

UNIVERZITET U BEOGRADU

FIZIČKI FAKULTET

Nikola V. Ivanović

**PROUČAVANJE OBLIKA SPEKTRALNIH
LINIJA Ne I I Ne II U PRIKATODNOJ
OBLASTI ABNORMALNOG TINJAVOG
PRAŽNENJA**

doktorska disertacija

Beograd, 2018

UNIVERSITY OF BELGRADE

FACULTY OF PHYSICS

Nikola V. Ivanović

**THE STUDY OF Ne I AND Ne II
SPECTRAL LINE SHAPES IN CATHODE
SHEATH REGION OF AN ABNORMAL
GLOW DISCHARGE**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2018

Mentor:

dr Nikola Šišović, docent

Univerzitet u Beogradu, Fizički fakultet

Članovi komisije:

dr Nikola Šišović, docent

Univerzitet u Beogradu, Fizički fakultet

dr Đorđe Spasojević, vanredni profesor

Univerzitet u Beogradu, Fizički fakultet

dr Nikola Konjević, profesor emeritus

Univerzitet u Beogradu, Fizički fakultet

dr Ivan Videnović, viši naučni saradnik

Univerzitet u Beogradu, Fizički fakultet

dr Stevica Đurović, redovni profesor

Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-matematički fakultet, Departman za fiziku

Datum odbrane:

Zahvalnica

Ova doktorska disertacija je urađena na Fizičkom fakultetu Univerziteta u Beogradu u Laboratoriji za spektroskopiju električnih gasnih pražnjenja u okviru projekta „Spektroskopska dijagnostika niskotemperaturne plazme i gasnih pražnjenja: oblici spektralnih linija i interakcija sa površinama“ ev. br. 171014, koji je finansiran od strane Ministarstva prosvete, nauke i tehnološkog razvoja Republike Srbije.

Iskrenu zahvalnost izražavam doc. dr Nikoli Šišoviću, rukovodiocu rada, kao i prof. dr Đorđu Spasojeviću i prof. emeritusu Nikoli Konjeviću, na predloženoj temi, nesebičnoj pomoći, podršci i na svemu što sam od njih tokom proteklih godina naučio.

Posebno se zahvaljujem kolegama prof. dr Gordani Majstorović, dr Jovici Jovoviću i Milici Vasiljević na pomoći pri realizaciji eksperimenta i analizi dobijenih eksperimentalnih rezultata.

Želim da se zahvalim i kolegi Milošu Skočiću koje me je savetovao pri upisu doktorskih studija i odabiru uže naučne oblasti, kao i kolegama sa “Katedre za matematiku i fiziku“ i “Instituta za poljoprivrednu tehniku“, Poljoprivrednog fakulteta Univerziteta u Beogradu.

Najveću zahvalnost dugujem svojim sinovima Nemanji i Stefanu, supruzi Jeleni, bratu Mirku, majci Biljani i ocu Veselinu koji su me uvek podržavali i bili uz mene u momentima kada mi je bilo najteže. Njima od sveg srca posvećujem ovu doktorsku disertaciju.

PROUČAVANJE OBLIKA SPEKTRALNIH LINIJA Ne I I Ne II U PRIKATODNOJ OBLASTI ABNORMALNOG TINJAVOG PRAŽNENJA

Rezime

Prikatodna oblast predstavlja najvažniji deo tinjavih pražnjenja (TP), jer se u njoj javljaju različiti procesi relevantni kako za rad tako i za primenu tinjavih pražnjenja. Jedan od najvažnijih parametara prikatodne oblasti je raspodela jačine električnog polja E , koja je od presudnog značaja za ubrzanje naelektrisanih čestica, njihove putanje, kinetičke energije i sudare sa drugim česticama, kao i raspršivanje materijala katode. Svi ovi procesi su značajni za rad TP i njegove primene u oblasti spektroskopske analize, depozicije tankih slojeva, kao i dubinskog profiliranja i nagrizanja katodnog materijala plazmom. Prema tome, potpuno je jasna potreba za neperturbujućim tehnikama za merenje raspodele električnog polja E u uzanoj prikatodnoj oblasti.

U okviru ove doktorske disertacije je za mapiranje jačine električnog polja E u prikatodnoj oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja korišćena jednostavna tehnika zasnovana na standardnoj optičkoj emisionoj spektroskopiji (OES) i tipičnoj laboratorijskoj opremi. Ovo je u suštini dobro poznata Lo Surdo tehnika koja se koristi za proučavanje Štarkovog efekta, ali uz upotrebu savremenog CCD detektora.

Profili pet spektralnih linija atoma neona (Ne I 503,775 nm; 508,038 nm; 511,367 nm; 534,109 nm; i 588,190 nm) i dve spektralne linije argona (Ar I 518,775 nm i 522,127 nm) su posmatrani i sa strane (*engl.* side-on) i s kraja (*engl.* end-on) izvora Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja u neonu i argonu. Spektri snimljeni sa strane pokazali su da dolazi do pomeranja spektralnih linija, a ponekad i do istovremenog cepanja i pomeranja spektralnih linija u prikatodnoj oblasti tinjavog pražnjenja. Rezultati izmerenih pomeraja spektralnih linija su zajedno sa dostupnim podacima o DC Štarkovom efektu upotrebljeni za procenu raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti tinjavog pražnjenja. Profili spektralnih linija snimljeni sa kraja pražnjenja pokazali su do 30% veću širinu od profila spektralnih linija emitovanih iz oblasti negativnog svetljenja koji su snimljeni sa strane pražnjenja. Ovi profili predstavljaju superpoziciju profila iz prikatodne oblasti pod uticajem makroskopskog električnog polja i profila iz oblasti negativnog svetljenja. Osim toga, uočeno je

postojanje talasaste strukture na dalekim krilima spektralnih linija atoma radnog gasa u smeru Štarkovih pomeraja. Svi primećeni fenomeni koji se odnose na oblike spektralnih linija snimljenih sa kraja pražnjenja kvalitativno su povezani sa Štarkovim efektom makropolja u prikatodnoj oblasti i širenjem usled mikropolja plazme u oblasti negativnog svetljenja.

Za sedam spektralnih linija atoma neona (Ne I 503,135 nm; 507,421 nm; 511,367 nm; 515,196 nm; 515,443 nm; 520,390 nm; i 520,886 nm) u vidljivoj oblasti spektra proučavani su Štarkovi pomeraji u prikatodnoj oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja u gasnoj mešavini neona sa malim dodatkom vodonika. Vrednost jačine električnog polja (do 13,4 kV cm⁻¹) u prikatodnoj oblasti je merena posmatranjem π -polarizovanog profila spektralne linije vodonika H α korišćenjem tehnike Štarkove polarizacione spektroskopije. U ovom opsegu jačine električnog polja, spektralne linije atoma neona Ne I ispoljavaju kvadratični Štarkov efekat. Određene su vrednosti koeficijenata koji korelišu Štarkov pomeraj i jačinu električnog polja, što omogućava njihovo buduće korišćenje za merenja nepoznatih vrednosti jačine električnog polja. Treba naglasiti da je, prema našim saznanjima, do sada izvršena analiza Štarkovog efekta samo za spektralnu liniju atoma neona Ne I 511,367 nm.

Tokom spektroskopskog posmatranja prikatodne oblasti Grimovog pražnjenja sa strane uočeno je i postojanje anomalno proširenih profila spektralnih linija jedanput jonizovanog atoma neona (Ne II 369,421 nm; 370,962 nm; 371,308 nm; i 372,711 nm). Razmatrani su mogući mehanizmi širenja spektralnih linija i pokazano je da u formiranju ukupnog oblika profila jonskih linija učestvuju najmanje dve grupe ekscitovanih jona neona sa značajno različitim energijama.

Ključne reči: Optička emisiona spektroskopija, Grimovo abnormalno tinjavo pražnjenje, Prikatodna oblast, Oblast negativnog svetljenja, Štarkov efekat makropolja i mikropolja, Oblici spektralnih linija, Merenje Štarkovih pomeraja, Određivanje raspodele električnog polja.

Naučna oblast: Fizika

Uža naučna oblast: Fizika jonizovanog gasa i plazme

UDK broj: 533.9 (043)

THE STUDY OF Ne I AND Ne II SPECTRAL LINE SHAPES IN CATHODE SHEATH REGION OF AN ABNORMAL GLOW DISCHARGE

Abstract

The cathode sheath (CS) region is the most important part of an abnormal glow discharge (GD), where various processes relevant for the operation and application occur. One of the most important parameters of CS is the distribution of electric field strength E , which is of crucial importance for charged particles acceleration, their trajectories, kinetic energies and collisions with other particles and cathode sputtering. All these processes are relevant for the operation of GD as well as for numerous applications in the field of spectroscopic analysis, plasma etching, thin film deposition and depth profiling of cathode material. Thus, the importance of non-perturbing technique for E distribution measurement in a tiny CS region was recognized long time ago.

Within this doctoral dissertation, a simple technique based on standard optical emission spectroscopy (OES) and typical laboratory equipment has been used for E mapping in CS region of an abnormal glow discharge. This is in its essence, well known Lo Surdo technique used for studies of Stark effect, but employed with modern CCD detector.

The profiles of five neutral neon lines (Ne I 503.775 nm; 508.038 nm; 511.367 nm; 534.109 nm; and 588.190 nm) and two neutral argon lines (Ar I 518.775 nm and 522.127 nm) were observed both side-on and end-on to an abnormal Grimm glow discharge operating in neon and argon. The side-on spectra showed a spectral line shift and sometimes a simultaneous shift and split in the cathode sheath region of the glow discharge. The results of the measured line shift with the available data for the DC Stark effect were used to estimate the electric field strength in the cathode sheath region of the glow discharge. The end-on recorded line profiles showed up to 30% larger half-widths than the side-on recorded line profiles from the negative glow. This effect is a result of the superposition of line emission in the cathode fall region under the influence of the DC Stark effect on the line profile from the

negative glow. In addition, wavy features at the far wing in the direction of DC Stark shift were detected. All observed phenomena related to end-on line shapes in Grimm discharge were related quantitatively to the DC Stark effect in the cathode sheath region and plasma line broadening in the negative glow region.

For seven visible neon atom lines Ne I (503.135nm; 507.421 nm; 511.367 nm; 515.196 nm; 515.443 nm; 520.390 nm; and 520.886 nm), we have experimentally and theoretically studied the DC Stark shift in the cathode sheath region of an abnormal glow discharge operated in neon with a small admixture of hydrogen. The electric field (up to 13.4 kV cm⁻¹) in the cathode sheath region is measured from the π -polarized profile of the H $_{\alpha}$ line of hydrogen using the Stark polarization spectroscopy technique. Within the realized range of the electric field, the Ne I lines exhibit a quadratic Stark effect. The values of coefficients, correlating Stark shift and electric field strength, were determined, enabling their future use for unknown electric field strength measurements. Among the studied lines, so far only the Stark effect analysis of the Ne I 511.367 nm.

During the spectroscopic observation of cathode sheath region of the Grimm type discharge, the anomalous profiles of singly ionized neon spectral lines (Ne II 369.421 nm; 370.962 nm; 371.308 nm; and 372.711 nm) have been detected. Possible spectral line broadening mechanisms have been discussed and it has been shown that at least two groups of excited ions of neon with significantly different energies participate in the formation of the overall profile of singly ionized neon lines.

Keywords: Optical emission spectroscopy, Abnormal glow discharge of the Grimm type, Cathode sheath region, Negative glow region, Macrofield and microfield Stark effect, Spectral line shape, Stark shift measurements, Determination of electric field distribution.

Scientific field: Physics

Field of scientific specialization: Physics of ionized gases and plasma

UDC number: 533.9 (043)

Sadržaj

Uvod	1
1. Osnovni pojmovi	4
1.1. Jonizovani gas	4
1.2. Električno pražnjenje u gasu	5
1.3. Samostalno pražnjenje.....	7
1.4. Osnovne karakteristike tinjavih pražnjenja	7
2. Pregled istraživanja prikatodne oblasti i oblasti negativnog svjetljenja kod Grimovog pražnjenja.....	12
2.1. Prikatodna oblast	12
2.1.1. Pregled teorijskih proučavanja prikatodne oblasti.....	13
2.1.1.1. Teorijski osnovi iterativnog kinetičkog modela (IKM).....	16
2.1.2. Pregled eksperimentalnih metoda merenja jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti gasnog pražnjenja	27
2.2. Oblast negativnog svjetljenja.....	30
2.2.1. Kratak pregled teorijskog proučavanja oblasti negativnog svjetljenja	30
2.2.2. Prikaz eksperimentalnih istraživanja oblasti negativnog svjetljenja	31
3. Proučavanje mehanizama širenja i pomeranja spektralnih linija u gasnom pražnjenju	33
3.1. Štarkov efekat makropolja.....	33
3.1.1. Teorijski osnovi merenja jačine električnog polja korišćenjem spektralne linije vodonika H_{α}	34
3.1.2. Teorijski osnovi merenja Štarkovih pomeraja i jačine električnog polja iz oblika i pomeraja spektralnih linija Ar I.....	39
3.1.3. Teorijski osnovi merenja Štarkovih pomeraja i jačine električnog polja iz oblika i pomeraja spektralnih linija Ne I	42
3.2. Štarkov efekat mikropolja	45
3.2.1. Teorijski osnovi određivanja parametara Štarkovog širenja spektralnih linija argona i neona u oblasti negativnog svjetljenja	46
3.3. Ostali mehanizmi širenja spektralnih linija.....	48
3.3.1. Prirodno širenje	49
3.3.2. Instrumentalno širenje	49
3.3.3. Doplerovo širenje	50

3.3.4. Širenje usled pritiska	50
3.3.5. Samoapsorpcija.....	51
4. Opis eksperimenta	54
4.1. Izvor Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja	54
4.2. Modifikovani izvor Grimovog pražnjenja.....	55
4.3. Postavka eksperimenta	57
4.4. Posmatranje oblika spektralnih linija	58
5. Rezultati.....	61
5.1. Štarkov efekat makropolja spektralnih linija Ar I.....	61
5.2. Štarkov efekat makropolja spektralnih linija Ne I.....	67
5.3. Štarkov efekat mikropolja spektralnih linija Ar I i Ne I.....	74
5.3.1. Uticaj plazme na širenje spektralnih linija Ar I i Ne I.....	74
5.4. Mogućnosti primene oblika spektalnih linija Ne I za dijagnostiku prikatodne oblasti Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja	83
5.4.1 Modelna funkcija za fitovanje vodonikove spektralne linije H_{α}	85
5.4.2. Primena oblika spektralne linije Ne I 511,367 nm za merenje Štarkovog pomeraja	91
5.4.3. Primena oblika spektralnih linija Ne I za merenje Štarkovih pomeraja	93
5.5. Proučavanje oblika spektralnih linija Ne II u prikatodnoj oblasti Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja	102
5.5.1. Istorijski osvrt istraživanja spektralnih linija Ne II	107
5.5.2 Teorijska razmatranja porekla anomalno proširenih oblika jonskih linija Ne II u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a	109
5.5.3. Numeričko modeliranje anomalno proširenih oblika jonskih linija Ne II u prikatodnoj oblasti Grimovog pražnjenja	114
Zaključak	124
Literatura	128
Biografija autora.....	135

Uvod

U ovoj doktorskoj disertaciji izloženi su rezultati sistematskih istraživanja oblika spektralnih linija neutralnog atoma neona (Ne I), argona (Ar I), H_{α} linije Balmerove serije atoma vodonika i jednostruko jonizovanog atoma neona (Ne II) u prikatodnoj oblasti Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja [1,2], sa ciljem da se razvije nova spektroskopska metoda za merenje raspodele jačine električnog polja. Sva istraživanja su izvršena u Laboratoriji za spektroskopiju električnih gasnih pražnjenja, Fizičkog fakulteta, Univerziteta u Beogradu.

Tinjava pražnjenja (TP) imaju široku primenu, pored ostalog, i u analitičkoj spektroskopiji [3,4] gde se često koriste kao standardni izvori pobude kod komercijalnih instrumenata za kvalitativnu i kvantitativnu spektralnu analizu. Izvori TP se obično prave po ugledu na originalni Grimov dizajn [1] koji se pobuđuje jednosmernom strujom (DC), a danas se sve češće koristi i impulsna i radiofrekventna (RF) pobuda. U ovim istraživanjima korišćen je modifikovani Grimov izvor pražnjenja po uzoru na uređaj koji su koristili Ferreira i saradnici [2], a kasnije Kuraica i saradnici [5-7]. Zbog geometrije elektroda koje ograničavaju pražnjenje na unutrašnjost cilindrične anode, ovaj izvor spada u grupu otežanih tinjavih pražnjenja. Kod ove vrste pražnjenja se smanjenjem rastojanja između elektroda, ili snižavanjem pritiska, smanjuje efikasnost jonizacije pri sudarima elektrona sa atomima/molekulima gasa. Za održavanje pražnjenja neophodan je visok napon između elektroda i na taj način se ulazi u režim abnormalnog tinjavog pražnjenja (ATP) kod kojeg nema uslova za formiranje pozitivnog stuba, a jasno se uočavaju samo prikatodna oblast i oblast negativnog svetljenja (NS).

Zbog sve šire primene kvalitativne i kvantitativne analize i metalnih i nemetalnih uzoraka metodom optičke emisije spektroskopije (OES), javila se potreba za pouzdanom katalogizacijom talasnih dužina spektralnih linija argona i neona koji se najviše koriste kao radni gasovi. U okviru projekta GLADNET (FP6, Marie Curie, #03459) započeta su merenja talasnih dužina i intenziteta spektralnih linija iz Grimovog pražnjenja radi poređenja sa odgovarajućim podacima dobijenih iz drugih izvora zračenja [8]. Za ova merenja korišćeno je nekoliko instrumenata. Jedan od njih je FT (Fourier Transform) spektrometar koji ima veliku spektralnu rezoluciju i svetlosnu moć. Kao izvor pražnjenja korišćen je komercijalni izvor Grimovog tipa sa argonom ili

neonom kao radnim gasom. Sva posmatranja pražnjenja su vršena duž pravca normale na površinu katode. Uočeno je da neke spektralne linije Ar I i Ne I imaju spektralnu širinu 4 do 5 puta veću od instrumentalne poluširine. Pored širenja ovih linija detektovan je i crveni pomeraj [9].

Merenjima u našoj laboratoriji, potvrđeno je postojanje neuobičajeno proširenih spektralnih linija argona i neona koje su primećene u komercijalnim izvorima pražnjenja koji su korišćeni za katalogizaciju spektralnih linija i za spektrohemijsku analizu metalnih uzoraka. Zadatak ove doktorske disertacije bio je da eksperimentalno i teorijski objasni detektovanu pojavu širenja i pomeranja spektralnih linija atoma neona i argona u Grimovom pražnjenju. U toku rada na realizaciji pomenutog zadatka izvršeno je i spektroskopsko posmatranje više spektralnih linija jona neona Ne II kod kojih su uočeni anomalno prošireni profili od posebnog interesa za istraživanje elementarnih procesa u prikatodnoj oblasti ATP.

Pošto je Laboratorija za spektroskopiju električnih gasnih pražnjenja, Fizičkog fakulteta, Univerziteta u Beogradu posedovala neophodnu osnovnu opremu potrebnu za realizaciju predloženog zadatka pristupilo se eksperimentalnim merenjima, obradi rezultata i njihovoj teorijskoj analizi. Kao rezultat ovog rada publikovana su tri rada [10-12] u eminentnim međunarodnim časopisima, a detalji eksperimenta i svi rezultati i diskusije su sumirani u materijalu ove doktorske disertacije.

Tekst doktorske disertacije je podeljen u pet poglavlja. U prvom poglavlju, dato je objašnjenje osnovnih fizičkih procesa u vezi sa gasnim pražnjenjima. Drugo poglavlje je posvećeno procesima u prikatodnoj oblasti i oblasti negativnog svetljenja abnormalno tinjavog pražnjenja. Nakon detaljnog pregleda metoda i rezultata ranijih teorijskih i eksperimentalnih istraživanja ove dve oblasti pražnjenja, u trećem poglavlju ukazano je na mehanizme koji dovode do širenja i pomeranja spektralnih linija atoma vodonika, argona i neona. U ovom poglavlju date su i osnove merenja raspodele jačine električnog polja pomoću merenja Štarkovih pomeraja spektralnih linija atoma neona Ne I i argona Ar I u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a.

Modifikovani Grimov izvor pražnjenja i postavka eksperimenta su prikazani u četvrtom poglavlju. U petom poglavlju detaljno su razmatrani i diskutovani rezultati spektroskopskog posmatranja oblika spektralnih linija vodonika, argona i neona. U potpoglavlju 5.1 prikazan je uticaj Štarkovog efekta makropolja na spektralne linije

Ar I, dok je Štarkov efekat makropolja na linije Ne I razmatran u potpoglavlju 5.2. Osim Štarkovog efekta makropolja, proučavan je i Štarkov efekat mikropolja linija Ar I i Ne I u oblasti negativnog svetljenja, što je prikazano u potpoglavlju 5.3. U potpoglavlju 5.4 razmatrane su mogućnosti primene oblika spektralnih linija Ne I za spektroskopsku dijagnostiku prikatodne oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja. U završnom potpoglavlju 5.5 objašnjeno je poreklo oblika anomalno proširenih jonskih linija Ne II u prikatodnoj oblasti. U zaključku su prikazani osnovni naučni doprinosi doktorske disertacije. Nakon zaključka, redom su dati: korišćena literatura, biografija autora, Izjava o autorstvu, Izjava o istovetnosti štampane i elektronske verzije doktorskog rada i Izjava o korišćenju.

1. Osnovni pojmovi

1.1. Jonizovani gas

Gasovi pod normalnim uslovima sadrže veoma mali broj naelektrisanih čestica, te su stoga dobri izolatori. Naelektrisane čestice uglavnom nastaju usled dejstva ultraljubičastog sunčevog zračenja, kosmičkog zračenja i radioaktivnog zračenja okoline, kao i usled sudara između dovoljno brzih molekula gasa. Broj naelektrisanih čestica je znatno manji od broja neutralnih čestica gasa. Naravno, proces nastanka naelektrisanih čestica uvek prati i obrnut proces njihovog nestajanja, tako da se u stanju dinamičke ravnoteže u gasu može govoriti o ravnotežnim koncentracijama pozitivno naelektrisanih, negativno naelektrisanih i neutralnih čestica. U gasovima naelektrisane čestice su elektroni, pozitivni joni i negativni joni. Joni mogu biti kako atomski, tako i molekulski. Jonizovani gas (plazma), pored neutralnih čestica (atoma, molekula koji se mogu nalaziti kako u svojim osnovnim tako i u pobuđenim stanjima), za razliku od gasa sadrži, u većoj meri, i slobodne elektrone kao i pozitivno i negativno naelektrisane jone. Tako da su specifičnosti jonizovanog gasa kao stanja materije uslovljene postojanjem u njoj naelektrisanih čestica i njima pridruženih lokalnih (ali i ukupnih) električnih i magnetnih svojstava i polja.

Sve čestice gasa, bilo neutralne ili naelektrisane, međusobno interaguju. U opštem slučaju, interakcije se dele na binarne (dvojne) i kolektivne interakcije. Binarne interakcije zapravo predstavljaju elastične i neelastične sudare dve čestice i dominantne su na malim međusobnim rastojanjima. S druge strane, kolektivna interakcija podrazumeva da svaka naelektrisana čestica, posredstvom elektromagnetnog polja koje potiče od svih naelektrisanih čestica u gasu, istovremeno interaguje sa svim ostalim naelektrisanim česticama. Ako je u sistemu koji se sastoji od naelektrisanih ili delom neutralnih i delom naelektrisanih čestica kolektivna interakcija glavni tip interakcije, tj. ako je znatno dominantnija od binarne, takav sistem se zove plazma. Ako je u pitanju jonizovani gas, onda je to gasna plazma. Zbog specifičnosti elektromagnetne interakcije, pre svega zbog dugog dometa električnih sila, kolektivna interakcija postaje dominantna i pri relativno malim koncentracijama naelektrisanih čestica. Zato se termini jonizovani gas i gasna plazma najčešće koriste kao sinonimi, mada, u opštem slučaju,

jonizovani gas ne mora biti u stanju plazme. Potpuna definicija plazme zahteva još neke dodatne uslove o kojima ovde neće biti reči.

Ako su temperature svih vrsta čestica međusobno jednake i ako ne postoje gradijenti temperatura i koncentracija, plazma je termodinamički ravnotežna. Kada su temperature jednake, ali postoje gradijenti temperatura, plazma je izotermna, a ako su temperature pojedinih vrsta čestica različite čak i u istoj tački, plazma je neizotermna. U zavisnosti od reda veličine temperatura pojedinih komponenti plazme, razlikujemo niskotemperaturne i visokotemperaturne plazme. Kod prvih temperatura ne prelazi 10^5 K (pražnjenja u gasovima, jonosfera, munja...), dok je kod drugih ova veća od 10^6 K (zvezde, fuziona plazma...).

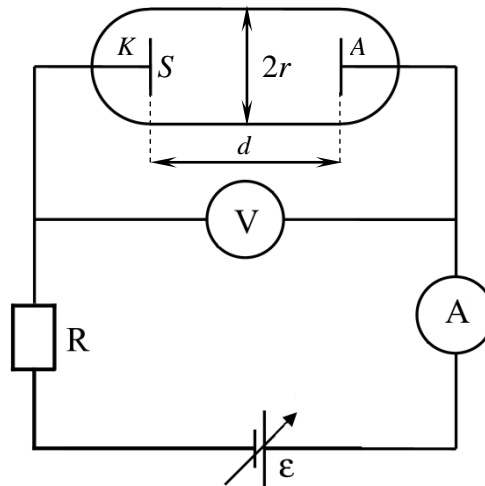
Za nastanak naelektrisanih čestica najodgovorniji su neelastični sudari između neutralnih atoma i molekula, elektrona, jona i fotona. Ovi sudari se nazivaju opštim imenom elementarni procesi. Najvažniji procesi su ekscitacija, jonizacija i rekombinacija, zahvat elektrona, izmena naelektrisanja, kao i interakcija čestica jonizovanog gasa sa elektrodama, ukoliko se gas nalazi u cevi u kojoj su dve elektrode – katoda K , spojena za negativni pol i anoda A , spojena za pozitivni pol izvora električne struje, kao na slici 1.1.

1.2. Električno pražnjenje u gasu

Električno pražnjenje u gasu je pojava pri kojoj materija u gasovitom agregatnom stanju, pod određenim uslovima, postaje provodnik električne struje. Da bi struja mogla da teče, neophodno je da u gasu postoji dovoljan broj naelektrisanih čestica, odnosno da gas bude u dovoljnoj meri jonizovan, kao i da se jonizovani gas nalazi u spoljašnjem električnom polju. Spoljašnje polje daje usmerenu komponentu brzine naelektrisanim česticama (pozitivnim jonima u smeru polja, a elektronima i negativnim jonima u suprotnom smeru), koja je neophodna da bi se u gasu desio transport naelektrisanja koji prati to usmereno kretanje, što po definiciji predstavlja električnu struju.

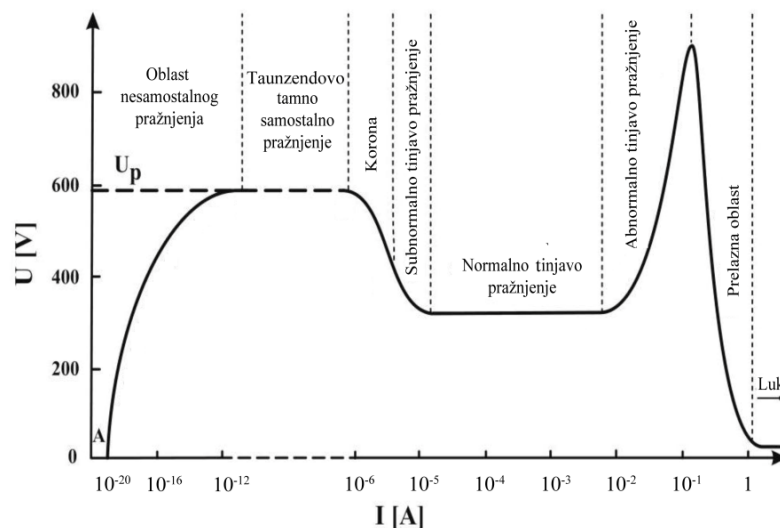
Neka se gas na sniženom pritisku nalazi u cilindričnoj staklenoj cevi poluprečnika r koja je deo električnog kola jednosmerne struje (slika 1.1). Neka je površina svake elektrode S , a rastojanje između elektroda d . Vrednost jednosmernog napona se reguliše potencijetrom.

Kada se između elektroda uspostavi razlika potencijala (napon), u prostoru između njih postoji električno polje srednje jačine $E=U/d$ usmereno od anode ka katodi.



Slika 1.1. Električno kolo koje služi sa određivanje naponsko-strujne karakteristike električnog pražnjenja u gasu.

Osnovna karakteristika električnog pražnjenja u gasu je zavisnost jačine struje koja prolazi kroz gas od napona između elektroda, tzv. naponsko-strujna karakteristika koja je prikazana na slici 1.2 [13]. Na naponsko-strujnoj karakteristici se jasno može uočiti postojanje više oblasti koje karakterišu različite tipove električnog pražnjenja u gasu.



Slika 1.2. Naponsko-strujna karakteristika gasnog pražnjenja.

Za vrednosti napona $U \leq U_p$ pražnjenje u gasu je nesamostalno. To znači da je tok električne struje moguć samo ako na gas deluje neki spoljašnji jonizator

(npr. ultraljubičasto ili meko rendgensko zračenje, radioaktivno zračenje, kosmičko zračenje) čije uklanjanje dovodi do prekida proticanja struje kroz gas. Napon $U=U_P$ na kome se dešava prelaz iz nesamostalnog u samostalno pražnjenje se zove napon proboja, a sam prelaz proboj u gasu. Proboj je praćen svetljenjem gasa u cevi, zbog čega se ovaj napon zove i napon paljenja. U samostalnom pražnjenju električna struja teče kroz gas i bez dejstva spoljašnjeg jonizatora, jer se dovoljna koncentracija jona generiše u sudarnim procesima između čestica sistema. U spektru zračenja emitovanog iz gasa zapažaju se spektralne linije atoma u neutralnom ili jonizovanom stanju, kao i linije atoma elemenata sa elektroda i iz zidova cevi za pražnjenje. Vidi se i kontinualni spektar koji potiče od procesa rekombinacije.

1.3. Samostalno pražnjenje

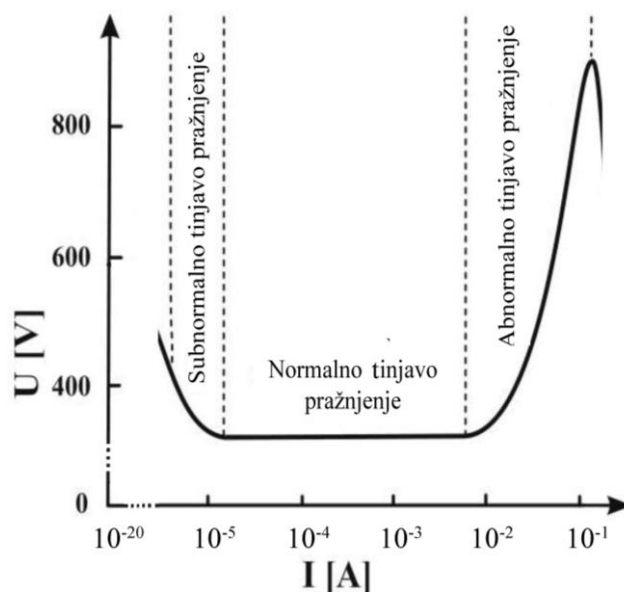
Posle proboja, napon između elektroda se znatno smanjuje, a dalji tok naponsko-strujne karakteristike jako zavisi od uslova pod kojima se uspostavlja samostalno pražnjenje gasa. Osnovni tipovi električnog pražnjenja u homogenom električnom polju između elektroda su *tinjavo pražnjenje*, *lučno pražnjenje* i *varnično pražnjenje*. Postoje i pražnjenja u nestacionarnim električnim poljima, ali ovde o njima neće dalje biti reči, jer je predmet istraživanja u ovoj disertaciji (abnormalno) tinjavo pražnjenje. Prema tome, u sledećem potpoglavlju biće prikazane osnovne karakteristike tinjavog pražnjenja.

1.4. Osnovne karakteristike tinjavih pražnjenja

Tinjavo pražnjenje se uspostavlja pri vrednostima pritiska jonizovanog gasa od 10 Pa do 1000 Pa i velikim vrednostima otpora spoljašnjeg dela strujnog kola. Od presudnog značaja za tinjavo pražnjenje su: *α -procesi* (jonizacija elektronskim udarom) i *β -procesi* (fotojonizacija fotonima iz rekombinacionog kontinuuma, jonizacija u sudaru metastabilnih atoma, jonizacija jonskim udarom...). Sa povećanjem napona, emisija elektrona zahvata sve veći deo površine katode i jačina struje se menja srazmerno sa porastom površine. Nakon proboja i uspostavljanja samostalnog pražnjenja napon naglo opada pri porastu jačine električne struje (slika 1.3). Ovo je subnormalno tinjavo pražnjenje. Daljim povećanjem jačine struje pražnjenja, subnormalno prelazi u normalno tinjavo pražnjenje, koje karakteriše konstantna vrednost napona pri porastu

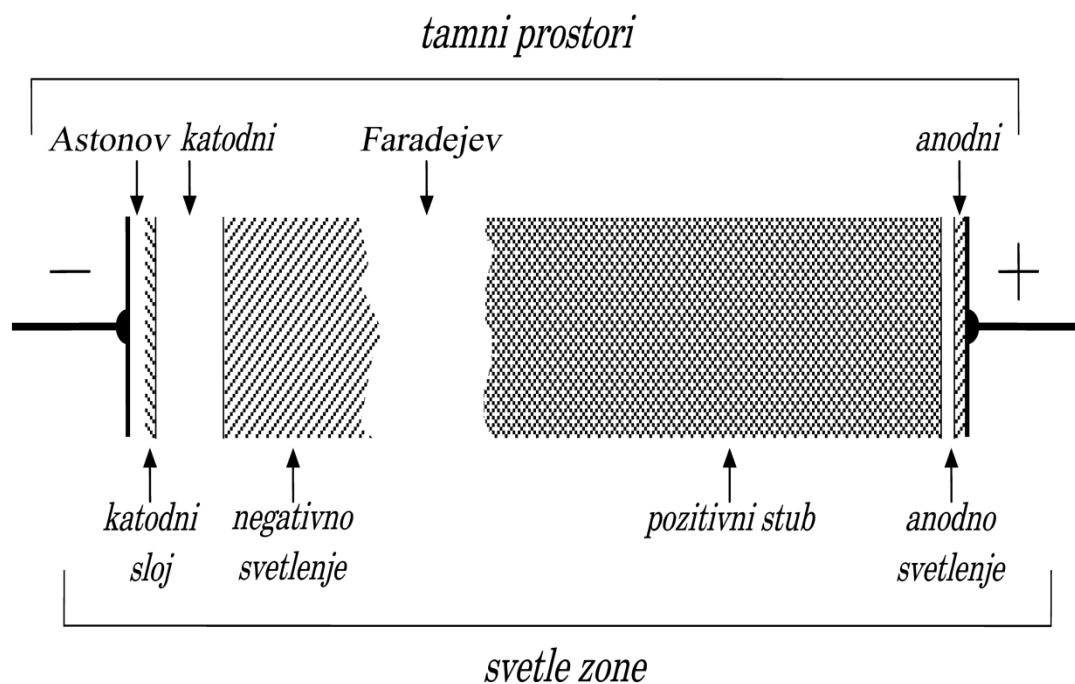
jačine struje, čiji red veličine ovde iznosi od 10^{-5} A do 10^{-2} A. Pri daljem porastu jačine struje napon počinje brzo da raste i normalno tinjavo pražnjenje prelazi u *abnormalno tinjavo pražnjenje*.

Pri tinjavom pražnjenju se u okolini katode i anode obrazuje nekoliko naizmeničnih svetlih i tamnih zona jonizovanog (inertnog) gasa, pa gas izgleda kao da tinja, otud i naziv ovoj vrsti pražnjenja (slika 1.4) [14].



Slika 1.3. Deo naponsko-strujne karakteristike za tinjava pražnjenja.

U smeru od katode ka anodi, prvo se nalazi Astonov tamni prostor, vidljiv uglavnom u inertnim gasovima. U ovoj oblasti elektroni emitovani sa katode nemaju dovoljno energije ni za ekscitaciju atoma gasa. Sledeća oblast je katodno tinjanje, gde elektroni već steknu dovoljno energije da izvrše ekscitaciju atoma gasa koji prilikom deekscitacije emituju zračenje koje se opaža kao tinjanje. Dalje se nailazi na Kruksov tamni prostor, gde se, usled dovoljne energije elektrona, događa multiplikacija elektrona α -procesima. Sledi oblast negativnog svetljenja u kojoj se dešava intenzivna ekscitacija atoma gasa. Ovde se u najvećem broju stvaraju joni koji dovode do sekundarne elektronske emisije sa katode. Na kraju se nalazi Faradejev tamni prostor, gde je ekscitacija zanemarljiva, a kretanje elektrona se iz usmerenog transformiše u haotično.

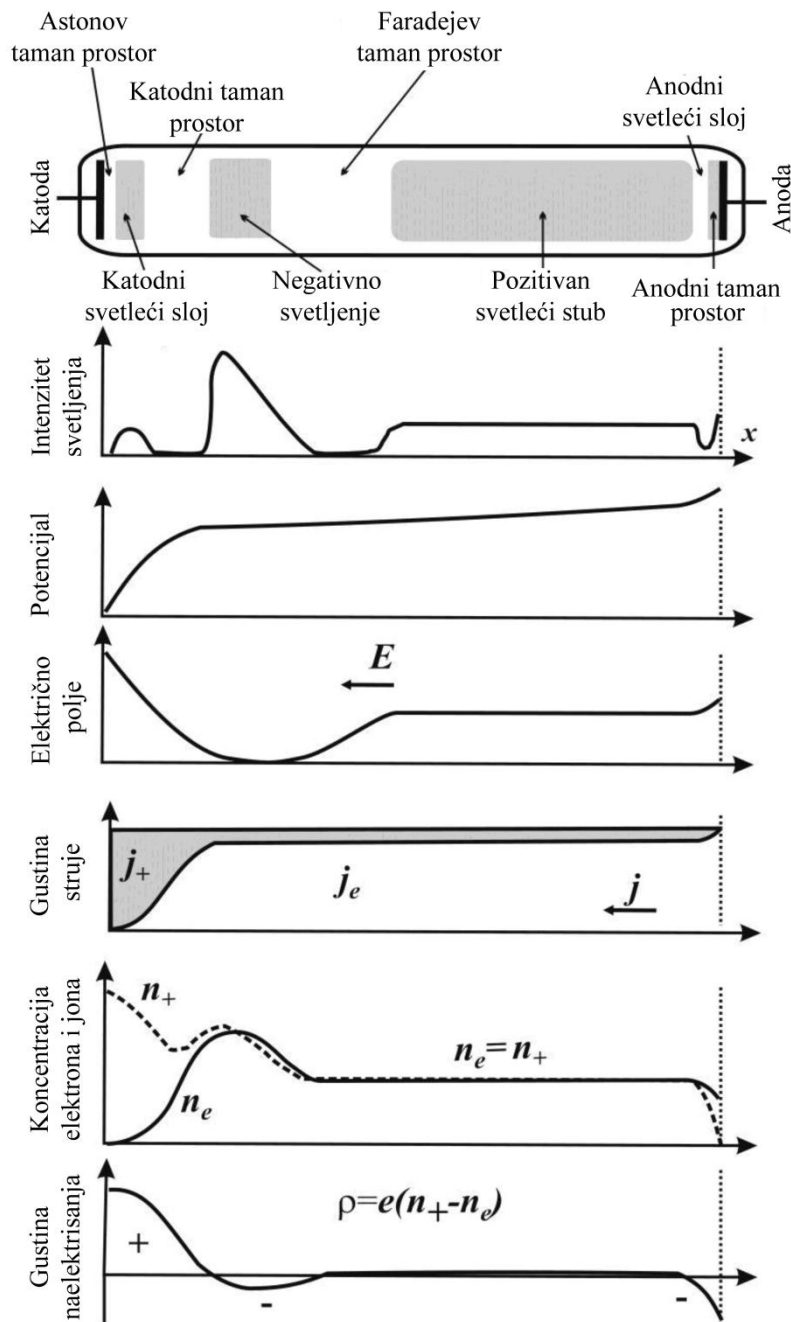


Slika 1.4. Raspored svetlih i tamnih oblasti tinjavog pražnjenja [14].

S druge strane, idući od anode ka katodi, prvo se nalazi anodni tamni prostor pa zatim oblast anodnog svetljenja. U tamnom prostoru elektroni su privučeni, a joni odbijeni od anode i ekscitacija je zanemarljiva, ali je već u oblasti svetljenja energija čestica dovoljna da dođe do ekscitacije. Između Faradejevog tamnog prostora i anodnog tinjanja je prostor koji zauzima najveću zapreminu gasa u cevi za pražnjenje i naziva se pozitivni stub. U pozitivnom stubu termalna brzina elektrona je veća od brzine drifta i dovoljno je velika da elektroni mogu da vrše ekscitaciju i jonizaciju. U ovoj oblasti zapreminske gustine negativnog i pozitivnog naelektrisanja su jednake i jonizovani gas je u stanju plazme. Elektroni su glavni nosioci struje i brže od jona difunduju ka zidovima cevi, što uzrokuje pojavu radijalnog električnog polja.

Na slici 1.5 su pored tamnih i svetlih zona grafički prikazane i prostorne raspodele parametara tinjavih pražnjenja: intenziteta svetljenja, potencijala, jačine električnog polja, gustine struje i zapreminske raspodele naelektrisanja od rastojanja između elektroda. U prikatodnoj oblasti, dolazi do naglog porasta električnog potencijala, odnosno smanjenja napona (tzv. katodni pad potencijala). Jačina električnog polja, idući od katode, opada do približno nulte vrednosti na granici oblasti negativnog svetljenja. U blizini anode i potencijal i jačina električnog polja rastu, a gustina naelektrisanja je

neravnomerna i negativna. U pozitivnom stubu vrednost potencijala lagano raste, električno polje je praktično konstantno, a zapreminska gustina naelektrisanja jednaka je nuli. U eksperimentima se zapravo dobija samo zavisnost $U(x)$ napona od rastojanja između elektroda, a ostale zavisnosti se dobijaju teorijski (projekcija jačine električnog polja je $E(x) = -dU/dx$, a gustina naelektrisanja je $\rho(x) = -\epsilon_0(d^2U/dx^2)$).



Slika 1.5. Tamne i svetle zone i prostorne raspodele bitnih parametara pri tinjavom pražnjenju [15,16].

Osnovni jonizacioni proces u pozitivnom stubu je jonizacija elektronskim udarom, a rekombinacija je radijativna. Fotoni emitovani pri rekombinaciji imaju dovoljno energije da izvrše fotojonizaciju, mada je veća verovatnoća da će napustiti gas kao rekombinaciono zračenje. Bitna karakteristika plazme pozitivnog stuba je njena neizotermnost, jer je elektronska temperatura znatno veća od jonske, usled velike razlike u masi elektrona i jona, koja elektronima obezbeđuje efikasnije primanje energije od spoljašnjeg električnog polja, kao i usled slabog prenosa energije sa elektrona na jone, baš zbog razlike u masi, ali i zbog relativno malobrojnih sudara između elektrona i jona.

U ovoj doktorskoj disertaciji od posebnog značaja će biti proučavanje intenziteta svetljenja i raspodele električnog polja u prikatodnoj oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja. Grimovo abnormalno tinjavo pražnjenje, koje je neposredni predmet istraživanja, spada u grupu otežanih (*engl.* obstructed) tinjavih pražnjenja, kod kojih se, bilo smanjenjem rastojanja između elektroda, bilo snižavanjem pritiska, smanjuje efikasnost jonizacije u sudarima elektrona sa atomima/molekulima gasa. Za održavanje pražnjenja neophodni su velike vrednosti napona između elektroda, čime se ulazi u režim abnormalnog tinjavog pražnjenja (slika 1.3). U otežanim tinjavim pražnjenjima nema uslova za formiranje pozitivnog stuba. Na ovom mestu treba istaći da se u Grimovom abnormalnom tinjavom pražnjenju jasno uočavaju samo prikatodna oblast i oblast negativnog svetljenja.

2. Pregled istraživanja prikatodne oblasti i oblasti negativnog svetljenja kod Grimovog pražnjenja

U prethodnom poglavlju je dat opis karakterističnih oblasti gasnih pražnjenja, a u ovom poglavlju će biti dat pregled teorijskih i eksperimentalnih proučavanja najvažnijih oblasti Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja: prikatodne oblasti i oblasti negativnog svetljenja.

2.1. Prikatodna oblast

Prikatodna oblast predstavlja najvažniji deo tinjavih pražnjenja (TP), jer se u njoj javljaju različiti procesi relevantni kako za rad tako i za primenu tinjavih pražnjenja. U ovoj oblasti se teške naelektrisane čestice ubrzavaju i sudaraju sa drugim konstituentima, generišući naelektrisane i neutralne čestice u osnovnom ili ekscitovanom stanju pre sudara sa površinom katode. Broj čestičnih sudara zavisi od radnih uslova tinjavog pražnjenja (pritiska, gustine struje, sastava gasa itd.). Nakon bombardovanja površine katode brzim jonima, neutralima i fotonima javlja se sekundarna emisija elektrona. Ovi elektroni u prikatodnoj i oblasti negativnog svetljenja (NS) su najvažniji konstituenti za održavanje rada tinjavog pražnjenja. Pored elektrona, reflektovane brze neutralne čestice (proizvedene neutralizacijom ili neutralizacijom i fragmentacijom naelektrisanih čestica na katodi) takođe igraju važnu ulogu u održavanju rada tinjavog pražnjenja. Prema tome, ne može se preneglasiti značaj prikatodne oblasti za opisivanje ili modeliranje pojava i procesa u izvorima tinjavog pražnjenja.

Jedna od najvažnijih karakteristika prikatodne oblasti je raspodela jačine električnog polja E koje je od presudnog značaja za ubrzanje naelektrisanih čestica, njihove putanje, kinetičke energije i sudare sa drugim česticama, kao i raspršivanje materijala katode. Svi pomenuti procesi su značajni za rad TP i njegove primene u oblasti spektroskopske analize, depozicije tankih slojeva, kao i dubinskog profiliranja i nagrizanja katodnog materijala. Zato je potpuno jasna potreba za razvojem neperturbujućih dijagnostičkih metoda sa odgovarajućim teorijskim modelom za merenje raspodele električnog polja E u prikatodnoj oblasti tinjavog pražnjenja.

2.1.1. Pregled teorijskih proučavanja prikatodne oblasti

Osnove moderne teorije prikatodne oblasti su postavljene u radu Litla i fon Engela [17]. Autori polaze od pretpostavke da jačina električnog polja u prikatodnoj oblasti opada linearno sa povećanjem rastojanja od katode i smatraju da je to veoma dobro ustanovljena eksperimentalna činjenica potvrđena u do tada svim relevantnim eksperimentima. Raspodela jačina električnog polja u prikatodnoj oblasti data je izrazom:

$$E(x) = E_0 \left(1 - \frac{x}{d_k}\right), \quad (2.1)$$

gde je: E_0 – jačina električnog polja uz samu površinu katode, x – rastojanje od katode, i d_k – dužina prikatodne oblasti.

U radu [17] je jasno istaknuta činjenica da se za objašnjenje mehanizma gubitka energije jona u prikatodnoj oblasti mora odustati od dotadašnjeg shvatanja da je jedini način za gubitak energije neelastični sudar jona i neutrala, već da se mora uzeti u obzir mehanizam simetrične izmene naelektrisanja. Ovaj proces je, u stvari, interakcija između jona koji je pri ubrzavanju u električnom polju stekao usmerenu brzinu (energiju) i neutralne čestice iste vrste, pri kojoj dolazi do prelaska elektrona sa neutralne čestice na jon. Posle izmene naelektrisanja, do tada jon, a sada brzi neutral, nastavlja po inerciji da se kreće u pravcu polja, a novonastali spori pozitivni jon (sa brzinom koja odgovara energiji termalnog kretanja) počinje da se ubrzava u pravcu polja. U srednjem, ovaj mehanizam je ekvivalentan iskazu da pozitivni joni gube svu svoju kinetičku energiju pri sudarima sa izmenom naelektrisanja i nastavljaju da se dalje kreću ka katodi startujući od nulte energije. Zbog toga, svaki jon koji stigne na katodu može imati samo onu energiju koju je stekao pri svom kretanju duž poslednjeg srednjeg slobodnog puta nakon sudara sa izmenom naelektrisanja. Obrnuti procesi pri kojima može da dođe do jonizacije brzih neutrala su u ovom razmatranju zanemareni.

Sve kasnije teorije zasnivaju se na modelu prikatodne oblasti koji su dali Litl i fon Engel [17] i samo eksplicitno elaboriraju pretpostavke koje su autori, eksplicitno ili implicitno ugradili u svoj model.

Na primer, model koji su predložili Dejvis i Vanderslajs (DV) [18] ukazuje da su dominantni procesi koji određuju energijsku raspodelu jona na površini katode zapravo

procesu izmene naelektrisanja između jona ubrzanih električnim poljem u prikatodnoj oblasti i termalizovanih atoma ili molekula gasa:



Opravdanje za ovu pretpostavku, Davis i Vanderslajs nalaze u proračunima Litla i fon Engela [17], po kojima su jedini sudari između jona i molekula koji dovode do promene usmerene komponente brzine jona - oni sudari u kojima dolazi do izmene naelektrisanja. Sa eksperimentalnog stanovišta, potvrdu za svoju pretpostavku o ključnoj ulozi procesa izmene naelektrisanja, Dejvis i Vanderslajs nalaze u merenjima Badareua i saradnika [19,20]. Usvojivši stanovište o dominantnoj ulozi procesa izmene naelektrisanja i prihvatajući indirektne dokaze iz [21] o poreklu jona u prikatodnoj oblasti, autori smatraju da se jačina električnog polja u prikatodnoj oblasti može opisati približno linearnom funkcijom rastojanja x od katode kao:

$$E_x = E(x) = 2 \frac{U_L}{L} \left(1 - \frac{x}{L}\right), \quad (2.3)$$

gde je: U_L – potencijal na ivici prikatodne oblasti dužine L i približno je jednak ukupnom naponu između elektroda. Za razliku od Litla i fon Engla, u modelu Dejvisa i Vanderslajsa samo se preciznije određuje mesto poslednjeg sudara jona sa sporim neutralom uz izmenu naelektrisanja.

Osamdesetih godina prošlog veka, Ričards [22] je predložio proširenje modela Dejvisa i Vanderslajsa, uzimajući u obzir različite raspodele potencijala u prikatodnoj oblasti pražnjenja. Ako se električni potencijal u opštem slučaju predstavi stepenom funkcijom rastojanja od katode x :

$$U_x = U_L \left[1 - \left(1 - \frac{x}{L}\right)^m \right],$$

onda se na osnovu izraza za jačinu električnog polja:

$$E_x = m \frac{U_L}{L} \left(1 - \frac{x}{L}\right), \quad (2.4)$$

mogu razlikovati sledeći slučajevi: (i) za $m = 2$ se dobija uobičajena aproksimacija linearnog električnog polja, korišćena u DV modelu; (ii) za $m = 4/3$ model uzima u obzir prisustvo pozitivnog prostornog naelektrisanja u blizini katode; i (iii) za $m = 3/2$ uzet je u obzir uticaj pokretljivosti jona.

U kratki prikaz opštih teorijskih proučavanja prikatodne oblasti TP treba svakako uključiti i model prikatodne oblasti zasnovan na rešavanju jednodimenzionalne Bolcmanove jednačine, koji je razvio Vronski [23]. Prednost ovog modela ogleda se u činjenici da omogućava povezivanje makroskopskih parametara pražnjenja, pritiska p , ukupnog potencijala u prikatodnoj oblasti U_0 , dužine prikatodne oblasti d_k i jačine električnog polja na katodi E_0 , sa mikroskopskim parametrima pražnjenja, srednjim slobodnim putem λ i funkcijom raspodele jona po energijama, kako na svakoj poziciji u prikatodnoj oblasti tako i na samoj površini katode.

Na kraju, ali ne kao manje važno, treba naročito istaći jednostavan iterativni kinetički model (IKM) prikatodne oblasti tinjavih pražnjenja pogodan za spektroskopsku primenu koji su nedavno razvili Spasojević i saradnici [24-29]. Ovaj model uspešno je primenjen za procenu parametara prikatodne oblasti (raspodele jačine električnog polja, dužine prikatodne oblasti, temperature gasa) ne samo gasnog pražnjenja sa mikrošupljom katodom (*engl.* microhollow glow discharge, MHGD) [24-26] i visokonaponskog pražnjenja sa šupljom katodom [27], već i kod Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja [28,29], što je od posebne važnosti za proučavanja oblika spektralnih linija vodonika i inertnih gasova (argona i neona) koji su neposredan predmet istraživanja u ovoj doktorskoj disertaciji.

Dosadašnja proučavanja oblika spektralne linije H_β Balmerove serije atoma vodonika u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a [28,29] omogućila su ne samo precizno merenje raspodele električnog polja poboljšanjem metode Štarkove polarizacione spektroskopije, već i rigorozno testiranje iterativno kinetičkog modela. Kao ilustraciju izuzetno dobrog slaganja između rezultata eksperimenta i predviđanja IKM za raspodelu jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti videti sliku 4 u [29]. Ovaj efikasni jednodimenzionalni model razvijen je sa namerom da se koristi kao alat eksperimentatora, kojim se može brzo utvrditi zadovoljavajuća slika eksperimenta na jednostavniji način u poređenju sa drugim metodama kao na primer, Monte Karlo simulacije.

Teorijski osnovi iterativno kinetičkog modela su detaljno prikazani u odeljku 2.1.1.1.

2.1.1.1. Teorijski osnovi iterativnog kinetičkog modela (IKM)

U cilju dobijanja analitičkog izraza za raspodelu jačine električnog polja $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a u vodoniku, najpre je primenjena metoda fizičke kinetike na jonizovani gas, na osnovu koje je dobijen izraz za intenzitet elektronske i jonske gustine struje.

Polazni sistem kinetičkih jednačina ima oblik [30]:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{v} f_i + \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot \left(\frac{e\mathbf{E}}{m_i} f_i \right) = I_i. \quad (2.5)$$

Ovde je f_i funkcija raspodele jednostruko pozitivno naelektrisanog jona vodonika, pri čemu se indeks i odnosi na tip jona: $i = 1$ za H^+ jon, $i = 2$ za H_2^+ jon i $i = 3$ za H_3^+ . Ostalih vrsta jona ima zanemarljivo malo u odnosu na ove, tako da nisu uzimani u obzir pri proračunu. Veličina $\mathbf{F} = e\mathbf{E}$ je električna sila koja deluje na jon i -tog tipa, mase m_i i naelektrisanja $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C, dok je I_i odgovarajući kolizioni integral. Ovde je zanemaren uticaj magnetnog polja na naelektrisane čestice, smatrajući da je intenzitet odgovarajuće magnetne sile zanemarljivo mali u odnosu na intenzitet odgovarajuće električne sile, što je u ovakvim slučajevima vrlo validna aproksimacija. Takođe, zanemarena je i rezultujuća spoljašnja (neelektromagnetna) sila, jer je i njena vrednost zanemarljivo mala u odnosu na električnu silu. Integraleći jednačinu (2.5) po brzini \mathbf{v} , dobija se sledeći sistem jednačina:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (n_i \mathbf{v}_i) = \left(\frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_s, \quad (2.6)$$

gde su n_i i v_i koncentracija i srednja brzina jona i -tog tipa, dok član na desnoj strani jednačine predstavlja promenu koncentracije jona i -tog tipa zbog sudara između čestica u gasu, usled kojih upravo i dolazi do kreiranja ili anihiliranja jona i -tog tipa. Zbog pretpostavljene ravanske simetrije sistema za pražnjenje u prikatodnoj oblasti, veličine n_i , \mathbf{v}_i se menjaju samo duž aksijalne ose simetrije, normalne na površinu katode. Uzimajući ovu osu za z -osu koordinatnog sistema, usmerenu od anode ka katodi, sa kordinatnim početkom postavljenim na kraju prikatodne oblasti pražnjenja, vidi se da je z -koordinata površine katode z_g zapravo jednaka debljini prikatodne oblasti, dok je srednja brzina jona i -tog tipa $\mathbf{v}_i = v_i \mathbf{e}_z$, gde je \mathbf{e}_z ort z -ose. U najvećem broju slučajeva red veličine debljine prikatodne oblasti z_g je nekoliko milimetara.

Dalje, pretpostavlja se da je sistem u stacionarnom stanju. To znači da isti broj jona i -tog tipa u jedinici vremena prođe u suprotnim smerovima kroz jediničnu površinu normalnu na pravac njihovog kretanja. Zbog toga nema promene koncentracije u jedinici vremena, pa je onda $\frac{\partial n_i}{\partial t} = 0$, a usled simetrije sistema važi:

$$\frac{\partial}{\partial \vec{r}}(n_i \vec{v}_i) = \frac{\partial}{\partial z}(n_i v_i), \text{ te se za sistem jednačina (2.6) dobija:}$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(n_i v_i) = \left(\frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_s. \quad (2.7)$$

Množeći sistem jednačina sa naelektrisanjem jona e i sumirajući ih po svim tipovima jona i , dobija se sledeća jednačina:

$$\frac{\partial j_{jon}}{\partial z} = e \left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t} \right)_s. \quad (2.8)$$

u kojoj je $j_{jon} = \sum_i j_i = \sum_i e n_i v_i$ intenzitet ukupne gustine struje jona, dok je $n_{jon} = \sum_i n_i$

ukupna koncentracija posmatranih jona u gasu.

Član $\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t} \right)_s$ u jednačini (2.8) je od posebnog interesa. On opisuje ukupnu

promenu koncentracije jona u vremenu usled sudara, te će zbog toga biti detaljno analiziran. Jasno je da ovaj član potiče samo od takvih neelastičnih sudara u kojima se broj jona menja usled jonizacije ili rekombinacije pri sudarima između čestica gasa. Kako je prikatodna oblast abnormalnog tinjavog pražnjenja relativno slabo jonizovana, promena koncentracije jona usled rekombinacije se može u potpunosti zanemariti, jer je brzina promene koncentracije usled binarne rekombinacije srazmerna proizvodu koncentracija naelektrisanih čestica koje se sudaraju. Iz istog razloga se mogu zanemariti i svi jonizacioni procesi koji doprinose ovom članu, osim jonizacije pri sudarima sa molekulima vodonika H_2 . Takođe, u sudarima u kojima dolazi do izmene naelektrisanja između čestica, poput sledećih:



gde neutralni vodonikovi atomi mogu biti u pobuđenom stanju H^* , očigledno može doći do promene tipa jona, ali je ta promena takva da se ukupna koncentracija jona n_{jon} ne menja. Zato ovakav tip sudara ne daje doprinos razmatranom članu $\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s$ jednačine (2.8), ali ovakvi sudari značajno utiču na dinamiku sistema usled njihovog velikog efikasnog preseka.

Prvo će biti razmotrena jonizacija molekula H_2 usled sudara sa elektronima u gasu. Ovi molekuli su relativno spori u odnosu na ostale čestice u gasu, pa se za njihovu funkciju raspodele može uzeti $f_{H_2}(z, \vec{v}_{H_2}) \approx n_0 \delta(z, \vec{v}_{H_2})$, gde je n_0 koncentracija molekula H_2 , koja je reda veličine $(10^{22} - 10^{23})\text{m}^{-3}$, \vec{v}_{H_2} njihova brzina, a z ranije uvedena koordinata, dok je $\delta(z, \vec{v}_{H_2})$ Dirakova delta funkcija. Doprinos ovakvih sudara članu $\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s$ jednačine (2.8) glasi:

$$\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s^e = n_0 \int v \sigma_e(v) f_e(z, \vec{v}) d^3\vec{v}, \quad (2.12)$$

gde je $f_e(z, \vec{v})$ funkcija raspodele elektrona, a $\sigma_e(v)$ ukupni presek za jonizaciju H_2 molekula usled sudara sa elektronima. Ispostavlja se da se u relevantnim intervalima vrednosti odnosa E/n_0 intenziteta jačine električnog polja i koncentracije molekula ovaj presek vrlo slabo menja i da je reda veličine 10^{-19}m^2 , te se stoga može smatrati konstantnim, odnosno nezavisnim od intenziteta brzine elektrona v , tj. $\sigma_e(v) \approx \sigma_e$ [31] i [32]. Usled ovakvih redova veličina molekulske koncentracije i preseka za sudare molekula vodonika sa elektronima, može se pretpostaviti da je vrednost srednjeg slobodnog puta λ_e elektrona u gasu, koja je obrnuto srazmerna ovim veličinama:

$$\lambda_e = \frac{1}{n_0 \sigma_e}, \quad (2.13)$$

reda veličine 0,1 – 1 mm (zanemaren je brojni faktor reda veličine $\sqrt{2}$ u imeniocu). Zato je i srednji broj sudara u jedinici vremena po elektronu u prikatodnoj oblasti relativno mali. Zbog toga se može napraviti sledeća aproksimacija: $\int v f_e(z, \vec{v}) d^3\vec{v} \approx -\int v_z f_e(z, \vec{v}) d^3\vec{v} = n_e v_e$. Ovde je v_z projekcija brzine elektrona na z -osu

i važi $v_z < 0$, jer se elektroni, kao negativno naelektrisane čestice, kreću od katode ka anodi, dakle suprotno od smera z -ose, pa otud znak minus ispred integrala, dok je

$$n_e = n_e(z) = \int f_e(z, \vec{v}) d^3\vec{v} \quad \text{koncentracija elektrona, a} \quad v_e = v_e(z) = -\frac{1}{n_e} \int v_z f_e(z, \vec{v}) d^3\vec{v}$$

srednja vrednost brzine elektrona duž z -ose. Na osnovu ovoga se zaključuje da važi

$$\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t} \right)_s^e \approx \frac{n_0 \sigma_e j_e}{e}, \quad \text{gde je veličina } j_e = en_e v_e \text{ intenzitet gustine struje elektrona. I}$$

gustina struje jona j_{jon} i gustina struje elektrona j_e u prikatodnoj oblasti su funkcije z -koordinate i menjaju sa rastojanjem od katode, ali se menjaju tako da je ukupna vrednost gustine struje j_0 , koja je jednaka zbiru vrednosti gustina struja elektrona i jona, konstantna u prikatodnoj oblasti i upravo jednaka vrednosti gustine struje pražnjenja u gasu, jer je sistem u stacionarnom stanju:

$$j_0 = j_e + j_{jon} = const. \quad (2.14)$$

Uzevši u obzir prethodno dobijene izraze, može se konačno napisati doprinos jonizacije molekula H_2 usled sudara sa elektronima kao:

$$\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t} \right)_s^e \approx \frac{n_0 \sigma_e (j_0 - j_{jon})}{e}. \quad (2.15)$$

Molekuli vodonika H_2 mogu biti jonizovani i fotonima. Doprinos fotojonizacije razmatranom članu $\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t} \right)_s$ jednačine (2.8) biće označen sa $\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t} \right)_s^f$. Da bi fotoni uopšte jonizovali molekul H_2 , moraju imati energije veće od 15,4 eV jer je toliki prag jonizacije niskoenergijskih vibracionih stanja ovih molekula, koja su dominantna u posmatranim pražnjenjima. Odavde sledi da talasne dužine fotona koji mogu da izvrše fotojonizaciju moraju biti ispod 80,5 nm, [33]. Može se pretpostaviti da razmatrani član ima oblik:

$$\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t} \right)_s^f = n_0 n_f \sigma_f c, \quad (2.16)$$

gde su n_f i σ_f koncentracija fotona sposobnih za fotojonizaciju i srednji presek za fotojonizaciju molekula H_2 , dok je c intenzitet brzine svetlosti u vakuumu. Jonizujući fotoni nastaju deekscitacijom visokih Ridbergovih stanja molekula H_2 koja se

uglavnom popunjavaju sudarima sa elektronima, ali je broj molekula u ovim stanjima vrlo mali. Zato je proizvod $n_f c$ srazmeran proizvodu $n_e v_e$. Uvodeći veličinu σ_e^{Ry} , koja predstavlja presek za sudare elektrona sa molekulima H_2 iz kojih potiču jonizujućii fotoni i znajući da je red veličine vrednosti ovog preseka manji od 10^{-21}m^2 , kao i da manje od 1% od ukupnog broja molekula H_2 uopšte i emituje ovakve fotone [33], može

se proceniti da važi $n_0 n_f \sigma_f c < \frac{n_0 \sigma_e^{Ry} j_e}{e} = \frac{n_0 \sigma_e j_e}{e} \cdot \frac{\sigma_e^{Ry}}{\sigma_e}$. Kako je, na osnovu prethodno

rečenog, $\frac{\sigma_e^{Ry}}{\sigma_e} < 0,001$, vidi se da doprinos fotojonizacionog člana $\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s^f$ može biti

zanemaren:

$$\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s^f \ll \left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s^e. \quad (2.17)$$

Konačno, molekuli vodonika H_2 mogu biti jonizovani i pri sudarima sa teškim česticama u gasu, kao što su drugi atomi, molekuli ili joni. Ovaj doprinos članu

$\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s$ jednačine (2.8) će biti označen sa $\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s^t$. Znajući da je red veličine preseka

za jonizaciju molekula H_2 na ovaj način manji od 10^{-22}m^2 , odnosno bar 100 puta manji od preseka za jonizaciju pri sudarima sa elektronima, vidi se da se i ovaj član može zanemariti:

$$\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s^t \ll \left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s^e. \quad (2.18)$$

Tako se za promenu koncentracije jona usled sudara konačno dobija:

$$\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s = \left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s^e + \left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s^f + \left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s^t = \left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s^e, \quad (2.19)$$

što znači da je doprinos ovoj promeni koncentracije u ovom slučaju dominantno posledica jonizacije molekula H_2 pri sudarima sa elektronima. Odavde se može dobiti jednačina iz koje se određuje intenzitet gustine jonske struje pražnjenja. Kako je

$\left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s = \left(\frac{\partial n_{jon}}{\partial t}\right)_s^e = \frac{n_0 \sigma_e (j_0 - j_{jon})}{e}$ i kako za gustinu jonske struje važi jednačina

kontinuiteta $\frac{\partial \rho_{jon}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j}_{jon} = 0$, gde je $\rho_{jon} = en_{jon}$ zapreminska gustina naelektrisanja jednostruko pozitivnih jona u gasu, uzevši još u obzir simetriju i geometriju sistema korišćenog u ovom radu, odakle se divergencija gustine struje svodi na $\frac{dj_{jon}}{dz}$, tražena jednačina ima oblik:

$$\frac{dj_{jon}}{dz} + n_0 \sigma_e j_{jon} = n_0 \sigma_e j_0. \quad (2.20)$$

Analognim postupkom, znajući da je $j_{jon} = j_0 - j_e$, iz jednačine (2.20) dobija se i jednačina za određivanje intenziteta gustine elektronske struje:

$$\frac{dj_e}{dz} + n_0 \sigma_e j_e = 0. \quad (2.21)$$

Da bi se rešila ova diferencijalna jednačina, neophodno je znati granični uslov koji gustina elektronske struje pražnjenja mora da zadovoljava na površini katode, odnosno vrednost $j_e(z_g)$, jer, kao što je već napomenuto, i elektronska i jonska gustina struje zavise od z -koordinate. U tom cilju se definiše bezdimenzionalna veličina, [34]:

$$r = \frac{j_e(z_g)}{j_0}, \quad (2.22)$$

koja predstavlja odnos intenziteta gustina elektronske i ukupne struje pražnjenja na površini katode. Međutim, ovde se javlja problem – merenje ovako definisane veličine je izuzetno komplikovano, sa veoma velikim greškama i trenutno je van naših eksperimentalnih mogućnosti. S druge strane, za teorijsku procenu vrednosti ove veličine, treba znati od čega zavisi odnos ovih gustina struja. Najbitniji doprinosi vrednosti ove veličine daje sekundarna emisija elektrona iz katode, koji se može predstaviti kao $j_e(z_g) = \gamma j_{jon}(z_g)$, gde je $j_{jon}(z_g)$ intenzitet gustine jonske struje na površini katode, a γ koeficijent sekundarne elektronske emisije, odnosno srednji broj elektrona emitovanih po sudaru sa upadnim jonom na površinu katode. Ovaj koeficijent zavisi od vrste i energije upadnih jona, ali i od materijala od koga je napravljena katoda, kao i od stanja njene površine. Ostali doprinosi su mali i potiču od fotoelektričnog efekta, kao i od udara brzih atoma i ostalih težih čestica gasa u katodu. Izuzetno ih je

teško proceniti i teorijski i eksperimentalno, pa će u ovom radu kao male veličine biti zanemarene. Tako se dobija:

$$r \approx \frac{\gamma}{1 + \gamma}. \quad (2.23)$$

o čemu će još biti reči kasnije.

Jednačina (2.21) za gustinu elektronske struje razdvaja promenljive, tj. $\frac{dj_e}{j_e} = -n_0\sigma_e dz$, pa se nakon integracije dobija $j_e(z) = Ce^{-n_0\sigma_e z}$, pri čemu se integraciona konstanta C dobija iz graničnog uslova $j_e(z_g) = rj_0$, odnosno $C = rj_0 e^{n_0\sigma_e z_g}$, pa se za intenzitet gustine elektronske struje dobija:

$$j_e(z) = rj_0 e^{n_0\sigma_e(z_g - z)}, \quad (2.24)$$

a odatle i intenzitet gustine jonske struje:

$$j_{jon}(z) = j_0 \left(1 - r e^{n_0\sigma_e(z_g - z)}\right). \quad (2.25)$$

Da bi se odredio intenzitet jačine električnog polja E u prikatodnoj oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja u vodoniku, polazi se od Maksvelove jednačine tj. Gausove teoreme za električno polje, koja se u ovom slučaju može napisati kao:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (2.26)$$

gde su ρ zapreminska gustina neelektrisanja i $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m električna konstanta.

U prikatodnoj oblasti intenzitet jačine električnog polja je relativno veliki. Zbog toga su intenziteti brzina elektrona veliki, a posledica toga je da je koncentracija elektrona u ovoj oblasti jonizovanog gasa relativno mala. Dalje, zbog toga što je u prikatodnoj oblasti i koncentracija svih ostalih jona osim jednostruko pozitivno neelektrisanih mala, može se uzeti da se gustina naelektrisanja poklapa sa gustinom naelektrisanja upravo ovih jona, odnosno da je $\rho = en_{jon}$. Kako u ovom slučaju električno polje, zbog simetrije i geometrije, prostorno zavisi samo od z -koordinate, a zbog stacionarnosti stanja ne zavisi eksplicitno od vremena, to onda važi da je $\vec{E} = E(z)\vec{e}_z$. Na osnovu ovoga, jednačina (2.26) se svodi na:

$$\frac{dE(z)}{dz} = \frac{e}{\epsilon_0} n_{jon}. \quad (2.27)$$

U dovoljno jakim električnim poljima, kao što je ovde slučaj, doprinos difuzije jona njihovoj srednjoj brzini je zanemarljiv, dok se intenzitet njihove brzine drifta $v_i^{(d)}$ može predstaviti u sledećem obliku:

$$v_i^{(d)} = \eta_i \sqrt{E}, \quad (2.28)$$

gde je E intenzitet jačine električnog polja, dok veličina $\eta_i \equiv \frac{v_i^{(d)}}{\sqrt{E}}$ za sada u literaturi

nema neki poseban naziv. Kako je ova veličina očigledno u vezi sa pokretljivošću jona, biće joj dodeljen naziv *modifikovana pokretljivost jona*. Indeks i se, kao i ranije, odnosi na tip jona koji se razmatra. Dakle, za brzinu jona i -tog tipa biće uzeta brzina drifta:

$v_i = v_i^{(d)}$. Iz izraza za intenzitet gustine struje jona i -tog tipa $j_i = en_i v_i = en_i \eta_i \sqrt{E}$, gde je

n_i njihova koncentracija, dobija se $n_i \eta_i = \frac{j_i}{e\sqrt{E}}$. Sumirajući ovaj izraz po svim tipovima

jona, znajući da je $j_{jon} = \sum_i j_i$, dobija se $\sum_i n_i \eta_i = \frac{j_{jon}}{e\sqrt{E}}$. Na isti način na koji je

definisana brzina jona i -tog tipa, biće definisana i efektivna brzina svih ovih jona, tj, brzina usrednjena po tipovima jona:

$$v = \eta \sqrt{E}, \quad (2.29)$$

gde je η *efektivna modifikovana pokretljivost jona*. Kako se intenzitet gustine jonske struje može napisati i u obliku $j_{jon} = en_{jon} v$, gde je $n_{jon} = \sum_i n_i$ ukupna koncentracija

jona, za efektivnu modifikovanu pokretljivost jona se dobija izraz:

$$\eta \equiv \frac{\sum_i n_i \eta_i}{n_{jon}}, \quad (2.30)$$

odakle se za koncentraciju jona dobija sledeći izraz:

$$n_{jon} = \frac{j_{jon}}{e\eta\sqrt{E}}. \quad (2.31)$$

Kada se ova formula uvrsti u jednačinu (2.27), dobija se jednačina $\frac{\sqrt{E(z)}dE}{dz} = \frac{j_{jon}}{\epsilon_0\eta}$.

Ova jednačina se može svesti na oblik pogodniji za integraciju ako se uoči da važi

$\frac{dE^{\frac{3}{2}}}{dz} = \frac{3}{2} \frac{\sqrt{E} dE}{dz}$. Koristeći ovo, kao i izraz za jonsku gustinu struje, konačno se dobija

diferencijalna jednačina za određivanje vrednosti jačine električnog polja:

$$\frac{dE(z)^{\frac{3}{2}}}{dz} = \frac{3j_0}{2\varepsilon_0\eta} \left(1 - re^{n_0\sigma_e(z_g - z)}\right). \quad (2.32)$$

Da bi se rešila jednačina (2.32), opet se mora znati granični uslov. Znajući da je električno polje usmereno od anode ka katodi i da mu je vrednost jačine u prikatodnoj oblasti mnogo veća u odnosu na ostatak sistema, pri datoj geometriji može se smatrati da važi $E(z=0)=0$. Dalje, u jednačini (2.32), sve veličine osim z -koordinate su konstantne. To važi i za efektivnu modifikovanu pokretljivost jona η . Razdvajajući promenljive i integraleći jednačinu (2.32), dobija se

$$E^{\frac{3}{2}} = \frac{3j_0}{2\varepsilon_0\eta} z + \frac{3j_0}{2\varepsilon_0\eta n_0\sigma_e} re^{n_0\sigma_e(z_g - z)} + C.$$

Integraciona konstanta C se dobija iz graničnog uslova $E(z=0)=0$, odnosno $C = -\frac{3j_0}{2\varepsilon_0\eta n_0\sigma_e} re^{n_0\sigma_e z_g}$. Odavde se konačno dobija

zavisnost intenziteta jačine električnog polja od z -koordinate, odnosno tražena distribucija ove jačine:

$$E(z) = \left(\frac{3j_0}{2\varepsilon_0\eta} \left(z - re^{n_0\sigma_e z_g} \frac{1 - e^{-n_0\sigma_e z}}{n_0\sigma_e} \right) \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (2.33)$$

Dakle, uzimajući u obzir praktično sve fizičke procese u prikatodnoj oblasti Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja u vodoniku i zanemarujući doprinose svih procesa koji imaju mali uticaj na ono što je od interesa, dobijena je jedna prosta analitička formula kojom je opisana tražena distribucija jačine električnog polja. U njoj kao parametri figurišu intenzitet gustine struje pražnjenja j_0 , debljina prikatodne oblasti z_g , koncentracija molekula vodonika n_0 i presek za sudare elektrona sa molekulima vodonika σ_e .

Formulu (2.33) treba modifikovati da bi se prilagodila fitovanju eksperimentalnih podataka. Koristeći ranije uvedene veličine λ_e i r (srednji slobodni put molekula i odnos elektronske i ukupne gustine struje), i uvodeći sledeće veličine: rastojanje od katode $d = z_g - z$ i veličinu

$$k = \frac{j_0}{\eta}, \quad (2.34)$$

koja predstavlja odnos intenziteta ukupne gustine struje pražnjenja i efektivne modifikovane pokretljivosti jona, formula (2.33) se može napisati u sledećem obliku

$$E(d; z_g, \lambda_e, r, k) = \left\{ \frac{3k}{2\epsilon_0} \left[z_g - d - \lambda_e r \left(e^{z_g/\lambda_e} - e^{d/\lambda_e} \right) \right] \right\}^{2/3}. \quad (2.35)$$

Odavde se mogu naći neke karakteristične veličine pražnjenja. Za vrednost jačine električnog polja E_c na površini katode ($d = 0$) dobija se izraz:

$$E(0; z_g, \lambda_e, r, k) \equiv E_c = \left\{ \frac{3k}{2\epsilon_0} \left[z_g - d - \lambda_e r \left(e^{z_g/\lambda_e} - 1 \right) \right] \right\}^{2/3}, \quad (2.36)$$

odakle je srednja vrednost brzine jona na površini katode:

$$v_{jon} = \eta \sqrt{E_c}. \quad (2.37)$$

Može se naći i napon U_{CF} na prikatodnoj oblasti:

$$U_{CF} = \int_0^{z_g} E(z) dz. \quad (2.38)$$

U formulama (2.33) – (2.38) kao parametar figuriše vrednost gustine struje pražnjenja. Kako se u eksperimentu zapravo ne meri gustina, već jačina električne struje pražnjenja, a s obzirom na geometriju sistema, jasno je da je vrednost gustine struje pražnjenja na površini katode $j_0 = \frac{I_c}{S}$, gde je I_c jačina struje pražnjenja na površini katode, a

$S = \frac{\pi D^2}{4}$ površina katode prečnika D . Tako se dobija:

$$j_0 = \frac{4I_c}{\pi D^2}. \quad (2.39)$$

Iako ima veoma jednostavan oblik, teorijski dobijena formula (2.33), odnosno (2.35) za raspodelu jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti abnormalnog tinjavog Grimovog pražnjenja u vodoniku, dobro se slaže sa eksperimentalnim vrednostima jačine električnog polja i to u granicama procenjenih eksperimentalnih grešaka. Međutim, ovde treba napomenuti nekoliko stvari. Prvo, ako se prihvate dobijene vrednosti parametara najboljeg fita, vidi se da pri posmatranom pražnjenju i jačina električnog polja i gustina jonske struje nestaju na granici između prikatodne oblasti i

oblasti negativnog svjetljenja. Ovo je posledica relacije $r \approx e^{-z_g/\lambda_e}$ koja je zadovoljena u sva tri posmatrana režima pražnjenja za odgovarajuće vrednosti r , z_g i λ_e . Ako bi se, s druge strane, krenulo od graničnih uslova $j_{jon}(0) = 0$ i $E(0) = 0$ na granici između prikatodne i oblasti negativnog svjetljenja, onda važi $r = e^{-z_g/\lambda_e}$, te r više nije slobodni parametar fita, a vrednosti najboljeg fita ostalih parametara fita su nepromenjene. Dalje, još jedna posledica činjenice da je r slobodni parametar je činjenica da su njegove vrednosti najboljeg fita relativno velike. Stoga bi najbolje bilo odrediti r nezavisno, bilo eksperimentalnim, bilo teorijskim putem.

Velike vrednosti veličine $r = \frac{j_e(z_g)}{j_0}$ se mogu izbeći ako je odnos $\frac{j_{jon}(0)}{j_0} \gg 0$.

To bi se moglo dobiti fiksirajući parametar r , ali bi to dovelo do opadanja vrednosti najboljeg fita za srednji slobodni put elektrona, što bi dalo temeprature gasa znatno ispod sobnih.

Dalje, velika neodređenost parametra najboljeg fita za r , je uzrokovana time što je vrednost za r , dobijena u proceduri fitovanja, pod jakim uticajem repa distribucije jačine električnog polja u blizini granice prikatodne oblasti i oblasti negativnog svjetljenja, gde je vrednost jačine električnog polja mala. S druge strane, neodređenosti parametara λ_e i k su oko 5% za fiksiranu vrednost r , ali, kako su ove veličine jako korelisane sa r preko izraza za distribuciju jačine električnog polja, vidi se da su ove neodređenosti zapravo mnogo veće kada je r slobodni parametar u proceduri fitovanja.

Debljina prikatodnog sloja z_g je, kako je već pomenuto, veličina koja zavisi od primenjenog modela pri proučavanju pražnjenja. Ako se njena vrednost odredi ekstrapolacijom iz eksperimentalnih podataka za distribuciju jačine električnog polja u blizini granice prikatodne oblasti i oblasti negativnog svjetljenja, ona može biti znatno različita od pozicije gde je jačina električnog polja jednaka nuli. To govori da granica između prikatodne oblasti i oblasti negativnog svjetljenja nije jasno definisana.

Što se tiče neodređenosti veličina η i v_{jon} , odnosno efektivne modifikovane pokretljivosti jona i njihove srednje brzine na površini katode, i one su relativno velike. Kako je $\eta = \frac{j_0}{k}$, a j_0 je količnik jačine struje pražnjenja i površine katode, greška ove veličine može se smanjiti, zato što veličina j_0 može da bude i nešto manja od

izračunate, jer pri pražnjenju nije u potpunosti obuhvaćena površina katode. Ovde treba napomenuti i da dva proreza na suprotnim stranama anode u korišćenom sistemu za pražnjenje perturbuju spektroskopsko posmatranje. Pražnjenje se slabo širi izvan anode, i emituje spektralne linije van oblasti proučavanog električnog polja. Ovaj mali, ali neizbežni, doprinos proučavanim spektralnim linijama i njegov uticaj na određivanje jačine električnog polja je očekivan u ovom eksperimentu, posebno u delovima prikatodne oblasti u kojima je jačina električnog polja relativno mala.

Na kraju, treba naglasiti da su sva merenja jačine električnog polja vršena u veoma malom intervalu pritiska, između 2 mbar i 10 mbar, što je praktično ceo interval pritiska u kome se može pratiti distribucija jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti našeg tinjavog pražnjenja u vodoniku. Pri većim pritiscima, debljina prikatodnog sloja postaje toliko mala da je nemoguće vršiti neophodna merenja sa raspoložućom prostornom rezolucijom. S druge strane, pri manjim pritiscima, pražnjenje postaje nestabilno i dolazi do proboja između katode i anode.

2.1.2. Pregled eksperimentalnih metoda merenja jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti gasnog pražnjenja

Na samom početku treba skrenuti pažnju na činjenicu da pregled metoda za eksperimentalno određivanje raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti električnih gasnih pražnjenja ne treba shvatiti hronološki, jer su određene uglavnom električne merne metode korišćene paralelno sa metodama optičke emisije spektroskopije, što naročito važi za prvu polovinu dvadesetog veka.

Jedan od prvih načina za merenje jačine električnog polja u svakoj tački prikatodne oblasti gasnog pražnjenja bila je metoda skretanja elektronskog snopa. Ovu metodu je predložio Tompson [35], a prvi upotrebio Aston [36,37]. Skretanje snopa proporcionalno je jačini električnog polja, ali numeričke relacije se bolje izvode kalibracijom skretanja u poznatom uniformnom polju. Navedena metoda je dosta unapređena u pogledu osetljivosti i dizajna, naročito na mestima gde snop ulazi i napušta komoru za pražnjenje. Elektronski snop nosi veoma malu jačinu struje, koja ne remeti pražnjenje i može biti korišćen na veoma niskim pritiscima (tipično 1 mbar) za energiju snopa reda 100 eV. Nađeno je da je promena potencijala između elektroda linearna, a polje postaje jednako nuli na granici između prikatodne i oblasti negativnog

svetljenja. Integralna vrednost električnog polja do ove tačke daje vrednost katodnog pada U_c . Ova metoda je upotrebljiva za relativno jaka polja ($E > 30$ kV/cm).

Kada je reč o metodi kojom se meri vrednost jačine električnog polja E_c na površini katode svakako treba pomenuti pristup koji se bazira na delovanju mehaničke sile na elektrode, odnosno katodu. Ovaj pristup je dao dobre rezultate pri određivanju jačine električnog polja na površini katode za E_c u radu Braunbeka [38].

Ako se minimum prostornog potencijala u pražnjenju meri Langmuirovim sondama, razlika potencijala definiše se kao razlika potencijala sonde i potencijala katode. Jačina električnog polja može se izračunati prema formuli:

$$E = \frac{U_c}{\Delta x} \quad (2.40)$$

Ova metoda daje najbolje rezultate u oblasti gde su slaba električna polja. Nedostaci ove metode su ograničenja vezana za tačnost merenja pritiska i gustinu struje.

Određivanje raspodele jačine električnog polja u TP primenom metode merenja razlike potencijala između elektroda vrši se tako što se anoda pomera ka katodi dok se struja pražnjenja održava konstantnom [15]. Prvo se primećuje slabo linearno opadanje dok se anoda kreće kroz pozitivan stub. U Faradejevom tamnom prostoru javlja se nagli pad potencijala, što ukazuje na nestanak anodnog pada i podudara se sa vizuelnim iščezavanjem anodnog svetljenja. Dalje se jedva primećuju neke promene sve dok se ne dođe na ivicu prikatodne oblasti gde u kritičnoj tački potencijal počinje naglo da raste. Katodni pad potencijala U_c definiše se kao razlika potencijala između elektroda kada anodni pad u potpunosti nestane. Ova metoda može da se koristi i bez pokretne anode, kada se usled promene pritiska gasa pražnjenje širi od katode, dok se anoda ne stopi sa Faradejevim tamnim prostorom ili negativnim svetljenjem.

Definicija potencijala U_c , kao i raspodela jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti pražnjenja zavisi od metode merenja koja se koristi. Svaku metodu karakteriše određena merna nesigurnost, ali ona, prema tvrđenju autora, nije veća od nekoliko procenata. Takođe rezultati dobijeni različitim metodama su neretko međusobno saglasni, a veća odstupanja mogu se javiti zbog prisustva nečistoća u gasu i na površini katode.

Za razliku od električnih mernih metoda, merenja raspodele električnog polja tehnikom optičke emisije spektroskopije zasnivaju se na posmatranju promena oblika

spektralnih linija, koja se dešava usled Štarkovog efekta izazvanog električnim poljem. Zato je na ovom mestu neophodno jasno istaći razliku između Štarkovog širenja usled dejstva mikropolja naelektrisnih čestica u plazmi i Štarkovog pomeraja usled postojanja makroskopskog električnog polja u prikatodnoj oblasti. U prvom slučaju širenje se koristi za ispitivanje teorije Štarkovog efekta i/ili merenje koncentracije elektrona, dok se u drugom slučaju koristi za merenje jačine makroskopskog polja. U oba slučaja za proučavanje se koriste profili vodoničnih (mali zapreminski procenat vodonika dodaje se u dijagnostičke svrhe) i/ili nevodoničnih (inertni gasovi, do sada najčešće helijum) linija, što će se odraziti i na pregled postojećih metoda za merenja raspodele električnog polja tehnikom optičke emisije spektroskopije.

Iako poznat dugi niz godina, linearni Štarkov efekat je, u novije vreme, ponovo iskorišćen za merenje raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti u radu Barboa i Žoli [39]. Potom su, u kratkom vremenu, objavljeni rezultati još nekoliko istraživanja [40,41] u kojima je ovom metodom merena jačina električnog polje. U njima je zajedničko da su merenja vršena u pražnjenjima sa standardnom plan-paralelnom geometrijom u kojoj se, zanemarujući efekte krajeva elektroda, postiže zadovoljavajući stepen prostorne homogenosti električnog polja.

Značajan doprinos u istraživanjima u ovoj oblasti predstavljaju rezultati eksperimenata i teorijskih istraživanja na Fizičkom fakultetu Univerziteta u Beogradu pod rukovodstvom profesora Nikole Konjevića: (i) razvoj i unapređenje spektroskopske metode za merenje raspodele jačine električnog polja u Grimovom izvoru pražnjenja tehnikom merenja (separacije) spektralnog razmaka između maksimalnih vrednosti intenziteta zabranjene i dozvoljene komponente linija helijuma [6,7,42-44]; (ii) metoda za merenje raspodele električnog polja u prikatodnoj oblasti korišćenjem linija Balmerove serije H_{β} i H_{γ} [45]; i (iii) eksperimentalno proučavanje raspodele električnog polja u prikatodnoj oblasti izvora Grimovog pražnjenja i razvoj poboljšane metode Štarkove polarizacione spektroskopije za merenje Štarkovog cepanja/širenja vodonikove H_{β} linije [28].

Radi potpunosti ovog pregleda eksperimentalnih metoda za merenje raspodele jačine električnog polja treba ukazati na još dve sve češće korišćene tehnike: optogalvansku detekciju laserski ekscitovanih Ridbergovih stanja atoma helijuma [46,47]; i lasersku spektroskopiju visoke spektralne rezolucije [48-51].

2.2. Oblast negativnog svetljenja

Oblast negativnog svetljenja karakteriše makroskopska elektroneutralnost ($n_e \approx n_i$), dobro definisana raspodela energije koja može biti približna Maksvelovoj raspodeli, i odsustvo makroskopskog električnog polja. Ali, na svaki pojedinačni atom može delovati mikropolje okolnih naelektrisanih čestica u ovoj oblasti pražnjenja/plazmi. Ovo dejstvo dovodi do širenja i pomeranja spektralnih linija. Prema Štarkovoj teoriji širenja linija [52], oblici i pomeraji izolovanih linija prošireni usled dejstva plazme uglavnom su određeni sudarima elektrona sa atomom ili jonom koji zrači. Dodatno, manji doprinos kod neutralnih atoma ima i električno mikropolje kvazistacionarnih jona u plazmi.

Poznavanje podataka o Štarkovim pomerajima u oblasti negativnog svetljenja je od značaja kako za proveru teorije Štarkovog širenja, tako i za određivanje pouzdanih vrednosti pomeraja za spektralne linije od interesa. Pored testiranja teorije, Štarkovi pomeraji u plazmi su od značaja za dijagnostiku laboratorijskih i astrofizičkih plazmi, za korekciju Doplerovih pomeraja korišćenih za određivanje brzina zvezda itd.

Razlika između Štarkovog pomeraja u mikroskopskom i makroskopskom polju prikazana je u tabeli 2.1.

Tabela 2.1. Pregled dva efekta Štarkovog pomeranja [53].

Štarkov pomeraj	Štarkov pomeraj
Štarkova spektroskopija	Štarkova polarizaciona spektroskopija
Merenje koncentracije elektrona	Merenje električnog polja
Testiranje teorijskog modela	Istraživanje karakteristika pražnjenja

2.2.1. Kratak pregled teorijskog proučavanja oblasti negativnog svetljenja

U oblast negativnog svetljenja dospevaju elektroni, čija je energija u početku rasla duž prikatodne oblasti, a pri kraju iste energija počinje da im se smanjuje usled sudara sa konstituentima pražnjenja. Elektroni veliki deo energije gube pri ekscitaciji i jonizaciji gasa, a manje delove energije u ekscitacionim sudarima, tako da kada uđu u oblast Faradejevog tamnog prostora imaju energiju manju od 1 eV i tada mogu da pobude samo metastabilne atome. Prvi je ovu teoriju dao Rogovski [54], a usvojili su je Vizel,

Rompe i Šon [55]. Oni su oblast svjetljenja smatrali neutralnom plazmom kroz koju prolazi snop elektrona i izveli su osnovne jednačine:

- Elektronska struja:

$$j_e = j_1 + eD \frac{dN_e}{dx} + eN_e b_e F \quad (2.41)$$

- Jonska struja:

$$j_+ = -eD^+ \frac{dN^+}{dx} + eN^+ b^+ F \quad (2.42)$$

- Smanjenje i povećanje broja jona:

$$\frac{dj_+}{dx} = \alpha |j_e| + \beta |j_+| N_e - \varrho e N_e N^+ - \tau e N_e N_e^2 \quad (2.43)$$

Analogna je i jednačina za elektrone. Članovi predstavljaju jonizaciju brzim elektronima, sporim elektronima, rekombinaciju (član ϱ) i rekombinaciju sudarom tri čestice; j_1 je struja koja potiče od elektronskog snopa koji ulazi u oblast negativnog svjetljenja. Ove jednačine zajedno sa Poasonovom jednačinom mogu se rešiti metodom sukcesivnih aproksimacija. Granični uslov je proizvoljan i njega razmatra Selinger [56].

Urađena su i sondna merenja [57] radi provere ranijeg izračunavanja energije elektrona koji ulaze u oblast negativnog svjetljenja [58]. Pomenuta izračunavanja bazirana su na raspodeli polja u prikatodnom prostoru i dobijeno je da je predviđena energija elektrona manja od izmerene.

2.2.2. Prikaz eksperimentalnih istraživanja oblasti negativnog svjetljenja

Mehanizam održavanja pražnjenja kroz oblast negativnog svjetljenja opisan je u odeljku 1.4, a ovde će biti više reči o samim osobinama ove oblasti. Intenzitet svetlosti veoma brzo naraste od ivice prikatodne oblasti do maksimalne vrednosti u oblasti negativnog svjetljenja, a zatim počinje sporo da opada dok svjetljenje ne počne difuzno da se meša sa Faradejevim tamnim prostorom.

Najviše informacija koje imamo o ovoj oblasti dolazi iz merenja Langmirovim sondama. Sonde se ne mogu koristiti u blizini granice sa prikatodnom oblašću, jer su izložene brzom snopu elektrona koji dolaze sa katode. Ako se sonde koriste u blizini ove granice dobijaju se anomalne sondne krive povezane sa prisustvom pozitivnog prostornog naelektrisanja. Emeleus i Sloun su izvršili sondna merenja u oblasti negativnog svjetljenja i dali potpuniju sliku ove oblasti [59].

Polje u oblasti negativnog svetljenja je jednako nuli, ali u radu Emeleusa i Slouna [59] prijavljena su i slaba negativna polja, što je kasnije pripisano greškama u merenju. U pražnjenju su primećene tri različite grupe elektrona: primarni, sekundarni i „ultimativni“ [60]. Kasnija merenja u helijumu [61] potvrdila su postojanje i osobine ove tri grupe. Primarnim elektronima se nazivaju brzi elektroni koji ulaze u oblast negativnog svetljenja preko granice sa prikatodnom oblašću. Mnogi od ovih elektrona imaju energije mnogo veće od 25 eV. Ali u sredini oblasti svetljenja ovi elektroni gube deo svoje energije i njihova energija se kreće oko 7 eV, dok je energija „ultimativnih“ od 0,5 do 2 eV.

Pored primene metoda Langmirovih sondi za proučavanje oblasti negativnog svetljenja koriste se i spektroskopske metode. Najbliže katodi, u najsvetlijem delu oblasti negativnog svetljenja spektar se sastoji od linija ekscitovanih atoma i ekscitovanih jona. Oni nastaju simultanom ekscitacijom i jonizacijom brzim elektronima, koji dolaze iz prikatodne oblasti. Drujvestejn [62] je primetio da u se u neonu pojavljuju linije nastale ekscitacijom jona samo kada je eU_c veće od energije potrebne za ekscitaciju jona sudarom. Javlja se i mnogi drugi procesi. U spektru helijuma primećene su i trake He_2 . Ovo se dešava zbog sudara dva normalna i jednog metastabilnog atoma, a kao rezultat dobija se metastabilni molekul koji je pobuđen sporim elektronom. Ako dodamo azot, metastabilni atom biva uništen u sudaru sa N_2 , koji se disosuje i trake He_2 bivaju zamenjene linijama azota u spektru [63].

Fotometrijska merenja ukupne svetlosti iz oblasti negativnog svetljenja u neonu pokazuju da se većina ekscitacija događa zbog brzih elektrona, energije oko 25 eV, što je u skladu sa sondnim merenjima. Brauver i Vesthejver [64] merili su dužinu oblasti negativnog svetljenja u nekoliko različitih gasova za različite dužine prikatodne oblasti. Našli su da je jednaka dometu elektrona izmerenom u jonizacionoj komori. Dužina oblasti negativnog svetljenja raste sa porastom potencijala U_c i smanjenjem pritiska.

Ovde treba napomenuti da je u prethodnom podpoglavlju dat samo uopšteni pregled rezultata teorijskih i eksperimentalnih istraživanja, a da će potpuni prikaz teorije Štarkovog širenja i pomeraja spektralnih linija u oblasti negativnog svetljenja od značaja za rezultate istraživanja u ovoj doktorskoj disertaciji biti izloženi u potpoglavlju 3.2.

3. Proučavanje mehanizama širenja i pomeranja spektralnih linija u gasnom pražnjenju

U ovom poglavlju prikazani su mehanizmi koji dovode do širenja i pomeranja spektralnih linija i u prikatodnoj i u oblasti negativnog svetljenja abnormalno tinjavog pražnjenja. Osim Štarkovog efekta makropolja i Štarkovog efekta mikropolja, koji su pomenuti u prethodnom poglavlju, radi kompletnosti, biće razmatrani i ostali mehanizmi koji utiču na oblike spektralnih linija.

3.1. Štarkov efekat makropolja

Kao posledica Štarkovog efekta dolazi do cepanja i pomeranja atomskih/molekulskih energijskih nivoa, a samim tim i spektralnih linija u električnom polju. Efekat je pogodan za merenje jačine električnog polja posmatranjem oblika spektralnih linija atoma vodonika [28,45,65,66], ili cepanja i/ili pomeranja spektralnih linija atoma inertnih gasova u prikatodnoj oblasti gasnog pražnjenja [67-70]. Ovde treba napomenuti da će razmatranja u ovoj doktorskoj disertaciji biti ograničena na atome vodonika (H) i atome dva inertna gasa (neona i argona), tj. na cepanje i pomeranje spektralnih linija pomenutih atoma.

U najjednostavnijem slučaju cepanje $\Delta\lambda$ spektralne linije talasne dužine λ dato je kao:

$$\Delta\lambda \propto E \quad \text{ili} \quad \Delta\lambda \propto E^2 \quad (3.1)$$

Prvi slučaj opisuje linearni Štarkov efekat i javlja se kod linija vodonika i vodoniku sličnih jona, a pomeraj $\Delta\lambda$ spektralne linije talasne dužine λ je proporcionalan jačini električnog polja E . U ovom radu će biti reči i o Grimovom ATP-u u neonu sa dodatkom male količine vodonika, radi merenja pomeraja spektralnih linija i merenja raspodele jačine električnog polja. Za merenje jačine električnog polja, korišćena je Štarkova polarizaciona spektroskopija, metoda zasnovana na linearnom Štarkovom efektu koji se javlja kod atoma vodonika. Uopšteno govoreći, metoda podrazumeva određivanje rastojanja između talasnih dužina maksimuma komponenti spektralnih linija vodonika koje se cepaju u električnom polju i izračunavanju jačine polja na osnovu poznate konstante proporcionalnosti između vrednosti jačine polja i rastojanja između maksimuma izabrane spektralne linije vodonika. U odeljku 3.1.1 su

predstavljani teorijski osnovi (semiklasični pristup) merenja raspodele jačine električnog polja posmatranjem oblika vodonikove linije H_{α} .

Drugi slučaj u izrazu (3.1) opisuje kvadratični Štarkov efekat i javlja se kod svih nevodoničnih atomskih/molekulskih linija, a pomeraj $\Delta\lambda$ spektralne linije talasne dužine λ proporcionalan je kvadratu jačine električnog polja E^2 . Kao što je već napomenuto ovde će od posebnog značaja biti ponašanje spektralnih linija atoma neona Ne I, kao i atoma argona Ar I, kako u prikatodnoj oblasti tako i u oblasti negativnog svetljenja Grimovog ATP-a. Kada je reč o neonu i argonu kao radnom gasu, od posebnog značaja su radovi Vindholca [68] i Jegera i Vindholca [69], koji će biti polazna osnova za merenje Štarkovih pomeraja spektralnih linija neona i argona u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a (odeljak 3.1.2).

3.1.1. Teorijski osnovi merenja jačine električnog polja korišćenjem spektralne linije vodonika H_{α}

Pojavu cepanja energijskih nivoa atoma u električnom polju, pa time i složenu, višekomponentnu strukturu spektralnih linija, otkrio je nemački fizičar Johanes Štark 1913. godine [71]. Ovaj efekat, kasnije nazvan Štarkovim imenom, ostao je neobjašnjen do pojave Borove-Zomerfeldove teorije. U to vreme klasične predstave o strukturi atoma vodile su ka zaključku da se spektralne linije u spoljašnjem električnom polju mogu pomerati, ali ne i širiti. Borovo-Zomerfeldovo semiklasično objašnjenje Štarkovog efekta, pokazalo se dovoljno dobrim kada su u pitanju vodonik i njemu slični joni. Strožiji kvantnomehanički pristup, rešavanjem Šredingerove jednačine, doveli su do istih rezultata.

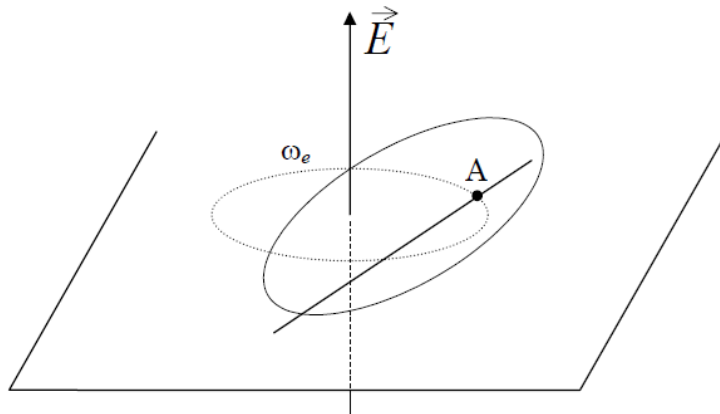
Prema Bor-Zomerfeldovoj teoriji, elektroni se u atomu kreću po eliptičnim orbitama oko jezgra. U takvom modelu, atom vodonika, koji se sastoji od jednog protona i jednog elektrona analogan je, vremenski usrednjenom električnom dipolu. Ako je spoljašnje polje usmereno duž z - ose, onda je u svakom trenutku, potencijalna energija elektrona u polju data sa $W = eEz$, gde je e – elementarno naelektrisanje, E – jačina električnog polja, a z - projekcija rastojanja između protona i elektrona na pravac spoljašnjeg polja. Usrednjeno po vremenu

$$\overline{W} = eE\overline{z} \quad (3.2)$$

Za eliptičnu orbitu koja ne leži u ravni normalnoj na pravac polja, veličina z je različita od nule i iznosi

$$\bar{z} = \frac{3}{2} ae \cos \phi \quad (3.3)$$

gde je a - velika poluosa orbite sa glavnim kvantnim brojem n , e - ekscentricitet, a ϕ - ugao između pravca velike poluose i pravca polja.



Slika 3.1. Ponašanje atoma u spoljašnjem električnom polju – semiklasična slika.

Veličina z određuje rastojanje tzv. „električnog težišta“ A, koje leži na velikoj poluosi, od protona (slika 3.1). Promena orbite u prisustvu spoljašnjeg električnog polja sastoji se u tome da se, u prvoj aproksimaciji, ne menja velika poluosa a , već samo električno težište A proizvodi, u ravni normalnoj na pravac polja, eliptične harmonijske oscilacije sa frekvencom:

$$\omega_e = \frac{3}{2} \frac{eE}{nh} a \quad (3.4)$$

gde je h - Plankova konstanta. Po Boru, ako oscilovanje ima čisto harmonijski karakter, energija oscilatora je data celobrojnim umnoškom $\omega_e h$:

$$\overline{\Delta W} = k \omega_e h \quad (3.5)$$

gde je k - novi kvantni broj. Iz (3.4) i (3.5), uvodeći Borov izraz za veliku poluosu

$$a = \frac{\hbar^2 n^2}{\mu_e e^2 Z}$$

dobija se:

$$\overline{\Delta W} = \frac{3}{2} \frac{\hbar^2}{\mu_e Z e} \quad (3.6)$$

gde je Z_e - naelektrisanje jezgra, μ_e - masa elektrona, a $\hbar = h / 2\pi$. Iz (3.6) se vidi da je $\Delta W \propto E$, tj. u prvoj aproksimaciji Štarkov efekat ima linearni karakter. Iz jednačina (3.2 - 3.5) dobija se da je

$$e \cos \phi = \frac{k}{n} \quad (3.7)$$

odakle se zaključuje da proizvod $e \cos \phi$ ostaje sve vreme konstantan. Kako je

$$|e \cos \phi| \leq 1, \quad \text{sledi} \quad k \leq n.$$

Međutim, pri $e = 1$, eliptična orbita degeneriše se u pravu koja prolazi kroz jezgro, što je mogućnost koju moramo odbaciti, tako da ostaje samo

$$|k| < n,$$

odnosno

$$k = -(n-1), -(n-2), \dots, 0, \dots, (n-2), (n-1).$$

Dakle, svaki energijski nivo sa glavnim kvantnim brojem n cepa se na $2n - 1$ ekvidistantnih podnivoa određenih kvantnim brojem k . Za prelaz između stanja sa glavnim kvantnim brojevima n_1 i n_2 , prelazi između podnivoa pomereni su u frekvenci od prvobitnog položaja linije za

$$\Delta \nu = \frac{1}{h} (\overline{\Delta W_2} - \overline{\Delta W_1}) = \frac{3\hbar}{4\pi\mu_e} (n_1 k_1 - n_2 k_2) \quad (3.8)$$

što u superpoziciji svih prelaza čini liniju proširenom. Ako se uvede term kao $t = 1/\lambda [cm^{-1}]$, zamene brojne vrednosti za μ_e , e i h , i jačina električnog polja izrazi u kV/cm, dobija se [67]:

$$\Delta \left(\frac{1}{\lambda} \right) = \Delta t = \frac{0,064}{Z} E (n_1 k_1 - n_2 k_2) \quad (3.9)$$

Za konkretan slučaj vodonika, za koji je $Z = 1$, uzimajući u obzir da je izraz $(n_1 k_1 - n_2 k_2)$ ceo broj, dobija se pomeranje Štarkovih komponenti od položaja neproširene linije jednako celobrojnom umnošku najmanjeg pomeraja:

$$\Delta t_0 = 0,0644 E [kV / cm], \quad (3.10)$$

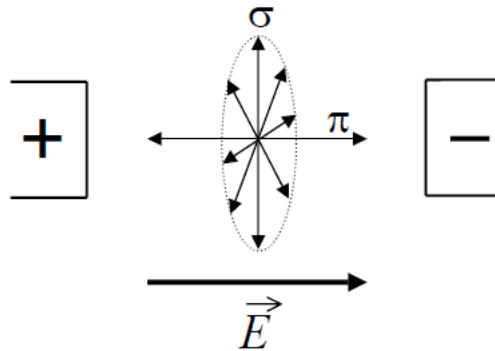
ili, prelaskom na talasne dužine linije H_α i koristeći vezu $\Delta \lambda_0 = \lambda_0 \Delta t_0 / t_0$:

$$\Delta \lambda_0 [nm] = 2,77 \cdot 10^{-3} E [kV / cm] - \text{za liniju } H_\alpha. \quad (3.11)$$

Mogući prelazi između podnivoa podležu sledećim pravilima promene magnetnog kvantnog broja m i polarizacije, određenim razlikom zbirova kvantnih brojeva n i k $[(n_1+k_1) - (n_2+k_2)]$, za dva podnivoa između kojih se događa prelaz:

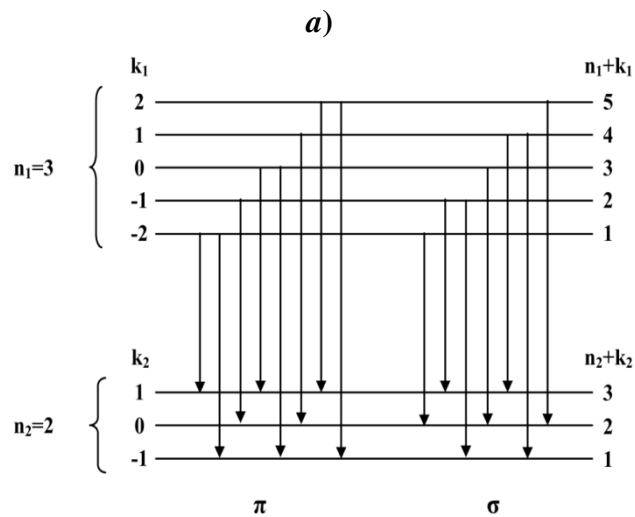
- ako je $\Delta(n + k)$ paran broj, $\Delta m = 0$, \Rightarrow ili tzv. π - komponenta,
- ako je $\Delta(n + k)$ neparan broj, $\Delta m = \pm 1$, \Rightarrow ili tzv. σ - komponenta.

Pod π - komponentom se podrazumeva komponenta sa linearnom polarizacijom u pravcu spoljašnjeg polja, a pod σ - komponentom kružno polarizovana komponenta u ravni normalnoj na pravac spoljašnjeg polja (shematski prikaz na slici 3.2). U okviru jednog prelaza $n_1 \rightarrow n_2$, sve komponente sa istom polarizacijom, superpozicijom daju odgovarajući, π ili σ polarizovani profil. Selekcija π ili σ profila, može se eksperimentalno izvršiti postavljanjem ose polarizatora paralelno ili normalno na pravac spoljašnjeg polja, kao na slici 3.2.



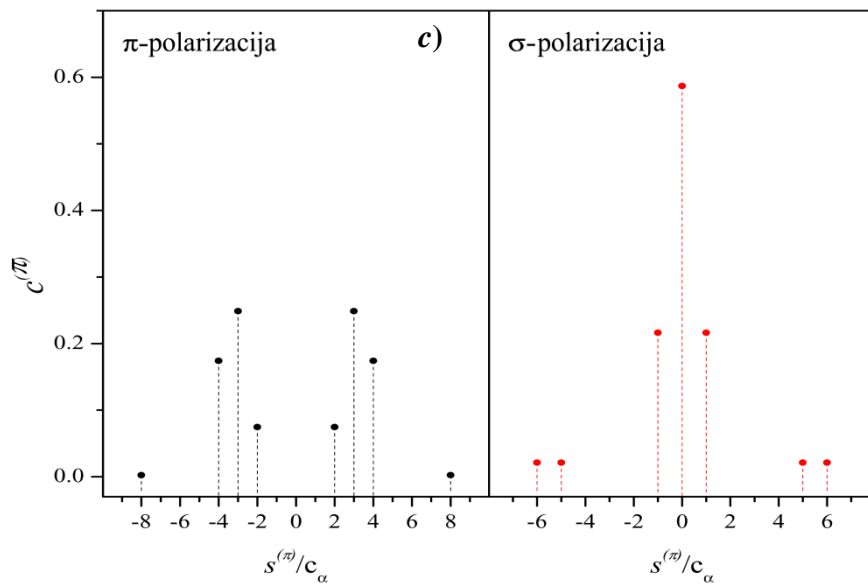
Slika 3.2. Shematski prikaz polarizacije Štarkovih komponenti.

Na osnovu iznete semiklasične teorije, mogu se napraviti shematski modeli π i σ profila vodonikove linije H_α . Na slici 3.3 data je shema prelaza, vrednosti celobrojnog umnoška $(n_1 k_1 - n_2 k_2)$ veličina $\Delta \lambda_0$ datih jednačinom (3.11) i shematski model vodonikove linije H_α ($n_1=3 \rightarrow n_2=2$), sa relativnim intenzitetima Štarkovih komponenti preuzetih iz [72].



b)

$n_1 k_1 - n_2 k_2$	k_1				
	-2	-1	0	1	2
$k_2 = -1$	$-4^{(\pi)}$	$-1^{(\sigma)}$	$2^{(\pi)}$	$5^{(\sigma)}$	$8^{(\pi)}$
$k_2 = 0$	$-6^{(\sigma)}$	$-3^{(\pi)}$	$0^{(\sigma)}$	$3^{(\pi)}$	$6^{(\sigma)}$
$k_2 = 1$	$-8^{(\pi)}$	$-5^{(\sigma)}$	$-2^{(\pi)}$	$1^{(\sigma)}$	$4^{(\pi)}$

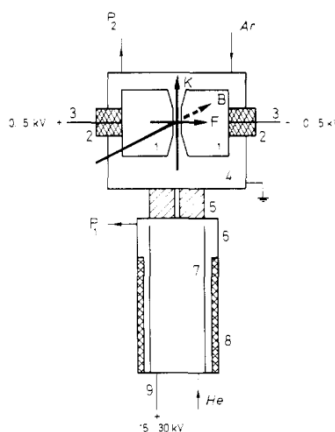


3.3. Štarkovo cepanje linije H_α vodonika ($n_1 = 3 \rightarrow n_2 = 2$): a) shema prelaza između podnivoa, b) vrednosti $n_1 k_1 - n_2 k_2$, c) shematski modeli π i σ profila.

3.1.2. Teorijski osnovi merenja Štarkovih pomeraja i jačine električnog polja iz oblika i pomeraja spektralnih linija Ar I

Sve relevantne publikacije do 1976. godine su navedene u [67], gde je Štarkov efekat atoma argona proučavan pri jačinama električnog polja do 160 kV/cm. Početkom osamdesetih godina prošlog veka, Vindholec je sistematski istraživao pomeranje i cepanje spektralnih linija atoma argona u električnom polju. Osnovne ideje i rezultati saopšteni su u [68] i predstavljaju polaznu osnovu za proučavanja u ovoj doktorskoj disertaciji, te će zato biti detaljno prikazani u daljem tekstu.

Naime, Vindholec je proučavao pomeranje i cepanje 91 spektralne linije Ar I usled Štarkov efekta u opsegu talasnih dužina od 410 nm do 680 nm, a pri jačinama električnog polja od 100 kV/cm do 700 kV/cm [68]. Eksperimentalna postavka je bila slična postavci koju je koristio Gebauer u brojnim istraživanjima Štarkovog efekta, pogledajte npr. [73]. U odnosu na postavku u [73], izvršena je modifikacija kanalske cevi i opreme za dovod argona u oblast koja je pod dejstvom električnog polja između metalnih elektroda. Detaljna slika eksperimentalne postavke za istraživanje Štarkovog efekta atoma argona, preuzeta iz [68], data je na slici 3.4.



Slika 3.4. Eksperimentalna postavka za istraživanje Štarkovog efekta gde su : F – električno polje, K – kanalni zraci, B – pravac posmatranja, 1 – elektrode, 2 – izolacioni materijal, 3 – naponski izvor napajanja elektroda, 4 – oblast posmatranja, 5 – katoda sa otvorom, 6 – katodna cev, 7 – anodna cev, 8 – cilindar od Duran stakla, 9 – izvor napajanja za pražnjenje kanalnih zraka, He – ulaz nosećeg gasa (helijum), Ar – dovod argona i P_1 , P_2 – priključci za vakuumiranje pomoću živinih difuzionih pumpi [68].

U cilju utvrđivanja ponašanja spektralnih linija argona u električnom polju, relativni položaj svake Štarkove komponente poređen je sa nepomerenom komponentom pomoću Abeovog komparatora. Jačina polja određena je merenjem

pomeraja spektralnih linija atoma helijuma. Ove linije su ranije istraživane za polja jačine do 1100 kV/cm i podaci su dati u [74]. Pri jačini električnog polja od 100 kV/cm do 700 kV/cm, istraživanja su još jednom potvrdila da pomeraji komponenti spektralnih linija sa istim gornjim energijskim nivoom ne zavise od donjih energijskih nivooa. Pretpostavlja se da donji nivoi ne menjaju svoju energiju u okviru tačnosti merenja. Zato se pomeranja i cepanja spektralnih linija tumače kao pomeranja i cepanja gornjih energijskih nivooa. Kao i svi inertni gasovi sa atomskim brojem $Z > 4$, argon ispoljava *JK*-spegu. Pri interakciji električnog polja sa orbitalnim ugaonim momentom elektrona usled čijeg prelaza dolazi do emisije zračenja, broj očekivanih komponenti dobija se kvantizacijom orbitalnog kvantnog broja l na pravac električnog polja. Za energijski nivo d dobijaju se tri komponente ($l=2, m_l=0, \pm 1, \pm 2$), za nivo p dve komponente ($l=1, m_l=0, \pm 1$) i za nivo s jedna komponenta ($l=0, m_l=0$). Interesantno je napomenuti da maksimalan teorijski broj komponenti od tri za d nivooe i dve komponente za p nivooe nije moguće uočiti kod svih proučavanih spektralnih linija, a umesto očekivane jedne komponente za s -nivo u nekim slučajevima dobijene su dve komponente.

Prema kvantno-mehaničkim proračunima [68], Vindholec je dao pomeraj nedegenerisanih nivooa drugom aproksimacijom izrazom:

$$\Delta E_i = \sum_k \left\{ |A_{ik}|^2 E^2 / (\Delta E_i - E_{ik}) \right\} \quad (3.12)$$

gde je: A_{ik} – matični element energije interakcije između nivooa i i nivooa k ; E – jačina električnog polja; E_{ik} – razlika energije nivooa i i nivooa k ; i ΔE_i – promena energije nivooa i zbog električnog polja.

Pretpostavljajući da samo nivoi sa istom energijskom razlikom E_{ki} doprinose sumi, iz jednačine:

$$\Delta \bar{v}_i = \left(E^2 (hc)^2 \sum_k |A_{ik}|^2 \right) / (\Delta \bar{v}_i - \Delta \bar{v}_{ki}) \quad (3.13)$$

se korišćenjem koeficijenata:

$$(hc)^2 \sum_k A_{ik}^2 = -a_i \quad (3.14)$$

i:

$$\overline{v_{ki}} = a_2 \quad (3.15)$$

dobija jednačina:

$$\Delta\bar{\nu}_i = \frac{a_1 E^2}{(a_2 - \Delta\bar{\nu}_i)} \quad (3.16)$$

gde $\Delta\bar{\nu}_i$ označava promenu talasnog broja nivoa i u jedinicama [cm^{-1}], E se odnosi na jačinu električnog polja u jedinicama [kVcm^{-1}], a_1 i a_2 su algebarski koeficijenti. Osim nekoliko izuzetaka, razmatrani su samo pomeraji ka manjim vrednostima talasnog broja, koji odgovaraju tzv. crvenom pomeraju komponenti spektralne linije u domenu talasnih dužina.

Za nivoe sa crvenim pomerajem razmatrana su tri slučaja, odnosno kada je: (i) koeficijent a_1 negativan, a a_2 pozitivan – imenilac postaje veći sa porastom jačine polja. Apsolutna vrednost pomeraja se smanjuje. Zavisnost jačine polja od pomeraja biće manja od kvadratne vrednosti; (ii) koeficijent a_1 pozitivan, a a_2 negativan (kao u našem eksperimentu) – apsolutna vrednost imenioca se smanjuje sa porastom jačine polja. Zavisnost polja od pomeraja je veća od kvadratne; i (iii) $|a_1| \gg |\Delta\bar{\nu}_i|$ – zavisnost jačine električnog polja od pomeraja je približno jednaka kvadratnoj vrednosti.

Iz izraza (3.16) ne može biti izračunat pomeraj za zadatu jačinu polja bez iteracije, pa se izraz transformiše i dobija se:

$$\Delta\bar{\nu}_i = \left(a_2 - \sqrt{a_2^2 - 4a_1 E^2} \right) / 2 \quad (3.17)$$

Koeficijenti a_1 i a_2 dati su u Tabeli III u [68].

Pomeranje nivoa $5d'$ (3/2) 2, $6d$ (1/2) 1 i $6d$ (1/2) 0, međutim, pokazuje kompleksnu zavisnost od jačine električnog polja i predstavlja gorepomenute izuzetke. Za ove nivoe maksimalni pomeraj se dešava na određenoj jačini električnog polja. Iznad ove vrednosti pomeraj opada. U ovom slučaju odgovarajuća analitička funkcija data je polinomom:

$$\Delta\bar{\nu}_i = A_1 E + A_2 E^2 + A_3 E^3 + \dots \quad (3.18)$$

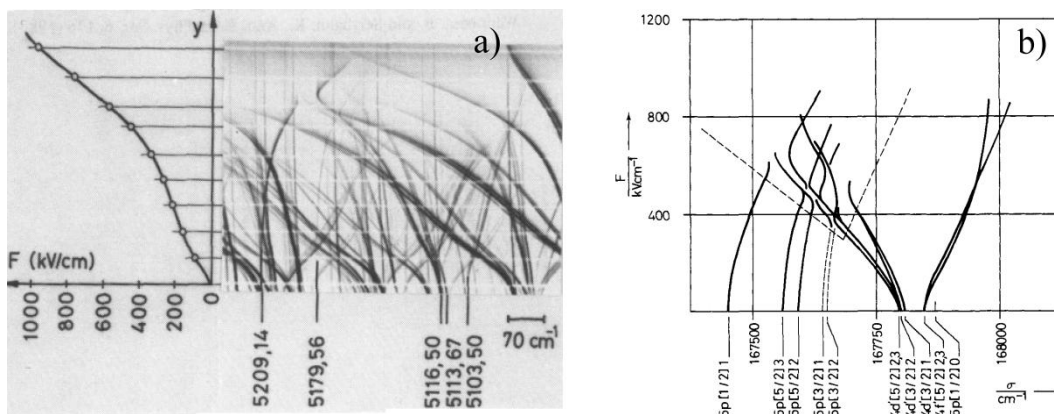
gde je: $\Delta\bar{\nu}_i$ - promena talasnog broja nivoa i izražena u (cm^{-1}), E - jačina električnog polja u jedinicama [kVcm^{-1}] i A_k koeficijenti. Koeficijenti za ova tri nivoe se nalaze u Tabeli IV u [68].

3.1.3. Teorijski osnovi merenja Štarkovih pomeraja i jačine električnog polja iz oblika i pomeraja spektralnih linija Ne I

Pregled proučavanja Štarkovih pomeraja linija atoma neona do sredine sedamdestih godina prošlog veka je kao i u slučaju argona dat u [67]. Zajednička odrednica kasnijih istraživanja Štarkovih pomeraja linija atoma neona u vidljivoj i blisko ultraljubičastoj oblasti spektra je sledeća: oblici spektralnih linija posmatrani su primenom tehnike optičke emisije spektroskopije (OES) i detektovani na fotoploči pri vrednostima jačine električnog polja koje su veće od 50 kV/cm [69,70,75,76].

Polaznu tačku za proučavanje oblika, odnosno pomeraja, spektralnih linija neona u ovoj doktorskoj disertaciji predstavlja rad Jegera i Vindholca [69]. U daljem tekstu iznete su osnovne postavke koje su u svom istraživanju koristili pomenuti autori. Jeger i Vindholc su istraživali 141 prelaz koji potiču sa 31 gornjeg nivoa u vidljivom delu spektra i pri jačinama električnog polja od 50 kV/cm do 1200 kV/cm. Eksperimentalna postavka je slična postavci koja je opisana u [68], a koju je koristio Gebauer [73]. Modifikovani svetlosni izvor sastojao se od vertikalno orijentisanog kanala kroz koji protiče helijum (pritisak oko 0,1 mbar) i koji vrši ekscitaciju atoma neona u horizontalnom statičkom električnom polju.

Pomeraji Štarkovih komponenti spektralnih linija neona su mereni u odnosu na nepomerene spektralne linije snimljene bez prisustva električnog polja. Za izračunavanje podataka Štarkovih pomeraja korišćen je modifikovani Abeov komparator povezan sa računarem. Za određivanje vrednosti jačina električnog polja duž kanala primenjena je metoda Štarkovog pomeraja spektralnih linija Balmerove serije vodonika. Osim ove metode, korišćena je i metoda merenja pomeraja spektralnih linija atoma helijuma [74]. Štarkovo pomeranje i cepanje je određeno sa relativno visokom tačnošću od $\pm 2 \text{ cm}^{-1}$.



Slika 3.5. a) Deo Štarkovog spektra Ne I linija koji pokazuje ukrštanje između nivoa grupe $5p$ i $4d'$. Horizontalne linije (predstavljaju linije konstantne jačine električnog polja) dobijene su postavljanje mreže od tankih žica ispred spektrografske rešetke; b) Prikaz Štarkovog efekta nivoa grupe $5p$, $4d'$ i $4f'$.

Na ovom mestu treba skrenuti pažnju na nekoliko činjenica koje Jeger i Vindhölc nisu komentarisali, a koje se neminovno nameću. Prvo, za razliku od proučavanja Štarkovih pomeraja spektralnih linija atoma argona [68], gde su, osim nekoliko izuzetaka, razmatrani samo pomeraji ka manjim vrednostima talasnog broja, na slici 3.5 se jasno vidi da su prilikom određivanja pomeraja spektralnih linija neona razmatrani slučajevi i ka većim i ka manjim vrednostima talasnog broja.

Dalje, autori tvrde da evaluacija spektra pokazuje da svi mereni pomeraji mogu biti aproksimirani analitičkom jednačinom:

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_1 + \Delta\sigma_2 \quad (3.19)$$

pri čemu su članovi $\Delta\sigma_1$ i $\Delta\sigma_2$ određeni izrazima:

$$\Delta\sigma_1 = (A_1 E^2) / (A_2 - \Delta\sigma_1) \quad (3.20)$$

$$\Delta\sigma_2 = A_3 E^2 \quad (3.21)$$

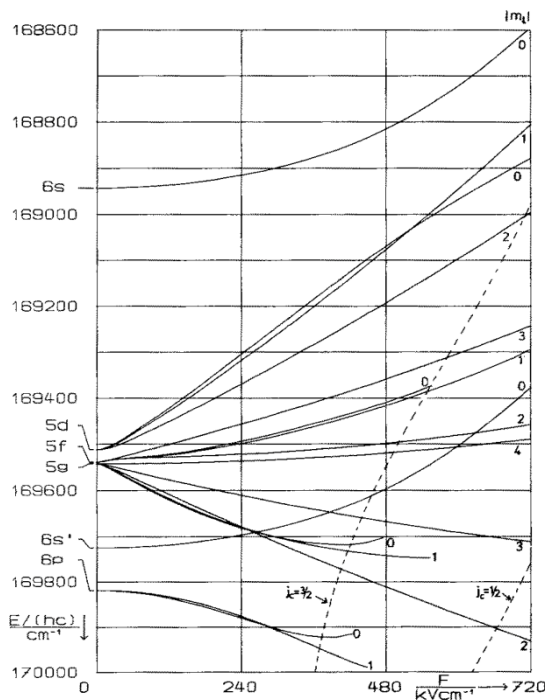
gde su $\Delta\sigma$, $\Delta\sigma_1$ i $\Delta\sigma_2$ promene talasnih brojeva nivoa izražene u cm^{-1} , E je jačina električnog polja, a A_1 , A_2 i A_3 su koeficijenti.

Konačno, dok je poreklo izraza (3.20), koji je analogan izrazu (3.17), potpuno jasno na osnovu kvantno-mehaničkog proračuna datog u prethodnom odeljku, poreklo člana (3.21) najverovatnije treba uzeti kao popravku usled „čisto“ kvadratičnog Štarkovog efekta.

Posledično, među teorijskim istraživanjima posebno treba istaći rad Zigelbekera i Šnicera [76], gde je prikazan postupak izračunavanja Štarkovih pomeraja i cepanja energijskih nivoa inertnih gasova i rezultati za spektralne linije atoma neona. Vrednosti

energije u statičkom homogenom električnom polju su određene numeričkom dijagonalizacijom matrice energije. Ova matrica se sastoji od vrednosti energija slobodnih atoma uzetih iz eksperimenta i nedijagonalnih matričnih elemenata operatora električnog polja. Potonji su izračunati numeričkom integracijom talasne funkcije koja se sastoji od radijalne funkcije ekscitovanih elektrona, i dvočestičnog (jezgro + elektron) spin-orbitalnog dela predstavljenog rigoroznom $j-l$ spregom. U svojstvu primera, cepanje nivoa $6s$ i $6p$ atoma neona je prikazano i objašnjeno na osnovu pozicije atomskog nivoa, relativne veličine matričnog elementa i selekcionih pravila. Nomenklatura Štarkovog efekta visokih polja je razvijena u saglasnosti sa teorijom grupa.

Zigelbeker i Šnicer su pokazali da glavni karakter Štarkovog cepanja energijskih nivoa atoma neona može biti sasvim dobro shvaćen i simetrizovan razmatranjem grube strukture i fine strukture talasne funkcije. Dalje su pokazali da čak i prosti model, koji koristi radijalnu funkciju jednog elektrona (za ekscitovani elektron) i talasne funkcije ugaonog momenta dve čestice (elektron, jezgro) predstavljene konačnom šemom $j-l$ sprege, daje dobar kvantitativni opis atoma neona u električnom polju.



Slika 3.6. Gruba struktura Štarkovih cepanja energijskih nivoa atoma neona $6s$ i $6p$ izračunata na osnovu kvantnih brojeva j, n, l, m_l . Vrednost $|m_l|$ naznačena je na kraju svake krive [76].

Uprkos toj činjenici, da rigorozna $j-l$ sprega ne dozvoljava proračune ukrštanja nivoa pridruženi različitim ugaonim momentima jezgra, model dozvoljava identifikaciju većine eksperimentalno posmatranih komponenti.

Iako u ovoj doktorskoj disertaciji nisu primenjena teorijska razmatranja data u prethodnom pasusu, grafički prikazi rezultata Zigelbekera i Šnicera [76] (slika 3.6), bili su veoma podsticajni u prepoznavanju energijskih nivoa atoma neona sa veoma izraženim Štarkovim pomerajima ($5d$ nivoa) u uslovima male jačine električnog polja što je karakteristično za prikatodnu oblast Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja.

3.2. Štarkov efekat mikropolja

Širenje i pomeranje profila spektralnih linija u plazmi se već decenijama koristi kao osnova bezkontaktne metode za dijagnostiku plazme. Brojni teorijski i eksperimentalni naponi su učinjeni da se nađe čvrsta i pouzdana osnova za primenu ove metode. Ova tehnika je postala, u mnogim slučajevima, najosetljivija i često jedina moguća alatka za dijagnostiku plazme. Ranih šezdesetih godina prošlog veka napravljeni su brojni pokušaji da se unapredi i eksperimentalno proveri postojeća teorija širenja spektralnih linija u plazmi.

Većina radova bila je usmerena na Štarkovo širenje linija atoma vodonika. Zahvaljujući velikom, linearnom Štarkovom efektu vodonika, merenja oblika vodonikovih linija su veoma korisna za dijagnostiku plazme. Međutim, nije uvek pogodno koristiti gasna pražnjenja sa dodatkom vodonika, a ponekad to i nije moguće. Štaviše, usled velikog Štarkovog efekta, linije vodonika i/ili linije vodoniku sličnog jona, ponekad nisu pogodne za dijagnostičke svrhe, jer pri visokim koncentracijama elektrona postaju toliko široke da dolazi do interferencije sa susednim linijama i veoma je teško pravilno odrediti njihov oblik. Dakle, od samog početka istraživanja ove tematike, postoji interesovanje za širenje izolovanih nevodoničnih linija neutralnih atoma i pozitivnih jona. Zbog relativno malih Štarkovih širenja nevodoničnih linija, ove linije mogu se koristiti za dijagnostičke svrhe pri velikim koncentracijama elektrona, a posebno pri visokim temperaturama elektrona kada je vodonik u potpunosti jonizovan.

Prvi semiklasnični proračun parametara Štarkovog širenja izolovanih nevodoničnih atomskih i jonskih (jednostruko jonizovani atomi) linija izvršio je Grim sa saradnicima [77,78]. Posle nekoliko unapređenja teorije, obimni proračuni parametara

Štarkovog širenja linija neutrala (helijuma do kalcijuma i cezijuma) i jedanput jonizovanih atoma (litijuma do kalcijuma) su objavljeni 1974. godine [52]. Kasniji proračuni linija neutrala su prošireni na neke teže elemente od kalcijuma [79]. Koristeći semiklasični perturbacioni metod Saha-Brešo [80], Dimitrijević i Saha-Brešo, izvršili su brojne proračune parametara Štarkovog širenja linija neutralnog, jedanput i više puta jonizovanih atoma (lista publikacija u [81]). Siton je proračunao brojne podatke Štarkovog širenja za višestruko jonizovane atome [82]. Veliki broj podataka je dobijen pomoću jednostavne semiempirijske formule [83] i njene modifikovane verzije [84-86]. Uprošćena semiklasična formula (izraz (526) u [87]) takođe je korišćena za proračune Štarkovih parametara, a veliki setovi rezultata su dati u [88] zajedno sa onima dobijenim modifikovanom semiempirijskom formulom [89].

Paralelno sa razvojem teorije Štarkovog širenja, izvršeni su brojni eksperimenti da bi se obezbedili podaci o Štarkovom širenju za testiranje teorijskih proračuna. Procenu i selekciju pouzdanih eksperimentalnih rezultata, koji se mogu koristiti kako u dijagnostičke svrhe, tako i za testiranje teorije, izvršili su Konjević i saradnici u preglednim radovima [90-95] za period do kraja 2000. godine. U radu Konjevića [95] je dat kritički osvrt na radove objavljene do 1999. godine sa uputstvima za primenu oblika i pomeraja spektralnih linija u plazmi za njenu dijagnostiku i za testiranje teorije. Takođe su pomenuti preporučeni podaci za dijagnostiku plazme i data njihova procenjena tačnost. Veliki broj podataka se takođe može pronaći u [96], kao i u bibliografiji o oblicima i pomerajima atomskih linija [97].

Teorijski osnovi za jednostavno određivanje parametara Štarkovog širenja spektralnih linija argona i neona u plazmi negativnog svetljenja, kao i procena uticaja ostalih mehanizama širenja spektralnih linija biće prikazani u odeljku 3.2.1 i potpoglavlju 3.3.

3.2.1. Teorijski osnovi određivanja parametara Štarkovog širenja spektralnih linija argona i neona u oblasti negativnog svetljenja

Za određivanje elektronske koncentracije N_e iz eksperimentalnih profila nevodoničnih spektralnih linija potrebno je poznavati elektronsku temperaturu T_e plazme i rezultate izračunavanja parametara Štarkovog širenja. Elektronska temperatura se obično meri iz relativnih intenziteta linija koji pripadaju istom jonizacionom stanju

(neutralni atom ili jedanput jonizovani atom, istog elementa), korišćenjem tehnike Bolcmanovog dijagrama. Za primenu tehnike Bolcmanovog dijagrama pretpostavlja se da je elektronska temperatura T_e jednaka ekscitacionoj temperaturi emitera T_{exc} . Ova pretpostavka je važeća samo za nivoe koji se nalaze iznad najnižeg energijskog nivoa u stanju delimične lokalne termodinamičke ravnoteže (DLTR). O ovom kriterijumu će se raspravljati zajedno sa T_e u potpoglavlju 5.3. Iako je dostupan veliki broj teorijskih podataka o Štarkovom širenju, rezultati za ispitivane linije često nedostaju, i to je upravo slučaj kod spektralnih linija atoma neona koje su proučavane u ovoj doktorskoj disertaciji. Pošto semiklasični ili potpuni kvantno-mehanički proračuni Štarkovih parametara širenja ne postoje a nisu ni trivijalni, od velikog značaja za karakterizaciju plazme su jednostavne aproksimativne formule. Ne treba zaboraviti da jednostavne formule daju podatke manje tačnosti, pa je time tačnost merenja koncentracije elektrona N_e smanjena.

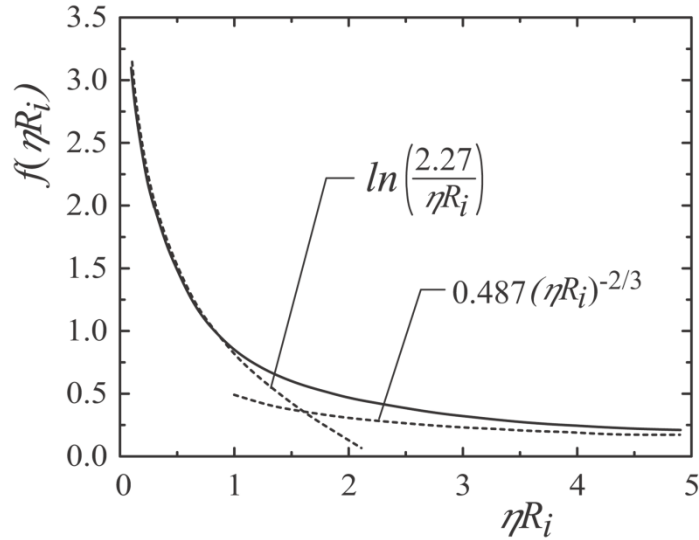
U potpoglavlju 5.3. su izračunati parametri Štarkovog širenja za posmatrane linije atoma argona Ar I i neona Ne I. Za linije atoma argona dostupni su rezultati semiklasičnih proračuna [98], ali za linije atoma neona rezultati nisu do sada publikovani. Pošto komplikovaniji proračuni prevazilaze obim istraživanja ove doktorske disertacije, za linije neona je korišćena jednostavna aproksimativna formula Frodeštajna i Kupera [99]. Kako bi se procenila tačnost ove formule rezultati su testirani raspoloživim semiklasičnim podacima za nekoliko linija atoma argona [98]. Radi kompletnosti, biće prikazane osnovne formule korišćene u radu.

Za procenu uticaja elektrona na vrednost pune širine na polovini maksimuma profila spektralne linije w_e korišćena je formula (19) iz [99]:

$$w_e \approx 2N_e \pi \left(\frac{\hbar a_0}{m} \right) \left(\frac{E_H}{kT} \right)^{1/2} R_i^2 f(\eta R_i) \quad (3.22)$$

gde: N_e je gustina elektrona, E_H je jonizacioni potencijal, R_i^2 je srednja kvadratna

udaljenost radijacionog elektrona u početnom stanju.



Slika 3.7. Grafik zavisnosti funkcije $f(\eta R_i)$ izračunate iz jednačine (3.23) (pune linije) i asimptotska ograničenja jednačina (3.24) i (3.25) (isprekidane linije).

Funkcija

$$f(\eta R_i) = e^{-1,33\eta R_i} \cdot \ln\left(1 + \frac{2,27}{\eta R_i}\right) + \frac{0,487 \cdot \eta R_i}{0,153 + (\eta R_i)^{5/3}} + \frac{\eta R_i}{7,93 + (\eta R_i)^3} \quad (3.23)$$

se podudara sa

$$f(\eta R_i) \approx \ln\left(\frac{2,27}{\eta R_i}\right) \quad (3.24)$$

za $\eta R_i \ll 1$ i sa

$$f(\eta R_i) \approx 0,487 \cdot (\eta R_i)^{-2/3} \quad (3.25)$$

za $\eta R_i \gg 1$. U gornjoj jednačini η je $\Delta E_i/3kT$, gde ΔE_i je energija rastojanja između gornjeg stanja razmatranog prelaza i najbližeg perturbovanog nivoa (energijski nivo sa ili od kog je dipolni prelaz dozvoljen). Grafički prikaz funkcije $f(\eta R_i)$, jednačina (3.23), kao i granica datih jednačinama (3.24) i (3.25), predstavljene su na slici 3.7.

3.3. Ostali mehanizmi širenja spektralnih linija

Oblici spektralnih linija obično su rezultat više mehanizama širenja pa se iz merenog profila Štarkovo širenje mora izdvojiti koristeći matematički metod dekonvolucije. Obično, Štarkov mehanizam širenja spektralne linije u našem slučaju ima dominantnu ulogu ali se drugi mehanizmi širenja ne mogu uvek smatrati zanemarljivim. Kod

pomeranja linija, situacija je manje složena u meri u kojoj je Van der Valsovo pomeranje jedini konkurentni mehanizam. Stoga će u ovom potpoglavlju biti navedeni drugi mehanizmi širenja koji su prisutni u plazmi i mogu uticati na merenja parametara Štarkovog širenja profila spektralne linije. U daljem tekstu sve navedene širine linija su date kao pune širine na polovini maksimuma (eng. Full Width at Half Maximum, FWHM).

3.3.1. Prirodno širenje

Prirodno širenje se javlja zato što čak i neperturbovani nivo ima konačno vreme života τ , usled spontane emisije [52]. Poluširina spektralne linije za prelaz između stanja n i m je:

$$w_L(cm) = \lambda^2 \left(\sum_{m'} A_{m'm} + \sum_{n'} A_{n'n} \right) / 2\pi c \quad (3.26)$$

gde je: $A_{m'm}$ – verovatnoća prelaza između stanja m i bilo kog dozvoljenog nivoa m' . Prirodno širenje je najveće kada je jedan od dva nivoa dipolno spregnut sa osnovnim stanjem. Čak i u ovom slučaju, efekat je obično zanemarljiv (reda od 10^{-4} nm). Međutim, to može biti od važnosti za plazme male elektronske gustine koje se stvaraju u izvorima pražnjenja na sniženom pritisku.

3.3.2. Instrumentalno širenje

Instrumentalno širenje spektralnih linija je uvek prisutno i posledica je karakteristika svih elemenata sistema koji se koriste pri analizi i detekciji zračenja. Oblik spektralne linije nastale instrumentalnim širenjem je u ovom slučaju Gausovog pražnjenja. Određivanje instrumentalne širine spektrometra sa detekcionim sistemom se vrši tako što se posmatra uzana linija iz Gajlslerove cevi ili nekog izvora pražnjenja na sniženom pritisku. U tom slučaju oblik je posledica instrumentalnog širenja i njegovom analizom se može odrediti instrumentalna širina spektrometra sa detekcionim sistemom. Poznavanje instrumentalnog profila je veoma važno za ispravnu analizu uzanih spektralnih linija koje se emituju iz ispitivanog izvora plazme/jonizovanog gasa.

3.3.3. Doplerovo širenje

Kretanje izvora zračenja dovodi do prividnog pomeranja frekvence zračenja zbog Doplerovog efekta. Kombinovani efekat kretanja mnogih emitera daje proširenu spektralnu liniju. Za Doplerovski proširenu spektralnu liniju raspodela intenziteta je Gausovska, čija je ukupna širina w_D data izrazom [95]:

$$w_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{(T_g / M)}, \quad (3.27)$$

gde je: T_g – kinetička temperatura gasa (u K), a M – masa atoma koji zrači (u a. j. m.).

3.3.4. Širenje usled pritiska

Različite vrste interakcija atoma koji zrači, sa okolnim česticama i poljima, dovode do cepanja i pomeranja energijskog nivoa kao i do skraćanja vremena života atoma u pojedinim pobuđenim energijskim stanjima, i izazivaju promenu frekvence zračenja koje atom emituje. Određivanje raspodele frekvenci emisije za veliki broj emitera i čestica koje izazivaju perturbaciju nivoa, dobija se profil linije čiji oblik zavisi od koncentracije perturbujućih čestica, odnosno njihovog pritiska. Prema vrsti interakcije između emitera i perturbera širenje usled pritiska, osim Štarkovog, podrazumeva još i van der Valsovo i rezonantno širenje.

Van der Valsovo širenje je posledica interakcije emitera sa atomima. Sila koja deluje na emiter opada, u van der Valsovoj aproksimaciji, kao r^6 . Energijaska razlika između dva terma je različita za različita rastojanja od perturbera do emitera, pa emitovane linije imaju različite talasne dužine. Ako se uzme srednja verovatna vrednost rastojanja između emitera i neutralnog perturbera dobija se proširena spektralna linija, dok je maksimum zračenja pomeren na onu talasnu dužinu koja odgovara najverovatnijem rastojanju između emitera i perturbera. Van der Valsova poluširina se izračunava pomoću aproksimativne formule [95, 100]:

$$w_v = 4,95 \cdot 10^{-12} \lambda^2 (\bar{\alpha} R^2)^{2/3} (T / \mu)^{3/10} N, \quad (3.28)$$

gde je λ talasna dužina prelaza, T temperatura, μ redukovana masa sistema atom-perturber u atomskim jedinicama mase i N koncentracija perturbera. Vrednost $\bar{\alpha}$, srednja polarizabilnost atoma, je data u tablicama [101], a može se izračunati pomoću formule:

$$\bar{\alpha} = 4,5a_0^3 \left(\frac{3E_H}{4E_{exc}} \right)^2, \quad (3.29)$$

gde je a_0 vrednost Borovog radijusa, E_H energija jonizacije vodonika i E_{ext} energija prvog ekscitovanog nivoa perturbora. Vrednost $R_2=R_u^2-R_l^2$ predstavlja kvadrat matričnog elementa gornjeg i donjeg nivoa u prelazu. Van der Valsovo širenje i pomeranje spektralnih linije je izraženije u plazmama sa velikom koncentracijom neutrala (manja srednja rastojanja između perturbora i emitera). Van der Valsove širine uzrokuje i crveno pomeranje spektralnih linija koje približno iznosi dve trećine van der Valsove širine w_v [100].

Rezonantno širenje nastaje kod emitera koji je okružen atomima iste vrste i gde je moguć dipolni prelaz sa gornjeg ili donjeg energijskog nivoa na osnovni nivo. Usled dipol-dipol interakcije dolazi do degeneracije nivoa pri čemu nastaje širenje spektralne linije. U radovima [95,102] dobijena je jednačina za procenu širine,

$$w(cm) = 1,63 \cdot 10^{-13} (g_i / g_k)^{1/2} \lambda^2 \lambda_R f_R N_a \quad (3.30)$$

gde je λ talasna dužina (u cm) posmatranog zračenja, N_e je gustina čestica u osnovnom stanju koje su iste vrste kao emiteri (perturber), g_i i g_k su statističke težine gornjeg i donjeg stanja; λ_R i f_R su talasna dužina i oscilatorna jačina rezonantnog prelaza.

Kao što vidimo iz izraza (3.30), ovo širenje je direktno proporcionalno koncentraciji perturbora te je kod težih elemenata, koji su malo zastupljeni u atmosferama zvezda, rezonantno širenje malo u odnosu na Štarkovo. Pomeraj spektralne linije usled rezonantnog širenja je zanemarljiv [95].

Za uslove u ovom radu, širenje spektralnih linija izazvano međuatomskim efektima je zanemarljivo malo u odnosu na Štarkovo i Doplerovo širenje, jer je pritisak radnog gasa u Grimovom pražnjenju mali i ne prelazi 10 mbar-a. Prirodno širenje je još manje, pa se osim Štarkovog i Doplerovog uzima u obzir samo još instrumentalno širenje.

3.3.5. Samoapsorpcija

Samoapsorpcija izobličava i širi spektralne linije i dovodi do veće širine spektralnih linija. Ako samoapsorpcija potiče iz hladne granične oblasti niže elektronske gustine i ako je spektralna rezolucija dovoljno velika, centar linije pokazuje lako prepoznatljiv

pomeraj. Najčešće, samoapsorpcija (posebno kada potiče iz homogenih slojeva plazme) samo malo izobličava oblik disperzionih profila, čak ponekad to nije ni primetno [90]. U tom slučaju je veoma teško proceniti uticaj samoapsorpcije iz posmatranog oblika linije. Takođe, sličnost sa Štarkovim efektom širenja dovodi u zabludu mnoge autore, navodeći ih na zaključak da spektralne linije nisu samoapsorbovane.

Postoje različite dobro utemeljene tehnike za utvrđivanje prisustva samoapsorpcije. Posebno je jednostavan metod provere odnosa intenziteta linije unutar multipleta, od kojih se očekuje da se pridržavaju *LS*-sprege. *LS*-sprega [103,104] se uzima kao osnova za upoređivanje odnosa intenziteta posmatranih linija. Smanjenje posmatranog intenziteta najjače linije u multipletu u odnosu na slabije, jasan je znak prisustva samoapsorpcije. Modifikacija ove tehnike za proveru samoapsorpcije, pri merenju Štarkovih parametara, je da treba varirati (ako je moguće) koncentraciju posmatranih čestica i pratiti varijacije odnosa intenziteta (i širina linije) sa smanjenjem koncentracije. Ako odnos intenziteta linija (ili širina linija) ostaje konstantan unutar multipleta, plazma je optički tanka i linije se mogu koristiti u dijagnostičke svrhe bez korekcije na samoapsorpciju.

Druga popularna tehnika za proveru samoapsorpcije je udvostručenje dužine optičkog puta postavljanjem konkavnog ogledala na rastojanju od dve žižne daljine iza plazme. U praksi, jedno skeniranje profila linije sa i bez spoljašnjeg ogledala i poređenje da li su profili proporcionalni svuda za isti faktor, ukazuju da li je prisutna samoapsorpcija. Ukoliko je samoapsorpcija prisutna faktor proporcionalnosti se ne održava u blizini centra linije i postaje manji. Ako optička debljina nije velika, izmereni intenzitet se može korigovati [95,105].

U aksijalno homogenim impulsnim izvorima pražnjenja razvijena je još jedna tehnika za proveru samoapsorpcije [106,107]. U okviru linearnog impulsnog pražnjenja jedna pokretna elektroda se postavi između katode i anode. Promenom položaja pokretne elektrode može se promeniti posmatrana dužina plazme bez promene impedance plazme. Na ovaj način, parametri plazme ostaju konstantni, a posmatra se plazma različite dužine. Poređenjem intenziteta linije sa dve dužine plazme moguće je odrediti optičku debljinu plazme.

U zaključku ovog dela koji se bavi posmatranjima oblika spektralnih linija u optičkim eksperimentima, treba istaći da se važnost samoapsorpcije ne može

prenaglasiti. Postoje slučajevi, kada je potrebno izvršiti dijagnostiku plazme u kojoj se samoapsorpcija ne može korigovati. Štaviše, Štarkovi profili mogu biti izobličeni prisustvom hladnih graničnih slojeva ili prostornih i trenutnih nehomogenosti u plazmi. Ove nehomogenosti mogu nastati, npr. kada se materijali uvode u plazmu isparavanjem sa elektroda ili kao prašina sa zidova.

U ovim slučajevima može se uzeti u obzir izmereni oblik linije kao superpozicija profila linija sa različitim Štarkovim širinama. Pošto su oblasti plazme sa nižim elektronskim gustinama obično blizu granica, prevashodno će doprineti centru linije i time povećati intenzitet. Dakle, ukupan oblik linije će verovatno pokazati širinu koja je manja od one centralne iz tople oblasti plazme. Iako se ovakvo izobličenje oblika linije može tretirati proračunom radijativnog transvera, zbog nedostatka svih potrebnih podataka, to bi bilo veoma težak zadatak. Dijagnostika transfera zračenja kroz nehomogenu plazmu je tretirana i u [108,109] gde se može naći i dodatna literatura.

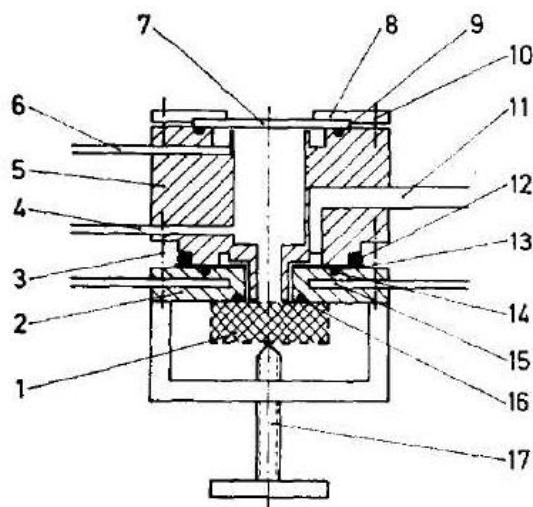
4. Opis eksperimenta

4.1. Izvor Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja

Izvor Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja najčešće se koristi za analizu čvrstih uzoraka primenom tehnike optičke emisije spektroskopije (OES). Koristi se takođe kao izvor zračenja u apsorpcionoj spektroskopiji, a sve češće i kao jonski izvor u masenoj spektrometriji. Ova vrsta izvora se prvi put pominje u Grimovim radovima iz 1967. godine [1,110]. Originalni izvor Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja sadrži anodnu cev i pločasti uzorak – katodu čiji se sastav analizira. Katoda je postavljena vertikalno ispred anodne cevi. Pomoću keramičkog držača rastojanje između katode i anodne cevi se održava na rastojanju ispod 0,1 mm, što je manje od dimenzije prikatodne oblasti. Originalni Grimov dizajn izvora pražnjenja je prikazan na slici 4.1.

Zbog geometrije izvora koja ograničava pražnjenje na unutrašnjost anode javlja se otežano tinjavo pražnjenje (*engl.* obstructed glow discharge). Kod ovakvih pražnjenja se smanjenjem rastojanja između elektroda ili snižavanjem pritiska smanjuje efikasnost jonizacije u sudarima elektrona sa atomima/molekulima gasa. Na ovaj način u pražnjenju ostaju vidljive samo dve oblasti, a one su ujedno i najvažnije za jonizaciju i ekscitaciju: prikatodna oblast i oblast negativnog svetljenja.

U ovom izvoru pražnjenja prostor između katode i anode je veoma uzan i u njemu se održava snižena vrednost pritiska dodatnim ispumpavanjem kroz otvor, čime se obim snopa zračenja ograničava na unutrašnjost anode. Još jedna od prednosti geometrije ovog izvora je to što dozvoljava veoma efikasno unošenje materijala katode u pražnjenje raspršivanjem (*engl.* sputtering) sa katode. Zbog relativno visokog pritiska u samom izvoru (≈ 4 mbar) prikatodna oblast je veoma uska. Pokazano je da su ekvipotencijalne linije paralelne međusobno i sa površinom katode, pa se očekuje da dno kratera na čelu katode bude ravno. Slojevita erozija katode omogućava dubinsku analizu uzorka (*engl.* depth profiling) [28].

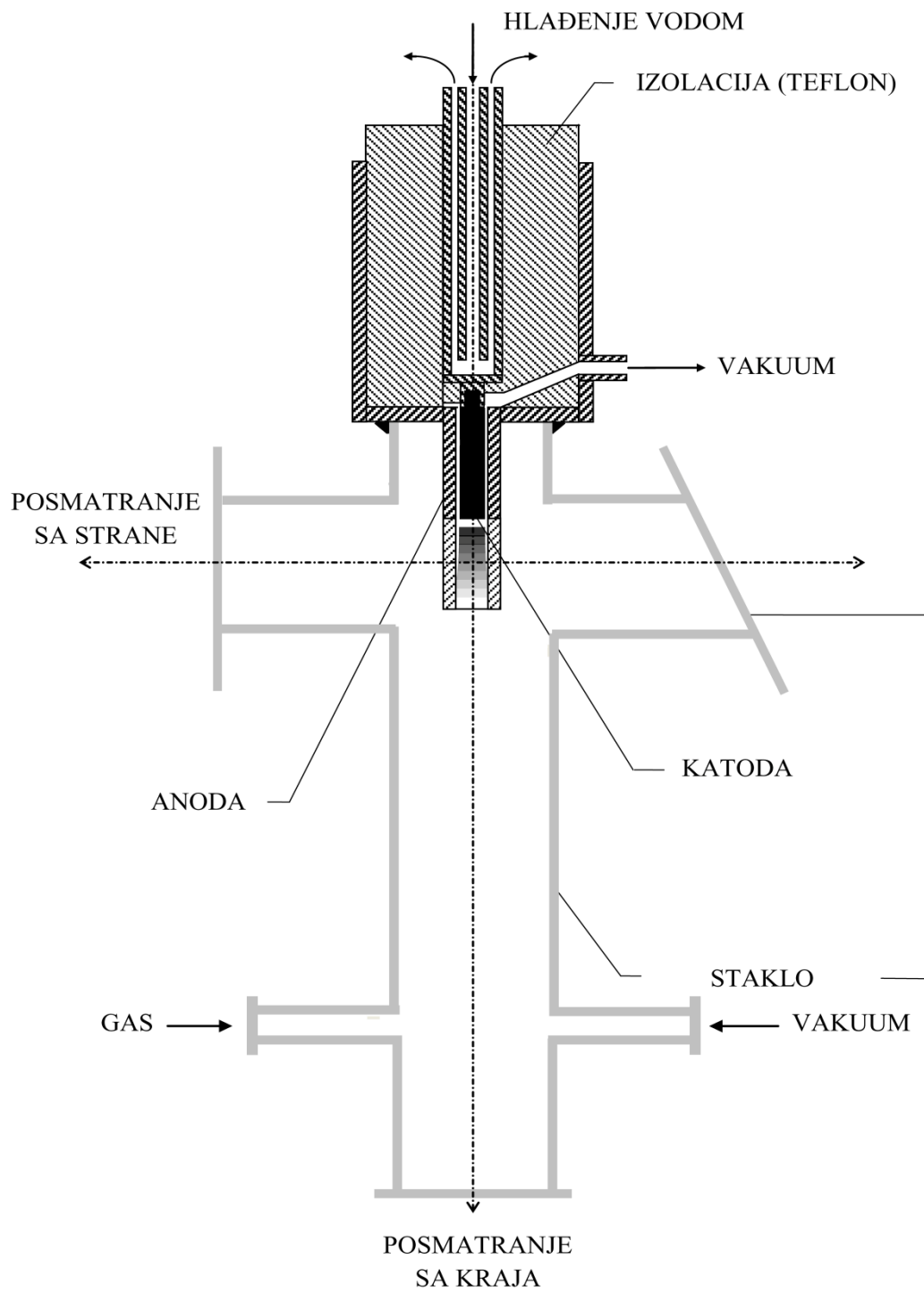


Slika 4.1. Shematski prikaz Grimovog izvora abnormalnog tinjavog pražnjenja (ATP) [1], gde je: 1 - katoda (uzorak), 2 - nosač katode, 5 - anoda, 4 i 11 - otvori za vakuumiranje, 6 - otvor za dovođenje radnog gasa, 7 - prozor za posmatranje pražnjenja duž pravca električnog polja (*engl. end - on*), 15 - vodeno hlađenje, 9,12,14,16 - zaptivni prstenovi.

Nedostak izvora pražnjenja koji je predložio Grim je nemogućnost posmatranja pražnjenja normalno na pravac električnog polja, i što ne omogućava merenje parametara plazme u oblastima ispred katode. Stoga je predloženo više modifikacija geometrije izvora koje omogućavaju posmatranja prikatodne oblasti Grimovog pražnjenja i potpunije razumevanje pojava i procesa koji se odvijaju u ovoj oblasti pražnjenja.

4.2. Modifikovani izvor Grimovog pražnjenja

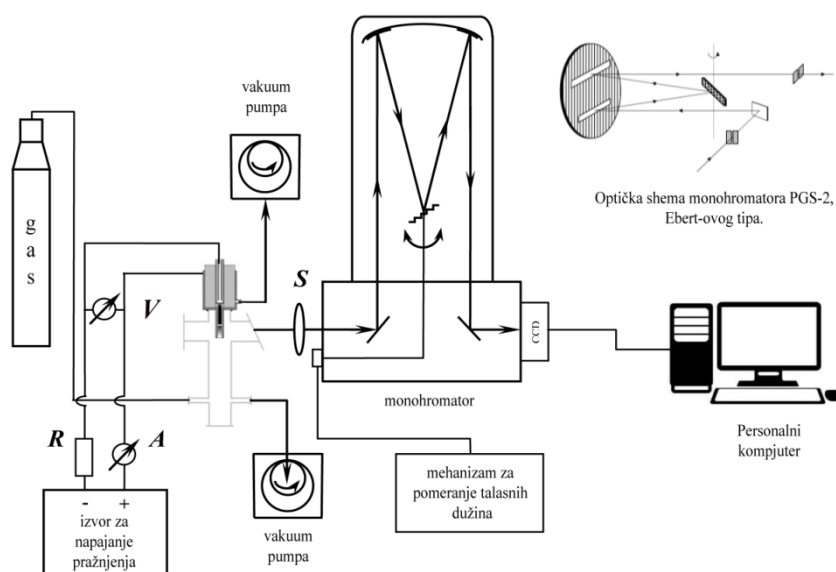
Izvor pražnjenja koji je korišćen u ovoj doktorskoj disertaciji za posmatranje oblika i intenziteta spektralnih linija i merenja raspodele električnog polja je modifikovani izvor Grimovog ATP-a, koji je izrađen u Laboratoriji za spektroskopiju električnih gasnih pražnjenja po uzoru na dizajn Fereire i saradnika [2], a kasnije Kuraice i saradnika [5-7]. Prednost ovakvog dizajna je zasnovan na tome što se osim spektroskopskih posmatranja sa kraja (*engl. end - on*), raspodela aksijalnog intenziteta zračenja može posmatrati sa strane (*engl. side - on*) pražnjenja, jer zračenje prolazi kroz uzdužni preoz na anodi.



Slika 4.2. Izgled izvora pražnjenja

4.3. Postavka eksperimenta

Postavka eksperimenta je prikazana na slici 4.3. Za vakuumiranje radne zapremine izvora pražnjenja korišćene su dve mehaničke vakuum pumpe, brzine pumpanja oko $15 \text{ m}^3/\text{h}$. Radna zapremina ispumpavana je istovremeno kroz oba otvora i svaki je od pumpe odvojen zeolitnim trapom, koji služi za sprečavanje prodiranja uljanih para u komoru. Kao radni gas korišćeni su argon i neon (čistoće 99,999%), kao i gasna smeša neona i vodonika (vol. 99,2% Ne + 0,8% H₂). Neprekidan protok radnog gasa ($\approx 300 \text{ cm}^3/\text{min}$ na sobnoj temperaturi i atmosferskom pritisku) je održavan u opsegu pritiska 5 – 10 mbar pomoću igličastog ventila i obe dvostepene mehaničke vakuum pumpe. Na osnovu ranijih studija pokazano je da se sa sistemom od dve pumpe može očekivati homogenija distribucija električnog polja u prikatodnoj oblasti i na katodnoj površini [28,111]. Vrednost pritiska rezidualnog gasa u izvoru pražnjenja i instalaciji za dovođenje gasa je za red veličine manja od vrednosti radnog pritiska gasa. Rezultati za pritisak gasa predstavljaju srednju vrednost pritiska na ulazu i izlazu gasa koji su mereni kapacitivnim meračem pritiska.



Slika 4.3. Shema eksperimenta za posmatranje oblika spektralnih linija iz pražnjenja.

Oznake: *U* - voltmetar, *A* - ampermetar, *R* - balastni otpor, *S* - sočivo, *CCD* - linijski *CCD* detektor.

Za uspostavljanje i održavanje električnog pražnjenja u režimu strujnog ograničenja korišćen je stabilisani izvor jednosmernog napona (0 – 2 kV, 0 – 100 mA). U katodnoj grani kola redno je vezan balastni otpor (*R*) vrednosti 5,3 k Ω . Tokom rada

anoda je dodatno hladena monofaznim ventilatorom (110 mm, 220 V/13 W) postavljenim paralelno sa izvorom pražnjenja na rastojanju od 150 mm.

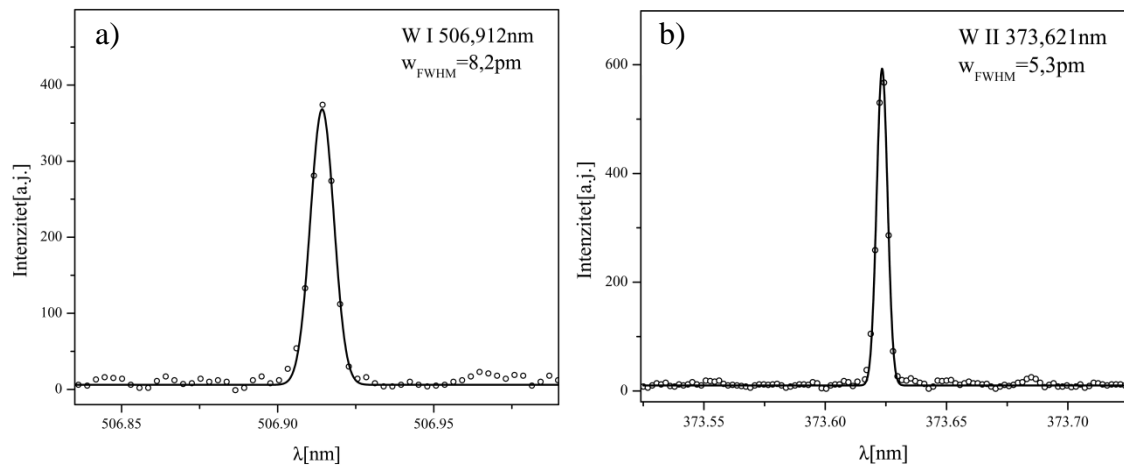
Treba istaći da je posebna pažnja posvećena pripremi izvora pražnjenja pred svako merenje. Za čišćenje izvora korišćen je organski rastvarač i ultrazvučna kada, a katoda je polirana ručno, brusnim papirom, pre svakog postavljanja na nosač katode. Po postizanju radnog pritiska cev za pražnjenje je „ispirana“ strujom argona na radnom pritiskom u trajanju od 30 sekundi. Pre početka merenja izvor pražnjenja je kondicioniran na radnim uslovima (konstantni napon, struja i radni pritisak) tokom 15 minuta.

4.4. Posmatranje oblika spektralnih linija

Za proučavanje oblika i Štarkovih pomeraja spektralnih linija argona i neona u prikatodnoj oblasti ATP primenjena je Lo Surdova tehnika [67]. Radi posmatranja oblika spektralnih linija sa strane, modifikovani izvor Grimovog ATP-a je postavljen na mehanički pomerač koji omogućava pomeranje sa korakom od 0,0625 mm ili 0,125 mm. Zračenje iz izvora pražnjenja se fokusira sa jediničnim uvećanjem pomoću ahromatskog kvarcnog sočiva (S) žižne daljine 75,8 mm na ulaznu pukotinu spektrografa Zeiss PGS – 2 fokalne dužine 2 m sa optičkom rešetkom od 651 zarez/mm, koja je centrirana na talasnoj dužini 1050 nm. Vrednost recipročne linearne disperzije u drugom i trećem difrakcionom redu je 0,37 nm/mm, odnosno 0,25 nm/mm.

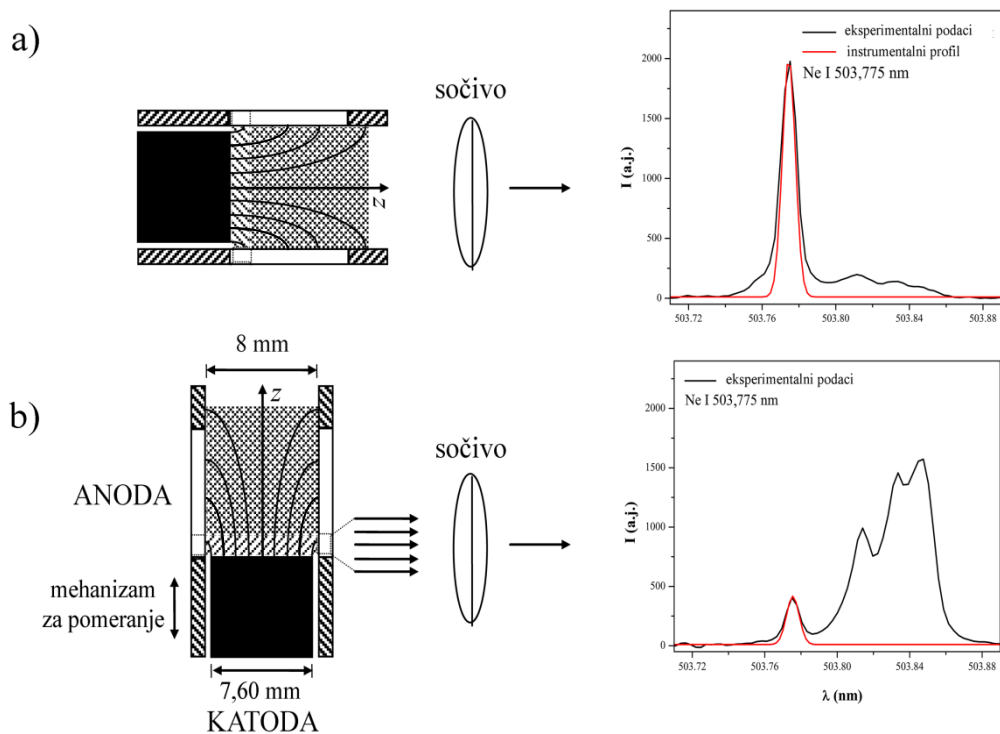
Signal se na izlazu spektrometra detektuje linijskim CCD (*engl.* Charge Coupled Device, CCD) detektorom (Toshiba 1304, 29,1 mm, 3648x1 piksela, širina piksela 8 μ m). Podešavanje opsega talasnih dužina na monohromatoru vrši se ručno. Prikupljanje i beleženje podataka omogućava računar sa namenskim programskim paketom.

Spektralna osetljivost detekcionog sistema u oba gorepomenuta difrakciona reda rešetke je određena pomoću standardne volframove lampe. Sva posmatranja spektara su izvršena sa instrumentalnim profilom koji je opisan Gausovom funkcijom, čija procenjena poluširina iznosi $w_{FWHM} = 8,2$ pm u drugom i $w_{FWHM} = 5,3$ pm u trećem difrakcionom redu rešetke. Instrumentalni profili su prikazani na slici 4.4.



Slika 4.4. a) Profil spektralne linije W I 506,912 nm korišćen za određivanje poluširine instrumentalnog profila u drugom difrakcionom redu; i b) Profil spektralne linije W II 373,621 nm korišćen za određivanje poluširine instrumentalnog profila u trećem difrakcionom redu.

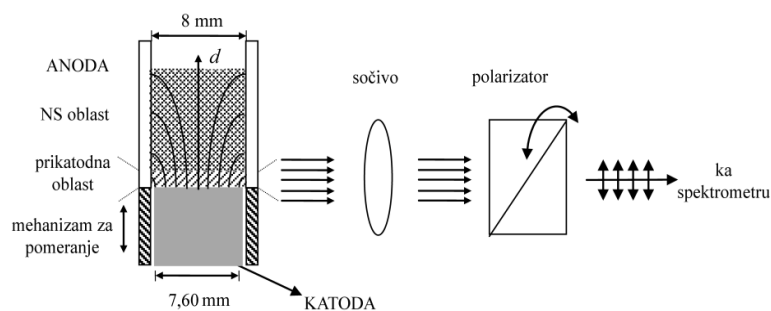
Spektralne linije atoma argona i neona emitovane iz izvora ATP su posmatrane sa strane (duž pravca koji je normalan na pravac električnog polja) i sa kraja pražnjenja (duž pravca električnog polja), kao na slici 4.5.



Slika 4.5. Položaj modifikovanog izvora Grimovog pražnjenja i sočivo za snimanje oblika spektralnih linija: a) sa kraja; i b) sa strane.

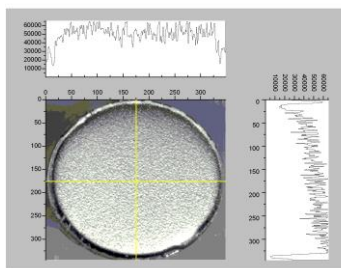
Pri proučavanju oblika spektralnih linija argona i neona u drugom difrakcionom redu korišćene rešetke, da bi se sprečila prodiranja zračenja iz trećeg difrakcionog reda ispred ulazne pukotine monohromatora postavljen je selekcionni optički filter koji propušta zračenje talasnih dužina iznad 420 nm i ima propustljivost $T \approx 90\%$. Posmatranje spektralnih linija jedanput jonizovanog atoma neona izvršeno je duž pravca koji je normalan na pravac električnog polja u trećem difrakcionom redu bez upotrebe filtera.

Pri posmatranju profila H_{α} linije Balmerove serije, zračenje je pre ulaska u spektrometar polarizovano plastičnim polarizatorom. Izbor π - ili σ - polarizovanog profila je sproveden orijentacijom ose polarizatora paralelno sa ili normalno na osu pražnjenja, tj. pravac električnog polja u prikatodnoj oblasti. Pod π - polarizacijom se podrazumeva komponenta svetlosti sa linearnom polarizacijom duž električnog polja, a pod σ - polarizacijom komponenta svetlosti koja je kružno polarizovana u ravni normalnoj na pravac električnog polja, kao na slici 4.6.



Slika 4.6. Shematski prikaz centralnog dela Grimovog izvora ATP. Profili spektralne linije vodonika H_{α} su snimani sa polarizatorom, a spektralne linije Ne I i Ar I su snimane bez polarizatora.

Konačno, karakterizacija površine korišćenih katoda izvršena je metodom optičke profilometrije i potvrđeno je da je dno katodnog kratera u skladu sa očekivanjima ravno kao na slici 4.7.



Slika 4.7. Izgled površine katode od gvožđa. Radni uslovi: radni gas je argon, $p = 6,5$ mbar, $I = 12$ mA i $U = 472$ V.

5. Rezultati

5.1. Štarkov efekat makropolja spektralnih linija Ar I

Lista ispitivanih spektralnih linija atoma argona Ar I sa relevantnim spektroskopskim podacima data je u tabeli 5.1.

Tabela 5.1. Lista ispitivanih Ar I linija. Linije označene zvezdicom nisu posmatrane u [9].

Emiter	Talasna dužina	Gornji nivo	Donji nivo
	(nm)	Konfiguracija, Term, J	Konfiguracija, Term, J
Ar I	518,775	$3s^23p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 4p \ ^2[1/2] \ 1$	$3s^23p^5(^2P^{\circ}_{1/2}) 5d \ ^2[3/2]^{\circ} \ 1$
	522,127	$3s^23p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 4p \ ^2[5/2] \ 3$	$3s^23p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 7d \ ^2[7/2]^{\circ} \ 4$
	549,587*	$3s^23p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 4p \ ^2[5/2] \ 3$	$3s^23p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 6d \ ^2[7/2]^{\circ} \ 4$

Kao što je rečeno u odeljku 3.1.2, Jeger i Vindholec su sistematski proučavali Štarkovo pomeranje više od devedeset spektralnih linija atoma argona u spoljašnjem električnom polju i pokazali da se Štarkovi pomeraji nedegenerisanog gornjeg nivoa posmatranih spektralnih linija mogu predstaviti odgovarajućim aproksimativnim formulama [68].

Prema radu [68] Štarkovi pomeraji nedegenerisanog gornjeg nivoa spektralnih linija Ar I 522,127 nm i Ar I 549,587 nm mogu biti predstavljeni kao funkcije jačine električnog polja E izrazom:

$$E = \sqrt{\frac{\Delta \bar{\nu}_i (a_2 - \Delta \bar{\nu}_i)}{a_1}} \quad (5.1)$$

dok za gornji nivo spektralne linije atoma argona Ar I 518,775 nm, koji pripada zasebnoj grupi proučavanih prelaza, važi formula (3.18) iz odeljka 3.1.2:

$$\Delta \bar{\nu}_i = A_1 E + A_2 E^2 + A_3 E^3 + \dots$$

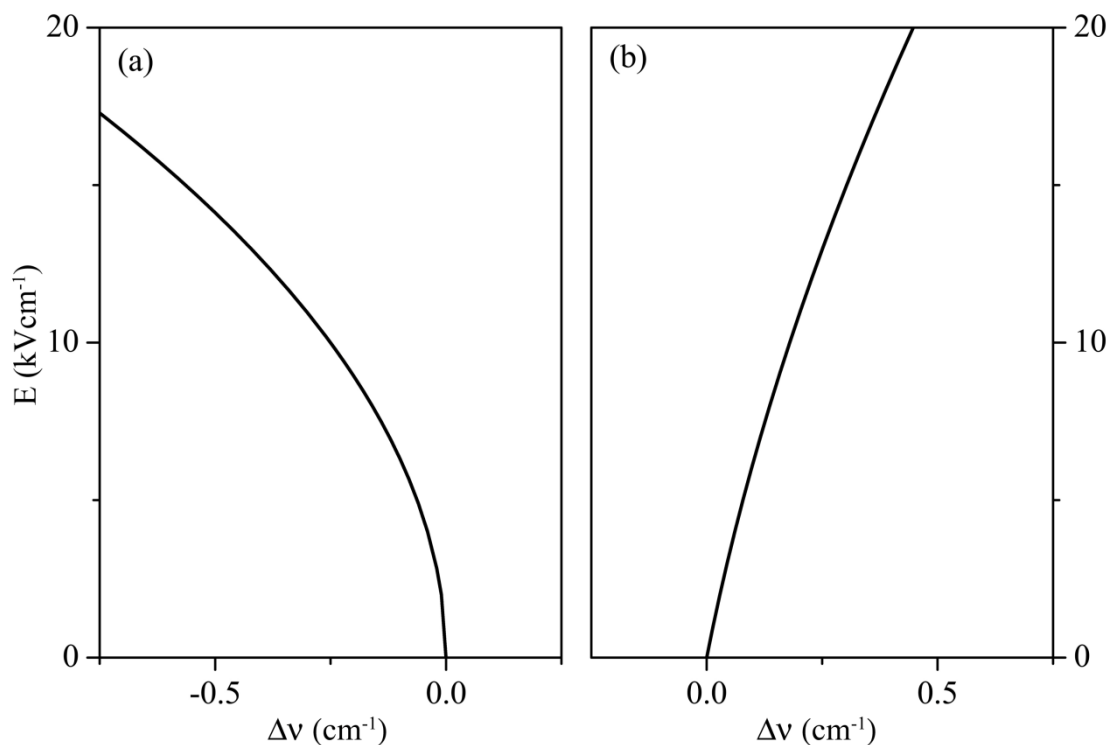
gde $\Delta \bar{\nu}_i$ – u obe formule predstavlja promenu talasnog broja za gornji nivo i (cm^{-1}); E – jačinu električnog polja (kV/cm); a_1 , a_2 , A_1 , A_2 , A_3 – su algebarski koeficijenti proučavanih energijskih nivoa preuzeti iz tabele III i tabele IV u [68]. Relevantni podaci za sve tri spektralne linije atoma argona koje su posmatrane u ovom istraživanju su prikazani u tabeli 5.2.

Neophodni podaci za procenu Štarkovih pomeraja spektralnih linija Ar I 522,127 nm i Ar I 549,587 nm iz tabele 5.2 su korišćeni sa jednačinom (5.1), dok su podaci za spektralnu liniju Ar I 518,775 nm korišćeni sa jednačinama (3.18).

Tabela 5.2. Talasne dužine i koeficijenti Štarkovog pomeraja kod proučavanih spektralnih linija atoma argona preuzeti iz tabela III i IV iz [68].

Talasna dužina (nm)	a_1 (kV ⁻¹)	a_2 (cm ⁻¹)	A_1 (kV ⁻¹)	A_2 (kV ⁻²)
518,775	-	-	1,25e-01	1,51e-03
522,127	4,23e-01	-169,34	-	-
549,587	2,37e-01	-240,81	-	-

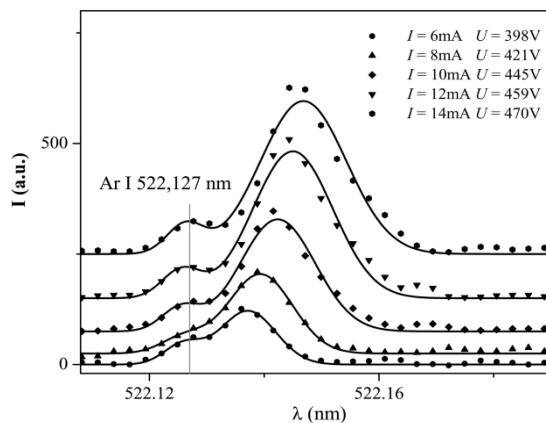
Dva primera zavisnosti jačine električno polja E od Štarkovih pomeraja spektralnih linija Ar I 522,127 nm i Ar I 518,775 nm grafički su prikazani na slici 5.1.



Slika 5.1. Ponašanje gornjih energijskih nivoa atoma argona: (a) $7d$ (Ar I 522,127 nm) i (b) $5d'$ (Ar I 518,775 nm) u električnom polju [68].

Da bi se ispitao uticaj Štarkovog efekta makropolja na oblike spektralnih linija argona izvršen je probni eksperiment. Oblici spektralnih linija argona su posmatrani sa strane, kroz anodni prorez, izvora Grimovog ATP-a, kao na slici 4.4 u potpoglavlju 4.5, na pozicijama u blizini površine katode, gde se očekuje najveća jačina električnog polja.

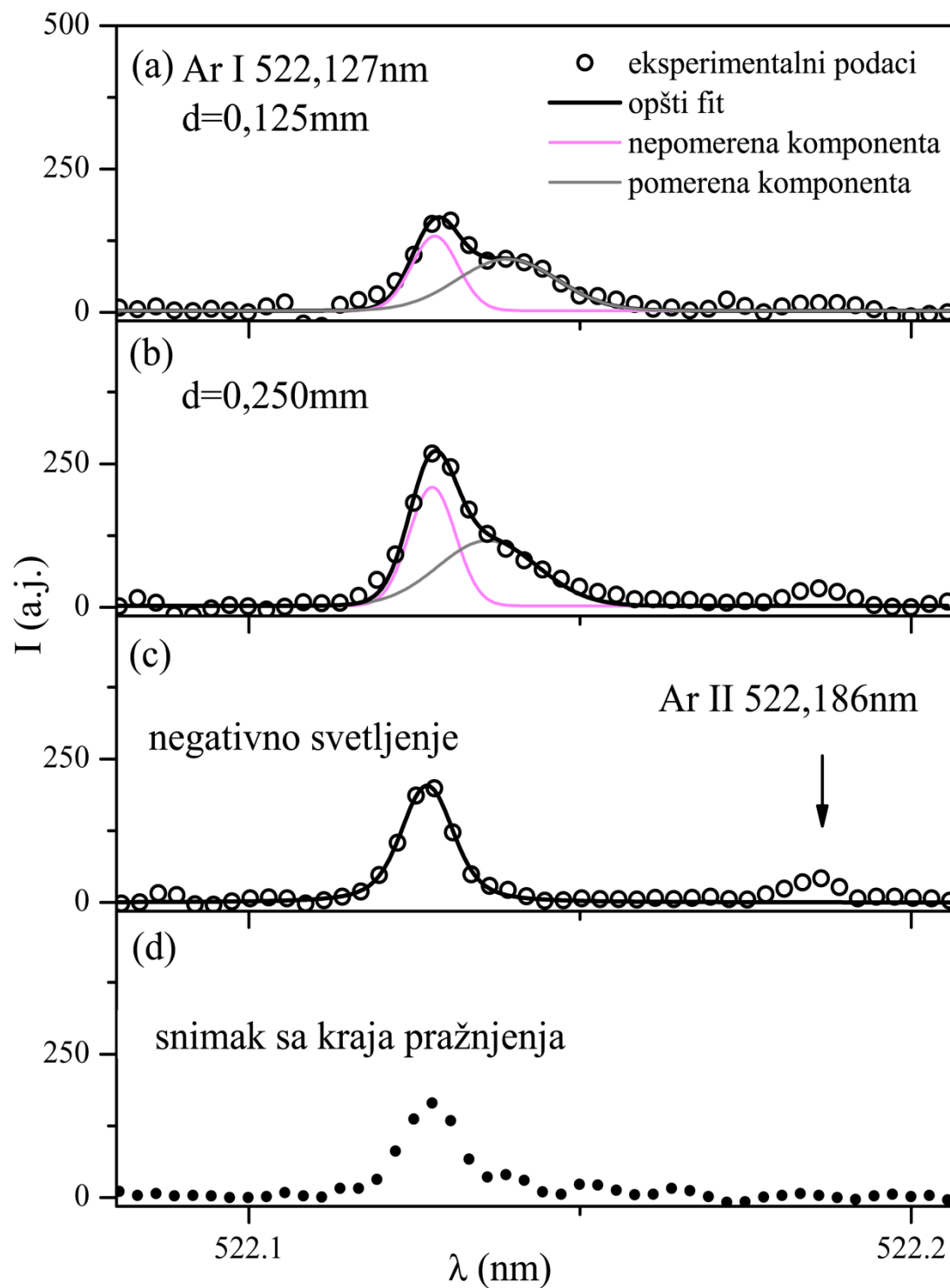
Ponašanje oblika spektralne linije Ar I 522,127 nm u neposrednoj blizini katode tokom povećanja ulazne električne snage (prvenstveno povećanjem struje pražnjenja), prikazana je na slici 5.2. Za različite vrednosti ulazne električne snage, profil spektralne linije Ar I 522,127 nm pokazuje različite vrednosti Štarkovih pomeraja i širina što nedvosmisleno ukazuje na Štarkov efekat makropolja.



Slika 5.2. Oblici spektralne linije Ar I 522,127 nm dobijeni u snimanjima sa strane i njeni najbolji fitovi u prikatodnoj oblasti pri različitim jačinama struje pražnjenja. Da bi se sprečilo preklapanje, profili spektralnih linija su pomereni jedan iznad drugog. Uslovi pražnjenja: čist argon, Fe katoda i $p = 6,5$ mbar.

U saglasnosti sa slikom 5.1 (a) i slikom 5.2, Štarkov pomeraj spektralne linije Ar I 522,127 nm je usmeren prema većim talasnim dužinama (manjim talasnim brojevima). Kod spektralne linije Ar I 518,775 nm, Štarkov pomeraj je uočljivo manji i usmeren prema manjim talasnim dužinama, što se vidi na slici 5.1 (b). Treba ponovo istaći da Štarkovi pomeraji energijskog nivoa $5d'(3/2)_2$ i nekoliko drugih energijskih nivoa [68] predstavljaju zasebnu grupu nivoa koji pokazuju kompleksnu zavisnost od jačine električnog polja. Za ove energijske nivoe, maksimalni Štarkov pomeraj se ispoljava pri određenoj vrednosti jačine električnog polja. Iznad ove vrednosti, Štarkov pomeraj se smanjuje.

Nakon gore pomenutog probnog eksperimenta, započeto je sistematsko proučavanje oblika spektralnih linija argona u prikatodnoj oblasti Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja. Spektroskopska posmatranja su najpre vršena sa strane izvora pražnjenja, odnosno duž pravca koji je normalan na pravac jačine električnog polja (potpoglavlje 4.4).



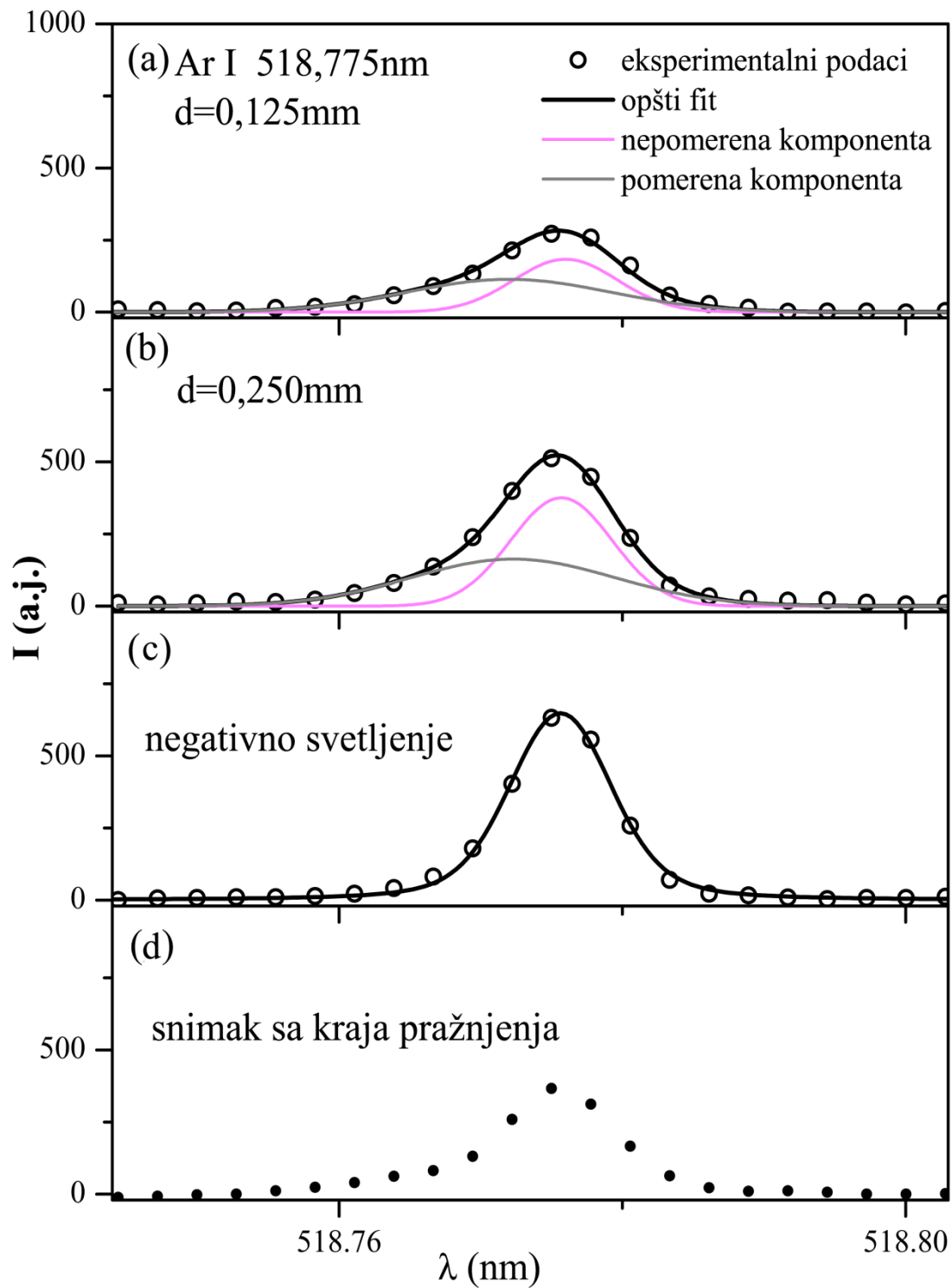
Slika 5.3. Oblici spektralne linije Ar I 522,127 nm i njihovi najbolji fitovi na različitim aksijalnim pozicijama počevši od površine katode (a), (b) i (c); i eksperimentalni profil snimljen sa kraja (d): Uslovi pražnjenja: čist argon, gvozdena katoda, $p = 6,5$ mbar; $I = 12$ mA; $U = 472$ V.

Promena oblika spektralne linije Ar I 522,127 nm duž prikatodne oblasti prikazana je na slici 5.3, gde prva tri spektralna snimka (a) – (c) prikazuju oblike spektrale linije na tri različite aksijalne pozicije duž izvora pražnjenja, počevši od pozicije uz samu površinu katode.

Spektroskopska posmatranja su zatim vršena sa kraja izvora pražnjenja, odnosno duž pravca jačine električnog polja, pogledajte potpoglavlje 4.4. Oblik spektralne linije Ar I 522,127 nm dobijen pri snimanju sa kraja pražnjenja, prikazan je na slici 5.3 (d). Osetljivost sistema za detekciju spektralnih linija i geometrijski faktori optičkog sistema su identični u snimcima 5.3 (a) – (c), dok je za snimak 5.3 (d) izvor pražnjenja postavljen za snimanje sa kraja pražnjenja i osetljivost sistema se ne može porediti sa prethodna tri snimka. Ista primedba važi i za sve ostale slike u ovom odeljku.

U snimcima spektara na slici 5.3 (a) se uočava postojanje dve komponente unutar ukupnog profila proučavane spektralne linije. Prva komponenta je spektralna linija koja je emitovana iz oblasti koja nije pod dejstvom električnog polja, odnosno dela pražnjenja unutar anodnog proreza. Linija ima nepomerenu talasnu dužinu, a njen oblik se može opisati Gausovim profilom sa instrumentalnom širinom. Ovaj fenomen je već primećen pri proučavanju oblika spektralnih linija atoma helijuma u Grimovom ATP-u [7]. Druga komponenta ukupnog profila se emituje iz oblasti pražnjenja pod dejstvom električnog polja i zato je pomeren i proširen usled Štarkovog efekta.

Nepomerena komponenta profila pojavljuje se u svim spektrima snimljenim sa strane i uspešno se koristi za merenja Štarkovih pomeraja spektralnih linija izazvanim dejstvom električnog polja. Oblici spektralnih linija duž električnog polja, prikazani na slici 5.3 (a) i (b), su fitovani Gausovim profilima da bi se što preciznije utvrdio položaj pomerene Štarkove komponente. Širine fitovanih profila su iste duž ose izvora pražnjenja: nepomerena komponenta uvek ima Gausov instrumentalni profil, dok se za pomereni Štarkovu komponentu pretpostavlja da treba da bude dva puta šira od nepomerene komponente u skladu sa rezultatima u [112]. Za razliku od profila spektralnih linija koji su snimljeni u prikatodnoj oblasti pražnjenja, profili snimljeni u oblasti negativnog svetljenja su fitovani simetričnom Vojtovom funkcijom (slika 5.3 (c)).



Slika 5.4. Oblici spektralne linije Ar I 518,775 nm i njihovi najbolji fitovi na različitim aksijalnim pozicijama počevši od površine katode (a), (b) i (c); i eksperimentalni profil snimljen sa kraja (d): Uslovi pražnjenja: čist argon, gvozdena katoda, $p = 6,5$ mbar; $I = 12$ mA; $U = 472$ V.

Promena oblika spektralne linije Ar I 518,775 nm duž prikatodne oblasti prikazana je na slici 5.4. Spektralna rezolucija korišćenog sistema nije dovoljno velika za potpuniju analizu, ali je evidentno da su Štarkovi pomeraji usmereni ka manjim talasnim dužinama, što je saglasno sa slikom 5.1 (b), odnosno rezultatima eksperimetalnih istraživanja [68,98].

5.2. Štarkov efekat makropolja spektralnih linija Ne I

Pre razmatranja Štarkovog efekta makropolja u prikatodnoj oblasti Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja, u tabeli 5.3 prikazana je lista proučavanih spektralnih linija atoma neona Ne I sa relevantnim spektroskopskim podacima.

Tabela 5.3. Lista ispitivanih spektralnih linija atoma neona Ne I.

Linije označene zvezdicom nisu posmatrane u [9].

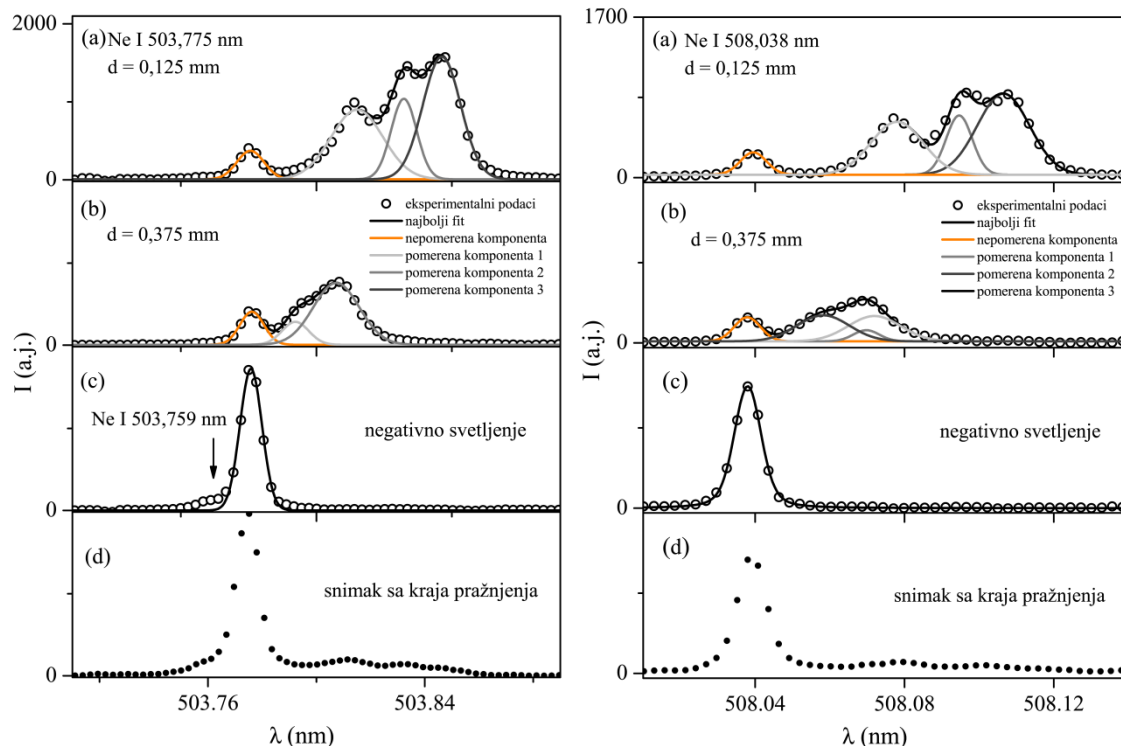
Emiter	Talaska dužina	Donji nivo	Gornji nivo
	(nm)	Konfiguracija, Term, J	Konfiguracija, Term, J
Ne I	503,775	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p^2 [^5/2] 3$	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 5d^2 [^7/2]^{\circ} 4$
	508,038	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p^2 [^5/2] 2$	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 5d^2 [^7/2]^{\circ} 3$
	511,367*	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p^2 [^1/2] 1$	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4d^2 [^3/2]^{\circ} 1$
	534,109*	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p^2 [^1/2] 1$	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4d^2 [^1/2]^{\circ} 1$
	588,190	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s^2 [^3/2]^{\circ} 2$	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p^2 [^1/2] 1$

Kao i u slučaju spektralnih linija atoma argona Ar I, oblici spektralnih linija atoma neona Ne I prvo su spektroskopski posmatrani sa strane izvora pražnjenja, odnosno duž pravca koji je normalan na pravac jačine električnog polja, što je opisano u potpoglavlju 4.4. Štarkov efekat makropolja proučavan je samo sa strane. Za proučavanje Štarkovih pomeraja u prikatodnoj oblasti izvora Grimovog ATP-a, primenjena je Lo Surdova tehnika. Spektroskopska posmatranja su zatim vršena sa kraja izvora pražnjenja, odnosno duž pravca jačine električnog polja.

Istraživane spektralne linije iz tabele 5.3 predstavljene su na slikama 5.5 – 5.8 i na slici 5.10. Prva dva oblika spektralnih linija neona Ne I prikazana na ovim slikama, (paneli (a) i (b)), predstavljaju oblike spektralnih linija na dve različite aksijalne pozicije dobijene u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a, počevši od površine katode. Treći i četvrti oblik spektralnih linija neona Ne I, paneli (c) i (d), pokazuju oblike spektralnih linija koji su dobijeni iz negativnog svetljenja i sa kraja izvora pražnjenja. Treba još jednom napomenuti da je osetljivost detektora i geometrijski faktor optičkog sistema isti

za panele (a) – (c), dok je za panele (d) pražnjenje podešeno za snimanje sa kraja i skala osetljivosti nije poredljiva sa prethodna tri prikaza.

U okviru snimljenih spektara pojavljuje se komponenta sa nepomerenom talasnom dužinom (paneli (a)), što je iskorišćeno za procenu Štarkovih pomeraja. Ovaj fenomen je primećen i kod spektralnih linija atoma argona, što je opisano u odeljku 5.1, a ovde je pomenuto samo radi potpunosti i upućenosti čitaoca.



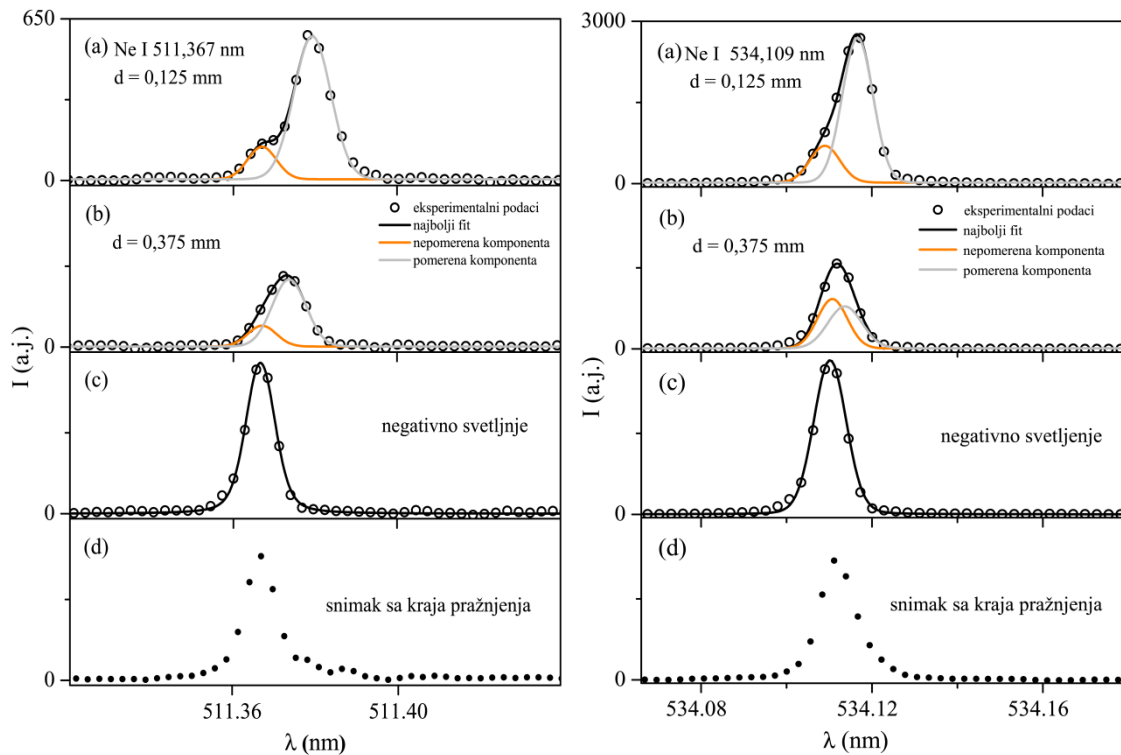
Slika 5.5. Oblici spektralne liniju atoma neona Ne I 503,775 nm i njihovi najbolji fitovi na različitim aksijalnim pozicijama (a), (b), (c) duž izvora pražnjenja, počevši od površine; eksperimentalni profil snimljen sa kraja pražnjenja (d). Štarkove komponente su označene kao pomerene komponente 1, 2 i 3. Uslovi pražnjenja: Fe katoda, $p = 6,5$ mbar; $I = 12$ mA; $U = 620$ V

Slika 5.6. Isto kao na slici 5.5, ali za spektralnu liniju atoma neona Ne I 508,038 nm.

Spektralne linije atoma neona na osnovu spektroskopskih snimaka se mogu podeliti u tri grupe. Prvu grupu predstavljaju spektralne linije Ne I 503,775 nm i Ne I 508,038 nm. Za ove spektralne linije nisu pronađeni ni eksperimentalni ni teorijski podaci u literaturi, pa će ovde biti data analiza na osnovu snimljenih profila. Spektralne linije ispoljavavaju izražen Štarkov efekat. Pomeranje i cepanje spektralnih linija je

najizraženije na poziciji najbližoj površini katode, panel (a) na slici 5.5, gde je jačina električnog polja najveća. Na ovoj poziciji spektralna linija Ne I 503,775 nm pokazuje višekomponentnu strukturu, koja se sastoji od tri pomerene komponente. Svakoj pomejenoj Štarkovoj komponenti pridružena je po jedna Gausova funkcija, sa ciljem da se odrede Štarkovi pomeraji. Na nepomejenoj talasnoj dužini vidi se prisustvo spektralne linije emitovane iz oblasti koja nije zahvaćena električnim poljem. Sa daljim pomeranjem od površine katode, jačina električnog polja u prikatodnoj oblasti opada, pa i sam Štarkov efekat spektralne linije postaje manje izražen, panel (b) na slici 5.5. Više se jasno ne vide tri pomerene Štarkove komponente, već samo dve pomerene komponente. Pomeranim komponentama su takođe pridružene Gausove funkcije. Odnosi širina između pomeranih komponenti na panelima (a) i (b) slike 5.5, nisu održivi, te stoga nije moguće izvršiti potpunija razmatranja u cilju određivanja Štarkovih pomeraja spektralne linije. Da bi se istakla višekomponentna struktura spektralne linije, probni fitovi su zadržani. Na panelu (c) slike 5.5, prikazan je snimak dobijen iz oblasti negativnog svetljenja na kojem se na crvenom krilu vidi prisustvo spektralne linije Ne I 503,759 nm. Pomenuti oblik spektralne linije Ne I 503,775 nm snimljen u oblasti negativnog svetljenja je fitovan Vojtovom funkcijom. Ovaj rezultat će nam biti od značaja pri razmatranju Štarkovog efekta mikropolja u potpoglavlju 5.3. Na kraju, na panelu (d) slike 5.5 prikazan je snimak dobijen pri posmatranju pražnjenja sa kraja. Oblik spektralne linije pokazuje složenu strukturu. Na crvenom krilu je izražena talasasta struktura, što je u saglasnosti sa snimkom dobijenim u [8]. Na osnovu panela (a) i (b), dolazi se do zaključka da ova talasasta struktura potiče od Štarkovog efekta makropolja koji se javlja kod spektralnih linija u prikatodnoj oblasti.

Što se tiče spektralne linije Ne I 508,038 nm, ona pokazuje slično ponašanje kao i spektralna linija Ne I 503,775 nm: oblik spektralne linije pokazuje višekomponentnu strukturu (slika 5.6), a snimak sa kraja pražnjenja pokazuje talasastu strukturu na crvenom krilu. Na osnovu slike 5.6 još jednom se potvrđuje da ova pomenuta talasasta struktura potiče od Štarkovog efekta makropolja.



Slika 5.7. Isto kao na slici 5.5, ali za spektralnu liniju atoma neona Ne I 511,367 nm.

Slika 5.8. Isto kao na slici 5.5, ali za spektralnu liniju atoma neona Ne I 534,109 nm.

Drugu grupu spektralnih linija predstavljaju spektralne linije Ne I 511,367 nm i Ne I 534,109 nm. Ove spektralne linije neona ispoljavaju mali Štarkov efekat, ali za njih postoje rezultati eksperimentalnog istraživanja [69]. Kao što je rečeno u odeljku 3.1.3, pomeranje stotinu četrdeset i jedne linije Ne I u električnom polju izučavali su Jeger i Vindholc [69], a među njima su i spektralne linije Ne I 511,367 nm i Ne I 534,109 nm. Podaci za ove linije su predstavljeni u tabeli 5.4.

Tabela 5.4. Talasne dužine i koeficijenti Štarkovog efekta spektralnih linija Ne I iz [69].

Talasna dužina (nm)	Broj komp.	A_1 (kV^{-2})	A_2 (cm^{-1})	A_3 (cm kV^{-2})
511,367	1	- 6,111e-02	2,783e 1	- 4,700e-05
	2	- 8,889e-02	5,165e 1	- 1,370e-04
	3	- 1,416e-01	4,707e 1	- 6,700e-15
534,109	1	- 7,935e-02	7,138e 1	- 1,470e-04
	2	- 2,330e-01	1,883e 2	- 5,200e-05

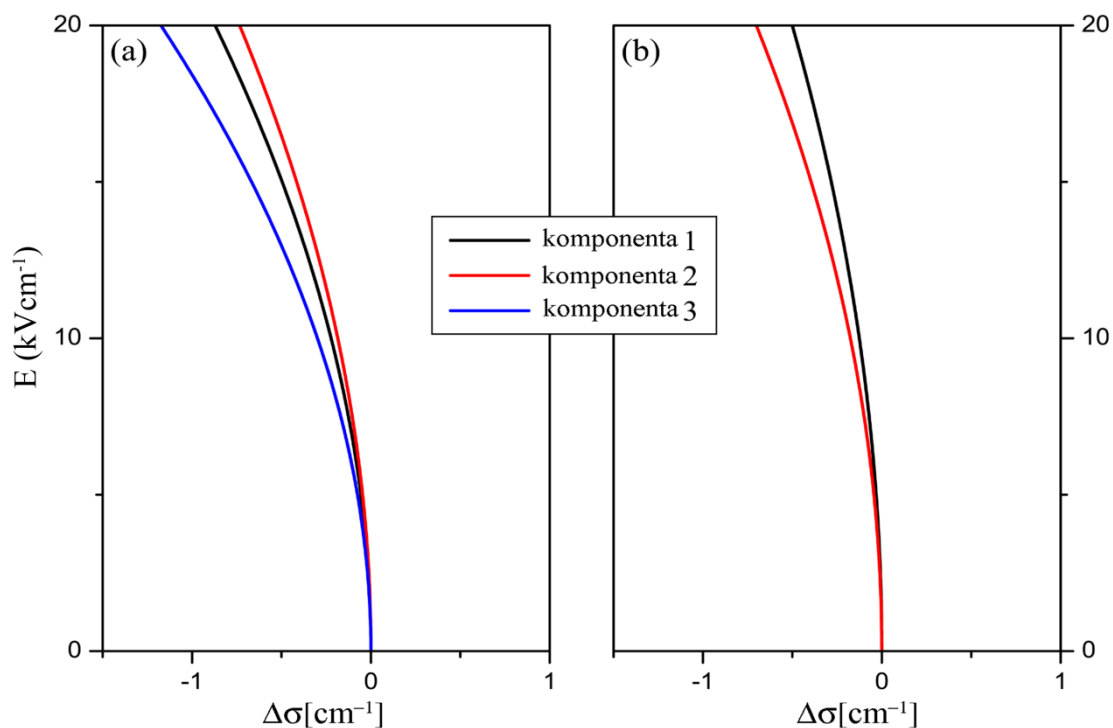
Koristeći podatke iz tabele 5.4, Štarkovi pomeraji nedegenerisanog gornjeg nivoa $4d'$ (Ne I 511,367 nm) i $4d$ (Ne I 534,109 nm) mogu se proceniti u funkciji jačine električnog polja E uz pomoć aproksimativne formule iz [69]:

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_1 + \Delta\sigma_2$$

$$\Delta\sigma_1 = (A_1 E^2) / (A_2 - \Delta\sigma_1); \Delta\sigma_2 = A_3 E^2$$

$$E = \sqrt{\frac{\Delta\sigma(A_2 - \Delta\sigma_1)}{A_1 + A_2 A_3 - \Delta\sigma_1 A_3}} \quad (5.2)$$

gde su: $\Delta\sigma$ – promena talasnog broja nivoa izraženu u (cm^{-1}); E – jačina električnog polja (kVcm^{-1}); A_1, A_2, A_3 – algebarski koeficijenti za proučavanje energijskih nivoa preuzeti iz Tabele 2 u [69]. Podaci za izračunavanje Štarkovih pomeraja spektralnih linija atoma neona Ne I 511,367 nm i Ne I 534,109 nm iz tabele 5.4 korišćeni su sa jednačinom (5.2) za računanje Štarkovih pomeraja. Zavisnost Štarkovih pomeraja od jačine električnog polja E za spektralne linije Ne I 511,367 nm i Ne I 534,109 nm prikazana je na slici 5.9 (a) i (b).



Slika 5.9. Ponašanje grupe termova $4d'$ i $4d$: (a) Ne I 511,367 nm; i (b) Ne I 534,109 nm u električnom polju izračunatom uz pomoć jednačine (5.2) i korišćenjem podataka iz tabele 5.2.

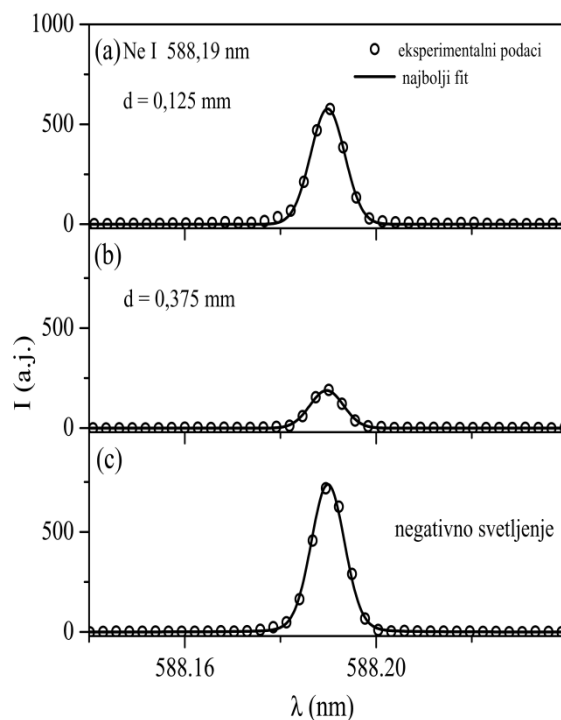
U saglasnosti sa slikom 5.9 (a) i (b), Štarkovi pomeraji spektralnih linija atoma neona Ne I 511,367 nm i Ne I 534,109 nm su usmereni prema većim talasnim dužinama (manjim talasnim brojevima). Kod spektralne linije Ne I 511,367 nm, vide se tri Štarkove komponente (slika 5.9 (a)), dok spektralna linija Ne I 534,109 nm ima uočljive

dve komponente (slika 5.9 (b)). Međutim, zajedničko je za obe spektralne linije da Štarkovi pomeraji postaju jasno uočljivi tek pri vrednostima jačine električnog polja iznad 10 kV/cm.

Ako pogledamo spektroskopski snimak spektralne linije Ne I 511,367 nm, na poziciji najbližoj površini katode, naslućuje se postojanje jedne pomerene Štarkove komponente i postojanje nepomerene komponente, čije je postojanje ranije objašnjeno, pogledajte panel (a) na slici 5.7. Već na sledećoj poziciji, za računanje Štarkovih pomeraja potrebno je poboljšanje metode za merenje Štarkovih pomeraja spektralnih linija atoma neona u uslovima malih jačina električnog polja. Iz tog razloga nisu rađena značajnija istraživanja na pomenutoj spektralnoj liniji. Što se tiče spektralne linije Ne I 534,109 nm, Štarkovi pomeraji su još manji u odnosu na spektralnu liniju Ne I 511,367 nm, te ova spektralna linija neće biti detaljnije razmatrana. Međutim, iako pomenute spektralne linije neona nemaju izražen Štarkov efekat makropolja, na panelu (d) – slike 5.7 i 5.8, može se naslutiti talasasta struktura spektralnih linija na crvenim krilima koja potiče od Štarkovog efekta makropolja.

Na osnovu srednjih vrednosti za tri pomerene Štarkove komponente spektralne linije Ne I 511,367 nm i dve pomerene Štarkove komponente spektralne linije Ne I 534,109 nm procenjena je vrednost jačine električnog polja od $E \sim 14$ kV/cm, na pozicijama najbližim površini katode, panel (a) na slikama 5.7 i 5.8. Merna nesigurnost pri određivanju jačine električnog polja pomoću različitih setova koeficijenata ne prevazilazi 10%.

Trećoj grupi spektralnih linija iz tabele 5.4 pripada spektralna linija atoma neona Ne I 588,190 nm koja ima veoma mali Štarkov pomeraj [75]. Oblici spektralne linije Ne I 588,190 nm ostaju nepromenjeni duž ose pražnjenja Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja i jedino se uočava promena intenziteta, (paneli (a) i (b) na slici 5.10.



Slika 5.10. Profil Ne I 588,190 nm na različitim rastojanjima od površine katode i njeni najbolji fitovi (a), (b), (c). Uslovi pražnjenja: isti kao na slici 5.5.

Tabela 5.5. Vrednosti Štarkovih pomeraja na poziciji sa najvećom vrednošću jačine električnog polja. Polje je procenjeno na osnovu prosečnih vrednosti Štarkovih pomeraja spektralnih linija Ne I 511,367 nm i Ne I 534,109 nm.

Talasna dužina (nm)	Br. teorijskih komponenti	Br. eksperimentalnih komponenti	E [kV/cm]	$\Delta\lambda$ [nm]
		1		0,0392
503,775	-	2		0,0563
		3		0,0704
508,038	-	1		0,0384
		2		0,0561
		3		0,0671
		1	~ 14	0,0123
511,367*	3	-		-
		-		-
534,109*	2	1		0,0077
		-		-
588,190	-	-		-

U tabeli 5.5 predstavljeni su procenjeni Štarkovi pomeraji za proučavanu grupu spektralnih linija atoma neona iz tabele 5.3. Dato su procenjene vrednosti Štarkovih pomeraja na pozicijama najbližim površini katode, odnosno na poziciji na kojoj je jačina električnog polja najjača.

Na kraju poglavlja treba istaći dva zaključka. Prvo, spektralne linije atoma neona predstavljaju potencijalno veoma dobre kandidate za razvoj nove spektroskopske metode za merenje raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja. Drugo, na osnovu spektroskopskih snimaka, talasasta struktura koja se javlja na crvenom krilu spektralnih linija atoma neona Ne I snimljenih sa kraja pražnjenja nedvosmileno je posledica Štarkovog efekta makropolja.

5.3. Štarkov efekat mikropolja spektralnih linija Ar I i Ne I

U potpoglavlju 5.1 i 5.2 dokazano je prisustvo je Štarkovog efekta kod spektralnih linija atoma neona i argona. Spektralne linije argona i neona u spektralnim snimcima sa kraja pražnjenja pokazuju složenu strukturu (panel (d) na slikama 5.3 – 5.8). Na crvenom krilu su primećene talasaste strukture, dok su centralne linije šire u odnosu na instrumentalni profil. Kao što je već napomenuto talasasta struktura kod spektralnih linija snimljenih sa kraja pražnjenja potiče od Štarkovog efekta makropolja i da doprinosi složenoj strukturi spektralnih linija. U cilju daljih istraživanja, potrebno je analizirati spektralne snimke dobijene sa strane izvora pražnjenja u negativnom svetljenju, (panel (c) na slikama 5.3 – 5.8), a sve sa ciljem da se dokaže da Štarkov efekat mikropolja daje doprinos centralnoj nepomerenoj komponenti. Štarkov efekat mikropolja plazme je detaljnije analiziran u potpoglavlju 3.2 gde je prikazan teorijski pristup koji će biti od značaja za istraživanja u doktorskoj disertaciji. Kompleksnija razmatranja Štarkovog efekta mikropolja plazme prevazilaze obim ove doktorske disertacije, te će stoga biti prikazan samo pristup koji je od značaja, a koje su dali Frodeštajn i Kuper [99].

5.3.1. Uticaj plazme na širenje spektralnih linija Ar I i Ne I

Poređenje podataka semiklasičnih Štarkovih parametara širenja iz [98] i izračunatih odgovarajućih podataka, korišćenjem jednačina (3.22 - 3.24) [99] iz potpoglavlja 3.2, dato je u tabeli 5.6.

Tabela 5.6. Poređenje uticaja elektrona na Štarkove širine spektralnih linija (FWHM) w_{eDCS} [98] i izračunate vrednosti korišćenjem formule (3.22). U prve četiri kolone su redom dati: emiter, talasna dužina spektralne linije, podaci prelaza i elektronska temperatura. Naredne tri kolone sadrže teorijske širine uticaja elektrona na spektralne linije: w_{eDCS} uzete iz [98], w_{eFCL} je izračunato uz pomoć granične funkcije $f(\eta R_i)$, tj. formula (3.24) i (3.25), i w_{eFCC} je izračunato pomoću potpune funkcije $f(\eta R_i)$ sa formulom (3.22) [99]. U poslednje dve kolone su navedeni koeficijent ηR_i i uticaj elektrona na Štarkove pomeraje [98]. Svi rezultati su dati za elektronsku gustinu od 10^{20} m^{-3} .

Emiter	Talasna dužina (nm)	Podaci prelaza	T (K)	w_{eDCS}	w_{eFCL}	w_{eFCC}	ηR_i	d_{eDCS} (10^{-3} nm)	
				(10^{-3} nm)					
Ar I	522,127	$4p^2[5/2]_3 - 7d^2[5/2]_4^o$	2500	3,85	4,40	5,99	3,21	2,15	
			5000	4,74	4,94	7,92	1,60	2,17	
		10000	5,88	10,22	10,01	0,80	1,98		
		20000	7,18	12,04	11,73	0,40	1,46		
	549,587	$4p^2[5/2]_3 - 6d^2[5/2]_4^o$	2500	2,09	2,29	3,03	3,58	1,26	
			5000	2,51	2,57	4,04	1,79	1,34	
		10000	3,05	5,13	5,13	0,90	1,26		
		20000	3,71	6,33	6,14	0,45	0,96		
	518,775	$4p^2[1/2]_1 - 5d^2[3/2]_2^o$	2500	0,70	0,75	0,95	4,35	0,37	
			5000	0,85	0,85	1,28	2,18	0,40	
		10000	1,04	1,52	1,63	1,09	0,40		
		20000	1,27	2,09	2,01	0,54	0,34		
	603,213	$4p^2[5/2]_3 - 5d^2[7/2]_4^o$	2500	1,08	1,13	1,45	3,97	0,70	
			5000	1,26	1,27	1,95	1,99	0,77	
			10000	1,49	2,40	2,48	0,99	0,74	
			20000	1,79	3,12	3,02	0,50	0,59	
		560,673	$4p^2[1/2]_1 - 5d^2[1/2]_1^o$	2500	0,81	0,94	1,22	3,90	-0,090
				5000	1,09	1,06	1,64	1,95	-0,038
			10000	1,45	2,03	2,08	0,98	0,007	
			20000	1,85	2,61	2,53	0,49	0,017	
696,543		$4s^2[3/2]_2^o - 4p^2[1/2]_1$	2500	0,053	0,044	0,048	10,39	0,030	
			5000	0,056	0,050	0,060	5,19	0,035	
		10000	0,064	0,056	0,080	2,60	0,036		
		20000	0,081	0,085	0,104	1,30	0,030		
503,775	$3p^2[5/2]_3 - 5d^2[7/2]_4^o$	2500		12,51	12,32	0,23			
		5000		11,52	11,31	0,11			
		10000		10,03	9,85	0,06			
		20000		8,43	8,32	0,03			
	515,196	$3p^2[3/2]_1 - 5d^2[5/2]_2^o$	2500		25,05	24,71	0,03		
			5000		20,54	20,37	0,02		
		10000		16,52	16,44	0,01			
		20000		13,10	13,06	0,01			
	515,443	$3p^2[3/2]_1 - 5d^2[3/2]_1^o$	2500		18,28	17,93	0,09		
			5000		15,74	15,48	0,05		
		10000		13,25	12,97	0,02			
		20000		10,69	10,61	0,01			
520,390	$3p^2[3/2]_2 - 5d^2[5/2]_3^o$	2500		26,49	26,16	0,03			
		5000		21,62	21,45	0,01			
	10000		17,33	17,25	0,01				
	20000		13,69	13,66	0,01				
534,109	$3p^2[1/2]_1 - 4d^2[1/2]_1^o$	2500		4,37	4,28	0,33			
		5000		4,20	4,13	0,16			
	10000		3,75	3,68	0,08				
	20000		3,21	3,15	0,05				

Za spektralne linije Ne I dostupni su samo rezultati uticaja elektrona na Štarkove poluširine spektralnih linija dobijeni u ovom radu. Izračunavanje Štarkovih parametara širenja kod spektralnih linija atoma neona Ne I je urađeno na isti način kao i u slučaju spektralnih linija atoma argona Ar I.

Kao što se može videti iz tabele 5.6, izračunati rezultati korišćenjem jednačine (3.22) za $\eta R_i > 1$ i pri korišćenju granične funkcije $f(\eta R_i)$ date jednačinom (3.24), pokazuju razumno slaganje sa semiklasičnim širinama elektronskog uticaja na spektralne linije atoma argona Ar I, procenjene u [98]. Za $\eta R_i > 1$ formula (3.22) sa ograničenjem datim jednačinom (3.25) daje nešto veće (<16%) rezultate uticaja elektrona na širine w_{eFCL} spektralnih linija argona, nego semiklasični proračuni w_{eDCS} . Ako se formula (3.22) koristi sa (3.23) dobijaju se veće poluširine (30% - 60%). U slučaju kada je $\eta R_i \leq 1$, jednačine (3.23) i (3.24) sa formulom (3.22) daju skoro identične poluširine spektralnih linija, koje su od 40% do 70% veće nego semiklasični proračuni [98]. Može se zaključiti da upotreba granične funkcije (3.24) sa jednačinom (3.22) dovodi do precenjenosti uticaja elektrona na poluširine spektralnih linija atoma argona za skoro sve vrednosti ako se koristi funkcija (3.23). Odnos između graničnih funkcija (3.24) i (3.25) i fitovane funkcije $f(\eta R_i)$ date jednačine (3.23), ilustrovani su na slici 3.3, odeljak 3.2.1. Za ovo poređenje opet su korišćene spektralne linije atoma argona iz [98].

Kao i u slučaju spektralnih Ar I, uticaji elektrona na poluširinu spektralnih linija atoma neona Ne I w_{eFCC} su gotovo identični kao kada se sa jednačinom (3.22) koristi funkcija (3.23) ili granična funkcija (3.24), pogledajte tabelu 5.6. Nažalost, u slučaju kada je $\eta R_i < 1$ i kada se obe funkcije (3.23) i (3.24) koriste sa formulom (3.22) dobijaju se skoro identični rezultati, koji znatno prevazilaze semiklasične proračune. Podsetimo se radi poređenja da kod spektralnih linija Ar I prekoračenje iznosi između 40% i 70%. Prekoračenje kod spektralnih linija atoma neona Ne I je veće, jer su ηR_i vrednosti manje. Za procenu uticaja elektrona na širine spektralnih linija Ar I i Ne I iz tabele 5.6, svi potrebni atomski podaci su preuzeti iz [113].

U otežanom Grimovom abnormalnom tinjavom pražnjenju najveća koncentracija elektrona N_e je u oblasti negativnog svetljenja [50,114]. Pored ove osobine, oblast negativnog svetljenja se obično karakteriše najvećim intenzitetom spektralnih linija, što je važno za diskusiju oblika spektralnih linija dobijenih u snimanju sa kraja izvora pražnjenja. Izuzetak je vodonik, gde maksimalni linijski intenziteti bivaju izračeni iz

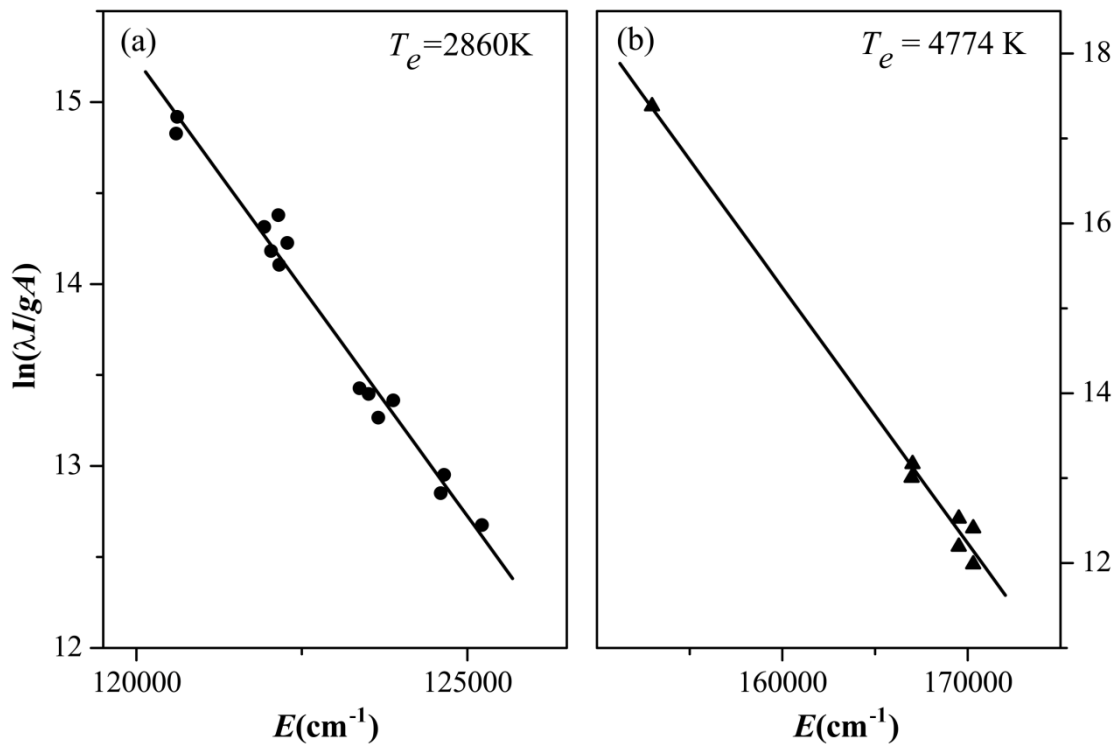
prikatodne oblasti [28,45]. U prikatodnoj oblasti koncentracija elektrona N_e je manja između 6 i 7 redova veličine u odnosu na oblast negativnog svjetljenja. Linijski intenziteti su mnogo slabiji, ali se još uvek mogu sa lakoćom detektovati, pogledati spektralne linije atoma argona Ar I i neona Ne I prikazane na slikama 5.3 – 5.8. Prema tome, standardna izjava za tinjava pražnjenja da je emisija spektralnih linija u prikatodnoj oblasti veoma slaba, nije odgovarajuća kod Grimovog ATP-a [6,7,28,45,111,115].

Kao što je već istaknuto, za određivanje elektronske koncentracije N_e potrebno je poznavati elektronsku temperaturu plazme T_e . Ovaj parametar plazme određen je korišćenjem relativnih intenziteta spektralnih linija atoma argona Ar I i atoma Ne I uz pomoć tehnike Bolcmanovog dijagrama (slika 5.11). Spisak linija koje su korišćene za tehniku Bolcmanovog dijagrama dat je u tabeli 5.7, zajedno sa odgovarajućim atomskim podacima preuzetim iz [113].

Da bi se primenila ova tehniku, energije gornjih nivoa spektralnih linija, moraju biti na ili iznad granice delimične lokalne termodinamičke ravnoteže PLTE. Postoji nekoliko kriterijuma kako se određuje granica PLTE [52]. Različiti kriterijumi su korišćeni u niskotemperaturnoj plazmi vodonika, mešavini argona i vodonika, kao i u mešavini helijuma i vodonika, ali je utvrđeno da kriterijum opisan jednačinom (7.22a) u [116] daje najbolje PLTE ograničenje [117]. Međutim, ovaj kriterijum je razvijen samo za vodonikove plazme ili za plazme slične vodonikovim jonima [116].

Za određivanje granice PLTE primenjena je jednačina (7.77) iz [118]. Ako se uzme u obzir da su koncentracija elektrona $N_e \approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$ i elektronska temperatura $T_e \approx 4000 \text{ K}$ [114] u oblast negativnog svjetljenja Grimovog ATP-a u argonu, granica za PLTE iznosi 3 (osnovno stanje + dva viša nivoa Ar I).

Prema tome, sve spektralne linije atoma argona Ar I sa glavnim kvantnim brojem gornjeg energijskog nivoa 5 ili većim, mogu se koristiti za proračun elektronske temperature tehnikom Bolcmanovog dijagrama. U tabeli 5.7 samo dve spektralne linije sa gornjim energijskim nivoom $4d$ u potpunosti ne ispunjavaju ovaj kriterijum.



Slika 5.11. Boltzmanovi dijagrami za spektralne linije: (a) argona Ar I i (b) neona Ne I. Uslovi pražnjenja: gvozdena katoda, $p = 6,5$ mbar; (a) $I = 12$ mA; $U = 472$ V; i (b) $I = 12$ mA; $U = 620$ V.

Međutim, ove dve tačke na argonovom Boltzmanovom dijagramu su dobro povezane sa ostalim tačkama, tako da se može imati poverenje u izračunatu vrednost elektronske temperature $T_e = 2860$ K (slika 5.11 (a)), koja je bliska vredosti $T_e = 4640$ K saopštenoj za termalizovane elektrone u [119]. U slučaju spektralnih linija atoma neona Ne I, energijski nivo $3p$ (tabela 5.7), je ispod granice PLTE. Ipak, korelacija sa linijama iznad granice PLTE je razumna, što se može zaključiti sa slike 5.11 (b), i dobijena je elektronska temperatura $T_e = 4770$ K. Izmerena vrednost je u opsegu elektronske temperature saopštene u [120]. Treba napomenuti da pored sporih elektrona, postoje i brzi elektroni [121].

Prema slici 6 u [121], koncentracija brzih elektrona u uslovima ovog eksperimenta je procenjena na $\sim 7 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$, što je pet redova veličine manje u odnosu na koncentraciju sporih elektrona, pa se njihov doprinos može zanemariti sa stanovišta Štarkovog širenja mikropolja.

Tabela 5.7. Spisak spektralnih linija atoma argona Ar I i neona Ne I koje su korišćene za Bolcmanove dijagrame: λ – talasna dužina, E_k – energija gornjeg nivoa, A_{ik} – verovatnoća prelaza i g_k – statistička težina. Podaci su uzeti iz [113].

Emiter	λ (nm)	Prelaz	E_k (cm ⁻¹)	A_{ik} (10 ⁸ s ⁻¹)	g_k
Ar I	605,3	4p-4d	120 619	0,00190	5
	605,9	4p-4d	120 601	0,00420	5
	560,7	4p-5d	121 933	0,02200	3
	518,7	4p-5d	123 373	0,01380	5
	603,2	4p-5d	122 036	0,02460	9
	598,7	4p-5d	122 160	0,00120	7
	599,9	4p-5d	122 282	0,00140	5
	604,3	4p-5d	122 160	0,01470	7
	515,1	4p-6d	123 509	0,02390	1
	549,5	4p-6d	123 653	0,01690	9
	602,5	4p-7s	123 882	0,00900	3
	522,1	4p-7d	124 610	0,00880	9
	525,2	4p-7d	124 650	0,00546	7
	506,0	4p-8d	125 220	0,00370	9
Ne I	540,1	3s-3p	152 971	0,00900	1
	532,6	3p-4d	167 027	0,00680	3
	534,1	3p-4d	166 975	0,11000	3
	515,4	3p-5d	169 517	0,01900	3
	519,1	3p-5d	170 296	0,01300	3
	533,3	3p-5d	169 517	0,00530	3

Izračunata koncentracija elektrona potiče iz Lorencovog udela w_L Vojtovskog profila širine w_V koji je izmeren u spektralnim snimcima dobijenim sa strane izvora pražnjenja, u negativnom svetljenju na poziciji na kojoj je širina w_V maksimalna i što je bliže moguće pri katodnoj oblasti. Izmereni profili su simetrični što ukazuje da zračenje iz pri katodne oblasti nije prisutno u datim profilima. Ako asimetrija počne da se pojavljuje, merena poluširina raste zbog uticaja Štarkovog pomeranja makropoljem na linije emitovane u blizini pri katodne oblasti Grimovog ATP-a. Ako se oblast negativnog svetljenja posmatra pri udaljavanju od granice pri katodne oblasti, širine spektralnih linija ostaju simetrične sa istim širinama u dužini od oko 1mm, a zatim intenziteti spektralnih linija počinju da slabe i linije postaju uže. Rezultati postupka dekonvolucije su otkrili da izmereni Vojtovi profili imaju konstantan Gausov deo koji ima FWHM

$w_G = 0,0082$ nm, koji odgovara širini instrumentalnog profila w_I , i Lorencovog deo w_L , koji varira u zavisnosti od posmatrane spektralne linije.

Pre nego što se pređe na analizu oblika spektralnih linija u oblasti negativnog svetljenja, treba istaći da je mehanizam Doplerovog širenje teškog emitera argona zanemarljiv pri elektronskim temperaturama od $T_e \approx 1000$ K [114]. U korišćenom izvoru tinjavog pražnjenja pri radnom pritisku argona i neona u rasponu od 5 do 10 mbar, uticaj van der Valsvog mehanizma širenja može se zanemariti [119]. Stoga je w_L uzeta kao Štarkova širina w_S i korišćena je za izračunavanje koncentracije elektrona N_e , pri čemu su korišćene samo spektralne linije atoma argona Ar I i neona Ne I sa $w_L > (1/3)w_I$. U tu svrhu, korišćene su teorijske širine uticaja elektrona w_e i širine uticaja jona Ar^+ . Ovde nije ni pokušano da se proceni mali (<5%) doprinos jona na širinu spektralnih linija neona Ne I, pošto je procenjena tačnost uticaja elektrona na širinu mala. Uopšteno govoreći, doprinos jona ukupnoj Štarkovoj širini nevodoničnih linija je 10% što se može videti u tabeli 2 u [98]. Za vrednosti uticaja elektrona na širinu spektralnih linija w_e iz jednačine (3.22) (tabela 5.6), doprinos uticaja jona Ar^+ je preuzet iz [98]. Rezultati elektronske koncentracije N_e u oblasti negativnog svetljenja Grimovog ATP-a su dati u tabeli 5.8. Za proveru kvaliteta teorijskih širina spektralnih linija atoma argona Ar I [98,99], korišćenih za dijagnostiku koncentracije elektrona N_e Grimovog pražnjenja, u poslednje dve kolone tabele 5.8 su prikazani rezultati drugog eksperimenta, vršenog u argonovom plazmenom mlazu pri relativno niskoj temperaturi od 7800 K i pri koncentraciji elektrona $N_e = 10^{22} \text{ m}^{-3}$ (w_{mRC}) [122]; ovi rezultati su poređeni sa teorijskim podacima (w_{IDCS} , w_{IFCL}) [98,99].

Ako se zanemare rezultati za spektralnu liniju Ar I 518,775 nm, prosečni odnos $w_m/w_{IDCS} = 0,96$. Jedina prepreka da se iznese konačan zaključak na osnovu ovog odnosa u predstavljenim eksperimentalnim uslovima je niža elektronska koncentracija T_e . Procenjena vrednost od $T_e = 2860$ K je u temperaturnom području gde se Štarkovo širenje značajno menja sa temperaturom [98]. Štaviše, rezultati proračuna Štarkovog širenja [98] mogu se smatrati veoma pouzdanim.

Procenjena neodređenost koncentracije elektrona N_e , dobijena iz Lorencovog udela w_L za dve spektralne linije Ar I iz tabele 5.8, je približno 25%, a najveći doprinos od oko 15%, potiče od merenja i dekonvolucije uskih profila linija.

Tabela 5.8. Eksperimentalna FWHM w_L i elektronska koncentracija N_e izračunata korišćenjem ukupne Štarkove širine w_{IDCS} i w_{IFCL} . U poslednje dve kolone su dati odnosi eksperimentalnih rezultata w_{mRC}/w_{IDCS} i w_{mRC}/w_{IFCL} iz [122].

T (K)	Talasna dužina (nm)	w_L (pm)	$N_e=f(w_L/w_{IDC})$ (10^{20} m^{-3})	$N_e=f(w_L/w_{IFCL})$ (10^{20} m^{-3})	$T=7800 \text{ K}$	
					$N_e=f(w_{mRC}/w_{IDC})$ (10^{22} m^{-3})	$N_e=f(w_{mRC}/w_{IFC})$ (10^{22} m^{-3})
Ar I 2860	522,127	4,00	1,0	0,9	1,07	0,72
	549,587	2,90	1,3	1,2	0,98	0,70
	518,775	2,70	-	-	1,81	1,58
	603,213	-	-	-	0,88	0,68
	560,673	-	-	-	0,91	0,76
Ne I 4770	503,775	3,4	-	-	-	-
	515,196	2,3	-	-	-	-
	515,443	3,2	-	-	-	-
	520,390	2,8	-	-	-	-
	534,109	2,5	-	-	-	-

Mogućnost dijagnostike koncentracije elektrona N_e pomoću jednostavne formule [99] je zadovoljavajuća (tabela 5.8), ali su potrebni dodatni naponi da bi se primenila na ceo region ηR_i (potpoglavlje 3.2.1).

Jedini izuzetak u nesaglasnosti između teorije i eksperimenta je spektralna linija Ar I 518,775 nm, što se vidi u tabeli 5.8. Predviđeni Štarkov pomeraj je crven [98] (tabela 5.6), dok je izmereni plav [122]. U ovim merenjima je dokazan plavi pomeraj što je u saglasnosti sa slikom 5.1 (b). Najverovatnija je promena u Štarkovim pomerajima koji prvo rastu a onda opadaju (odjeljak 3.1.2), i ova promena se mora uzeti u obzir prilikom proračuna širenja usled dejstva plazme.

Na kraju su poređene širine spektralnih linija snimljene sa kraja izvora pražnjenja, sa spektralnim linijama koje su snimljene sa strane izvora pražnjenja u negativnom svetljenju i rezultati su predstavljeni u tabeli 5.9. Širine spektralnih linija snimljene sa kraja su uvek veće sa izuzetkom spektralne linije Ar I 522,127 nm.

Najveća izmerena razlika između snimaka sa kraja i sa strane izvora pražnjenja je oko 40% za spektralnu liniju Ne I 515,196 nm.

Tabela 5.9. Poređenje izmerenih poluširina merenih sa strane iz oblasti negativnog svetljenja w_v i sa kraja pražnjenja w_{end-on} .

Emiter	Talasna dužina (nm)	w_v (10^{-3} nm)	w_{end-on} (10^{-3} nm)
Ar I	518,775	8,6	9
	522,127	9,0	9
	549,587	8,6	-
Ne I	503,775	9,0	11
	512,226	9,0	10
	515,196	8,5	12
	515,443	9,0	10
	520,390	9,0	10
	534,109	8,5	11
	588,189	8,2	-

Takođe, interesantno je napomenuti da snimci sa kraja u većini slučajeva sadrže informaciju o Štarkovim pomerajima izazvanim električnim poljem u prikatodnoj oblasti, što može biti pogrešno protumačeno kao još jedna linija u blizini (panel (d) na slikama 5.5 i 5.6). Intenziteti ovih linija, ranije nazvanih talasasta struktura, zavise od ekscitacionih efikasnih preseka i uslova pražnjenja u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a.

Dosadašnji rezultati su objasnili složenu strukturu spektralnih linija razmatranih u [9]. Spektroskopskim posmatranjem sa strane izvora pražnjenja (duž pravca paralelnog sa površinom katode) postojanje proširenih složenih profila linija atoma neona i argona objašnjeno je kao rezultat superpozicije profila koji se emituje iz prikatodne oblasti pražnjenja pod uticajem Štarkovog efekta i proširenog profila emitovanog iz oblasti negativnog svetljenja usled dejstva mikropolja naelektrisanih čestica.

Takođe, istraživanja su ukazala na mogućnost korišćena oblika spektralnih linija Ne I u dijagnostičke svrhe prikatodne oblasti Grimovog ATP-a. Zbog relativno malih Štarkovih pomeraja u uslovima malih jačina električnog polja, spektralne linije atoma argona Ar I nisu bile od interesa. Prema tome, dalja istraživanja su posvećena isključivo merenjima Štarkovih pomeraja spektralnih linija atoma neona Ne I, a sa ciljem razvoja nove spektroskopske metode merenja raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti gasnih pražnjenja. Pomenuta istraživanja će biti prikazana u potpoglavlju 5.4.

5.4. Mogućnosti primene oblika spektralnih linija Ne I za dijagnostiku prikatodne oblasti Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja

U prethodnom potpoglavlju su prikazani rezultati teorijskih i eksperimentalnih proučavanja oblika spektralnih linija atoma argona i neona, koji su polazna osnova daljih istraživanja u ovoj doktorskoj disertaciji. Zaključeno je da složeni oblici spektralnih linija argona Ar I i neona Ne I posmatrani sa kraja izvora pražnjenja potiču od superpozicije Štarkovog efekta mikropolja plazme i makropolja u prikatodnoj oblasti.

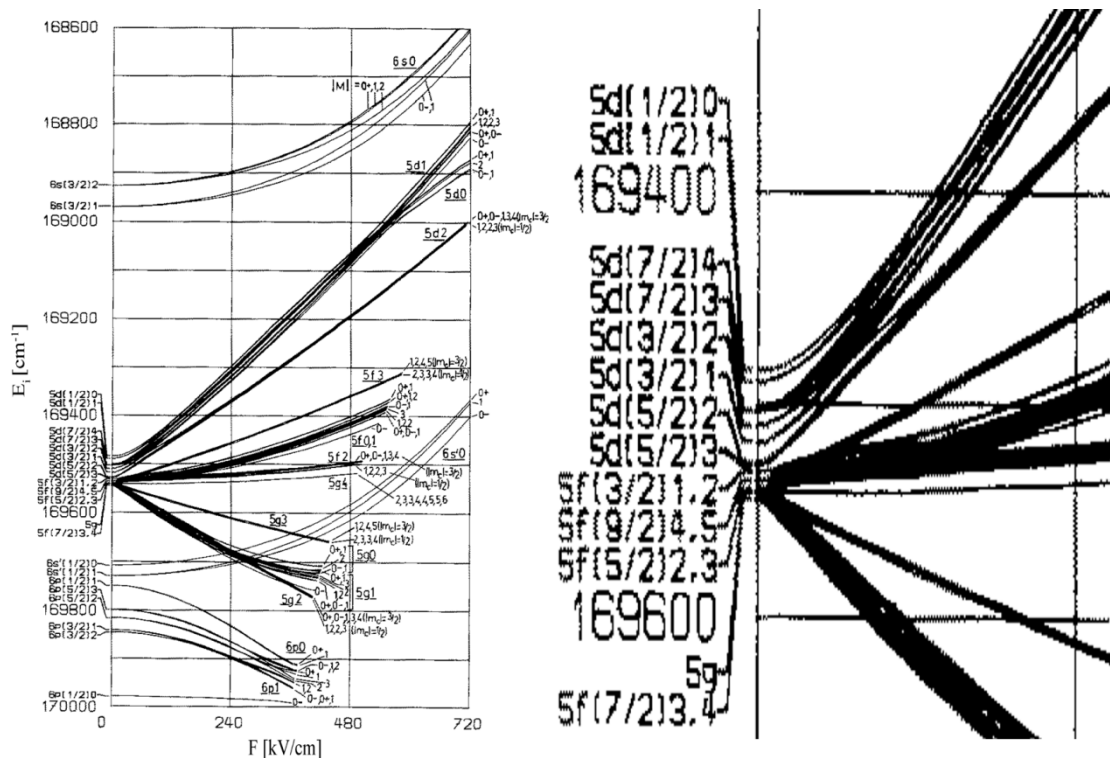
Od posebnog interesa je dalje proučavanje Štarkovog efekta makropolja pri vrednostima karakterističnim za prikatodnu oblast pražnjenja. Proučavane spektralne linije argona su u električnom polju prikatodne oblasti pokazale pomeranje, ali ne i cepanje. Osim toga, obe proučavane spektralne linije argona Ar I 518,775 nm i Ar I 522,127 nm ispoljavaju jako male Štarkove pomeraje u uslovima ovog eksperimenta zbog male jačine električnog polja. Ostale spektralne linije atoma argona koje bi bile bolji kandidati nisu pronađene, pa je započeto sistematsko istraživanje oblika spektralnih linija atoma neona Ne I.

Za veliki broj spektralnih linija atoma neona dostupni su podaci o Štarkovom pomeraju za vrednosti jačine električnog polja E koje su veće od 50 kV/cm [69]. Postojeći eksperimentalni podaci su na osnovu rezultata teorijskih proračuna, izrazi (3.19 – 3.21), ekstrapolirani ka manjim vrednostima jačine električnog polja E .

Međutim, u ovom eksperimentu posmatranjem oblika spektralnih linija atoma neona sa strane izvora pražnjenja, otvara se mogućnost za precizna merenja Štarkovih pomeraja u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a. Radi što tačnijeg merenja Štarkovih pomeraja pri posmatranju profila spektralnih linija Ne I sa značajno izraženim Štarkovim cepanjem/pomeranjem u uslovima malih jačina električnog polja treba: (a) kao radni gas koristiti mešavinu neona i vodonika; (b) odrediti raspodelu jačine električnog polja posmatranjem profila spektralne linije Balmerove serije H_{α} ; i (c) poboljšati/prilagoditi metodu za merenje Štarkovih pomeraja spektralnih linija atoma neona u uslovima malih jačina električnog polja.

Dodatnim pretraživanjem literature, došlo se do novih saznanja koja mogu biti značajna za dalji tok istraživanja. Veoma zanimljive i značajne informacije su pronađene u teorijskim istraživanjima Zigelbekera i Šnicera [76]. Rad ovih autora je

poslužio kao smernica za izbor spektralnih linija atoma neona Ne I sa značajno izraženim Štarkovim cepanjem/pomeranjem u uslovima malih jačina električnog polja. Grupa spektralnih linija koja ispoljava ovakvo cepanje i pomeranje komponenti u prisustvu električnog polja, a za koje postoje teorijska istraživanja predstavljena je na slici 5.12, preuzetoj iz [76].



Slika 5.12. Kvazi-diskretni Štarkov spektar neutralnih linija atoma neona Ne I, za energijske nive od 6s do 6d, izračunat korišćenjem $j-l$ sprege [76].

Nakon ovih saznanja, izvršeno je posmatranje profila spektralnih linija Ne I sa značajno izraženim Štarkovim cepanjem/pomeranjem u uslovima malih jačina električnog polja, a za koje do sada nisu objavljeni eksperimentalni rezultati. Lista spektralnih linija atoma neona Ne I koje su detektovane pri radnim uslovima u ovom eksperimentu prikazana je u tabeli 5.10.

Spektralne linije atoma neona Ne I su posmatrane na različitim aksijalnim pozicijama duž ose pražnjenja, normalno na osu cilindričnog Grimovog ATP-a. Spektralne linije atoma neona Ne I su pokazale dvokomponentnu strukturu i naglašene Štarkove pomeraje u prikatodnoj oblasti. Kao radni gas korišćen je neon sa malim dodatkom vodonika (poglavlje 4), što je obezbedilo posmatranje ne samo profila Ne I linija (tabela 5.10), već i oblika spektralne linije H_{α} iz Balmerove serije. Primenom

Štarkove polarizacione spektroskopije izvršeno je posmatranje H_α Balmerove linije radi merenja raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti izvora pražnjenja. Za merenje Štarkovih pomeraja linija atoma neona koristili smo dve tehnike: poboljšana je ranije opisana metoda za merenje Štarkovih pomeraja, a osim ove metode korišćena je dobro poznata metoda separacije maksimuma između pomerene i nepomerene komponente. Rezultati teorijskih i eksperimentalnih istraživanja spektralnih linija atoma neona biće prikazani u naredna dva potpoglavlja.

Tabela 5.10. Lista Ne I spektralnih linija koje nisu proučavane u [69]. Podaci su preuzeti iz [113], dok za spektralne linije Ne I označene sa zvezdicom postoje podaci u [69].

Talasna dužina (nm)	Donji nivo E_i Konfiguracija, Term, J	Gornji nivo E_k Konfiguracija, Term, J	E_i (cm^{-1})	E_k (cm^{-1})
503,135	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{3/2}) 3p^2 [^5/2] 3$	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{3/2}) 5d^2 [^5/2]^\circ 3$	149 657,0392	169 526,8869
520,390	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{3/2}) 3p^2 [^3/2] 2$	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{3/2}) 5d^2 [^5/2]^\circ 3$	150 315,8612	169 526,8869
507,420	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{3/2}) 3p^2 [^5/2] 2$	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{3/2}) 5d^2 [^5/2]^\circ 2$	149 824,2215	169 526,2708
515,196	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{3/2}) 3p^2 [^3/2] 1$	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{3/2}) 5d^2 [^5/2]^\circ 2$	150 121,5922	169 526,2708
511,367*	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{3/2}) 3p^2 [^1/2] 1$	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{1/2}) 4d^2 [^3/2]^\circ 1$	148 257,7898	167 807,7649
515,443	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{3/2}) 3p^2 [^3/2] 1$	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{3/2}) 5d^2 [^3/2]^\circ 1$	150 121,5922	169 516,9948
520,886	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{3/2}) 3p^2 [^3/2] 2$	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{3/2}) 5d^2 [^3/2]^\circ 2$	150 315,8612	169 508,5627
534,109*	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{3/2}) 3p^2 [^1/2] 1$	$2s^2 2p^5 (^2P^\circ_{3/2}) 4d^2 [^1/2]^\circ 1$	148 257,7898	166 975,3424

5.4.1 Modelna funkcija za fitovanje vodonikove spektralne linije H_α

Spektralne linije atoma vodonika pokazuju linearni Štarkov efekat koji je do sada temeljno proučavan [67] i reference citirane u [67]. Takođe, u odeljku 3.1.1 date su teorijske osnove linearnog Štarkovog efekta kod atoma vodonika. Zračenje koje se emituje na talasnoj dužini λ u nultom električnom polju, biće pocepano u nenultom električnom polju, (zbog Štarkovog efekta) na veliki broj Štarkovih komponenti. Svaka komponenta ispoljava pomeraj talasne dužine za iznos sE , linearno proporcionalan sa s , i ima relativni intenzitet c . Na ovaj način Štarkovo cepanje je opisano sa manifoldom Štarkovih koeficijenata pomeraja $s_j^{(\eta)}$ i Štarkovih koeficijenata intenziteta $c_j^{(\eta)}$, gde indeks j označava broj Štarkovih komponenti za linijski profil sa polarizacijom η . Broj Štarkovih komponenti, kao i njihovi manifoldni koeficijent pomeranja $s_j^{(\eta)}$ i intenziteta $c_j^{(\eta)}$, su specifični za svaku vrstu linije i svaki tip polarizacije; za π - polarizovanu H_α liniju manifold je prikazan na slici 3.3.

Poznavanje Štarkovih koeficijenata pomeranja za određenu vrstu polarizovane spektralne linije omogućava da se izvrše spektroskopska merenja jačine električnog polja E iz oblika profila snimljene spektralne linije. U takvim merenjima, zračenje se snima samo u oblasti pražnjenja sa približno homogenim električnim poljem. U merenjima sa strane u prikatomnoj oblasti Grimovog ATP-a gde E zavisi od rastojanja od površine katode, ovaj uslov je zadovoljen. Treba skrenuti pažnju da za razliku od nekih drugih tehnika merenja električnog polja (npr. pomoću sonde), spektroskopska merenja ne vrše perturbaciju plazme i iz tog razloga su veoma korisna.

Najjednostavniji način da se izvrše spektroskopska merenja električnog polja je da se jačina električnog polja izrazi kao $E = \Delta\lambda/s$, korišćenjem poznatog Štarkovog koeficijenata pomeraja s za izabranu komponentu i izmerenu vrednost Štarkovog pomeraja njene talasne dužine $\Delta\lambda = \Delta\lambda_{p-p}/2$, gde je $\Delta\lambda_{p-p}$ rastojanje između dva maksimuma te komponente (ovi maksimumi su jednako pomereni, jedan na crvenu, a drugi na plavu stranu talasnih dužina). Opisana metoda se naziva metoda *separacije maksimuma* (engl. peak to peak) i jasno je da je u njenoj primeni najpogodnije koristiti najjaču Štarkovu komponentu.

Precizniji način da se utvrdi jačina električnog polja E je fitovanjem eksperimentalnog profila linije odgovarajućom modelnom funkcijom. Neka je $I_0^{(\eta)}(\lambda)$ neperturbovani intenzitet linije, odnosno intenzitet linije koji je emitovan u nultom električnom polju na talasnoj dužini λ i polarizaciji η i neka linija pokazuje linearni Štarkov efekat. Intenzitet iste linije u spoljašnjem stacionarnom električnom polju E je

$$I_E^{(\eta)}(\lambda) = S_E^{(\eta)} * I_0^{(\eta)}(\lambda), \quad (5.3)$$

gde $*$ označava konvoluciju između $I_0^{(\eta)}(\lambda)$ i Štarkovog operatora pomeranja $S_E^{(\eta)}$ u električnom polju E . Ovaj operator ima formu

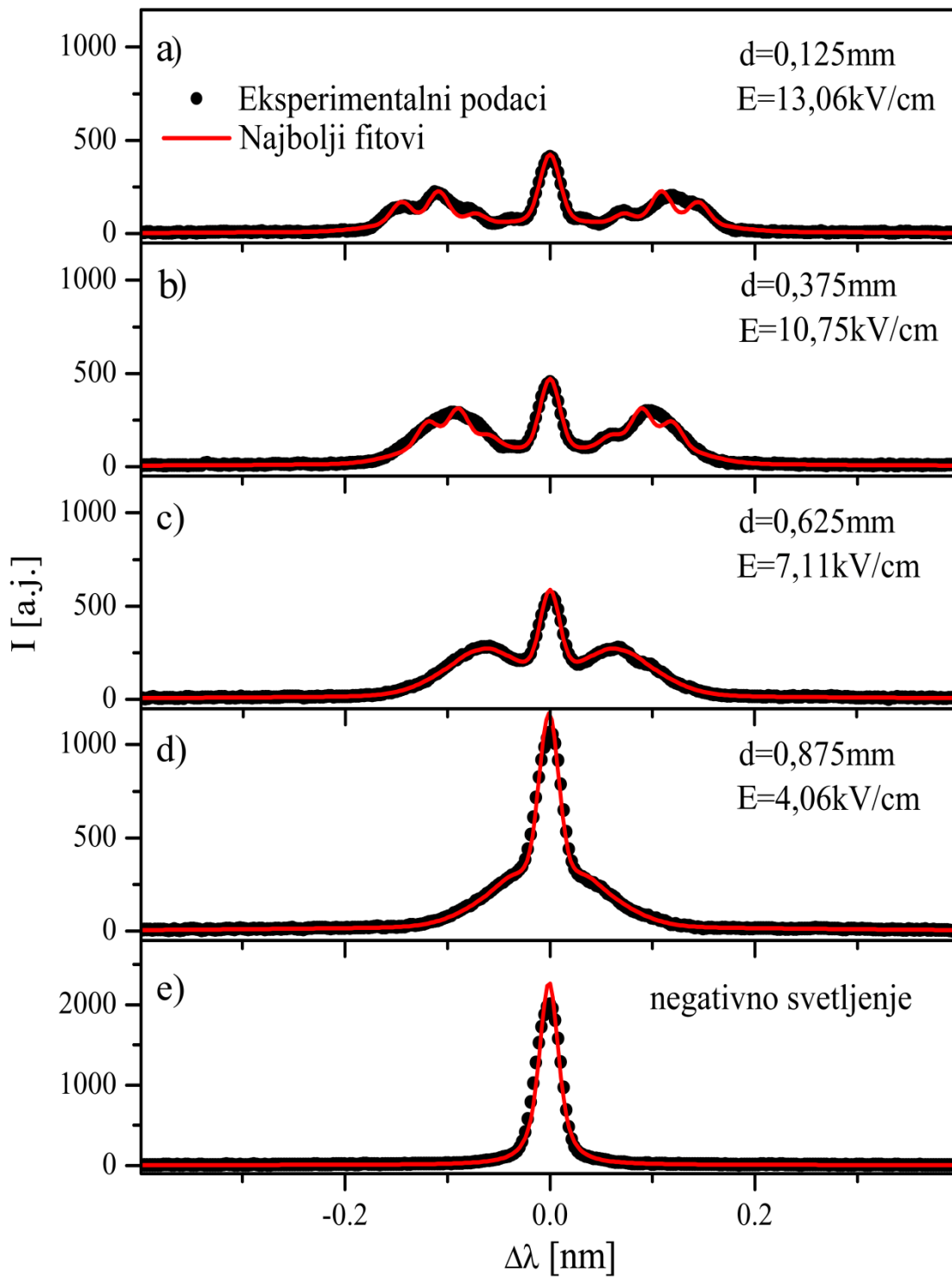
$$S_E^{(\eta)} = \sum_j c_j^{(\eta)} \delta(\lambda - s_j^{(\eta)} E) \quad (5.4)$$

gde δ je Dirakova delta funkcija, a $s_j^{(\eta)}$ i $c_j^{(\eta)}$ su koeficijenti pomeranja i intenziteta Štarkovih komponenti iz odgovarajućeg Štarkovog manifolda; koeficijent intenziteta $c_j^{(\eta)}$ je normalizovan: $\sum c_j^{(\eta)} = 1$. Stoga, ako se izabere prikladna modelna funkcija $I_{mod}^{(\eta)}(\lambda)$ za $I_0^{(\eta)}(\lambda)$, onda $S_E^{(\eta)} * I_{mod}^{(\eta)}(\lambda)$ postaje modelna funkcija sa parametrom E , i njegova vrednost iz najboljeg fita predstavlja električno polje u proceduri fitovanja.

Upoređivanjem prethodne dve procedure, može se primetiti da procedura separacije maksimuma zavisi samo od pozicija maksimuma u snimljenom spektru, koji mogu biti izmenjeni zbog neželjenih efekata (šum, nečistoća spektra itd.). Sa druge strane, procedura fitovanja uzima u obzir sveukupne relevantne delove linijskog profila i stoga je preciznija. Pored toga, postupak fitovanja je dosta grub u odnosu na izbor modelne funkcije $I_{mod}^{(n)}(\lambda)$, jer je obično dovoljno da pravilno opiše samo maksimume $I_0^{(n)}(\lambda)$. Pored toga, vrednosti najboljih parametara modelne funkcije (to su vrednosti pri kojima modelna funkcija $I_{mod}^{(n)}(\lambda)$ najbolje opisuje eksperimentalni profil) pružaju dodatne informacije koje, iako irelevantne za određivanje električnog polja, mogu biti od značaja za detaljniji opis pražnjenja.

Radi spektroskopskog merenja električnog polja korišćenjem profila π – polarizovane linije Balmerove H_α linije, radnom gasu - neonu je dodato 0,8% H_2 . Na slici 5.13 pokazano je nekoliko takvih profila snimljenih na različitim rastojanjima d , od površine katode. Na panelima a) – d) prikazani su snimci dobijeni na različitim pozicijama duž prikatodne oblasti. Na panelu e) je prikazan snimak dobijen iz oblasti negativnog svetljenja. Zbog probijanja pražnjenja kroz anodni prorez, zračenje koje se emituje u nultom električnom polju unutar anodnog proreza se pojavljuje kao nepomereni centralni maksimum na nultoj talasnoj dužini. Ovaj maksimum je superponiran na π – polarizovani oblik pomećenog zračenja, koje je emitovano iz nenultog električnog polja prikatodne oblasti, koja je vidljiva kroz anodni prorez. Prisustvo centralnog maksimuma omogućava da se podaci na slici 5.13 prikažu u funkciji talasnog pomeraja $\Delta\lambda$, umesto talasne dužine λ .

Ovde se može uočiti manja, ali primetna, asimetrija koja postoji u H_α eksperimentalnom spektru, na crvenoj strani linijskog profila u vidu “kolena“ (panel c na slici 5.13), koje je gotovo odsutno na plavoj strani. Iako crveno “koleno” ukazuje na efekte fine strukture i nedostatke aproksimacije malih polja, teško je napraviti bilo kakav čvrst zaključak bez veće instrumentale rezolucije.



Slika 5.13. Eksperimentalni profili (tačke) π – polarizovane linije H_α snimljeni sa strane. Puna (crvena) linija predstavlja modelnu funkciju (5.9) koja najbolje opisuje eksperimentalne podatke. Uslovi pražnjenja: volframova katoda, pritisak $p = 6$ mbar, struja pražnjenja $I = 12,11$ mA i napon pražnjenja $U = 914$ V.

U postupku fitovanja za spektroskopska merenja električnog polja, izabrana modelna funkcija $I_0^{(\pi)}(\lambda)$ za intenzitet neperturbovane π – polarizovane H_α linije ima oblik:

$$I_{\text{mod}}^{(\pi)}(\lambda; \Gamma) = \mathfrak{I} * \left[G(\Delta\lambda; H_c, w_c) + G(\Delta\lambda; H_n, w_n) + G(\Delta\lambda; H_w, w_w) \right], \quad (5.5)$$

koji je suma tri Gausijana:

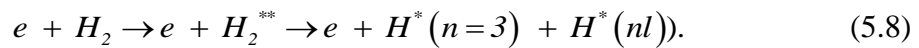
$$G(\Delta\lambda; H, w) = H \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\lambda}{w} \right)^2 \right], \quad (5.6)$$

centrirana na nuli.

Svaki od njih je određen sa dva parametra: visinom H i punom širinom na polovini maksimuma w . U (5.5), $*$ označava konvoluciju sa instrumentalnim profilom \mathfrak{I} , koji je u ovom slučaju Gausijan:

$$\mathfrak{I} = \frac{2}{w_{\text{inst}}} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\lambda}{w_{\text{inst}}} \right)^2 \right] \quad (5.7)$$

centriran na nuli, čija je poluširina $w_{\text{FWHM}} = 8,2$ pm. Na ovaj način, $I_{\text{mod}}^{(\pi)}(\lambda, \Gamma)$ je modelna funkcija opisana sa šest parametara: $\Gamma = \{H_c, w_c, H_n, w_n, H_w, w_w\}$. Iako bi ovde bilo dovoljno da se umesto tri, koristi samo jedan Gausijan, izabrana je gornja forma modelne funkcije kako bi se dobio što detaljniji opis kompleksnog oblika eksperimentalnog profila H_α linija $I_0^{(\pi)}(\lambda)$. U tom cilju, Gausijan $G(\Delta\lambda; H_c, w_c)$ opisuje uski centralni pik H_α linije (zračenje od "hladnih" atoma vodonika nastalih predisocijacijom vibraciono pobuđenih stanja molekula H_2), $G(\Delta\lambda; H_n, w_n)$ opisuje prošireni „vrat“ linije (zračenje od atoma vodonika koji imaju energije od 4 – 8 eV, a koji su nastali ekscitacijom molekula H_2 od strane elektrona:

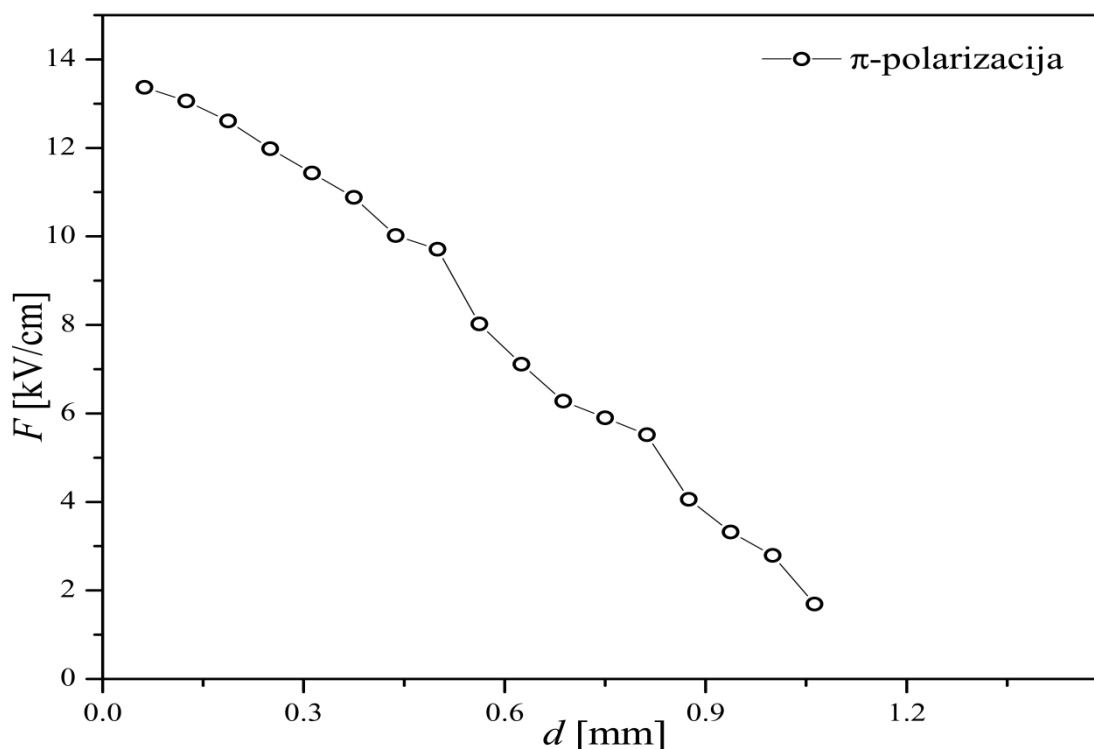


Treći Gausijan $G(\Delta\lambda; H_w, w_w)$ opisuje krila linija, koja potiču od zračenja brzih atoma vodonika, koji su nastali neutralizacijom i disocijacijom brzih vodonikovih jona i rasejanjem od površine katode [27,29,32]. Na kraju, zbog svih navedenih razloga, korišćena je sledeća forma modelne funkcije:

$$I(\Delta\lambda; E, \Gamma, P, b) = S_F^{(\pi)} * I_{\text{mod}}^{(\pi)}(\lambda; \Gamma) + P I_{\text{mod}}^{(\pi)}(\lambda; \Gamma) + b, \quad (5.9)$$

koja zavisi i od parametara P i b , zajedno sa već objašnjenim E i Γ . U (5.9), parametar P određuje visinu centralnog (nepomeranog) maksimuma zračenja povezanog sa „probijanjem“ iz pražnjenja, dok parametar b opisuje eksperimentalnu baznu liniju snimljenog intenziteta svetlosti. U poređenju sa sličnim pristupom saopštenim u [66], gore navedena modelna funkcija preciznije opisuje krila linija i smanjuje opis „probijanja“ zračenja za jedan parametar P . Fitovanjem pomoću modelne funkcije (5.9) eksperimentalnog profila H_α linije, dobija se vrednost jačine električnog polja E koje se odnosi na posmatranu poziciju u prikatodnoj oblasti pražnjenja, dok se vrednosti ostalih parametara, dobijene iz najboljeg fita, mogu koristiti za dobijanje važnih informacija za pražnjenje, npr. merenje elektronske koncentracije.

Primenom opisane metode, dobijena je raspodela jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a (slika 5.14).



Slika 5.14. Eksperimentalna raspodela električnog polja u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a u mešavini 99,2% Ne + 0,8 H₂ i pri radnim uslovima: volframova katoda, pritisak $p = 6$ mbar, struja pražnjenja $I = 12,11$ mA i napon pražnjenja $U = 914$ V. Vrednosti jačine električnog polja određene su iz π – polarizovanog profila H_α linije snimljene sa strane. Pri fitovanju korišćena je modelna funkcija (5.9).

5.4.2. Primena oblika spektralne linije Ne I 511,367 nm za merenje Štarkovog pomeraja

Štarkove pomeraje spektralne linije atoma neona Ne I 511,367 nm kao što je već rečeno proučavali su Jeger i Vindholm [69]. Utvrđeno je da se linija cepa na tri Štarkove komponente, koje su pomerene ka većim talasnim dužinama (manjim talasnim brojevima), kao na slici 5.1 (a) i slici 5.2 u potpoglavlju 5.1.

Od tri Štarkove komponente spektralne linije atoma neona Ne I 511,367 nm pri primenjenim eksperimentalnim uslovima, vidi se samo jedna komponenta.

Na slici 5.15 su predstavljeni spektralni profili posmatrani sa strane na četiri različite pozicije u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a, i jedan profil snimljen u oblasti negativnog svetljenja.

Ovde ponovo treba skrenuti pažnju na uticaj zračenja koje dolazi iz oblasti koja nije zahvaćena električnim poljem. Pošto je emitovano iz oblasti koja nije pod uticajem električnog polja, ovo zračenje se pojavljuje kao nepomerena komponenta u snimljenom profilu, opisana površinski skaliranim instrumentalnim profilom $A\mathfrak{S}(\Delta\lambda)$, a koji je konstantan u svim snimcima. Ova pojava je primećena u slučaju vodonikove spektralne linije H_{α} Balmerove serije, kao i pri proučavanju spektralnih linija atoma helijuma u Grimovom pražnjenju [66].

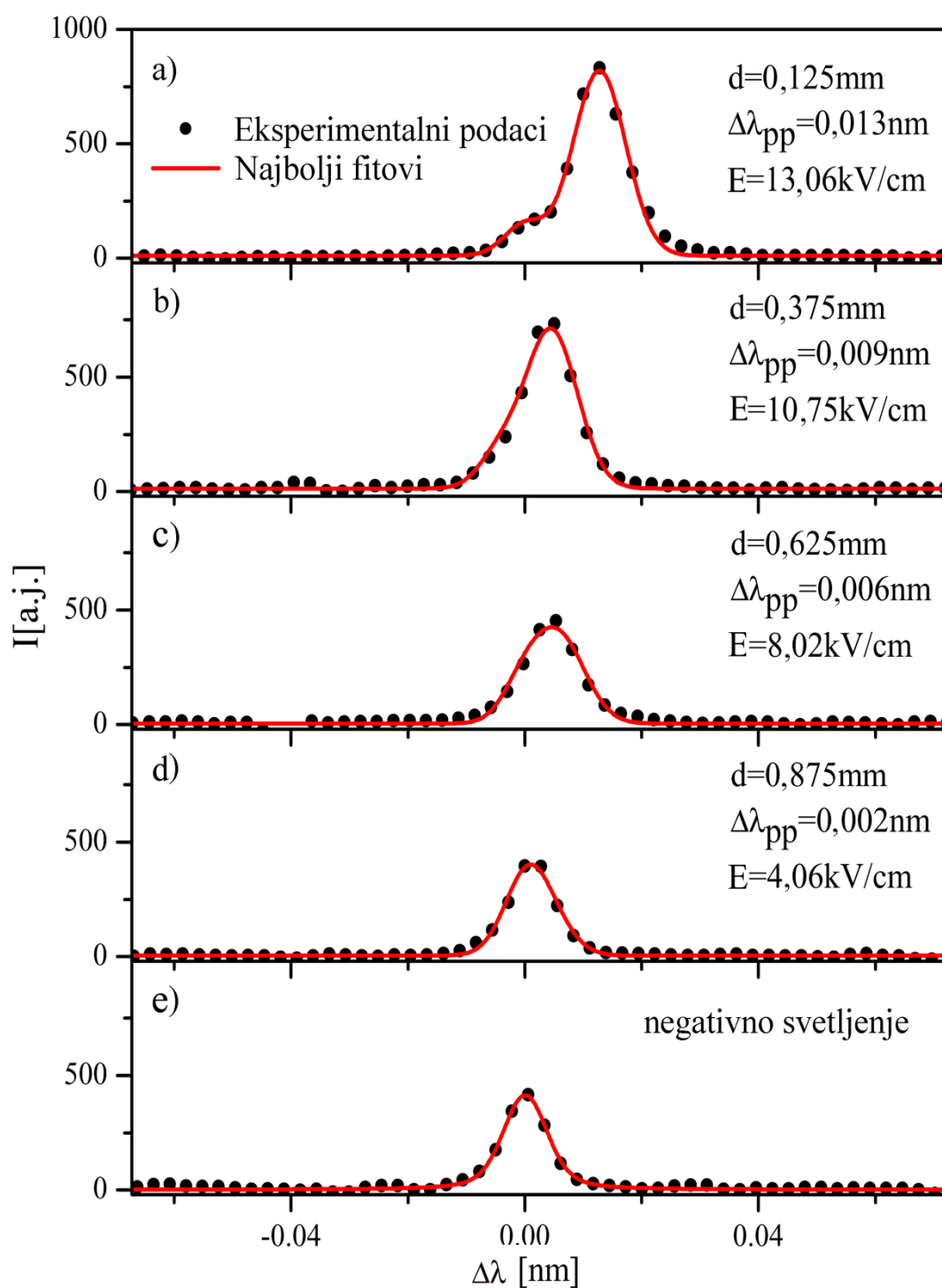
Radi merenja Štarkovog pomeraja spektralne linije Ne I 511,367 nm, eksperimentalni profil je fitovan modelnom funkcijom:

$$I_{\text{Ne}}(\Delta\lambda; H, c, b) = A\mathfrak{S}(\Delta\lambda) + \mathfrak{S} * G(\Delta\lambda; H_{\text{Ne}}, c_{\text{Ne}}, w_{\text{Ne}}) + b_{\text{Ne}}, \quad (5.10)$$

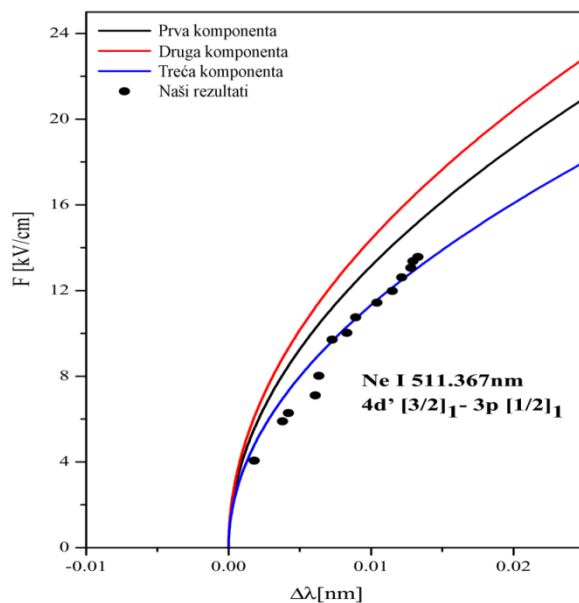
koja zavisi od tri parametra: visine H_{Ne} i centra c_{Ne} Gausijana (formula za Gausijan (5.6))

$$G(\Delta\lambda; H_{\text{Ne}}, c_{\text{Ne}}, w_{\text{Ne}}) = H_{\text{Ne}} \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\lambda - c_{\text{Ne}}}{w_{\text{Ne}}} \right)^2 \right], \quad (5.11)$$

koji opisuje Doplerov profil štarkovski pomerene Ne I 511,367 nm linije atoma neona, i bazni nivo linije b_{Ne} .



Slika 5.15. Spektralni profil linije atoma neona Ne I 511,367 (tačkice) snimljene u prikatodnoj oblasti na četiri različite udaljenosti d od površine katode, paneli a) – d), i u oblasti negativnog svetljenja, panel e). Uslovi pražnjenja: volframova katoda, pritisak $p = 6$ mbar, struja pražnjenja $I = 12,11$ mA i napon pražnjenja $U = 914$ V.



Slika 5.16. Zavisnost jačine električnog polja od Štarkovih pomeraja kod Ne I 511,367 nm linije. Uslovi pražnjenja: volframova katoda, $p = 6$ mbar, $I = 12,11$ mA, i $U = 914$ V.

Za preostala dva parametra u jednačini (5.10), površinu nepomerene komponente A i poluširinu w_{Ne} Štarkove pomerene komponente, utvrđeno je da imaju konstantne vrednosti u svim spektralnim snimcima u blizini površine katode, gde se jasno vidi separacija maksimuma nepomerene i pomerene komponente (panel a na slici 5.17). Ovo omogućava da se vrednost navedena dva parametra održava konstantnim pri analizi preostalih profila, u kojima se maksimumi nepomerene i pomerene komponente ne mogu jasno uočiti i na kojima se analiza vrši numeričkom procedurom (paneli b – d na slici 5.15).

Štarkovi pomeraji, određeni prethodno opisanom numeričkom procedurom, su predstavljeni na slici 5.16. Rezultati dobijeni u ovim istraživanjima su prikazani tačkama i pokazuju razumno slaganje sa rezultatima Jegera i Vindholca [69] predviđenim za treću Štarkovu komponentu spektralne linije atoma neona Ne I 511,367 nm.

5.4.3. Primena oblika spektralnih linija Ne I za merenje Štarkovih pomeraja

U ovom odeljku su predstavljeni rezultati za preostale ispitivane spektralne linije atoma neona Ne I, koje su date u tabeli 5.10. Spektralne linije Ne I su predstavljene redom (od najmanje ka najvećoj talasnoj dužini) na slikama 5.17 – 5.22.

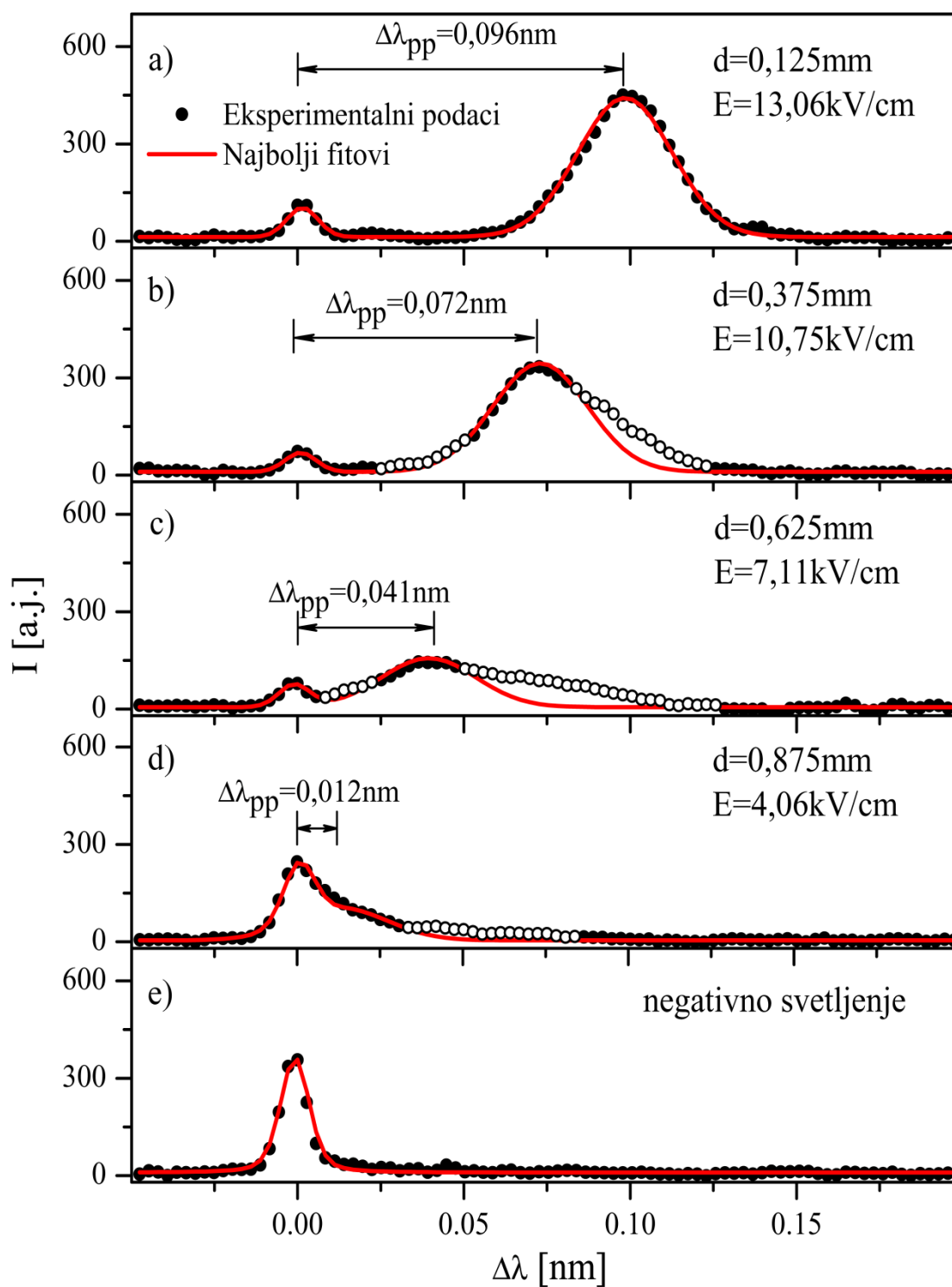
Kao primer, na slici 5.17 su prikazani oblici spektralne linije Ne I 503,134 nm, snimljeni posmatranjem sa strane izvora pražnjanja, a na istim rastojanjima od površine katode kao i na slici 5.15. Može se primetiti da spektralna linija atoma neona Ne I 503,134 nm ima značajno veće Štarkove pomeraje u odnosu na spektralnu liniju Ne I 511,367 nm, pri čemu je jasno uočljiva separacija maksimuma nepomerene i pomerene komponente.

Detaljniji pregled slika 5.17 – 5.22 otkriva najverovatnije prisustvo više od jedne Štarkove komponente koje nisu dobro razdvojene pri uslovima jačine električnog polja ispod 14 kV/cm. Ipak, može se pretpostaviti da komponente imaju različite relativne intenzitete, a samim tim komponenta koja ima najveći intenzitet daje maksimum u štarkovski pomećenom delu profila linije.

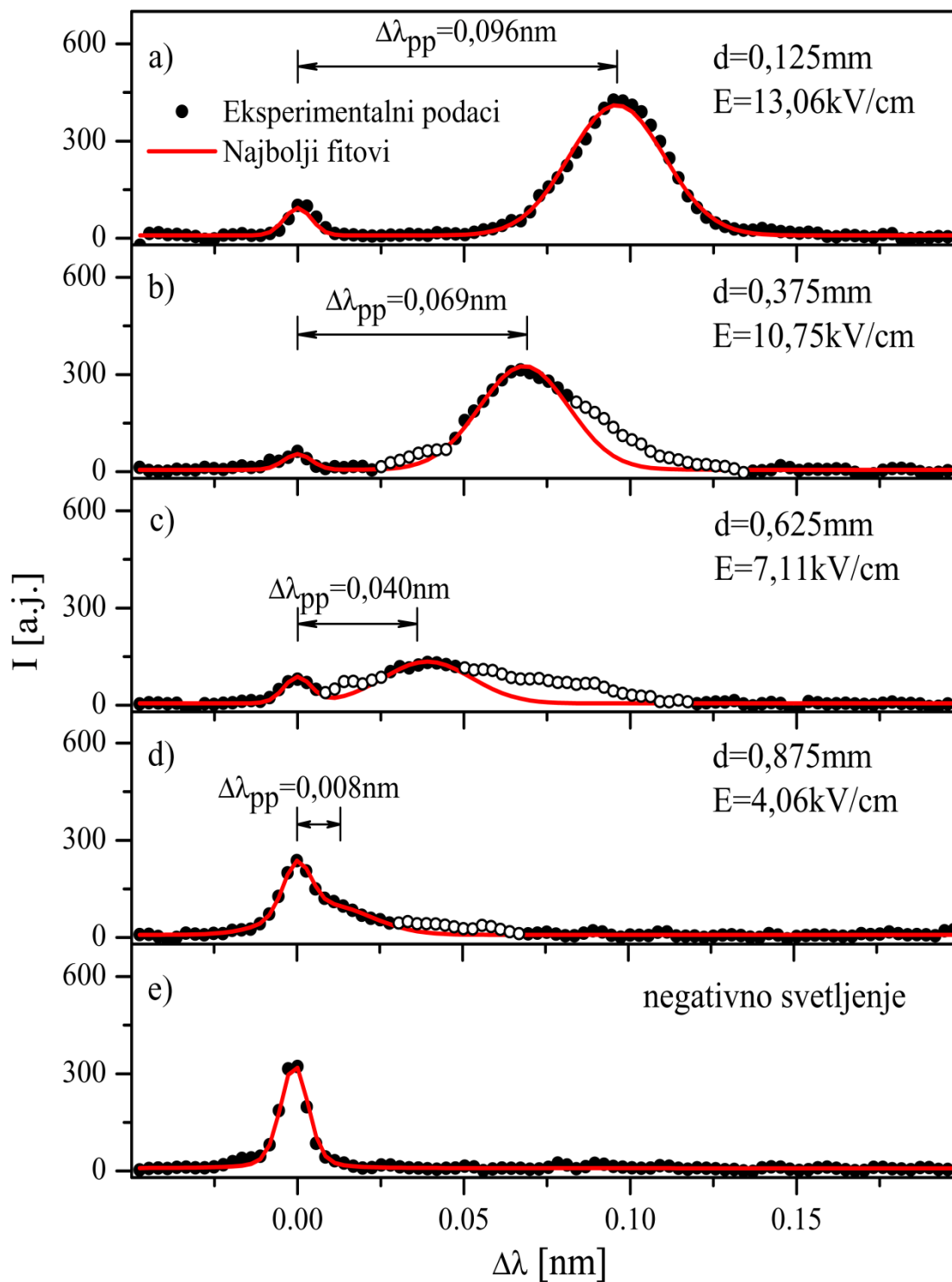
Za merenje Štarkovih pomeraja, korišćen je postupak fitovanja modelnom funkcijom (5.10) pri konstantnim vrednostima parametara površine nepomerene komponente A i širine Štarkove pomerene komponente w_{Ne} za profile spektralnih linija dobijene pri malim jačinama električnog polja, tj. na pozicijama gde se vidi jasna separacija nepomerene i pomerene komponente. Zbog prisustva nekoliko Štarkovih komponenti, odbačene su one tačke u spektru koje ne pripadaju Štarkovoj komponenti koja ima najveći relativni intenzitet. Ovo je postignuto pomoću naprednog numeričkog algoritma [123].

S druge strane, u slučaju jasnog razdvajanja između maksimuma pomerene i nepomerene komponente, može se primeniti metoda separacije maksimalnih vrednosti ili "peak to peak" metoda merenja Štarkovih pomeraja. Izuzev u slučaju malih jačina električnih polja, ova procedura daje gotovo iste rezultate kao i procedura fitovanja što je čini veoma pogodnom i jednostavnom za brzo i pouzdano merenje Štarkovih pomeraja (slika 5.17).

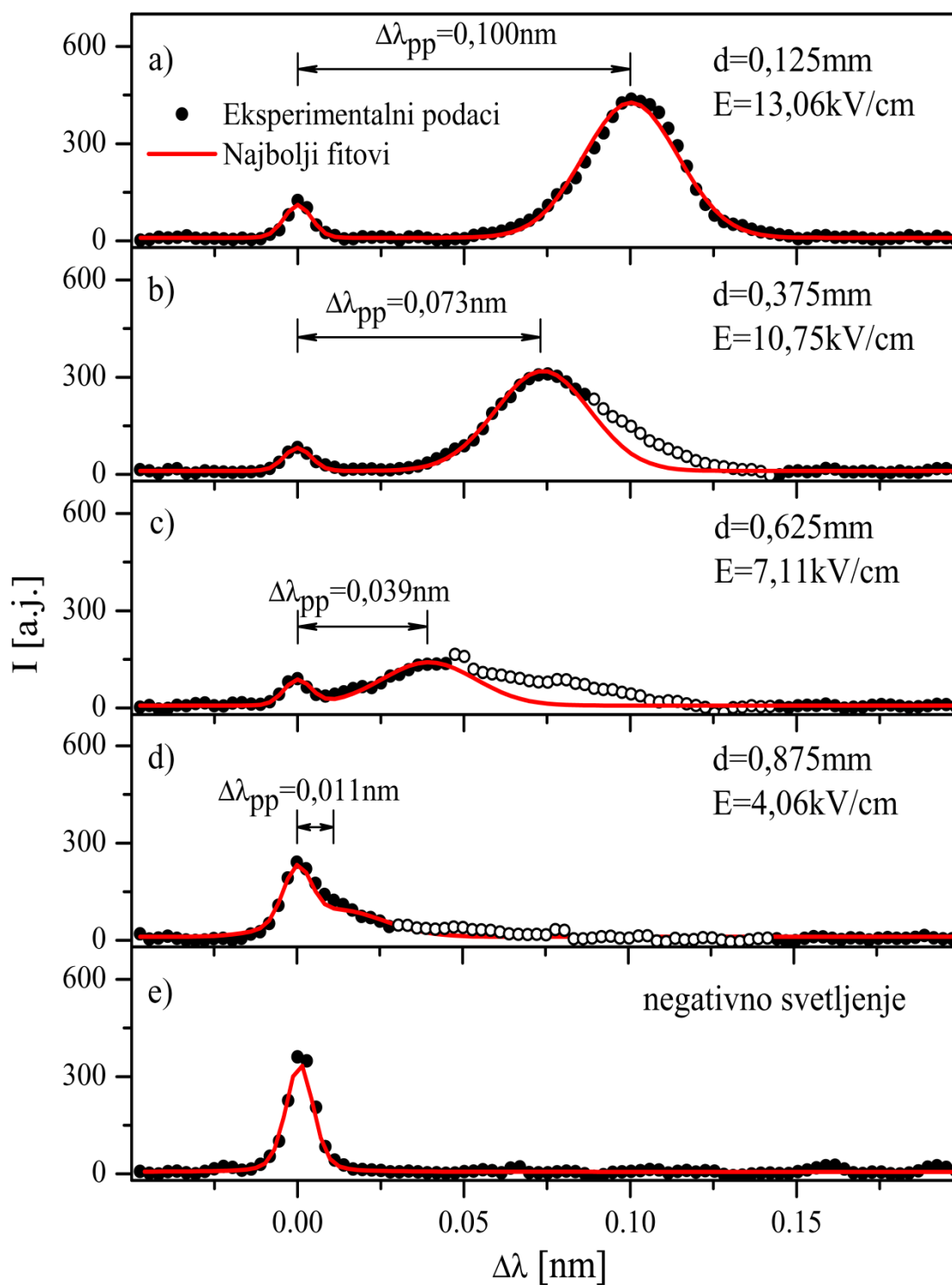
Rezultati Štarkovih pomeraja za proučavanje spektralne linije atoma neona Ne I, dati u tabeli 5.10, su prikazani na slici 5.23. Dobijeni Štarkovi pomeraji spektralnih linija koje imaju zajednički gornji nivo (Ne I 503,135 nm i Ne I 520,390 nm, kao i Ne I 507,420 nm i Ne I 515,196 nm) prikazani su zajedno, jer se očekuje da imaju iste Štarkove pomeraje, što potvrđuju i rezultati dobijeni u ovom radu.



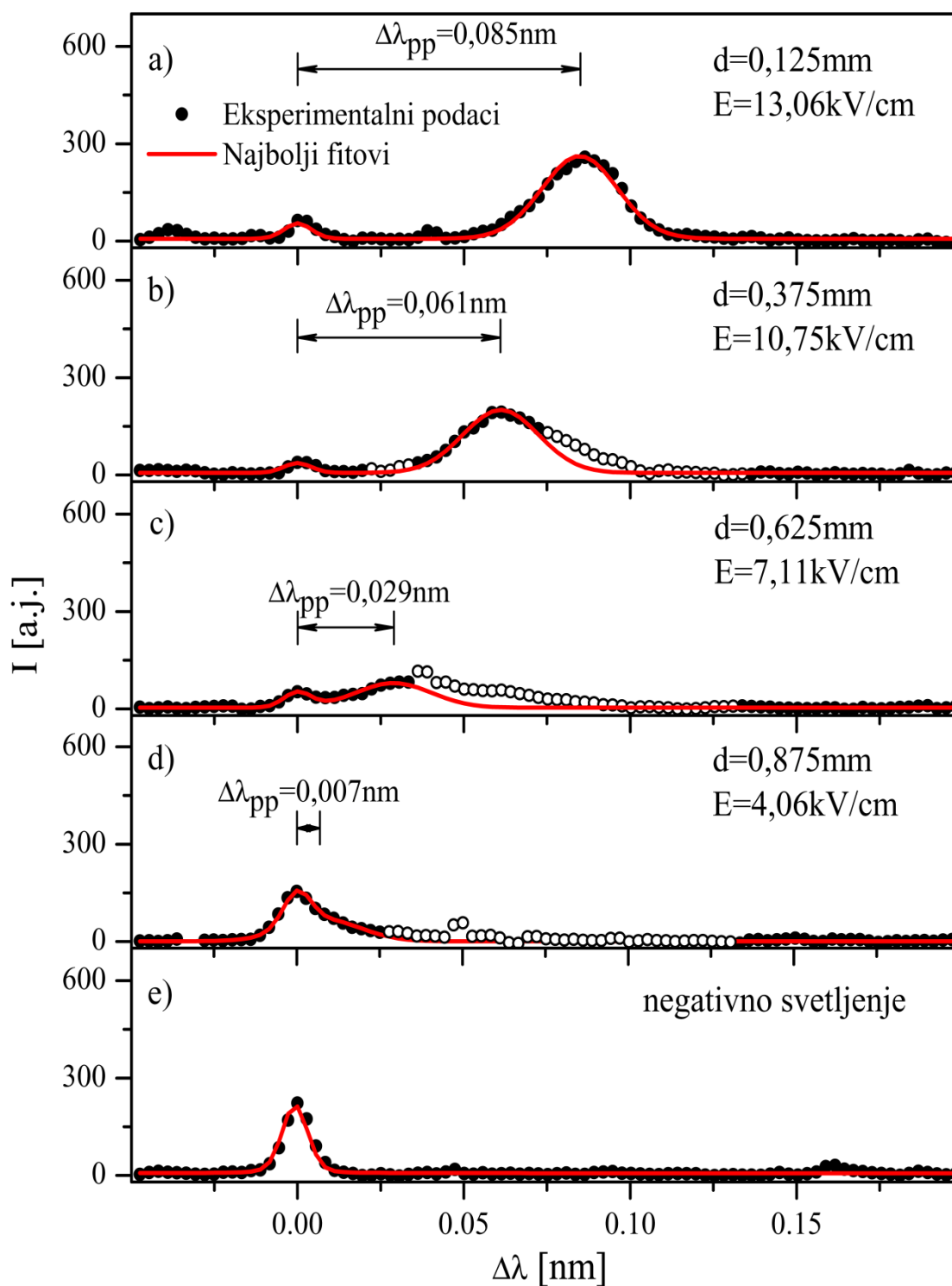
Slika 5.17. Eksperimentalni profili (tačke) za Ne I 503,134 nm liniju, snimljeni na različitim rastojanjima od površine katode d , i njihovi najbolji fitovi (crvene linije). Šuplje tačke su odbačene u procesu fitovanja. Uslovi pražnjenja: volframova katoda, pritisak $p = 6$ mbar, struja pražnjenja $I = 12,11$ mA i napon pražnjenja $U = 914$ V.



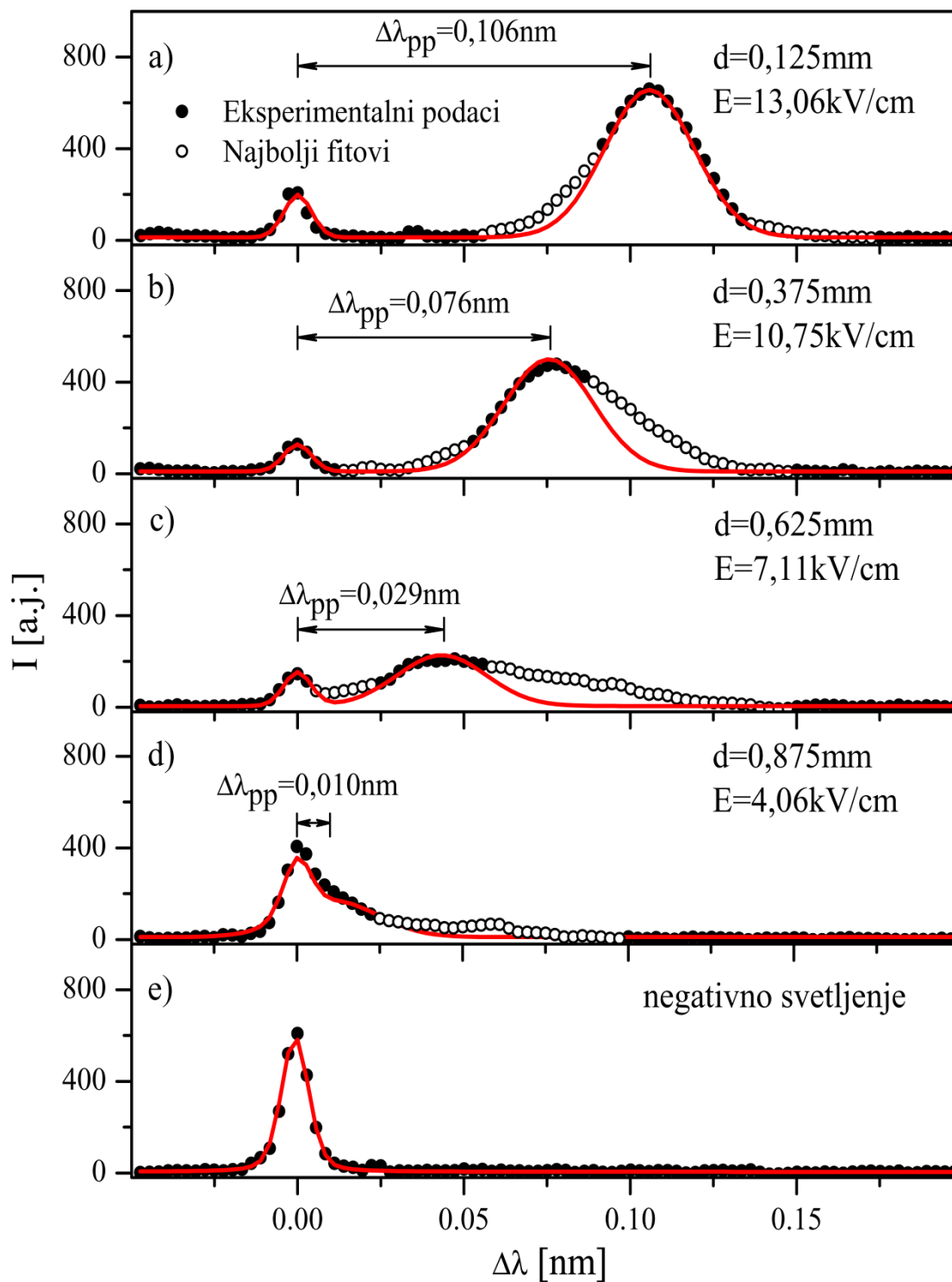
Slika 5.18. Eksperimentalni profili (tačke) za Ne I 507,420 nm liniju, snimljeni na različitim rastojanjima od površine katode d , i njihovi najbolji fitovi (crvene linije). Šuplje tačke su odbačene u procesu fitovanja. Uslovi pražnjenja su isti kao na slici 5.17.



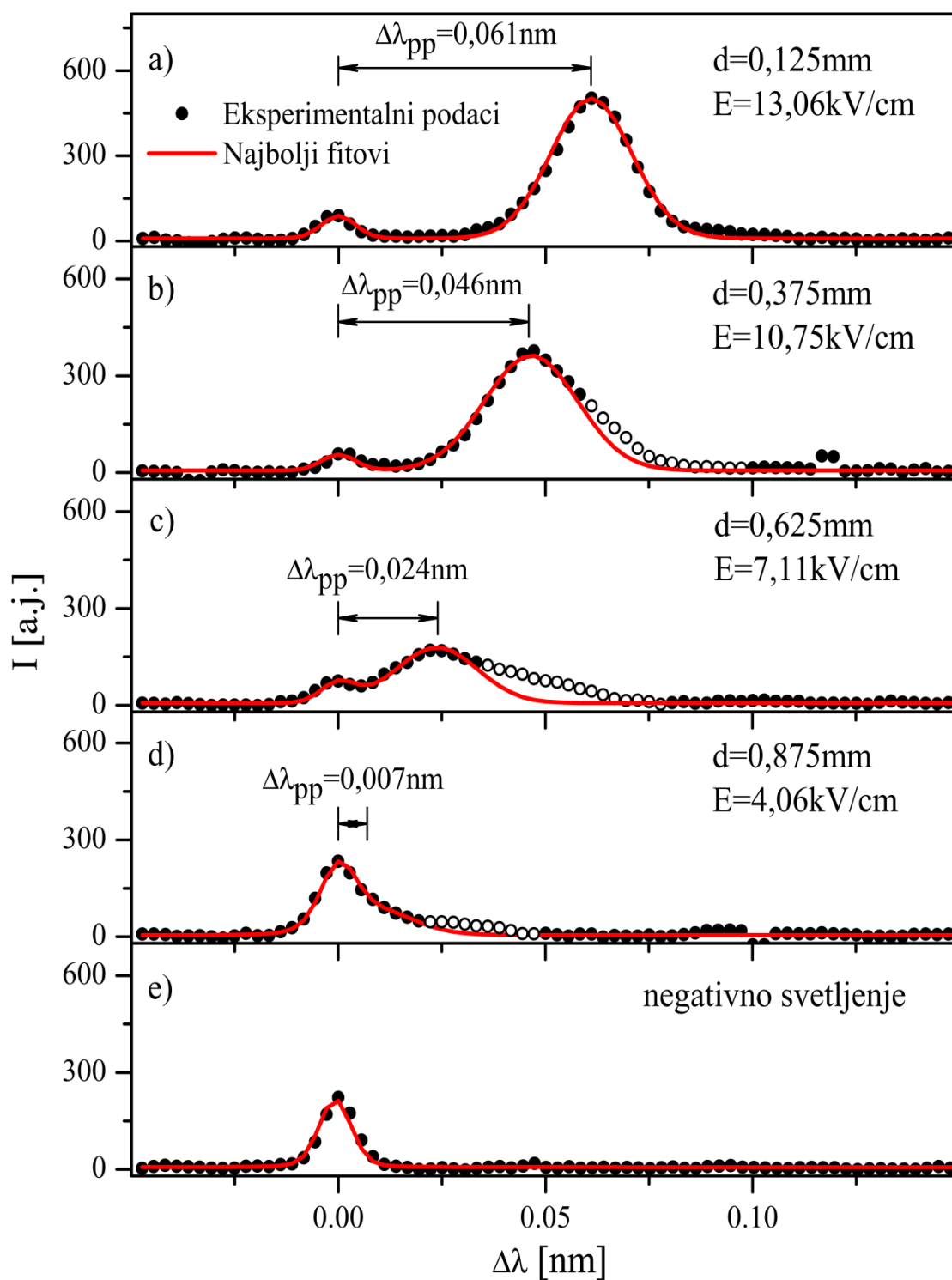
Slika 5.19. Eksperimentalni profili (tačke) za Ne I 515,196 nm liniju, snimljeni na različitim rastojanjima od površine katode d , i njihovi najbolji fitovi (crvene linije). Šuplje tačke su odbačene u procesu fitovanja. Uslovi pražnjenja su isti kao na slici 5.17.



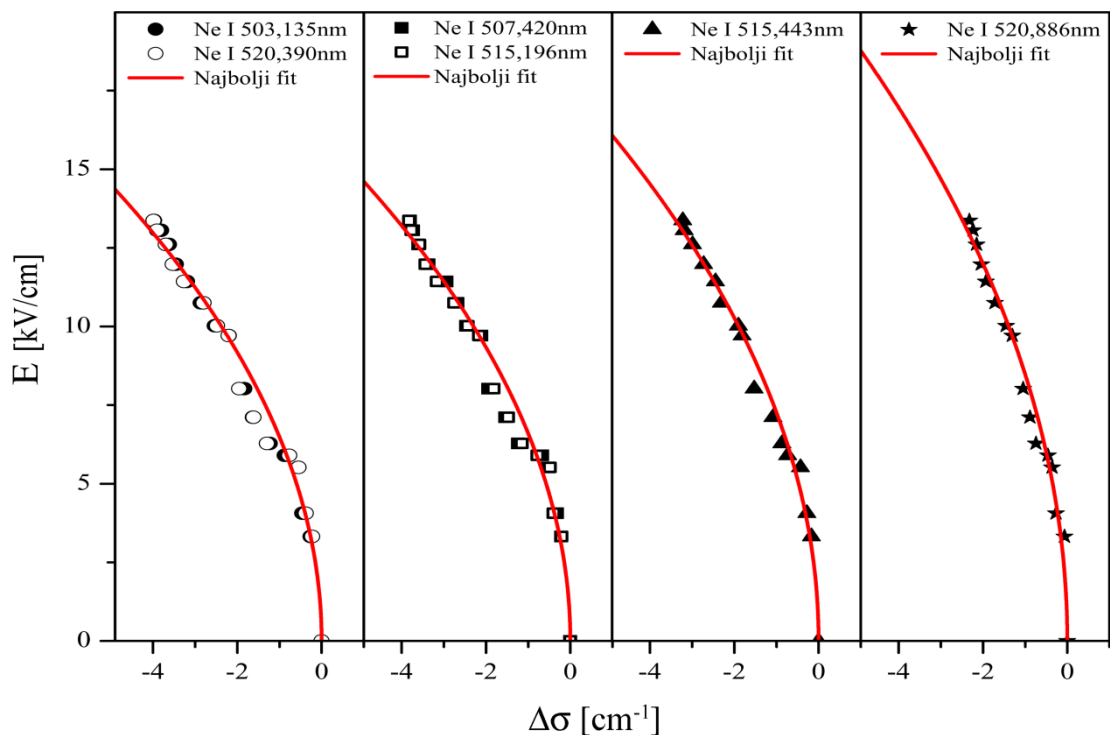
Slika 5.20. Eksperimentalni profili (tačke) za Ne I 515,443 nm liniju, snimljeni na različitim rastojanjima od površine katode d , i njihovi najbolji fitovi (crvene linije). Šuplje tačke su odbačene u procesu fitovanja. Uslovi pražnjenja su isti kao na slici 5.17.



Slika 5.21. Eksperimentalni profili (tačke) za Ne I 520,390 nm liniju, snimljeni na različitim rastojanjima od površine katode d , i njihovi najbolji fitovi (crvene linije). Šuplje tačke su odbačene u procesu fitovanja. Uslovi pražnjenja su isti kao na slici 5.17.



Slika 5.22. Eksperimentalni profili (tačke) za Ne I 520,886 nm liniju, snimljeni na različitim rastojanjima od površine katode d , i njihovi najbolji fitovi (crvene linije). Šuplje tačke su odbačene u procesu fitovanja. Uslovi pražnjenja su isti kao na slici 5.17.



Slika 5.23. Izmerena jačina električnog polja E u odnosu na Štarkov pomeraj talasnog broja $\Delta\sigma$ (tačke) za spektralne linije neona Ne I iz tabele 5.10. Pune (crvene) krive su najbolji fitovi dobijeni modelnom funkcijom (5.13).

Za male jačine električnog polja, kao u uslovima ovog eksperimenta, spektralne linije atoma neona Ne I trebalo bi da pokazuju kvadratični Štarkov efekat. Ovo tvrđenje je u skladu sa jednačinom koju su dali Jeger i Vindholec [69], a koja redukovana za male vrednosti električnog polja ima formu:

$$\Delta\sigma \approx \left(\frac{A_1}{A_2} + A_3 \right) E^2 = CE^2, \quad (5.12)$$

ili ekvivalentno

$$\Delta\lambda \approx -\lambda_0^2 CE^2, \quad (5.13)$$

gde je λ_0 centralna talasna dužina nepomerene linije.

Najbolji fitovi izmerenih Štarkovih pomeraja za jednostavnu kvadratnu funkciju su dati punim (crvenim) linijama na slici 5.23, i vrednosti najboljeg fita konstante C dati su u tabeli 5.11.

Tabela 5.11. Koeficijenti C kvadratne funkcije (5.13) koja opisuje zavisnost Štarkovog pomeraja talasnih brojeva od jačine električnog polja za šest linija Ne I linija iz tabele 5.10. Veličina E_{max} je maksimalna jačina električnog polja realizovanog u toku merenja.

Talasna dužina (nm)	E_{max} [kV·cm ⁻¹]	Gornji nivo Konfiguracija, Term, J	C [cm·kV ⁻²]	ΔC [cm·kV ⁻²]
503,135	13,4	$2s^22p^5(^2P^{\circ}_{3/2})5d^2[{}^5/2]^{\circ} 3$	-0,024	0,005
520,390				
507,420		$2s^22p^5(^2P^{\circ}_{3/2})5d^2[{}^5/2]^{\circ} 2$	-0,023	
515,196				
515,443		$2s^22p^5(^2P^{\circ}_{3/2})5d^2[{}^3/2]^{\circ} 1$	-0,019	
520,886		$2s^22p^5(^2P^{\circ}_{3/2})5d^2[{}^3/2]^{\circ} 2$	-0,014	

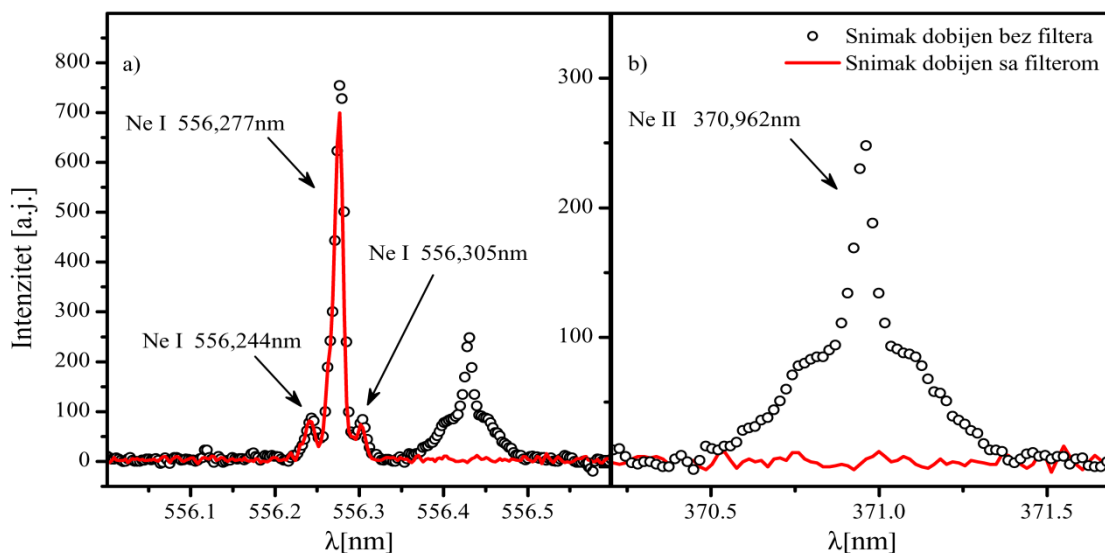
Pomoću proste kvadratne formule, dobijeni su koeficijenti za šest spektralnih linija koje do sada nisu bile predmet istraživanja od strane drugih autora. Merenjem Štarkovih pomeraja pomenutih spektralnih linija neona mogu se izvršiti merenja jačine električnog polja na brz i jednostavan način.

5.5. Proučavanje oblika spektralnih linija Ne II u prikatodnoj oblasti Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja

U prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a, oblici spektralnih linija atoma neona Ne I u delu spektra od 500 nm do 590 nm posmatrani su sa strane izvora pražnjenja [10-12], u drugom difrakcionom redu bez korišćenja optičkog selekcionog filtera koji bi sprečio pojavljivanje spektralnih linija iz ostalih difrakcionih redova. Kao radni gas korišćen je neon sa malim dodatkom vodonika (poglavlje 4), što je obezbedilo posmatranje ne samo oblika spektralnih linija neona već i oblika spektralne linije Balmerove H_{α} linije. Primenom Štarkove polarizacione spektroskopije izvršeno je posmatranje H_{α} Balmerove linije radi merenja raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti izvora pražnjenja. Detektovana je spektralna linija atoma neona Ne I 556,277 nm koja se pokazala kao veoma interesantan kandidat za proučavanje Štarkovog efekta makropolja u prikatodnoj oblasti. Dodatno, za ovu spektralnu liniju atoma neona Ne I postoje vrednosti Štarkovih koeficijenata [69]. Na taj način se otvorila mogućnost određivanja raspodele električnog polja u prikatodnoj oblasti Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja, koja bi upotpunila rezultate i istraživanja prikazane u

prethodnom potpoglavlju. Pokušaj određivanja raspodele električnog polja nije se završio uspešno iz dva razloga. Spektralna linija neona Ne I 556,277 nm je opterećena kako na plavom tako i na crvenom krilu spektralnim linijama atoma neona Ne I 556,244 nm i Ne I 556,305 nm. Osim ove činjenice, spektralna linija ispoljava mali Štarkov efekat i svaka dalja analiza bi zahtevala prilično komplikovane numeričke procedure (odjeljak 5.4.3), radi određivanja raspodele električnog polja merenjem Štarkovih pomeraja ove spektralne linije atoma neona (slika 5.24 a).

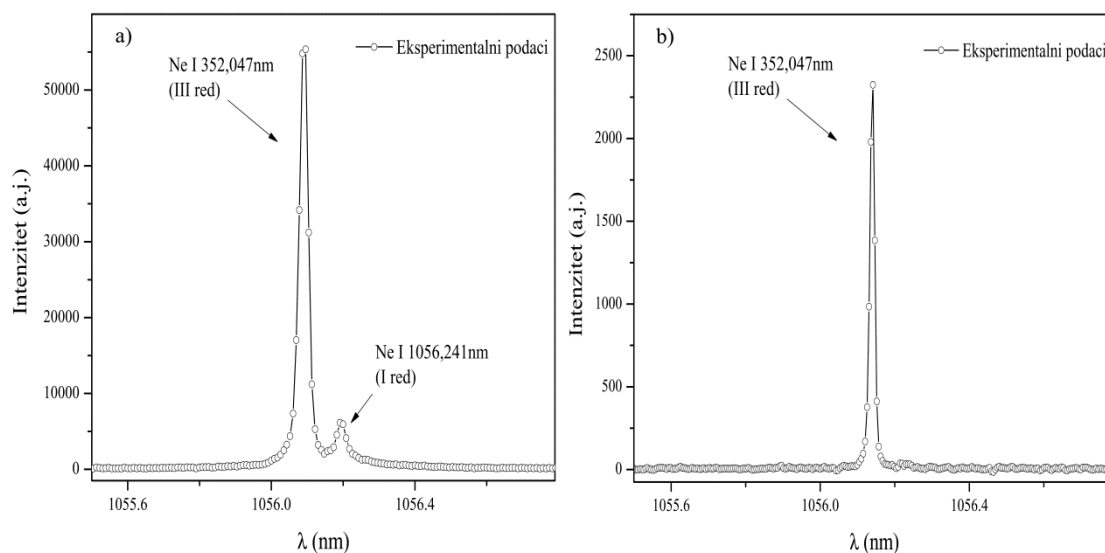
Međutim, od posebnog je interesa spektralna linija koja se nalazi u istom snimku spektra kao i spektralna linije atoma neona Ne I 556,277 nm (slika 5.24 b). Pošto su snimanja vršena u drugom difrakcionom redu bez korišćenja optičkih selekcionih filtera, osim spektralnih linija koje dolaze iz drugog difrakcionog reda postoji mogućnost da pomenuta spektralna linija potiče ili iz prvog ili iz trećeg difrakcionog reda.



Slika 5.24. a) Spektralne linije Ne I 556,244 nm, Ne I 556,277 nm i Ne I 556,305 nm sa anomalno proširenom spektralnom linijom dobijene u prikatodnoj oblasti Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja; b) Oblik anomalno proširene spektralne linije jednostruko jonzovanog atoma neona Ne II 370,962 nm.

Prema tome, ako se govori o spektralnim linijama iz prvog reda treba razmatrati spektralne linije u spektralnom opsegu od 1100 do 1120 nm. Međutim, na osnovu rezultata ranijih istraživanja u IC oblasti, već na talasnim dužinama od 1050 nm sa korišćenim linijskim CCD detektorom nisu mogle da se pouzdano detektuju spektralne linije atoma neona Ne I u prvom difrakcionom redu. Jedan takav primer je prikazan na

slici 5.25. Upotrebom matričnog TE hlađenog detektora Hamamatsu C10151 (2048 x 512 piksela) snimljena je spektralna linija Ne I 1056,241 nm, dok isti spektrar posmatran CCD linijskim detektorom pokazuje odsustvo pomenute spektralne linije atoma neona Ne I.

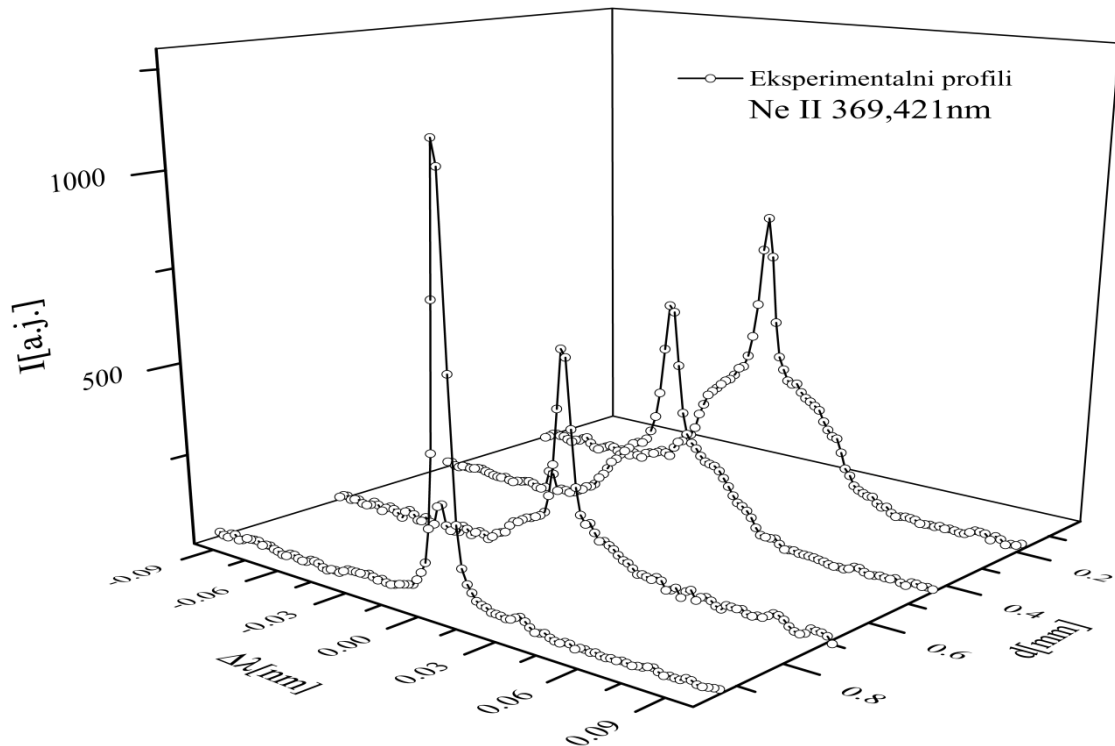


Slika 5.25. a) Oblici spektralnih linija atoma neona Ne II 352,047 nm i Ne I 1056,241 nm snimljeni matričnim detektorom Hamamatsu (2048 x 512 piksela); b) Oblik spektralne linije Ne II 352,047 nm snimljen linijskim CCD detektorom (3648 x 1 piksel). U oba slučaja kao izvor svetlosti korišćen je izvor za kalibraciju talasnih dužina Newport Pen Ray lamp 6032 pri istim radnim uslovima.

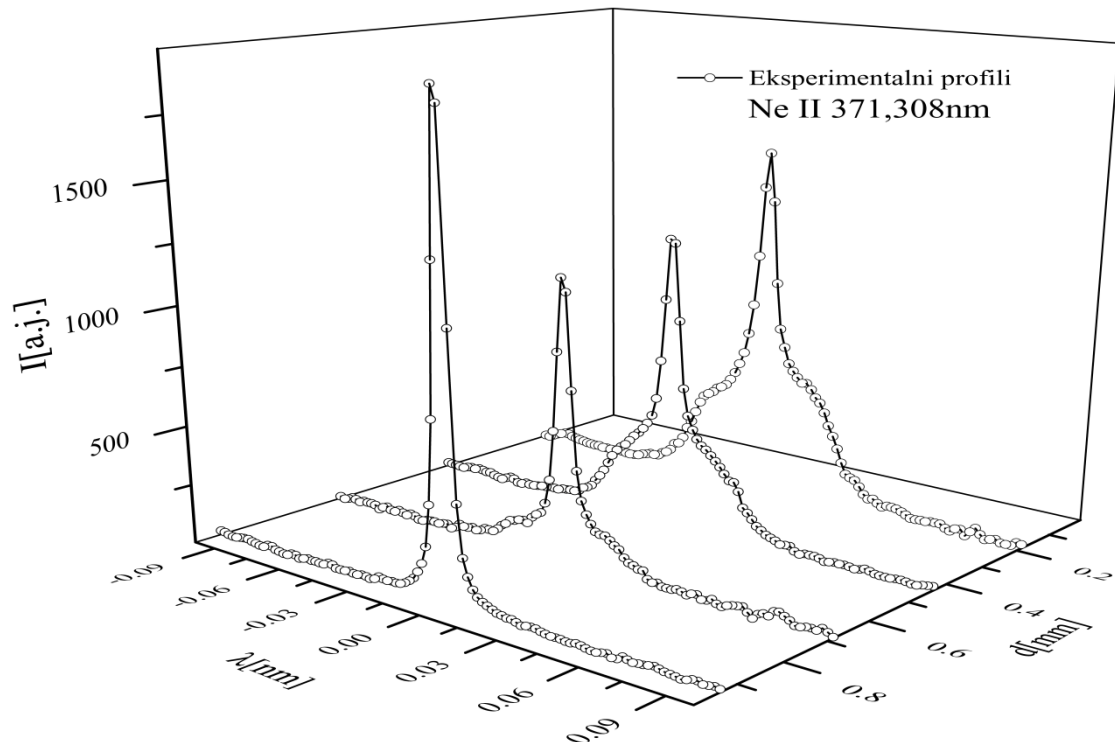
Posledično, na osnovu slike 5.24 jedina preostala mogućnost je da se anomalno proširena spektralna linija javlja u trećem difrakcionom redu. Zaključeno je da anomalno proširenoj spektralnoj liniji odgovara talasna dužina linije jednostruko jonizovanog atoma neona Ne II 370,962 nm (slika 5.24 b).

Tabela 5.12. Spisak spektralnih linija jednostruko jonizovanog atoma neona Ne II, koje su pokazale anomalnu proširenost u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a.

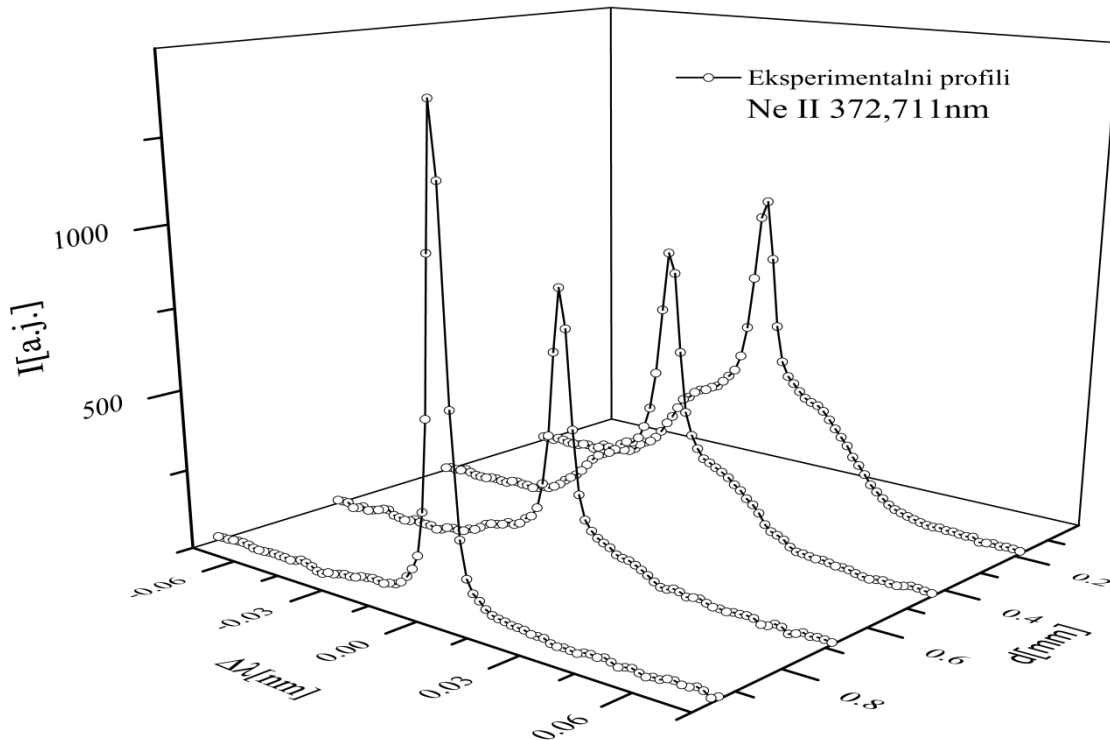
Talasna dužina (nm)	Donji nivo E_i Konfiguracija, Term, J	Gornji nivo E_k Konfiguracija, Term, J	E_i (cm^{-1})	E_k (cm^{-1})
369,421	$2s^2 2p^4 (^3P) 3s^4 P 5/2$	$2s^2 2p^4 (^3P) 3p^4 P^o 5/2$	219130,761	246192,413
370,962	$2s^2 2p^4 (^3P) 3s^4 P 3/2$	$2s^2 2p^4 (^3P) 3p^4 P^o 1/2$	219648,425	246597,681
371,308	$2s^2 2p^4 (^3P) 3s^2 P 1/2$	$2s^2 2p^4 (^3P) 3p^2 D 5/2$	224087,009	251011,151
372,711	$2s^2 2p^4 (^3P) 3s^2 P 1/2$	$2s^2 2p^4 (^3P) 3p^2 D^o 3/2$	224699,272	251522,097



Slika 5.26. Profili spektralne linije jednostruko jonizovanog atoma neona Ne II 369,421 nm snimljeni duž prikatodne oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja na četiri različita rastojanja d od katode. Uslovi pražnjenja: W katoda, pritisak $p = 6$ mbar, struja pražnjenja $I = 12,11$ mA i napon pražnjenja $U = 914$ V.



Slika 5.27. Profili spektralne linije jednostruko jonizovanog atoma neona Ne II 371,308 nm na četiri različite aksijalne pozicije duž prikatodne oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja. Uslovi pražnjenja su isti kao i za sliku 5.26.



Slika 5.28. Profili spektralne linije jednostruko jonizovanog atoma neona Ne II 372,711 nm na četiri različite aksijalne pozicije duž prikatodne oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja. Uslovi pražnjenja su isti kao i za sliku 5.26.

Osim spektralne linije Ne II 370,962 nm u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a detektovane su još najmanje tri jonske spektralne linije Ne II koje ispoljavaju anomalno širenje. U tabeli 5.12 su predstavljeni osnovni atomski podaci za ove linije, preuzeti iz [113].

Efekat anomalnog širenja spektralnih linija Ne II je najizraženiji na poziciji najbližoj površini katode i opada sa udaljavanjem od površine katode (slike 5.26 – 5.28). Na poslednjoj poziciji gde je jačina električnog polja mala, efekat se teško primećuje. Intenzitet jonske linije Ne II 370,962 nm je mali u odnosu na preostale linije jednostruko jonizovanog atoma neona, te stoga ona nadalje neće biti detaljnije razmatrana.

Teorijska razmatranja porekla i rezultati numeričkog modeliranja anomalno proširenih oblika jonskih linija Ne II u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a biće prikazani nakon kratkog istorijskog osvrt na istraživanja oblika spektralnih linija jednostruko jonizovanog atoma neona.

5.5.1. Istorijski osvrt istraživanja spektralnih linija Ne II

Pre nego što se pređe na izlaganje rezultata dobijenih u istraživanjima spektralnih linija jednostruko jonizovanog atoma neona, biće dat kratak istorijski osvrt istraživanja koja su urađena za jonske spektralne linije Ne II. Ispitivanje spektara jedanput jonizovanog atoma neona motivisano je veoma važnom ulogom neonovih spektara u modernim spektroskopskim istraživanjima. Linije inertnih gasova su od velikog značaja u proizvodnji industrijskih lasera, u istraživanjima i dijagnostici laboratorijske plazme, ispitivanju i istraživanju termonuklearne fuzije, u studiji procesa sudara i u drugim oblastima [105,124,125]. Od posebnog značaja je proučavanje parametara Štarkovog širenja koje je od značaja za modeliranje zvezdanih atmosfera, određivanje hemijske zastupljenosti elemenata, proučavanje prenosa zračenja kroz zvezdanu plazmu i za proračun neprozračnosti zvezdane plazme.

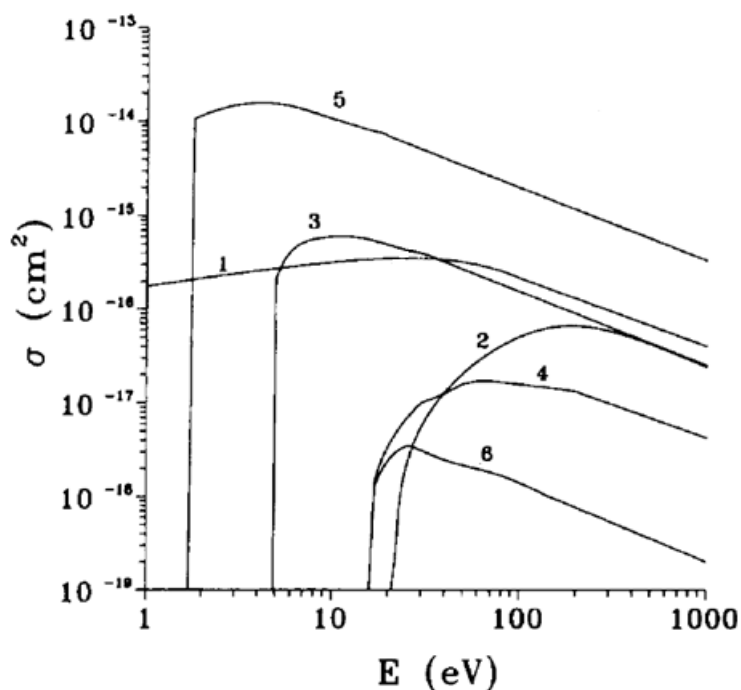
Spektralne linije koje su pomenute u tabeli 5.12 istraživane su od strane većeg broja autora i pri različitim izvorima laboratorijske plazme. Detaljno istraživanje spektra jedanput jonizovanog atoma neona proučavano je u šupljoj katodi u opsegu od 30 – 1100 nm. Određene su talasne dužine za 1250 spektralnih linija Ne II od kojih je oko 950 bilo novo u to vreme. Posmatranje spektralnih linija Ne II dovelo je do pronalaska više od 220 novih energijskih nivoa [126]. Štarkove poluširine prelaza $3s - 3p$ i $3p - 3d$ spektralnih linija Ne II, Ne III, Ne IV, Ne IV su merene u plazma izvoru gasnog linearnog pinča. Plazma parametri su procenjeni iz Tompsonovog rasejanja na 90° [127]. Neke merene Štarkove poluširine Ne II, Ne III i Ne IV linija su pokazale dobro slaganje sa drugim eksperimentalnim podacima, ali je potvrđeno neslaganje teorijskih i eksperimentalnih rezultata sa porastom jonizacionog stanja. U radu [128] su proučavani Štarkovi pomeraji usled mikropolja plazme (d) i verovatnoća prelaza spontane emisije (Ajnštajnov koeficijent A) kod 42 spektralne linije jedanput jonizovanog neona (Ne II), koje su izmerene u linearnom, impulsnom lučnom pražnjenju pri malim vrednostima pritiska. Verovatnoće prelaza su dobijene korišćenjem odnosa intenziteta relativnih linija (RLIR). Vrednosti Štarkovih pomeraja su izračunate korišćenjem semiklasičnog perturbacionog formalizma (SCPF). Grupa autora [129], proučavala je Štarkove poluširine 48 i Štarkove pomeraje 36 spektralnih linija Ne II koje su merene u izvoru plazme impusnog luka pri malim vrednostima pritiska. Od toga, 21 poluširina i 25 pomeraja nisu ranije publikovani.

Štarkov efekat makropolja spektralnih linija Ne II prvi je istraživao Ride [130] koji je izveo meranja pri jačini električnog polja od 90 kV/cm u ultraljubičastoj oblasti spektra sa spektrografom koji je imao tri prizme. Kod razmatranja pomeranja spektralne linije su podeljene u dve grupe: prva grupa sadrži oko 30 linija između 2890 – 3180 Å, a druga sadrži oko 10 spektralnih linija Ne II u spektralnom opsegu 2550Å – 2645Å. Sve proučavane spektralne linije pokazuju crvene pomeraje, koji su praćeni kombinovanim spektralnim linijama na kraćih talasnim dužinama (plavi pomeraji). Pojava ovih spektralnih linija u prisustvu električnog polja omogućila je tumačenje spektralnih linija prve grupe kao fundamentalne serije linija $3d - 5f$ sa kombinacionim linijama $3d - 5g$ i linija druge grupe kao $3d - 6f$ linija, svaka praćena sa dve kombinacije linija, $3d - 6g$ i $3d - 6h$. Ovo je možda prvi put da je Štarkov efekat iskorišćen za analizu komplikovanijeg spektra. Ispravnost ove interpretacije je potvrđena kroz studije nf i ng energijskih nivoa od strane Pirsona i Minhagena [131]. Išida, Tamura i Kamiđima [132] su povećavali polje do 300 kV/cm i na taj način su omogućili merenje Štarkovog efekta makropolja za oko 40 spektralnih linija Ne II u spektralnom opsegu od 4100 – 4635 Å, koje su predstavljene kao prvi članovi fundamentalne serije, $3d - 4f$. Merenja su proširena na prelaze $3d - 5f$ sa pratećim kombinovanim linijama do 200 kV/cm (u nekim slučajevima do 300 kV/cm), kao i na linije $3d - 6f$, $- 6g$, $- 6h$ merene pri 100 kV/cm.

Ovde treba skrenuti pažnju na vrednosti jačina električnog polja pri kojima su rađeni gore pomenuti eksperimenti. Ove vrednosti jačine električnog polja daleko prevazilaze uslove u ovom eksperimentu, tako da se značajnija razmaranja na osnovu prethodnog iznetih činjenica ne mogu izvesti. Na osnovu postojeće literature može se zaključiti da je Štarkov efekat makropolja jonskih linija u uslovina malih jačina električnog polja još neistražen. Upravo iz ovog razloga, u odeljku 3 nisu data teorijska razmatranja jonskih linija Ne II, a razmatranja koja će biti izneta u nastavku teksta bi trebalo da predstavljaju veliki iskorak u istraživanju i proučavanju jonskih linija u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a. Generalno, razmatranja bi trebalo da budu od značajna za istraživanje Štarkovog efekta makropolja jonskih linija Ne II.

5.5.2 Teorijska razmatranja porekla anomalno proširenih oblika jonskih linija Ne II u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a

Profili jonskih linija Ne II (jednostruko jonizovanih atoma) neona, snimljeni sa strane na svim pozicijama u prikatodnoj oblasti pražnjenja, imaju uzak centralni pik koji se na obe strane talasnih dužina nastavlja anomalno proširenim krilima. Ovakav profil spektralnih linija je posledica niza elementarnih procesa koji se odigravaju u prikatodnoj oblasti. Efikasni preseki najvažnijih od ovih procesa su prikazani na slikama 5.29 i 5.30, preuzetim iz [133].



Slika 5.29. Efikasni preseki za sudare elektrona sa atomima neona. Efikasni preseki σ su dati u funkciji energije E upadnih elektrona izražene u elektron-voltima (eV) kao u [133].

Na slici 5.29, efikasni preseki σ za različite procese su naznačeni brojevima i oni predstavljaju: 1 - efikasni presek za elastične sudare; 2 - efikasni presek za jonizaciju atoma Ne u osnovnom stanju elektronskim udarom; 3 - efikasni presek za jonizaciju metastabilnih atoma Ne elektronskim udarom; 4 - totalni efikasni presek za ekscitaciju atoma Ne u osnovnom stanju elektronskim udarom; 5 - totalni efikasni presek za ekscitaciju metastabilnih atoma Ne elektronskim udarom; i 6 - efikasni presek za ekscitaciju atoma Ne elektronskim udarom iz osnovnog u metastabilno stanje.

U nastavku teksta data je lista najvažnijih elementarnih procesa i opis njihove uloge u formiranju profila spektralnih linija Ne II u slučaju pražnjenja u čistom neonu (slika 5.29).

Elastični sudari elektrona sa atomima neona. Ovi sudari ne dovode do značajnije promene kinetičke energije atoma zbog velike razlike u masama atoma i elektrona, ali dominantno doprinose formiranju raspodele elektrona po pravcima kretanja, koji bi se, da tih (i drugih) sudara nema, kretali u prikatodnoj oblasti samo pod uticajem električnog polja od katode ka anodi formirajući snop elektrona. Elastični sudari elektrona sa atomima neona ne daju direktan doprinos formiranju profila jonskih linija, a njihov efikasni presek je dat krivom 1 na slici 5.29.

Jonizacija atoma neona iz osnovnog stanja elektronskim udarom. Od svih procesa koji dovode do jonizacije atoma neona iz osnovnog stanja i nastanka jednostruko jonizovanih atoma (tj. jona) Ne^+ , ovaj tip procesa je dominantan. Proces se odvija po shemi



(ε je oznaka za elektron), gde nastali jon Ne^+ može biti kako u osnovnom, tako i u ekscitovanom stanju, na šta je ukazano zvezdicom. Efikasni presek za ovaj proces je dat krivom 2 na slici 5.29. Nakon nastanka, ekscitovani joni neona spontano zrače. Kako u trenutku nastanka ovi joni imaju tipične termalne brzine, i kako je vreme koje protekne od trenutka nastanka do trenutka njihovog zračenja kratko (reda 10^{-8} s), električno polje ne stigne da značajnije promeni brzine tih jona. Stoga su brzine jona u trenutku zračenja relativno male, pa ovo zračenje dominantno daje doprinos centralnom piku spektralne linije.

Jonizacija atoma neona iz metastabilnog stanja elektronskim udarom. Iako sličan prethodnom, ovaj proces ima znatno veći efikasni presek na nižim energijama (linija 3 na slici 5.29). Zračenje ekscitovanih jona nastalih ovim procesom takođe doprinosi centralnom piku, ali je njegov doprinos tipično manji zbog manjeg broja atoma neona u metastabilnom stanju.

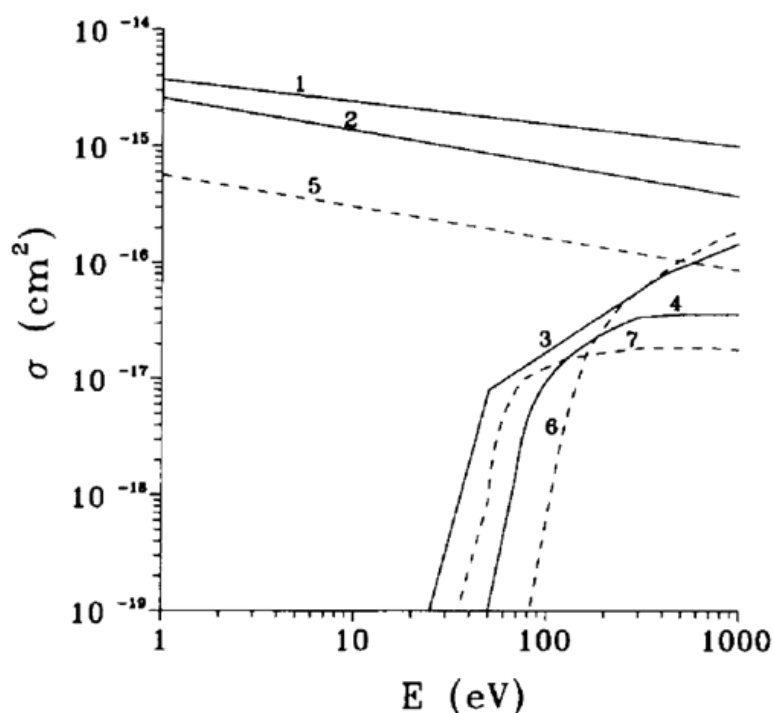
Preostali procesi jonizacije (fotojonizacija, kao i jonizacija atoma jonskim, odnosno atomskim udarom) daju znatno manji doprinos ukupnoj jonizaciji kako zbog manje koncentracije, odnosno manjih kolizionih frekvencija, tako i zbog manjih

efikasnih preseka ovih procesa na tipičnim energijama koje se javljaju u pražnjenjima u ovom eksperimentu.

Ekscitacija atoma Ne u osnovnom stanju elektronskim udarom. Proces dovodi do nastanka ekscitovanih atoma iz atoma neona u osnovnom stanju, te stoga ne daje direktan doprinos formiranju profila jonskih linija, već samo indirektan doprinos preko formiranja distribucije metastabila. Efikasni presek procesa je dat krivom 4 na slici 5.29.

Ekscitacija metastabilnih atoma Ne elektronskim udarom. Ovaj proces ima veoma veliki efikasni presek, dat krivom 5 na slici 5.29, te je izuzetno značajan za formiranje centralnog pika spektralnog profila atomskih linija neona, dok je bez uticaja na zračenje jona neona.

Ekscitacija atoma Ne elektronskim udarom iz osnovnog u metastabilno stanje. Ovo je dominantan proces za formiranje raspodele metastabila, u čemu se i ogleda njegov indirektni uticaj na profile jonskih linija, dok direktan uticaj ne postoji.



Slika 5.30. Efikasni preseki za sudare brzih atoma i jona neona. Pune linije: preseki za sudare jona neona.

Na slici 5.30 punim linijama su prikazani efikasni preseki σ za sledeće sudarne procese brzih jona neona i sporih atoma neona: 1 - simetrična razmena naelektrisanja;

2 - elastični sudari; 3 - jonizacija jonskim udarom; 4 - ekscitacija u metastabilno stanje u sudaru sa atomom. Na istoj slici su isprekidanim linijama predstavljeni presezi za sudare brzih i sporih atoma neona: 5 - elastični sudar sa atomom neona; 6 - jonizacija u sudaru sa atomom neona, 7 - ekscitacija u metastabilno stanje u sudaru sa atomom neona.

Simetrična razmena naelektrisanja u sudarima jona neona sa atomima neona. Efikasni presek za ove sudare (linija 1 na slici 5.30) je izuzetno veliki. U ovim sudarima jon koji primi elektron postaje brzi atom, a atom koji izgubi taj elektron postaje spori jon. Nastali jon može biti ekscitovan i tada daje doprinos profilu jonskih linija. Ovaj doprinos se javlja u centralnom delu linije, jer električno polje ne stigne da znatnije ubrza jon do trenutka zračenja. Osim toga, jasno je da razmena naelektrisanja veoma utiče na raspodelu energija jona po brzinama, te tako daje znatan posredan doprinos formiranju profila jonskih linija.

Elastični sudari jona i atoma neona. Efikasni presek za ove sudare je dat linijom 2 na slici 5.30. Među elastičnim sudarima jona sa atomima neona dominantni su sudari sa hladnim atomima. Elastični sudari ne doprinose direktno formiranju profila jonskih linija, ali zbog velikog preseka imaju veliki indirektan uticaj. Naime, da nema ovih sudara i razmene naelektrisanja, joni bi se u prikatodnoj oblasti kretali samo pod dejstvom električnog polja formirajući jonski snop. Ovako, u sudarima dolazi do rasipanja jona po pravcima kretanja i energijama, što dominantno određuje profile anomalno proširenih krila jonskih linija.

Jonizacija jonskim udarom. U ovim sudarima jona sa atomom neona dolazi do jonizacije atoma. Taj proces povećava koncentraciju jona, te tako posredno doprinosi formiranju profila jonskih linija. Kako novojonizovani atom (tj. nastali jon) može biti i u ekscitovanom stanju, i kako on u proseku ima polovinu energije upadnog jona, jonizacija jonskim udarom daje i direktan doprinos formiranju krila jonskih linija. Efikasni presek procesa je dat linijom 3 na slici 5.30.

Ekscitacija jona u metastabilno stanje u sudaru sa atomom. Ovaj proces ima samo mali i to indirektan uticaj na formiranje profila jonskih linija jer mu je presek, dat linijom 4 na slici 5.30, mali u oblasti energija koje se javljaju u našim tipovima pražnjenja.

Elastični sudari između atoma neona. U ovim sudarima atomi koji se sudaraju razmenjuju impulse i kinetičke energije bez promene svog ekscitacionog stanja i/ili naelektrisanja. Specijalno, u elastičnim sudarima se termalizuju brzi atomi neona nastali iz (brzih) jona neona razmenom naelektrisanja. Elastični sudari između atoma neona ne doprinose direktno formiranju profila jonskih linija, ali dominantno utiču na formiranje distribucije atoma matričnog gasa. Efikasni presek za elastične sudare je dat krivom 5 na slici 5.30.

Jonizacija atoma neona u sudaru sa atomom neona. Obzirom da jon nastao u sudaru može biti ekscitovan, ovi sudari doprinose formiranju profila jonskih linija, ali je taj doprinos veoma mali zbog malog efikasnog preseka (linija 6 na slici 5.30) na tipičnim energijama koje imaju atomi neona u uslovima naših pražnjenja.

Ekscitacija atoma neona u sudaru sa (drugim) atomom neona. Ovi procesi ne doprinose direktno formiranju profila jonskih linija, a efikasni presek za ekscitaciju u metastabilno stanje je dat krivom 7 na slici 5.30.

U prikatodnoj oblasti jone neona ubrzava električno polje usmeravajući ih ka katodi. Na svom putu ka katodi ovi joni se sudaraju i to najviše sa matričnim atomima jer je njih najviše. U sudarima oni razmenjuju impuls i energiju sa metom, zbog čega je energija jona pristiglih na katodu manja od maksimalno moguće energije, date naponom pražnjenja. Na katodi se joni neona neutralizuju i znatan deo njih reflektuje nazad u prikatodnu oblast, kao brzi atomi. Iz ovih atoma mogu u kasnijim sudarima nastati joni koji svojim zračenjem doprinose spektralnim linijama. Ovo se, međutim, odigrava samo malim delom, jer je njihova jonizacija elektronskim udarom zanemariva (zbog male koncentracije elektrona i brzih atoma u odnosu na koncentraciju atoma matričnog gasa), a jonizacija u sudaru sa drugim atomom je znatno manje verovatna od sudara u kojima nema jonizacije, u kojima se brzi atomi efikasno termalizuju. Stoga se može smatrati da zračenje jonskih linija neona skoro u celosti potiče od zračenja ekscitovanih jona neona, koji nisu nastali iz brzih reflektovanih atoma neona.

5.5.3. Numeričko modeliranje anomalno proširenih oblika jonskih linija Ne II u prikatodnoj oblasti Grimovog pražnjenja

Na osnovu kvalitativnog teorijskog modela, zaključeno je da u formiranju ukupnog oblika profila jonskih linija učestvuju dve grupe ekscitovanih jona neona Ne II, sa značajno različitim energijama. Zato su eksperimentalni profili jonskih linija Ne II fitovani modelnom funkcijom:

$$I(A_s, w_s; A_b, w_b; b) = \mathfrak{I}^*(G(A_s, w_s) + G(A_b, w_b)) + b \quad (5.15)$$

koja je suma dva Gausijana

$$G(A, w_{FWHM}) = A \frac{2}{w_{FWHM}} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\lambda}{w_{FWHM}} \right)^2 \right], \quad (5.16)$$

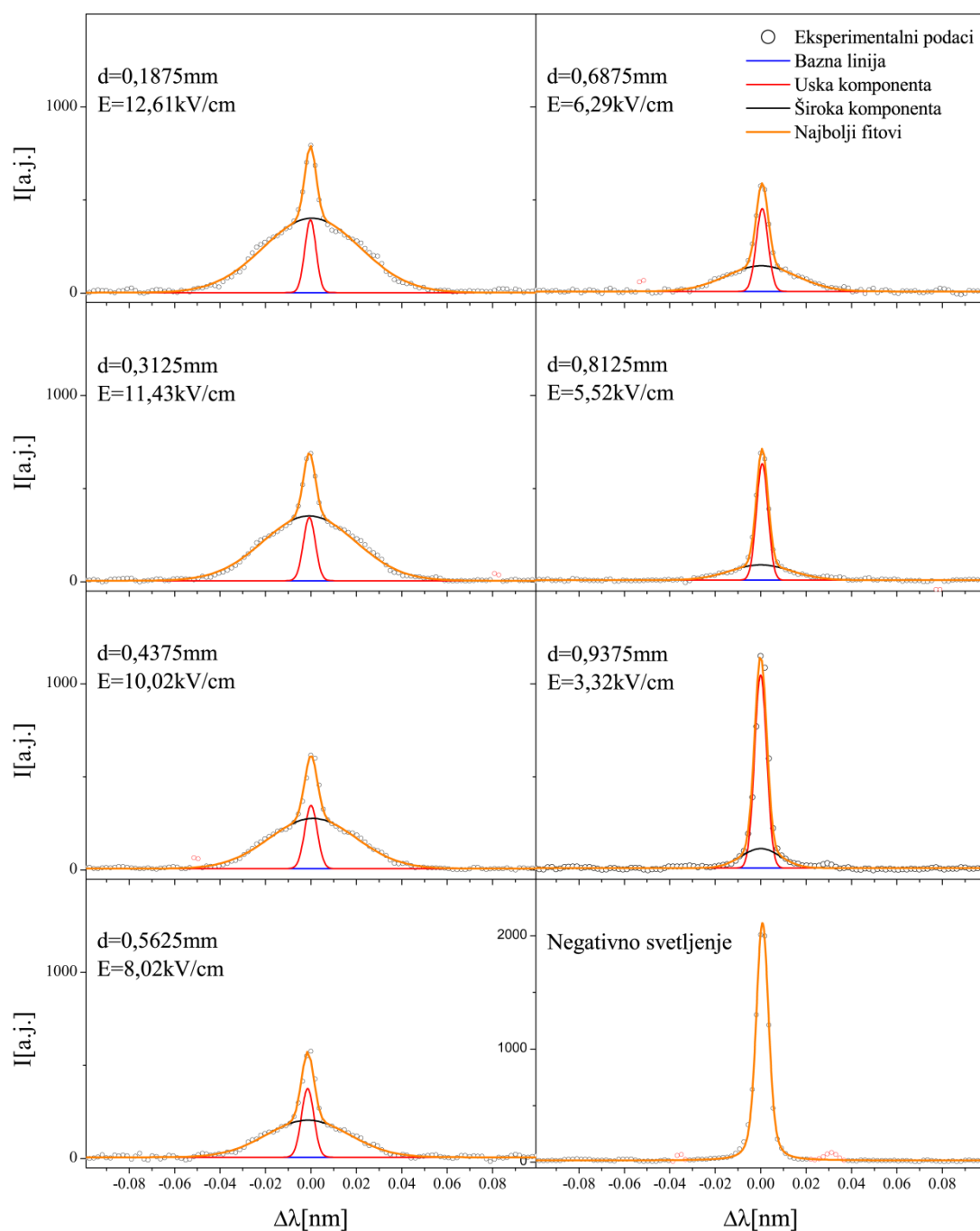
centrirana na nuli. Svaki od njih je određen sa dva parametra: površinom A i punom širinom na polovini maksimuma w_{FWHM} . U jednačini (5.15), $*$ označava konvoluciju sa instrumentalnim profilom \mathfrak{I} , koji je Gausijan:

$$\mathfrak{I} = A \frac{2}{w_{inst}} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\lambda}{w_{inst}} \right)^2 \right] \quad (5.17)$$

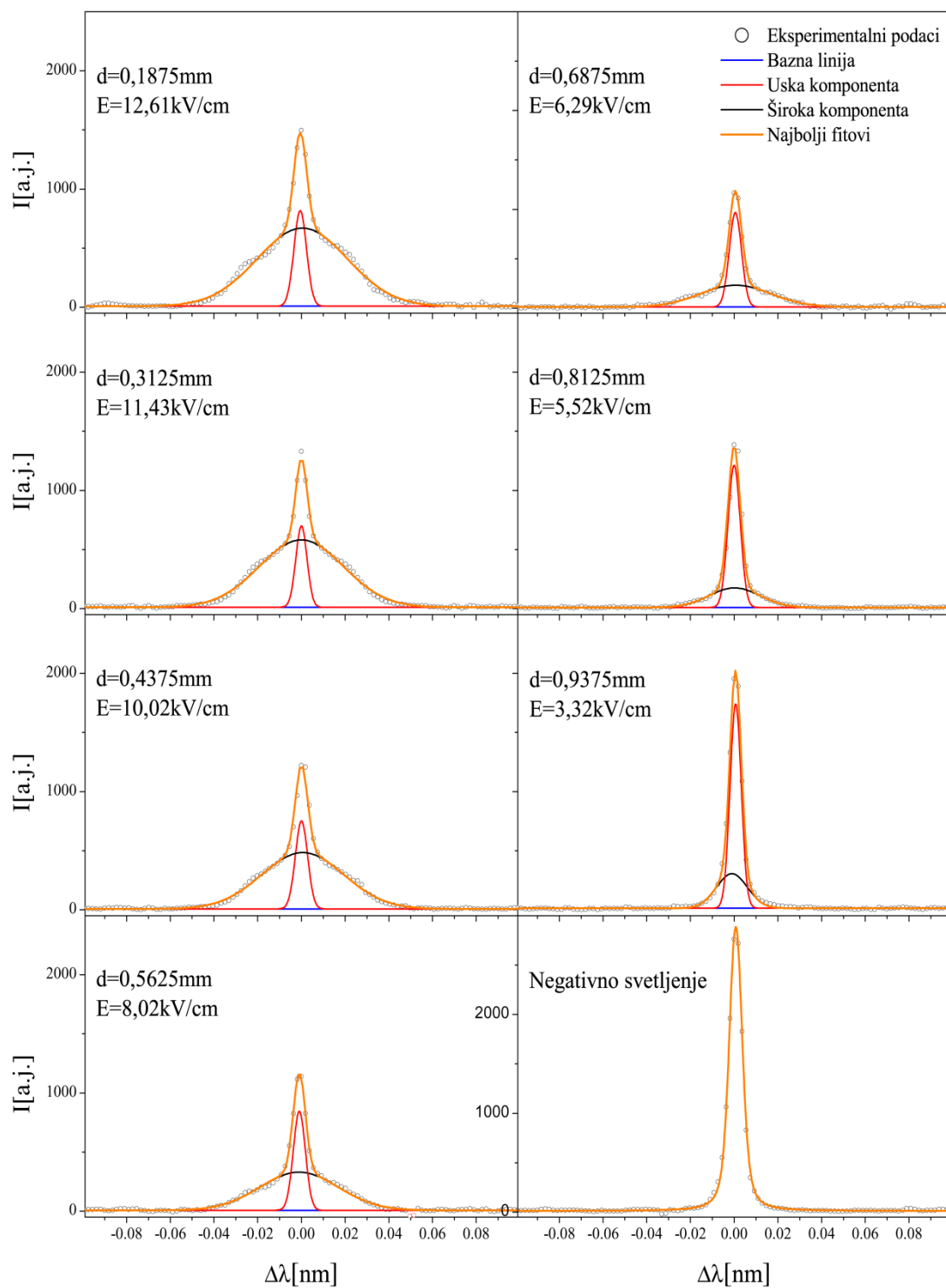
centriran na nuli, čija je poluširina $w_{FWHM} = 5,3$ pm.

Na ovaj način, modelna funkcija $I(A_s, w_s; A_b, w_b; b)$ je opisana sa pet parametara. Gausijan $G(A_s, w_s)$ opisuje uski centralni maksimum jonske linije nastao zračenjem koje emituju spori ekscitovani joni neona, Gausijan $G(A_b, w_b)$ opisuje anomalno prošireni deo profila (široka krila) jonskih linija, odnosno zračenje koje emituju brzi ekscitovani joni neona, dok poslednji parametar b opisuje bazni nivo ukupnog profila jonske linije.

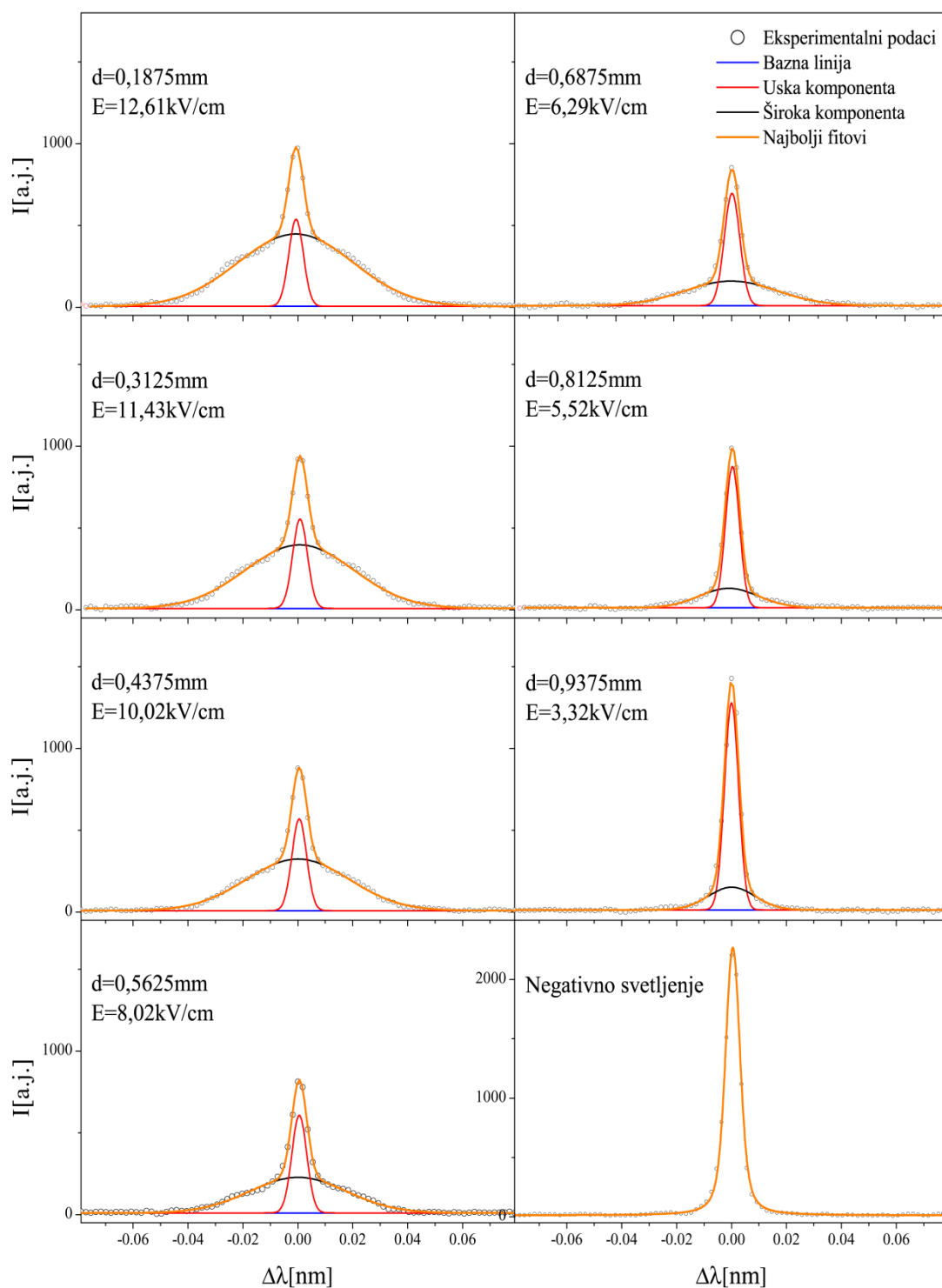
Na slikama 5.31 – 5.33 prikazani su eksperimentalni oblici jonskih spektralnih linija Ne II na različitim aksijalnim pozicijama duž ose izvora pražnjenja. Spektroskopsko posmatranje oblika spektralnih linija je izvršeno u trećem difrakcionom redu. Najbolji fitovi su dobijeni primenom gore opisane numeričke procedure eksperimentalnih profila jonskih linija Ne II i modelne funkcije (5.15).



Slika 5.31. Eksperimentalni oblici jonske spektralne linije (tačke) Ne II 369,421 nm posmatrani sa strane na različitim aksijalnim pozicijama duž prikatodne oblasti Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja. Puna (narandžasta) linija predstavlja modelnu funkciju koja najbolje opisuje eksperimentalne podatke. Uslovi pražnjenja: W katoda, pritisak $p = 6$ mbar, struja pražnjenja $I = 12,11$ mA i napon pražnjenja $U = 914$ V.



Slika 5.32. Eksperimentalni oblici jonske spektralne linije (tačke) Ne II 371,308 nm snimljeni sa strane na različitim aksijalnim pozicijama duž prikatodne oblasti Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja. Puna (narandžasta) linija predstavlja modelnu funkciju koja najbolje opisuje eksperimentalne podatke. Uslovi pražnjenja su isti kao i za sliku 5.31.

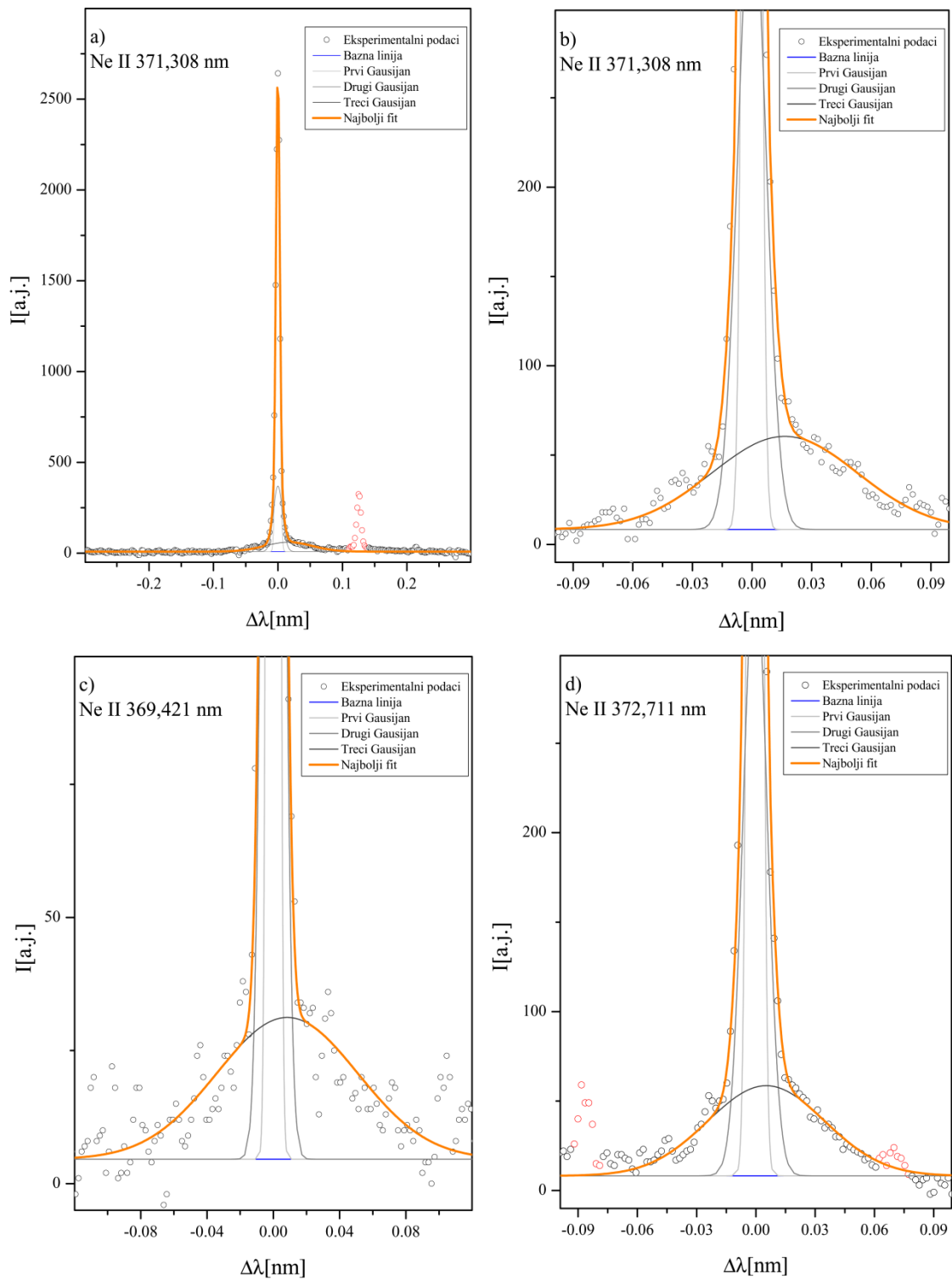


Slika 5.33. Eksperimentalni oblici jonske spektralne linije (tačke) Ne II 372,711 nm snimljeni sa strane na različitim aksijalnim pozicijama duž prikatodne oblasti Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja. Puna (narandžasta) linija predstavlja modelnu funkciju koja najbolje opisuje eksperimentalne podatke. Uslovi pražnjenja su isti kao i za slike 5.31 i 5.32.

Kada su u pitanju intenziteti jonskih linija na slikama 5.31 – 5.33 Ne II treba skrenuti pažnju na fenomen koji je primetan na njima. Intenziteti jonskih linija bliže površini katode su veći nego na daljim pozicijama od površine katode, što je u suprotnosti sa standardnom slikom prikatodne oblasti. Sa udaljavanjem od površine katode intenzitet opada, a na rastojanju $d = 0,8425$ mm od površine katode, dolazi do povećanja intenziteta jonskih linija. Dalje, intenzitet raste ka oblasti negativnog svetljenja.

Osim istraživanja jonskih linija koja su sprovedena sa strane izvora Grimovog pražnjenja, jonske linije neona su posmatrane i sa kraja pražnjenja. Dobijeni oblici jonskih linija Ne II pokazuju složenu strukturu. Na slici 5.34 a) je prikazan oblik jonske linija Ne II 371,308 nm, iz kog se vidi da je crveno krilo izraženije nego plavo krilo. Na slici 5.34 b) prikazana je ista jonska linija, ali ovaj put se vodilo računa da se što bolje ukaže na krila jonskih linija. Preostale dve istraživane jonske linije prikazane su na isti način na panelima c) i d) slike 5.34. Pomenuti eksperimentalni profili jonskih linija snimljeni sa kraja izvora pražnjenja, fitovani su sa tri Gausijana. Prvi Gausijan opisuje uski centralni deo jonske linije, dok drugi Gausijan opisuje tzv. “vrat” jonske linije i oba Gausijana se nalaze na nepomerenj talasnoj dužini. Treći Gausijan opisuje široka krila, pri čemu je očigledno da je ovaj deo profila pomeren u tzv. “crvenu” stranu. Ova činjenica dovodi do zaključka da se deekscitacija brzih jona odvija dominantno pri kretanju brzih jona ka površini katode. U suprotnom smeru, električno polje zaustavlja (koči) jone neona i na taj način im onemogućava da steknu dovoljnu energiju i daju doprinos anomalno proširenim krilima.

Rezultati fitovanja oblika jonskih linija jednačinom (5.15) su prikazani u tabelama 5.13 – 5.15. Primetno je da se poluširine anomalne komponente smanjuju sa povećanjem rastojanja od površine katode. Merenje poluširina anomalnih komponenti sprovedeno je do jačine električnog polja od približno 3 kV/cm. Ispod ove vrednosti jačine električnog polja, a pri spektroskopskoj rezoluciji u ovom eksperimentu, određivanje poluširine anomalno proširene komponente pomoću jednačine (5.15) nije moguće.



Slika 5.34. Oblici jonskih linija neona Ne II snimljeni sa kraja izvora pražnjenja. Pri procesu fitovanja esperimentalnih profila, korišćena su tri Gausijana. Punom narandžastom linijom su predstavljani najbolji fitovi dobijeni u procesu fitovanja. Crveni kružići predstavljaju tačke koje su odstranjene u procesu fitovanja.

Tabela 5.13. Parametri najboljeg fita eksperimentalnih profila jonske linije Ne II 369,421 nm.

d [mm]	E [kV/cm]	w_b [nm]	w_s [nm]	A_b [a.j.]	A_s [a.j.]	A_b [%]	A_s [%]
0,0625	13,37	0,0530	0,0056	169,65	27,45	86,07	13,93
0,1250	13,06	0,0512	0,0062	207,81	26,83	88,57	11,43
0,1875	12,61	0,0503	0,0058	213,72	24,00	89,90	10,10
0,2500	11,98	0,0494	0,0062	198,71	23,25	89,52	10,48
0,3125	11,43	0,0478	0,0062	177,17	22,37	88,79	11,21
0,3750	10,75	0,0463	0,0064	150,57	23,19	86,65	13,35
0,4375	10,02	0,0451	0,0065	129,53	23,47	84,66	15,34
0,5000	9,71	0,0449	0,0064	111,19	23,64	82,47	17,53
0,5625	8,02	0,0431	0,0064	91,34	25,12	78,43	21,57
0,6250	7,11	0,0398	0,0064	69,96	26,58	72,47	27,53
0,6875	6,28	0,0363	0,0062	53,12	29,09	64,61	35,39
0,7500	5,90	0,0341	0,0061	35,86	35,32	50,38	49,62
0,8125	5,52	0,0316	0,0059	27,51	39,48	41,07	58,93
0,8750	4,06	0,0266	0,0060	22,92	50,84	31,07	68,93
0,9375	3,32	0,0203	0,0062	22,61	68,36	24,85	75,15

Tabela 5.14. Parametri najboljeg fita eksperimentalnih profila jonske linije Ne II 371,308 nm.

d [mm]	E [kV/cm]	w_b [nm]	w_s [nm]	A_b [a.j.]	A_s [a.j.]	A_b [%]	A_s [%]
0,0625	13,37	0,0508	0,0066	286,13	49,61	85,22	14,78
0,1250	13,06	0,0505	0,0066	333,19	56,28	85,55	14,45
0,1875	12,61	0,0486	0,0068	342,22	58,07	85,49	14,51
0,2500	11,98	0,0474	0,0064	311,44	53,92	85,24	14,76
0,3125	11,43	0,0463	0,0068	279,66	54,16	86,22	13,78
0,3750	10,75	0,0451	0,0065	257,70	51,29	83,40	16,60
0,4375	10,02	0,0443	0,0066	224,94	52,40	81,11	18,89
0,5000	9,71	0,0439	0,0065	181,80	56,64	76,24	23,75
0,5625	8,02	0,0423	0,0065	145,30	58,09	71,44	28,56
0,6250	7,11	0,0403	0,0064	111,27	60,61	64,74	35,26
0,6875	6,28	0,0380	0,0065	88,93	66,43	57,24	42,76
0,7500	5,90	0,0305	0,0062	64,66	71,81	47,38	52,62
0,8125	5,52	0,0274	0,0065	48,38	83,34	36,73	63,27
0,8750	4,06	0,0220	0,0061	44,68	92,86	32,48	67,52
0,9375	3,32	0,0167	0,0060	51,82	110,22	31,98	68,02

Tabela 5.15. Parametri najboljeg fita eksperimentalnih profila jonske linije Ne II 372,711 nm.

d	E	w_b	w_s	A_b	A_s	A_b	A_s
[mm]	[kV/cm]	[nm]	[nm]	[a.j.]	[a.j.]	[%]	[%]
0,0625	13,37	0,0506	0,0062	187,54	32,43	85,26	14,74
0,1250	13,06	0,0500	0,0061	226,08	34,29	86,83	13,17
0,1875	12,61	0,0494	0,0062	232,26	35,36	86,79	13,21
0,2500	11,98	0,0476	0,0062	213,60	35,41	85,78	14,22
0,3125	11,43	0,0463	0,0063	191,40	36,72	83,90	16,10
0,3750	10,75	0,0452	0,0062	170,45	35,93	82,59	17,41
0,4375	10,02	0,0440	0,0063	147,99	37,36	79,84	20,16
0,5000	9,71	0,0427	0,0062	123,74	38,53	76,26	23,74
0,5625	8,02	0,0416	0,0064	96,36	40,66	70,33	29,67
0,6250	7,11	0,0375	0,0061	80,07	42,12	65,53	34,47
0,6875	6,28	0,0374	0,0063	59,62	46,14	56,37	43,63
0,7500	5,90	0,0304	0,0062	42,38	49,87	45,94	54,06
0,8125	5,52	0,0250	0,0060	32,06	55,84	36,40	63,60
0,8750	4,06	0,0221	0,0061	27,34	65,89	29,32	70,68
0,9375	3,32	0,0199	0,0060	29,39	80,75	26,68	73,32

Tabela 5.16. Izračunate vrednosti Doplerovskih poluširina anomalno proširene komponente.

Ne II 369,421 nm		Ne II 371,308 nm		Ne II 372,711 nm	
w_b	w_D	w_b	w_D	w_b	w_D
[nm]	[nm]	[nm]	[nm]	[nm]	[nm]
0,0530	0,0527	0,0508	0,0505	0,0506	0,0503
0,0512	0,0509	0,0505	0,0502	0,0500	0,0497
0,0503	0,0500	0,0486	0,0483	0,0494	0,0491
0,0494	0,0491	0,0474	0,0471	0,0476	0,0473
0,0478	0,0475	0,0463	0,0460	0,0463	0,0460
0,0463	0,0460	0,0451	0,0448	0,0452	0,0449
0,0451	0,0449	0,0443	0,0440	0,0440	0,0437
0,0449	0,0446	0,0439	0,0435	0,0427	0,0424
0,0431	0,0428	0,0423	0,0420	0,0416	0,0413
0,0398	0,0394	0,0403	0,0399	0,0375	0,0371
0,0363	0,0359	0,0380	0,0376	0,0374	0,0370
0,0341	0,0337	0,0305	0,0300	0,0304	0,0299
0,0316	0,0312	0,0274	0,0269	0,0250	0,0244
0,0266	0,0261	0,0220	0,0214	0,0221	0,0214
0,0203	0,0196	0,0167	0,0158	0,0199	0,0192

U tabeli 5.16 prikazane su vrednosti Doplerovih poluširina anomalno proširene komponente dobijeni postupkom dekonvolucije, jer prema izrazu (5.15) poluširina anomalno proširene komponente profila spektrane linije jednostruko jonizovanog atoma neona predstavlja konvoluciju Gausijana $G(A_b, w_b)$ i instrumentalne poluširine:

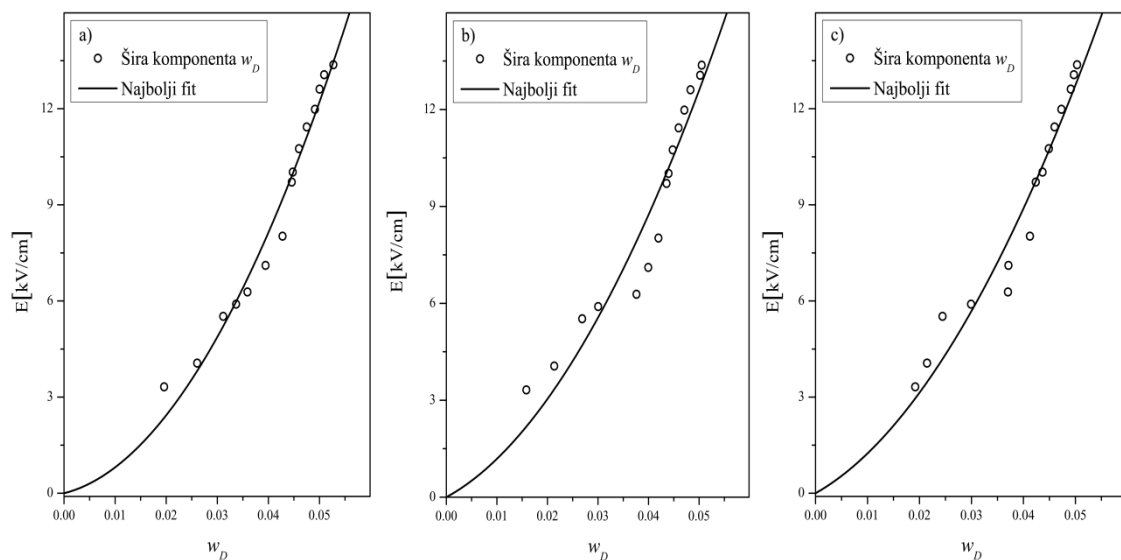
$$w_b = \sqrt{w_D^2 + w_{Inst}^2} \quad (5.18)$$

gde je: w_D – Doplerova poluširina i w_{Inst} – poluširina instrumentalnog profila spektroskopskog sistema.

Na slici 5.35 su prikazane zavisnosti jačine električnog polja od Doplerove poluširine anomalnih komponenti w_D za posmatrane jonske linije neona Ne II i izvršeno je fitovanje korišćenjem jednačine:

$$E = b \cdot w_D + c \cdot w_D^2 \quad (5.19)$$

gde su b i c koeficijenti dobijeni u procesu fitovanja, E jačina električnog polja i w_D Doplerova poluširina anomalno proširene komponente. Fitovanje podataka je izvršeno u opsegu vrednosti jačine električnog polja od 3 do 14 kV/cm, a za vrednosti ispod 3 kV/cm izvršena je ekstrapolacija. Vrednosti koeficijenata b i c koji su dobijeni u procesu fitovanja jednačinom (5.19) su prikazani u tabeli 5.17.



Slika 5.35. Merenje vrednosti jačine električnog polja od Doplerove poluširine šire komponente. Na slikama a) - c) dati su fitovi za jonske linije Ne II 369,421 nm, Ne II 371,308 nm i Ne II 372,711 nm. Uslovi pražnjenja su isti kao i za sliku 5.31.

Određivanjem poluširine anomalno proširenih komponenti izučavanih jonskih linija neona i korišćenjem jednačina (5.19) sa odgovarajućim koeficijentima, omogućen je još jedan brz i jednostavan način procene raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti Grimovog abnormalnog tinjavog pražnjenja.

Tabela 5.17. Vrednosti parametara dobijenih u postupku fitovanja jednačinom (5.19).

Spektralna linija [nm]	b [kV/(cm×nm)]	c [kV/(cm×nm ²)]
369,421	40 ± 20	4100 ± 500
371,308	90 ± 40	3300 ± 900
372,711	90 ± 30	3300 ± 700

Zaključak

U ovoj doktorskoj disertaciji su eksperimentalno i teorijski proučavani oblici spektralnih linija atoma neona Ne I, jedanput jonizovanog atoma neona Ne II, kao i atoma argona Ar I i Balmerove H_{α} linije atoma vodonika u prikatodnoj oblasti Grimovog ATP-a.

U eksperimentalnim istraživanjima korišćen je modifikovani izvor Grimovog pražnjenja po uzoru na dizajn koji su predložili Ferreira i saradnici [2], a koji su kasnije koristili Kuraica i saradnici [5-7]. Glavna karakteristika izabranog dizajna je što se osim spektroskopskih posmatranja sa kraja izvora pražnjenja, odnosno duž pravca električnog polja u prikatodnoj oblasti, raspodela intenziteta zračenja može posmatrati i sa strane izvora, odnosno duž pravca koji je normalan na pravac električnog polja, jer zračenje prolazi kroz horizontalni prerez na cilindričnoj anodi. Spektroskopskim posmatranjem, izvršenim najpre sa kraja izvora pražnjenja, potvrđene su velike širine i složeni profili spektralnih linija atoma neona Ne I i atoma argona Ar I, koji su prethodno detektovani u komercijalnim izvorima Grimovog pražnjenja [8,9]. Teorijski gledano, postoje dva moguća uzroka za širenje i pomeranje nevodoničnih spektralnih linija u Grimovim izvorima ATP, gledano normalno na površinu katode. To su: (i) Štarkov efekat u prikatodnoj oblasti; i (ii) širenje spektralnih linija usled uticaja plazme u oblasti negativnog svetljenja. Štarkovo širenje usled dejstva mikropolja naelektrisnih čestica u plazmi se koristi za ispitivanje teorije Štarkovog efekta i/ili merenje koncentracije elektrona, dok se Štarkovo cepanje i pomeranje usled postojanja makroskopskog električnog polja u prikatodnoj oblasti koristi za merenje jačine makroskopskog polja.

Kako bi se utvrdilo poreklo širenja i pomeranja Ne I i Ar I linija, sprovedena su merenja i sa strane izvora pražnjenja. Tokom posmatranja sa strane izvora, otkriven je uticaj oba efekta na oblike spektralnih linija: Štarkovog efekta usled električnog polja u prikatodnoj oblasti, kao i Štarkovog širenja indukovano mikropoljem plazme u oblasti negativnog svetljenja. Postojanje proširenih složenih profila linija atoma neona Ne I i argona Ar I objašnjeno je kao rezultat superpozicije profila koji se emituje iz prikatodne oblasti pražnjenja pod uticajem Štarkovog efekta makropolja i proširenog profila emitovanog iz oblasti negativnog svetljenja usled dejstva mikropolja naelektrisanih čestica, što je prikazano u potpoglavljima od 5.1 do 5.3. Ovoj činjenici u prilog ide i to da su širine spektralnih linija snimljene sa kraja izvora pražnjenja uvek šire od spektralnih linija koje su snimljene sa strane izvora pražnjenja u negativnom svetljenju.

Osim objašnjenja porekla velikih širina i složenih profila spektralnih linija neona Ne I i argona Ar I, istraživanja su ukazala na mogućnost korišćenja oblika spektralnih linija atoma argona Ar I i neona Ne I za dijagnostiku prikatodne oblasti Grimovog pražnjenja. Prvi pokušaji određivanja raspodele jačine električnog polja postignuti su merenjem Štarkovih pomeraja spektralnih linija atoma argona Ar I 522,127 nm i Ar I 518,775 nm. Posmatranjem složenih profila spektralnih linija atoma argona snimljenih sa strane izvora pražnjenja, uočeno je postojanje dve komponente unutar ukupnog profila proučavanih spektralnih linija argona Ar I. Prva komponenta je spektralna linija koja je emitovana iz oblasti koja nije pod dejstvom električnog polja, odnosno dela pražnjenja unutar anodnog proreza. Linija ima nepomerenu talasnu dužinu, a njen oblik se može opisati Gausovim profilom sa instrumentalnom širinom. Ovaj fenomen je već primećen pri proučavanju oblika spektralnih linija atoma helijuma u Grimovom pražnjenju [7]. Druga komponenta ukupnog profila se emituje iz oblasti pražnjenja pod dejstvom električnog polja i zato je pomerena i proširena usled Štarkovog efekta makropolja. Na ovaj način, izvršeno je merenje Štarkovih pomeraja, a korišćenjem relevantnih podataka i jednačina datih u [69] izvršeno je indirektno merenje raspodele jačine električnog polja. Postignuti rezultati su detaljno prikazani u odeljku 5.1. Posmatrane spektralne linije neona Ne I su podeljene u tri grupe koje su detaljnije proučavane u odeljku 5.2. Početna istraživanja su pokazala da su Štarkovi pomeraji veći nego izmereni pomeraji kod proučavanih spektralnih linija argona Ar I 522,127 nm i Ar I 518,775 nm.

Dalje, na osnovu rezultata teorijskih izračunavanja Zigelbekera i Šnicera [76], izvršeno je posmatranje profila spektralnih linija Ne I sa značajno izraženim Štarkovim cepanjem/pomeranjem u uslovima malih jačina električnog polja, a za koje do sada ne postoje eksperimentalni rezultati. Kao radni gas korišćen je neon sa malim dodatkom vodonika, što je obezbedilo posmatranje ne samo profila Ne I linija, već i oblika Balmerove H_{α} linije atoma vodonika. Spektralne linije atoma neona Ne I kao i spektralna linija H_{α} posmatrane su na različitim aksijalnim pozicijama normalno na osu cilindričnog Grimovog pražnjenja. Raspodela jačine električnog polja određena je pomoću unapređene modelne funkcije za precizno fitovanje profila H_{α} linije.

Radi merenja Štarkovih pomeraja spektralne linije Ne I 511,367 nm, eksperimentalni profili su fitovani unapređenom modelnom funkcijom. Rezultati

dobijeni u ovoj doktorskoj disertaciji su poređeni sa rezultatima Jegera i Vindholca [69] i pokazuju razumno slaganje sa rezultatima predviđenim za treću Štarkovu komponentu kod pomenute spektralne linije. Preostale spektralne linije atoma neona Ne I su pokazale višekomponentnu strukturu. S obzirom da komponente imaju različite relativne intenzitete, pretpostavljeno je da komponenta koja ima najveći intenzitet određuje maksimum pomenog dela profila linije usled Štarkovog efekta makropolja. Pri merenju Štarkovih pomeraja korišćene su dve tehnike: poboljšana metoda za merenje Štarkovih pomeraja fitovanjem na pogodno izabranu modelnu funkciju, a osim ove metode na pozicijama gde se jasno vidi separacija nepomerene i pomerene komponente korišćena je dobro poznata metoda separacije maksimuma.

Razvijena je veoma jednostavna spektroskopska metoda za merenje jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja, korišćenjem Štarkovih pomeraja spektralnih linija atoma neona. Postignuti rezultati su detaljno prikazani u potpoglavlju 5.4.

Spektroskopskim posmatranjem sa strane izvora pražnjenja uočeno je postojanje anomalno proširenih profila linija jednostruko jonizovanih atoma neona Ne II u bliskoj ultraljubičastoj oblasti spektra. Profili jonskih linija neona Ne II, snimljeni sa strane na svim pozicijama u prikatodnoj oblasti pražnjenja, imaju uzak centralni maksimum i anomalno proširena krila. Ovakav profil spektralnih linija je posledica niza elementarnih procesa koji se odigravaju u prikatodnoj oblasti. U potpoglavlju 5.5 data su osnovna teorijska razmatranja i kvalitativni model porekla anomalno proširenih oblika jonskih linija neona. Zaključeno je da u formiranju ukupnog oblika profila jonskih linija učestvuju najmanje dve grupe ekscitovanih jona neona Ne II, sa značajno različitim energijama. Najveći doprinos uzanom centralnom maksimumu daje jonizacija atoma neona iz osnovnog stanja elektronskim udarom, dok najveći doprinos anomalno proširenim krilima daju procesi ekscitacije jona usled sudara sa atomima matričnog gasa.

Posmatranja oblika jonskih linija koja su izvršena sa kraja izvora pražnjenja ukazala su da je crveno krilo izraženije nego plavo krilo. Ovo dovodi do zaključka da se deekscitacija brzih jona odvija dominantno pri kretanju brzih jona ka površini katode, jer u suprotnom smeru električno polje zaustavlja jone neona i na taj način im

onemogućava da steknu dovoljnu energiju i da daju doprinos anomalno proširenim krilima.

Postupkom dekonvolucije dobijene su Doplerove poluširine anomalno proširenih komponenti jonskih linija neona. Korišćenjem jednostavne formule dobijeni su koeficijenti za tri proučavane jonske linije. Određivanjem Doplerovih poluširina kod pomenutih jonskih linija neona, mogu se izvršiti merenja jačine električnog polja na brz i jednostavan način.

Iako kvalitativni model koji ukazuje na poreklo i moguće mehanizme širenja spektralnih linija jednostruko jonizovanog atoma neona Ne II i empirijske formule za određivanje raspodele električnog polja predstavljaju značajan iskorak, dalja istraživanja anomalno proširenih profila jonskih linija neona zahtevaju uspostavljanje potpunijeg kvantitavnog modela, za čiji razvoj, prema pregledu literature, u ovom trenutku ne postoje svi relevantni podaci.

Literatura

- [1] Grimm W (1968), *Spectrochim. Acta Part B* **23**, 443.
- [2] Ferreira N P, Human H G C and Butler L R P (1980), *Spectrochim. Acta B* **35**, 287.
- [3] Jakubowski N, Bogaerts A and Hoffmann V (2003), *Atomic Spectroscopy in Elemental Analysis* (Sheffield: Cullen M, Blackwell Publishing) Glow discharges in emission and mass spectrometry.
- [4] Broekaert J A C (2003), *Glow Discharge Plasmas in Analytical Spectroscopy* (eds Marcus R K and Broekaert J A C, New York: Wiley) pp. 28.
- [5] Kuraica M M and Konjević N (1992), *Phys. Rev. A* **46**, 4429.
- [6] Kuraica M M, Konjević N and Videnović I R (1997), *Spectrochim. Acta Part B* **52**, 745.
- [7] Kuraica M M and Konjević N (1997), *Appl. Phys. Lett.* **70**, 1521.
- [8] Weiss Z, Steers E B M, Šmid P and Hoffmann V (2009), *J. Anal. At. Spectrom* **24**, 27.
- [9] Weiss Z, private communication with Konjević N 31st August 2011.
- [10] Majstorović G Lj, Ivanović N V, Šišović N M, Djurović S and Konjević N (2013), *Plasma Source Sci. Technol.* **22**, 045015.
- [11] Šišović N M, Ivanović N V, Majstorović G Lj and Konjević N (2014), *J. Anal. At. Spectrom.* **29**, 2058-2063.
- [12] Ivanović N V, Šišović N M, Spasojević Dj and Konjević N (2017), *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 125201.
- [13] Pustunskii L N and Shumilin V P (1987), *Sov. Phys. Techn. Phys.* **32** (9).
- [14] Von Engel A (1965), *Ionized Gases*, Clarendon Press, Oxford.
- [15] Francis G (1956), "Glow Discharge at Low Pressure", *Encyclopedia of Physics*, Springer.
- [16] Labat J (1991), *Fizika jonizovanih gasova*, Fizički fakultet, Beograd.
- [17] Little P F and Von Engel A (1954), *Proc. Roy. Soc. (London)* **A224**, 209.
- [18] Davis W D and Vanderslice T A (1963), *Phys. Rev.* **131**, 219.
- [19] Badereau E, Popescu I and Jova I (1960), *Ann. Physik* **5**, 308.
- [20] Badereau E and Popescu I (1960), *Rev. Phys. Acad. Rep. Populaire Roumaine* **5**, 41.
- [21] Druyvesteyn M J and Penning F M (1940), *Rev. Mod. Phys.* **12**, 87.
- [22] Rickards J (1984), *Vacuum* **34**, 559.

- [23] Wronski Z (1990), *Vacuum* **40**, 387.
- [24] Spasojević Dj, Cvejić M, Šišović N M and Konjević N (2010), *Appl. Phys. Lett.* **96**, 241501.
- [25] Cvejić M, Spasojević Dj, Šišović N M and Konjević N (2011), *J. Appl. Phys.* **110**, 033305.
- [26] Spasojević Dj, Cvejić M, Šišović N M and Konjević N (2012), *J. Appl. Phys.* **111**, 096103.
- [27] Spasojević Dj, Mijin S, Šišović N M and Konjević N (2016), *Journal of Applied Physics* **119**, 053301.
- [28] Spasojević Dj, Steflekova V, Šišović N M and Konjević N (2012), *Plasma Sources Sci. Technol.* **21**, 025006.
- [29] Spasojević Dj, Steflekova V, Šišović N M and Konjević N (2014), *Plasma Sources Sci. Technol.* **23**, 012004.
- [30] Phelps A V (2011), *Plasma Sources Sci. Technol.* **20**, 043001.
- [31] Phelps A V (2009), *Phys. Rev. E* **79**, 066401.
- [32] Tawara H, Itikawa Y, Nishimura H and Yoshino M (1990), *J. Phys. Chem. Ref. Data* **19**, 617.
- [33] Liu X, Shemansky D E, Ajello J M, Hansen D L, Jonin C and James G K (2000), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **129**, 267.
- [34] Dexter A C, Farrell T and Lees M I (1989), *J. Phys. D: Appl. Phys.* **22**, 413.
- [35] Thomson J J and Thomson G P (1933), "Conduction of electricity through gases", Cambridge, Univ. Press.
- [36] Aston F W (1911), *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A* **84**, 526.
- [37] Aston F W (1923), *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A* **104**, 565.
- [38] Braunbeck W (1924), *Z. Physik* **21**, 204.
- [39] Barbeau C and Jolly J (1991), *Appl. Phys. Lett.* **58**, 237.
- [40] Ganguly B N and Garscadden A (1991), *J. Appl. Phys.* **70**, 621.
- [41] Donkó Z, Rózsa K, Tobin R C and Peard K A (1994), *Phys. Rev. E* **49**, 3283.
- [42] Kuraica M M (1992), magistarska teza, Fizički fakultet, Beograd.
- [43] Kuraica M M (1998), doktorska teza, Fizički fakultet, Beograd.
- [44] Cvetanović N, Martinović M M, Obradović B M and Kuraica M M (2015), *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 205201.

- [45] Videnović I R, Konjević N and Kuraica M M (1996), *Spectrochim. Acta B* **51**, 1707.
- [46] Den Hartog E A, Doughty D A and Lawler J B (1988), *Phys.Rev. A* **38**, 2471.
- [47] Doughty D A, Den Hartog E A and Lawler J E (1987), *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2668.
- [48] Masaki T, Adachi Y and Hirose C (1988), *Appl.Spectrosc.* **42**, 54.
- [49] Gavrilenko V P, Kim H J, Ikunake T, Kim J B, Choi Y W, Bowden M D and Muraoka K (2000), *Phys, Rev. E* **62**, 7201.
- [50] de la Rosa M I, Perez C, Grutzmacher K, Gonzalo A B and Steiger A (2006), *Plasma Sources Sci. Technol.* **15**, 105.
- [51] de la Rosa M I, Perez C, Grutzmacher K and Fuentes L M (2009), *Plasma Sources Sci. Technol.* **18**, 015012.
- [52] Griem H R (1974), *Spectral Line Broadening by Plasmas*. Academic Press, New York.
- [53] Obradović B M, Ivković M, Ivković S S, Cvetanović N, Sretenović G B, Kovačević V V, Krstić I B and Kuraica M M (2016), *Astrophys Space Sci* **361**, 42.
- [54] Rogowski W (1932), *Arch. Elektrotech.* **26**, 643; (1939) *Z. Phys.* **114**, 1.
- [55] Weizel, Rompe and Schön, *Z. Phys.* (1939) **112**, 339; **113**, 87, 730.
- [56] Seelinger R (1940), *Z. Phys.* **115**, 111.
- [57] Emeleus and Kennedy (1934), *Phil. Mag.* **18**, 874,.
- [58] Lindre E G (1931), *Phys. Rev.* **38**, 678.
- [59] Emeleus K G and Sloan (1932), *Phil. Mag.* **14**, 355.
- [60] Langmuir I (1925), *Phys. Rev.* **26**, 585.
- [61] Pringle D H and Farvis W E J (1954), *Phys. Rev.* **96**, 536.
- [62] Druyvesteyn M J (1930), *Z. Phys.* **62**, 764.
- [63] Emelius K G and Duffendduck O S (1935), *Phys. Rev.* **47**, 460.
- [64] Brewer A K i Westhaver J W (1937), *J.Appl. Phys.* **8**, 779.
- [65] Wujec T, Janus H W and W Jeleński (2003), *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, 868–877.
- [66] Janus H W (2007), *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 3608.
- [67] Ryde N (1976), *Atoms and Molecules in Electric Fields*. Almqvist & Wiksell, Stockholm.
- [68] Windholz L (1980), *Phys.Scripta* **21**, 67.

- [69] Jäger H and Windholz L (1984), *Physica Scripta* **29**, 344.
- [70] Jäger H, Windholz L and Ziegelbecker R Ch (1989), *Phys. Scripta.* **40**, 740-744.
- [71] Stark J 1914, Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien I. Quereffekt (Observations of the effect of the electric field on spectral lines I. Transverse effect), *Annalen der Physik*, vol. **43**, pp. 965–983, Published earlier (1913) in *Sitzungsberichten der Kgl. Preuss. Akad. d. Wiss.*
- [72] Condon E U and Shortly G H (1963), *The Theory of Atomic Spectra* (Cambridge: Cambridge University Press).
- [73] Gebauer R (1965), *Phys. Blatter* **8**, 353-366.
- [74] Gebauer R and Essi R (1977), *Acta Physica Austriaca* **47**, 200.
- [75] Windholz L and Neureiter C (1988), *Phys Rev. A* **37**, 1978.
- [76] Ziegelbecker R Ch and Schnizer B (1987), *Z. Phys. D - Atoms, Molecules and Clusters* **6**, 327-335.
- [77] Griem H R, Baranger M, Kolb A C and Oertel G (1962), *Phys. Rev.* **125**, 177.
- [78] Griem H R (1962), *Phys. Rev.* **128**, 515.
- [79] Dimitrijević M S and Konjević N (1983), *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **30**, 45.
- [80] Sahal-Bréchet S (1969a), *Astron. Astrophys.* **1**, 91.
- [81] Dimitrijević M S (1996), *Zh. Priklad. Spektrosk.* **63**, 810 (in English: *J. Appl. Spectro.*).
- [82] Seaton M J (1987), *J. Phys B*, **20**, 6363; (1988), **21**, 3033.
- [83] Griem H R (1968), *Phys. Rev.* **165**, 258.
- [84] Dimitrijević M S, Konjević N (1980), *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **24**, 451.
- [85] Dimitrijević M S and Kršljanin V (1986), *Astron. Astrophys.* **165**, 269.
- [86] Dimitrijević M S and Konjević N (1987), *Astron. Astrophys.* **172**, 345.
- [87] Baranger M (1958c), *Phys. Review* **112**, 855.
- [88] Sahal-Bréchet S (1969b), *Astron. Astrophys.* **2**, 322.
- [89] Dimitrijević M S and N Konjević (1981), in: B. Wende (Ed.), *Spectral Line Shapes*, W. de Gruyter, Berlin, p. 211.
- [90] Konjević N and Roberts J R (1976), *J. Phys. Chem. Ref. Data* **5**, 209.
- [91] Konjević N and Wiese W L (1976), *J. Phys. Chem. Ref. Data* **5**, 259.

- [92] Konjević N, Dimitrijević M S and Wiese W L (1984a), *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 619.
- [93] Konjević N, Dimitrijević M S and Wiese W L (1984b), *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 649.
- [94] Konjević N and Wiese W L (1990), *J. Phys. Chem. Ref. Data* **19**, 1207.
- [95] Konjević N (1999), *Physics Reports* **316**, 339-401.
- [96] Konjević N, Lesage A, Fuhr J R and Wiese W L (2002), *J. Phys. Chem. Ref. Data* **31**, 819.
- [97] Fuhr J R, Wiese W L, Roszman L J (1889-March 1972), Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts, Nat. Bur. Stand. (U.S.) Spec. Publ. 366; Fuhr J R, Roszman L J, Wiese W L (April 1972-June 1973), Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts, Nat. Bur. Stand. (U.S.) Spec. Publ. 366, Suppl. 1; Fuhr J R, Martin G A, Specht B J (July 1973-May 1975), Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts, Nat. Bur. Stand. (U.S.) Spec. Publ. 366, Suppl. 2; Fuhr J R, Miller B J, Martin G A (June 1975-June 1978), Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts, Nat. Bur. Stand. (U.S.) Spec. Publ. 366, Suppl. 3; Fuhr J R, Lesage A (July 1978-March 1992), Bibliography on Atomic Line Shape and Shifts Natl. Inst. Stand. Technology (U.S.).
- [98] Dimitrijević M S, Christova M and Sahal-Bréchet S (2007) *Phys. Scr.* **75**, 809.
- [99] Freudenstein S A and Cooper J (1978), *Astrophys.J.* **224**, 1079.
- [100] Griem H R (1964), *Plasma Spectroscopy*, New York, McGraw-Hill.
- [101] Allen C W and Cox A N (2000), *Astrophysical Quantities*, Springer Verlag, Berlin.
- [102] Ali A W and Griem H R (1965) *Phys. Rev.* **140**, 1044; (1966) *Phys. Rev.* **144**, 366.
- [103] Allen C W (1973), *Astrophysical Quantities*, 3rd ed. Athlone Press, New York.
- [104] Shore B M and Menzel D H (1968), *Principles of Atomic Spectra*, Wiley, New York.
- [105] Wiese W L, Huddleston R H (1965), Leonard S L (Eds.), *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press, New York, 265.
- [106] Ratke R and Gunter K (1986), *Contrib. Plasma Phys.* **26**, 143.
- [107] Kobilarov R, Konjević N and Popović M V (1989), *Phys. Rev. A* **40**, 3871.

- [108] Lochte-Holtgreven W (Ed.) (1968), *Plasma Diagnostics*, North-Holland, Amsterdam.
- [109] Fishman I S, IlcHin G G and Salakhov M Kh (1995), *Spectrochim. Acta B* **50**, 947; (1995), **50**, 1165.
- [110] Grimm W (1967), *Naturwissenschaften*, **54**, 586.
- [111] Cvetanović N, Kuraica M and Konjević N (2005), *J. Appl. Phys.* **97**, 033302.
- [112] Nakajima T, Uchitomi N, Adachi Y, Maeda S and Hirose C novembre 1983, *JOURNAL DE PHYSIQUE*, Colloque C7, suppl8ment au noll, Tome 44, page C7-497.
- [113] *NIST Atomic Spectra Database* <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD>
- [114] Kuraica M, Konjević N, Platiša M and Pantelić D (1992), *Spectrochim. Acta B* **47**, 1173.
- [115] Bogaerts A J (2007), *Anal. At. Spectrom.* **22**, 13.
- [116] Van der Mullen J A M (1990), *Phys. Rep.* **191**, 109.
- [117] Konjević N, Jovićević S and Ivković M (2009), *Phys. Plasmas* **16**, 103501.
- [118] Griem H R (1997), *Principles of Plasma Spectroscopy* (Cambridge: Cambridge University Press).
- [119] Djurović S and Konjević N (2009), *Plasma Sources Sci. Technol.* **18**, 035011.
- [120] Bogaerts A, Quentmeier A, Jakubowski N and Gijbels R (1995), *Spectrochim. Acta B* **50**, 1337.
- [121] Bogaerts A and Gijbels R (1998), *Spectrochim. Acta B* **53**, 437.
- [122] Ranson P and Chapelle J (1974), *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **14**, 1.
- [123] Bukvić S, Spasojević Dj and Žigman V (2008), *Astron. Astrophys.* **477**, 967.
- [124] Dimitrijević M S (1999a), *Publ. Astron. Obs. Belgrade* **64**, 37.
- [125] Dimitrijević M S (1999b), Influence of Collision With Charged Particles on Astrophysical Spectra, and Current Issues of Astronomical and Planetary Environmental Concern, ed. N. K. Spyrou, 5-6 April 1998 Thessaloniki, Hellas, 63.
- [126] Persson W (1971), *Physica Scripta.* **3**, 133-155.
- [127] Uzelac N I, Glenzer S, Konjević N, Hey J D and Kunze H - J (1993), *Physical Review E*, **47**, 5.
- [128] Djenžić S, Milosavljević V, and Dimitrijević M S (2002), *A&A* **382**, 359-367.

- [129] Peláez R J, Djurović S, Cirisan M, Rodríguez F, Aparicio J A and Mar S (2008) November 10, *The Astrophysical Journal* **687**, 1423-1431.
- [130] Ryde N (1930), Über Serien von Kombinationslinien im Neonspektrum, *ZS. f. Phys.* **59**, 836.
- [131] Persson W and Minnhagen L (1967), *Ark. f. fys.* **37**, 273.
- [132] Ishida Y, Tamura T and Kamijima (1939), On the Stark effect of Ne II spectrum, *Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo* **36**, 12.
- [133] Bogaerts A and Gijbels R (1997), *Spectrochimica acta Part B* **52**, 553.

Biografija autora

Ivanović (Veselin) Nikola, rođen je 22.08.1986. u Beranama, Republika Crna Gora. Srednju elektrotehničku školu "Nikola Tesla" završio je 2005. u Beogradu. Diplomirao je 2011. godine na Fizičkom fakultetu, Univerziteta u Beogradu na smeru Primenjena fizika i informatika sa prosečnom ocenom 8,20 (osam i 20/100). Iste godine upisao je master studije i završio ih naredne godine sa prosečnom ocenom 9,80 (devet 80/100). Trenutno je zaposlen kao asistent na Poljoprivrednom fakultetu, Univerziteta u Beogradu i student je treće godine doktorskih studija na smeru Fizika jonizovanog gasa i plazme. Na sastanku Kolegijuma doktorskih studija održanog 19.04.2017., Nikoli Ivanoviću je odobrena tema doktorske disertacije pod naslovom: **"PROUČAVANJE OBLIKA SPEKTRALNIH LINIJA Ne I I Ne II U PRIKATODNOJ OBLASTI ABNORMALNOG TINJAVOG PRAŽNJENJA"**, pod rukovodstvom docenta dr Nikole Šišovića.

Naučna aktivnost

Učešće na projektima

Aktivni je član Laboratorije za spektroskopiju električnih gasnih pražnjenja na Fizičkom fakultetu, Univerziteta u Beogradu i od jula 2012. godije je uključen na projekat 171014 - Spektroskopska dijagnostika niskotemperaturne plazme i gasnih pražnjenja: oblici spektralnih linija i interakcija sa površinama, koji finansira Ministarstvo prosvete, nauke i tehnološkog razvoja. Nikola Ivanović je do sada bio koautor na tri rada u vrhunskim međunarodnim časopisima M 21 sa $IF > 1$, šest saopštenja u zbornicima međunarodnih naučnih skupova i dva saopštenja u zbornicima skupova nacionalnog značaja.

Nastavna aktivnost

Od školske 2011/2012. godine zaposlen je kao asisten na Poljoprivrednom fakultetu, Univerziteta u Beogradu i izvodi nastavu iz predmeta Fizika.

Spisak publikacija

Radovi objavljeni u naučnim časopisima od međunarodnog značaja

- 1) Majstorović G Lj, Ivanović N V, Šišović N M, Djurović S and Konjević N (2013), Plasma Source Sci. Technol. 22, 045015.
- 2) Šišović N M, Ivanović N V, Majstorović G Lj and Konjević N (2014), J. Anal. At. Spectrom. 29, 2058-2063.
- 3) Ivanović N V, Šišović N M, Spasojević Dj and Konjević N (2017), J. Phys. D: Appl. Phys. 50, 125201 (8pp).

Saopštenja u zbornicima međunarodnih naučnih skupova

- 1) "ArI and NeI spectral line shapes in cathode fall region of Grimm-type glow discharge", Šišović Nikola M, Majstorović Gordana Lj, Ivanović Nikola V and Konjević Nikola, 2nd International Glow Discharge Spectroscopy Symposium (IGDSS) Czech Technical University, April 7-9, Prague, Czech Republic (2014).
- 2) "Spectral line shapes for Grimm type glow discharge diagnostics" G Lj Majstorović, Ivanović N V, Šišović N M, Djurović S and Konjević N, The X Symposium of Belarus and Serbia on Physics and Diagnostics of Laboratory and Astrophysical Plasmas, Belgrade, Serbia, 25 – 27 August 2014, 62-65.
- 3) "The estimation of electric field in cathode fall region of neon Grimm glow discharge" Ivanović N V, Majstorović G Lj, Šišović N M and Konjević N, 27th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases (SPIG2014), 26-29.08.2014, Belgrade, Serbia, Contributed papers, 359-362.
- 4) "The method for electric field distribution measurement in cathode fall region of an abnormal glow discharge in neon", Ivanović N V, Majstorović G Lj and Šišović N M, 9th International Physics Conference of the Balkan Physical Union (BPU-9), Istanbul, Turkey, 24-27. August 2015, AIP Conf. Proc. 1722, 240002-1–240002-4; doi: 10.1063/1.4944264© 2016 AIP Publishing LLC 978-0-7354-1369-6.
- 5) "A routine for demixing of polarization components in profile of hydrogen Balmer spectral lines", Ivanović N V, Spasojević Dj, Šišović N M and Konjević N, 28th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases

(SPIG2016), Aug. 29 – Sep. 2, 2016, Belgrade, Serbia, Contributed papers, 288-291.

- 6) "Model function for measuring neon line Stark shift", Ivanović N V, Šišović N M, Spasojević Dj and Konjević N, 12th Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics (FLTPD XII), 23-27 April 2017, Zlatibor, Serbia, 20/41.

Saopštenja u zbornicima skupova nacionalnog značaja

- 1) "Oblici spektralnih linija atoma neona u prikatodnoj oblasti tinjavog pražnjenja", Ivanović N V, Majstorović G Lj, Šišović N M i Konjević N, (2013), XII Kongres fizičara Srbije, 28.04-02.05.2013 Vrnjačka Banja, Zbornik radova, 329-332.
- 2) "The method for mapping electric field distribution in cathode fall region of an abnormal glow discharge using neutral neon spectral line shapes" Ivanović N V, Majstorović G Lj and Šišović N M 10th Serbian Conference on Spectral Line Shapes in Astrophysics (10th SCSLSA) Srebrno jezero, Serbia, June 15 - 19, (2015).

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Име и презиме аутора Никола Ивановић

Број индекса D-7/2012

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

ПРОУЧАВАЊЕ ОБЛИКА СПЕКТРАЛНИХ ЛИНИЈА Ne I И Ne II У ПРИКАТОДНОЈ
ОБЛАСТИ АБНОРМАЛНОГ ТИЊАВОГ ПРАЖЊЕЊА

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

Потпис аутора

У Београду, 21.2.2018. године

Ивановић Никола

Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Никола Ивановић

Број индекса D-7/2012

Студијски програм Физика јонизованог гаса и плазме

Наслов рада ПРОУЧАВАЊЕ ОБЛИКА СПЕКТРАЛНИХ ЛИНИЈА Ne I И Ne II У ПРИКАТОДНОЈ ОБЛАСТИ АБНОРМАЛНОГ ТИЊАВОГ ПРАЖЊЕЊА

Ментор Доц. др Никола Шишовић

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

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

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис аутора

У Београду, 21.2.2018. године

Ивановић Никола

Прилог 3.

Изјава о коришћењу

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

ПРОУЧАВАЊЕ ОБЛИКА СПЕКТРАЛНИХ ЛИНИЈА Ne I И Ne II У ПРИКАТОДНОЈ ОБЛАСТИ АБНОРМАЛНОГ ТИЊАВОГ ПРАЖЊЕЊА

која је моје ауторско дело.

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

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

1. Ауторство (CC BY)

2. Ауторство – некомерцијално (CC BY-NC)

3. Ауторство – некомерцијално – без прерада (CC BY-NC-ND)

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима (CC BY-NC-SA)

5. Ауторство – без прерада (CC BY-ND)

6. Ауторство – делити под истим условима (CC BY-SA)

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци.
Кратак опис лиценци је саставни део ове изјаве).

Потпис аутора

У Београду, 21.2.2018. године

Ивановић Никола

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

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

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

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

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

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