



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Pomeraj spektralnih linija helijuma u gustoj niskotemperaturnoj plazmi

-doktorska disertacija-

Mentor: dr Milivoje Ivković
dr Igor Savić

Kandidat: Teodora Gajo

Novi Sad, 2016.

Ovaj rad je rađen u Laboratoriji za spektroskopiju plazme i lasere Instituta za fiziku, Univerziteta u Beogradu. Rukovodilac rada je bio dr Milivoje Ivković, kome se iskreno zahvaljujem na ukazanom poverenju i vremenu, kao i na pružanju nesebične pomoći i podrške.

Posebno se zahvaljujem prof. dr Igoru Saviću na ukazanim nepravilnostima i korisnim sugestijama tokom pisanja ovog rada.

Zahvaljujem se takođe prof. dr Zoranu Mijatoviću i prof. dr Stevici Đuroviću na stručnoj pomoći, kao i prof. dr Darku Kaporu na korisnim savetima u vezi teorijskog dela ovog rada.

Zahvaljujem se svim članovima Laboratorije za spektroskopiju plazme i lasere Instituta za fiziku i Laboratorije za fizičku elektroniku Departmana za fiziku PMF Univerziteta u Novom Sadu.

Gajo Teodora

Sadržaj

Uvod	1
1 Širenje spektralnih linija u plazmi	5
1.1 Stark-ovo širenje spektralnih linija	8
1.1.1 Sudarna aproksimacija	8
1.1.2 Kvizistatička teorija	10
1.1.3 Teorija Griem-Baranger-Kolb-Oertel	10
1.1.4 Teorija Barnard-Cooper-Smith	15
1.1.5 Molekularno dinamičke (MD) simulacije	16
1.1.6 Teorija Omar-Günter-Wierling-Röpke	18
2 Opis aparature	21
2.1 Izvor plazme i električni sistem	21
2.2 Gasni sistem	26
2.2.1 Odabir radnog gasa i pritiska	26
2.3 Optički i merni sistem	26
3 Dijagnostika plazme	31
3.1 Određivanje elektronske temperature na osnovu relativnih intenziteta linija istog jonizacionog stanja	31
3.2 Određivanje elektronske koncentracije korišćenjem linije He I 447.148 nm	37
3.3 Određivanje elektronske koncentracije korišćenjem vodonikove H_{β} linije	40
4 Obrada podataka i rezultati merenja	45
4.1 Teorijski proračuni	46
4.1.1 Kriterijum izolovanosti linije sa stanovišta energijskih nivoa	46
4.1.2 Uticaj jona na širenje izolovanih linija	47
4.1.3 Uticaj Debye-evog ekraniranja na širenje spektralnih linija	47
4.2 Određivanje pomeraja spektralnih linija	49
4.3 Kratak prikaz radova drugih autora	52
4.3.1 Prikaz rada Kelleher-a	52
4.3.2 Prikaz rada Mijatović, Konjević, Ivković i Kobilarov	53
4.3.3 Prikaz rada Gigosos, Djurović, Savić, González-Herrero, Mijatović i Kobilarov	53
4.3.4 Prikaz rada Perez, Santamarta, de la Rosa i Mar	54
4.3.5 Prikaz rada Berg, Ali, Lincke i Griem	54

SADRŽAJ

4.3.6	Prikaz rada Djeniže, Skuljan i Konjević	55
4.3.7	Prikaz rada Kobilarov, Konjević i Popović	55
4.3.8	Prikaz rada Vujičića	55
4.4	Rezultati i diskusija	58
4.4.1	Spektralna linija He I 706.519 nm: $1s2p\ ^3P^o - 1s3s\ ^3S$	58
4.4.2	Spektralna linija He I 728.135 nm: $1s2p\ ^1P^o - 1s3s\ ^1S$	65
4.4.3	Spektralna linija He I 471.315 nm: $1s2p\ ^3P^o - 1s4s\ ^3S$	71
4.4.4	Spektralna linija He I 501.568 nm: $1s2s\ ^1S - 1s3p\ ^1P^o$	77
4.4.5	Spektralna linija He I 388.865 nm: $1s2s\ ^3S - 1s3p\ ^3P^o$	82
4.4.6	Spektralna linija He I 667.815 nm: $1s2p\ ^1P^o - 1s3d\ ^1D$	87
4.4.7	Spektralne linije sa kvazidegenerisanim nivoima prelaza: He I 447.148 nm ($1s2p\ ^3P^o - 1s4d\ ^3D$) i He I 492.193 nm ($1s2p\ ^1P^o - 1s4d\ ^1D$)	93
	Zaključak	99

Uvod

U vasioni se preko 90 % materije nalazi u stanju plazme, delom kao stelarna plazma (na zvezdama), a delom kao interstelarni (međuzvezdani) gas. Zbog relativno velikih energija plazma se retko javlja u zemaljskim uslovima. Ona se može javiti u visokim slojevima atmosfere - jonosferi, zatim u vidu različitih pojava u nižim slojevima, kao što je polarna svetlost, kao i prilikom električnih pražnjenja u atmosferi (munje).

Plazma se definiše kao sistem sastavljen od naelektrisanih ili delom neutralnih, a delom naelektrisanih čestica, pod uslovom da fizičkim ponašanjem sistema dominira kolektivna interakcija uslovljena elektromagnetnim poljem koje potiče od samih čestica. Glavni parametri koji karakterišu plazmu su koncentracija i temperatura njenih komponenti. Kao posledica kolektivnih interakcija, u plazmi se javljaju specifični efekti karakteristični za ovu sredinu, kao što su Debye-evo ekraniranje i plazmene oscilacije. Plazmene oscilacije se javljaju na mestima lokalne narušenosti elektroneutralnosti plazme. Kako je najupadljivija posledica postojanja kolektivne interakcije prouzrokovane elektromagnetnim silama tendencija plazme ka električnoj neutralnosti, plazmene oscilacije teže da uspostave stanje u plazmi u kojem je zapreminska gustina naelektrisanja jednaka nuli. Debye-evo ekraniranje je pojava formiranja neravnomerne raspodele ("oblaka") naelektrisanja oko svake naelektrisane čestice u plazmi u kojoj dominiraju čestice suprotnog naelektrisanja. Najvažnija posledica nastanka ovakvog "oblaka" naelektrisanja jeste zaklanjanje, tj. ekraniranje polja naelektrisane čestice, pa je, samim tim, uticaj polja te čestice na okolne konstituente plazme manji. Postojanje mikroelektričnog polja plazme uslovljava i prisustvo Stark-ovog efekta, koji predstavlja jedan od najdominantnijih efekata u ovoj sredini. Stark-ov efekat se ispoljava u vidu promene energije i cepanja energijskih nivoa emitera usled njene interakcije sa promenljivim mikroelektričnim poljem plazme. Kao rezultat uticaja ovog efekta dolazi do širenja i pomeranja spektralnih linija emitovanih iz plazme.

Kako se u plazmi odigravaju procesi na atomskom nivou, plazma je jedan od najzahvalnijih sredina za izučavanje tih procesa. Ovo se prvobitno odnosi na emisiju zračenja atoma, jona i molekula prisutnih u plazmi. Svaka eksperimentalno merena spektralna linija ima svoj profil, tj. u zračenju posmatrane linije pojavljuju se fotoni talasnih dužina u nekom konačnom intervalu talasnih dužina. Spektralna linija može pretrpeti i izvestan pomak u odnosu na talasnu dužinu na kojoj bi emitovao izolovan i nepokretan atom. Postojanje profila konačne širine, njegove asimetrije, kao i pomaka linije svedoče o uslovima koji su vladali u plazmi u trenutku nastanka linije. Profil linije je posledica raznih efekata prisutnih u plazmi (Stark-ovo, van der

Waals-ovo, Doppler-ovo širenje, itd.), među kojima je u većini slučajeva dominantan upravo Stark-ov efekat. Glavni parametri koji karakterišu profil linije su poluširina (širina linije na polovini maksimalnog intenziteta) i pomeraj. Optička spektroskopija, koja se bazira na ispitivanju karakteristika spektralnih linija konstituenata plazme, je jedan od najzastupljenijih dijagnostičkih metoda kako u astrofizici, tako i u proučavanju drugih, laboratorijski proizvedenih plazmi. Dijagnostika plazme podrazumeva određivanje glavnih parametara plazme - elektronske koncentracije i temperature plazme. Jedan od najčešće primenjivanih metoda dijagnostike plazme je spektroskopski metod baziran na Stark-ovski proširenim atomskim ili jonskim spektralnim linijama.

Kako bi se adekvatno opisao efekat Stark-ovog širenja spektralnih linija, pošlo se od različitih teorijskih pristupa: od semi-klasičnog, kvantno-mehaničkog (Griem et al., 1962; Barnard et al., 1974), preko kvantno-statističkog (Omar et al., 2006), do primene simulacija (Gigosos et al., 2014).

Većina teorijskih proračuna Stark-ovih parametara ne uračunava uticaj Debye-evog ekraniranja na Stark-ove parametre. Kod ovakvih teorijskih pristupa (npr. Griem (1974), Bassalo et al. (1980)) uticaj ovog efekta se mora naknadno odrediti i korigovati dobijene Stark-ove parametre. U nekim slučajevima je primena teorija Stark-ovog širenja ograničena na vrednosti elektronskih koncentracija pri kojima je Debye-evo ekraniranje zanemarljivo. Jedan od skorašnjih teorijskih pristupa koristi metode kvantne statistike pri izučavanju spektralnih linija neutralnog helijuma (Omar et al., 2006; Omar, 2010, 2011; Omar et al., 2014). Rezultati su dati za Stark-ove parametre sa uračunatim dinamičkim ekraniranjem, kao i sa primenjenom binarnom aproksimacijom pri čemu se pokazuje da do većeg neslaganja između ova dva slučaja dolazi pri elektronskim koncentracijama većim od 10^{23} m^{-3} . U radu Eleuch et al. (2004) su ispitivane linije He I na 667.815 nm i 587.562 nm primenom pojednostavljenog kvantnog modela emisije zračenja u slabo-neidealnim plazmama. Ovaj pristup daje rezultate koji se dobro slažu sa nelinearnom zavisnošću poluširine linija od elektronske koncentracije dosadašnjih eksperimenata pri većim vrednostima elektronske koncentracije, međutim, rezultati za pomeraj nisu dati. U radu Gigosos et al. (2014) su ispitivane linije He I primenom simulacija koje se zasnivaju na molekularnoj dinamici neinteragujućih čestica. Dobijeno je dobro slaganje eksperimentalno izmerenih Stark-ovih parametara i rezultata simulacija pri $N_e = 2.04 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i elektronskoj temperaturi $T_e = 16900 \text{ K}$.

Helijum se često koristi kao noseći gas ili se dodaje radnom gasu u dijagnostičke svrhe. Jedan od prednosti korišćenja helijuma u odnosu na vodonik je što su profili helijumovih linija, zbog visokog jonizacionog potencijala, manje osetljivi na distorzivan efekat hladnih slojeva u plazmi. Helijum se od nedavno koristi u mikropražnjenjima (Gielniak et al., 2011), koja glavnu primenu imaju u industriji mikroelektronike (depozicija tankih filmova), zaštiti životne sredine, na polju biomedicine (sterilizacija kontaminiranih površina) i analitičkoj hemiji. Helijum se koristi i prilikom lučnog varenja metala sa visokim termalnim provođenjem (Gao et al., 2008). Spektralne linije neutralnog helijuma, od kojih je najznačajnija He I 447.1 nm linija, se koriste prilikom dijagnostike laserski indukovane plazme (Henry et al., 2007), mikropražnjenja, kao i pri karakterizaciji plazmi formiranih u tečnostima (Sato i Yasuoka, 2008).

Kako je helijum prisutan u atmosferama zvezda O i B tipa, kao i belih patuljaka (Beauchamp et al., 1997; Leone i Lanzafame, 1998), izučavanje Stark-ovog širenja i pomeraja spektralnih linija neutralnog helijuma je od velikog značaja u slučaju astrofizičkih plazmi. Linija He I 667.815 nm se koristi prilikom određivanja fizičkih svojstava masivnih dvojnih zvezda (Harvin et al., 2002), a takođe je ispitivana i u spektru zvezde CI Camelopardalis (CI Cam) (Yan et al.,

2007) i patuljaste nove GW Librae (Hiroi et al., 2009). Linija He I 447.148 nm je dominantna linija u spektru sub-patuljaka (Jeffery et al., 1997), He I 728.135 nm je prisutna u spektru P Cygni (Rossi et al., 2001), dok se linija He I 471.315 nm pojavljuje u spektru sgB[e] zvezde CI Cam (Robinson et al., 2002). He I 501.568 nm je detektovana u centralnom regionu zvezdorodne galaksije Tol 1924-416 (Iye et al., 1987) i galaksije Mrk 110 (Kollatschny et al., 2001).

Pouzdana eksperimentalno mereni pomeraji spektralnih linija su od velikog značaja kako u astrofizičkim, tako i u laboratorijskim plazmama. U nekim slučajevima pri spektroskopskom određivanju brzine zvezda pomoću Doppler-ovog pomeraja spektralnih linija ukupnom pomeraju može doprineti i Stark-ov efekat. Tada je neophodno poznavanje Stark-ovog pomeraja kako bi se izvršile odgovarajuće korekcije. Pokazano je (Wiese et al., 1972), takođe, da crveni pomeraž Balmer-ovih linija vodonika u spektru belih patuljaka ne potiče samo od gravitacionih sila, već i od Stark-ovog efekta. Sem astrofizičkih plazmi, poznavanje Stark-ovih pomeraja spektralnih linija ima veliki značaj i kod laboratorijskih plazmi kao jedna od metoda spektralne dijagnostike plazme. Pouzdana merenja Stark-ovih pomeraja mogu poslužiti i kao provera teorija Stark-ovog širenja.

Većina dosadašnjih eksperimentalnih rezultata za Stark-ove parametre dobijena je u izvorima plazme niske i srednje elektronske gustine i temperature. Cilj ovog rada je bio ispitivanje uticaja parametara plazme na Stark-ove profile spektralnih linija neutralnog helijuma i istraživanje efekata koji dolaze do izražaja u plazmama visoke elektronske koncentracije. Jedan od efekata je Debye-evo ekraniranje koji je slabo istražen, a procenjeno je da njegov uticaj može biti značajan na visokim elektronskim koncentracijama. Ovaj efekat bi trebalo da se ispoljava u vidu odstupanja zavisnosti Stark-ovih parametara od elektronske koncentracije od linearnosti. Kako je uticaj ovog efekta na pomeraž spektralne linije izraženiji od uticaja na poluširinu, predmet istraživanja ovog rada je bio eksperimentalno ispitivanje uticaja Debye-evog ekraniranja na pomeraž spektralnih linija, što bi doprinelo fundamentalnom objašnjenju kvantitativnog doprinosa ovog efekta.

Merenje pomeraja spektralnih linija se vrši upoređivanjem položaja posmatranog profila linije iz plazme na skali talasnih dužina sa položajem odgovarajuće linije iz referentnog izvora zračenja.

Najčešće korišćeni referentni izvori su izvori zračenja koji rade na niskom pritisku, obično u režimu tinjavog pražnjenja. To su npr. Geissler-ova cev ili šuplja katoda. Iz referentnog izvora se emituje ista ili neka linija bliska posmatranoj liniji iz plazme. Kako je referentni izvor na niskom pritisku u režimu tinjavog pražnjenja, emitovane linije su nepomerene i praktično samo prirodno proširene, što omogućuje merenje pomeraja.

Snimanje ispitivane i referentne spektralne linije se može vršiti simultano ili korišćenjem takozvanog "chopper-a (prekidača svetlosnog snopa). Nedostatak prve metode je što su snimljene linije superponirane jedna na drugu pa je potrebna dodatna obrada podataka u vidu njihovog razdvajanja. Ovaj nedostatak se otklanja korišćenjem "chopper-a prilikom čega se snimanje linije na određenoj talasnoj dužina vrši odvojeno za ova dva izvora.

Određivanje pomeraja spektralnih linija je moguće i korišćenjem ispitivane linije pri kasnijim vremenima razvoja plazme kada je elektronska koncentracija niska i, samim tim, i pomeraž linije mali ili zanemarljiv. U ovom slučaju u grešku određivanja pomeraja treba uračunati i mogući pomeraž referentne linije.

U ovom radu je korišćen izvor plazme čija konstrukcija je omogućila merenje pomeraja ispitivanih linija metodom koji ne zahteva odvojeno snimanje referentne i ispitivane linije, kao ni komplikovaniju obradu podataka. Jedan od glavnih efekata koji se javlja pri visokim elek-

tronskim koncentracijama u plazmi je samoapsorpcija spektralnih linija. Kako samoapsorpcija ne utiče na određivanje pomeraja spektralnih linija, rezultati merenja ovog rada ne zahtevaju korekciju na ovaj efekat. Detaljan opis metode određivanja pomeraja će biti opisan u Glavi IV.

U ovom radu su ispitivane linije neutralnog helijuma na 706.5, 728.1, 471.3, 501.6, 388.9, 667.8, 447.2 i 492.2 nm u plazmi impulsnog luka. Novi izvor plazme, koji je posebno konstruisan za ova istraživanja, karakteriše visoka elektronska koncentracija (do vrednosti 10^{24} m^{-3}) i umerena elektronska temperatura. Stark-ovi pomeraji ovih linija su određeni u intervalu elektronske koncentracije od 0.6 do $7 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Kako su ovo prvi rezultati merenja pomeraja spektralnih linija neutralnog helijuma na elektronskim koncentracijama $> 10^{23} \text{ m}^{-3}$, očekuje se potvrda uticaja Debye-evog ekraniranja na ovaj parametar, što predstavlja značajan doprinos dijagnostici plazme, kao i bolji uvid u značaj ovog efekta.

Sam rad je, osim uvoda i zaključka, podeljen u četiri poglavlja.

U prvom poglavlju izložen je teorijski osnov uzroka širenja spektralnih linija u plazmi. Kako je cilj rada bio merenje Stark-ovih pomeraja spektralnih linija i provera teorija koje opisuju promenu ovog parametra sa elektronskom koncentracijom, detaljnije je opisan efekat Stark-ovog širenja i prikazane su glavne teorije koje se bave ovom problematikom. Konkretno, to su kvantno-mehaničke teorije (Griem, 1974; Griem et al., 1962; Barnard et al., 1974), kvantno-statistička teorija (Omar et al., 2006), kao i teorijski pristup baziran na molekularnodinamičkim simulacijama (Gigosos et al., 2014).

Drugo poglavlje sadrži opis linearnog impulsnog luka kao izvora plazme, sa pratećim sistemima (električni, optički i gasni).

Dijagnostika plazme predstavljen je u trećem poglavlju. Opisane su metode koje su korišćene u ovom radu za određivanje elektronske koncentracije i temperature plazme.

U četvrtom poglavlju prikazani su rezultati merenja i njihova analiza.

Glava 1

Širenje spektralnih linija u plazmi

Elektromagnetno zračenje plazme se sastoji od kontinualnog i linijskog spektra. Kontinualni spektar nastaje pri slobodno-slobodnim prelazima i slobodno-vezanim prelazima elektrona. Pri slobodno-slobodnim prelazima može doći do zakročnog i ciklotronskog zračenja, pri čemu se ciklotronsko zračenje može zanemariti u odsustvu spoljašnjeg magnetnog polja. Slobodno-vezani prelazi podrazumevaju procese rekombinacije i zahvata elektrona. Linijski spektri se emituju prilikom prelaza elektrona iz stanja više energije u stanje niže energije emitera (atoma i jona). Eksperimentalno snimljene spektralne linije nisu strogo monohromatske, već imaju određeni profil, tj. određenu raspodelu intenziteta u nekom intervalu oko centralne talasne dužine. Osnovni parametri spektralne linije su intenzitet, poluširina linije (širina linije na polovini maksimalnog intenziteta) i eventualni pomerač koji predstavlja razliku talasne dužine na kojoj bi emitovao izolovan i nepokretan emiter i talasne dužine maksimalnog intenziteta snimljene linije. Oblik profila spektralne linije, forma krila linije, eventualna asimetrija, itd. ukazuju na uslove u plazmi u trenutku nastanka linije, pa su od velikog značaja prilikom određivanja fizičkih parametara sredine.

Spektralna linija emitovana iz plazme može da bude proširena usled više različitih mehanizama širenja:

1. **Prirodno širenje** je posledica konačnosti srednjeg vremena života pobuđenih energijskih nivoa usled čega se dobija profil Lorentz-ovog tipa poluširine (Lochte-Holtgreven, 1968):

$$w_p = \frac{\lambda_{ul}^2}{2\pi c} (\gamma_u + \gamma_l), \quad (1.1)$$

gde je c brzina svetlosti u vakuumu, λ_{ul} talasna dužina spektralne linije, γ_u konstanta za gornji nivo (u) prelaza, a γ_l konstanta za donji nivo (l). Ove konstante zavise od srednjeg vremena života tih nivoa i u slučaju termodinamičke ravnoteže se mogu izračunati na osnovu izraza ($i = u, l$) (Lochte-Holtgreven, 1968):

$$\gamma_i = \sum_{i' > i} \frac{A_{ii'}}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu_{ii'}}{kT_e}\right)} + \sum_{i' > i} \frac{g_{i'}}{g_i} \frac{A_{ii'}}{\exp\left(\frac{h\nu_{ii'}}{kT_e}\right)}, \quad (1.2)$$

gde su g_i ($g_i = 2J_i + 1$) i $g_{i'}$ ($g_{i'} = 2J_{i'} + 1$) statističke težine nivoa i i i' , J_i i $J_{i'}$ kvantni brojevi ukupnog ugaonog momenta nivoa i i i' , T_e elektronska temperatura, $A_{ii'}$ Einstein-ov koeficijent za spontanu emisiju, k Boltzmann-ova konstanta, h Planck-ova

konstanta. U prethodnoj relaciji se sumiranje vrši po svim linijama čiji je jedan od nivoa (bilo viši ili niži) zajednički sa posmatranom linijom λ_{ul} .

2. **Doppler-ovo širenje** je posledica termalnog kretanja skupa emitera u plazmi usled čega dolazi do promene frekvencije zračenja koju registruje detektor. Spektralna linija koja je proširena usled ove pojave ima Gauss-ov profil sa poluširinom:

$$w_D \text{ (nm)} = \frac{2\sqrt{2k \ln 2}}{c} \lambda_0 \sqrt{\frac{T_\alpha}{m_\alpha}} = 7.157 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \text{ (nm)} \sqrt{\frac{T_\alpha \text{ (K)}}{m_\alpha \text{ (a.j.m.)}}}, \quad (1.3)$$

gde je λ_0 talasna dužina zračenja nepokretnog emitera, m_α masa čestice vrste α , T_α temperatura čestice vrste α .

3. **Širenje usled pritiska** nastaje usled interakcije emitera sa okolnim česticama u plazmi i na osnovu vrste tih čestica se deli na:

- (a) **Van der Waals-ovo širenje** do kojeg dolazi kada emiter interaguje sa neutralnim perturberima. Procenjena van der Waals-ova poluširina je data izrazom (Griem, 1964):

$$w_{vw} = 8.18 \cdot 10^{-12} \cdot \lambda_{ul}^2 \cdot (\bar{\alpha} \bar{R}^2)^{2/5} \cdot \left(\frac{T_e}{\mu}\right)^{3/10} \cdot n_p \quad (1.4)$$

gde je T_e elektronska temperatura izražena u (K), $\mu^{-1} = M_{em}^{-1} + M_p^{-1}$ (a.j.m.)⁻¹ recipročna vrednost redukovane mase sistema emiter-perturber, $\bar{\alpha}$ (cm³) srednja polarizibilnost neutralnih perturbera, \bar{R}^2 (bezdimenziona veličina) razlika srednjih vrednosti kvadrata vektora položaja elektrona na gornjem (u) i donjem (l) enerzijskom nivou posmatranog prelaza normirana na Bohr-ov radijus a_0 , a n_p (cm)⁻³ koncentracija perturbera. Ako se talasna dužina posmatranog prelaza izrazi u (cm), van der Waals-ova poluširina se dobija u (cm).

Srednja polarizibilnost se može proceniti na osnovu izraza (Griem, 1964):

$$\bar{\alpha} = \frac{9}{2} a_0^3 \cdot \left(\frac{3E_H}{4E_{2p}}\right)^2 \quad (1.5)$$

U ovom izrazu je $a_0 = 5.3 \cdot 10^{-11}$ m Bohr-ov radijus, $E_H = 13.6$ eV je energija jonizacije atoma vodonika, a E_{2p} (eV) je energija prvog ekscitovanog nivoa perturbera koja se u slučaju degenerisanih nivoa određuje pomoću relacije:

$$E_{2p} = \frac{\sum_{i=1}^n E_i g_i}{\sum_{i=1}^n g_i} \quad (1.6)$$

gde g_i označavaju stepen degeneracije datog terma u slučaju LS sprege i određuju na osnovu relacije: $g = 2J + 1$. Razlika srednjih vrednosti kvadrata vektora položaja elektrona na gornjem (u) i donjem (l) enerzijskom nivou posmatranog prelaza je:

$$\bar{R}^2 = \bar{R}_u^2 - \bar{R}_l^2 \quad (1.7)$$

pri čemu se u Coulomb-ovoj aproksimaciji \bar{R}_j^2 za određeni energijski nivo određuje na osnovu:

$$\bar{R}_j^2 = \frac{(n_j^*)^2}{2} \cdot \left[5(n_j^*)^2 + 1 - 3\ell_j(\ell_j + 1) \right] \quad j = u, l \quad (1.8)$$

gde je ℓ_j orbitalni kvantni broj, a n_j^* efektivni kvantni broj odgovarajućeg nivoa:

$$n_j^* = Z \cdot \sqrt{\frac{E_H}{E_{\text{ion}} - E_j}} \quad j = u, l \quad (1.9)$$

gde Z označava jonizaciono stanje emitera, E_{ion} (eV) energiju jonizacije atoma emitera, a E_j (eV) energiju gornjeg (u) ili donjeg (l) nivoa posmatranog prelaza.

- (b) **Rezonantno širenje** nastaje usled interakcije emitera sa česticama iste vrste kao i emiter. Poluširina linije usled rezonantnog širenja se može odrediti na osnovu izraza (Ali i Griem, 1965, 1966):

$$w_R \text{ (cm)} = 8.6 \cdot 10^{-14} \cdot \left(\frac{g_0}{g_r} \right)^{1/2} \cdot (\lambda_{ul})^2 \cdot \lambda_{r0} \cdot f_{r0} \cdot n_p \quad (1.10)$$

gde su λ_{ul} talasna dužina posmatranog prelaza u (cm), λ_{r0} talasna dužina rezonantnog prelaza u (cm), g_0 i g_r su statičke težine osnovnog i rezonantnog pobuđenog stanja, f_{r0} jačina oscilatora za posmatrani rezonantni prelaz, a n_p koncentracija perturbatora.

- (c) **Stark-ovo širenje** nastaje usled interakcije emitera sa naelektrisanim česticama. Detalji ovog mehanizma širenja će biti opisani u sledećem poglavlju.

Osim prethodno opisanih mehanizama širenja spektralnih linija, na oblik profila utiče i sam spektralni uređaj, usled čega dolazi do naknadnog širenja snimljene linije koje se karakteriše **instrumentalnom poluširinom**.

Navedeni mehanizmi širenja deluju istovremeno, ali njihov uticaj zavisi od konkretnih uslova u plazmi. Spektralne linije jonizovanih elemenata se mogu opisati Voigt-ovim profilom koji predstavlja konvoluciju Lorentz-ovog i Gauss-ovog profila. Poluširina Voigt-ovog profila w_V se može izraziti preko Lorentz-ove w_L i Gauss-ove w_G poluširine (Whiting, 1968):

$$w_V = \frac{w_L}{2} + \sqrt{\left(\frac{w_L}{2} \right)^2 + w_G^2} \quad (1.11)$$

Gauss-ova poluširina potiče od Doppler-ovog i instrumentalnog širenja:

$$w_G = \sqrt{w_D^2 + w_i^2} \quad (1.12)$$

a Lorentz-ova poluširina w_L se dobija kao superpozicija prirodnog (poluširina w_P), van der Waals-ovog (poluširina w_{VW}), rezonantnog (poluširina w_R) i kvadratičnog Stark-ovog širenja (poluširina w_S):

$$w_L = w_P + w_{VW} + w_R + w_S \quad (1.13)$$

Kod spektralnih linija neutralnih emitera usled izraženijeg uticaja jona Stark-ovi profili se ne mogu opisati prostim Lorentz-ovim profilom. Oblik ovih profila se opisuje asimetričnim, takozvanim $j(x)$ -profilom i jednačine (1.11-1.13) ne važe u ovom slučaju.

1.1 Stark-ovo širenje spektralnih linija

U plazmi se atomi ili joni-emiteri nalaze u električnom polju relativno brzih elektrona i sporih jona. Usled interakcije emitera sa promenljivim mikroelektričnim poljem plazme dolazi do promene energije i cepanja energijskih nivoa emitera. Ova pojava je Stark-ov efekat i ispoljava se u vidu širenja i pomeranja spektralnih linija.

Problem određivanja profila linije se svodi na problem opisivanja mnogočestičnih interakcija u čijem se, barem približnom, rešavanju pošlo od različitih teorijskih pristupa: od semi-klasičnog, kvantno-mehaničkog, preko kvantno-statističkog, do primene simulacija.

U ovom poglavlju će biti opisane teorije Griem-Baranger-Kolb-Oertel (GBKO) (Griem et al., 1962), Barnard-Cooper-Smith (BCS) (Barnard et al., 1974) kao i molekularno dinamička (MD) simulacija (Gigosos et al., 2014) koje se zasnivaju na opisivanju Stark-ovog širenja semi-klasničnim metodama i primenom kvantne mehanike. Osnovne jednačine i aproksimacije u ovim pristupima se međusobno malo razlikuju, tako da će detaljnije objašnjenje biti dato na primeru teorije GBKO, dok će u slučaju druge dve teorije biti navedene samo osnovne ideje. Bitno je napomenuti da se u ovim pristupima, prilikom izvođenja teorijskih izraza, koristi CGS sistem jedinica. Na kraju će biti dat kratak opis teorije Omar-Günter-Wierling-Röpke (Omar et al., 2006), koja koristi metode kvantne statistike i svoju glavnu primenu ima u slučaju guste, slabo neidealne i neidealne plazme.

U većini slučajeva modeli plazme su semiklasični, tj. oslanjaju se na hipotezu da je širenje linija određena evolucijom kvantnog sistema - emitera koji je perturbovan klasičnim mikroelektričnim poljem plazme. Još jedna od pretpostavki ovih modela je da su dimenzije emitera male u poređenju sa prostornim fluktuacijama mikropolja, pa se interakcija emiter-polje može aproksimirati dipolnom interakcijom emitera sa ukupnim mikroelektričnim poljem plazme. Signal koju registruje spektrometar je spektar snage emitovanog zračenja koja nastaje nekoherentnom superpozicijom emisije različitih atoma u plazmi. Kako se prilikom teorijskog izučavanja Stark-ovog efekta uglavnom razmatraju samo procesi dipolne emisije, može se smatrati da profil linije potiče od sume dipolnih prelaza pojedinačnih emitera jedne vrste u plazmi.

Jedan od najčešće korišćenih metoda opisivanja uticaja različitih vrsta perturbera na emiter je razdvajanje uticaja elektrona od uticaja jona na profil linije. Na taj način se jonski efekat opisuje modelom statičkog polja primenom kvazistatičke (jonske) aproksimacije, a efekat elektrona kao dinamički proces koji potiče od stohastičnih fluktuacija visokofrekventnih mikropolja elektrona. Širenje usled sudara emitera sa elektronima se u tom slučaju opisuje primenom sudarne (elektronske) aproksimacije. Ovakve aproksimacije su opravdane s obzirom da postoji velika razlika između vremena interakcije jon-emiter i elektron-emiter.

1.1.1 Sudarna aproksimacija

Sudarna aproksimacija polazi od pretpostavke da je vreme trajanja sudara mnogo kraće od karakterističnog vremena emisije. Druga pretpostavka je da širenju linije doprinose samo slabi sudari (sudari sa velikim sudarnim parametrom), dok se uticaj jakih sudara (sudari sa malim parametrom sudara) može zanemariti. Ovde se parametar sudara definiše kao normalno rastojanje između pravca perturbera pre interakcije i emitera. Drugim rečima, sudari koji dovode do širenja treba da budu mnogo češći od onih koji dovode do ekscitacije i deekscitacije (adijabatska aproksimacija), tj. sudari ne dovode do prelaza između stanja sa različitim glavnim kvantnim brojem. Ako ipak dođe do jakih sudara, vreme između dva jaka sudara mora da bude

mnogo veće od njihovog trajanja. Za slabe sudare ne mora da važi prethodni uslov, jer se oni mogu tretirati teorijom nestacionarnih perturbacija.

Sudarna aproksimacija je primenljiva ako je vreme između dva jaka sudara takvo da je:

1. dovoljno veliko u odnosu na trajanje sudara i
2. dovoljno malo da u toku tog vremena dođe samo do slabih sudara, ili najviše do samo jednog jakog sudara.

Validnost ove pretpostavke potiče iz dugodometne prirode sile interakcije emitera sa perturbacijom.

U ovom pristupu se profil linije, tj. suma dipolnih prelaza pojedinačnih emitera jedne vrste u plazmi dobija usrednjavanjem po svim emiterima u plazmi. Ovo usrednjavanje je najpraktičnije opisati autokorelacionom funkcijom dipolnog momenta emitera. Spektar snage zračenja je tada Fourier-ov transform autokorelacione funkcije. Autokorelaciona funkcija se dobija usrednjavanje po početnim i krajnjim stanjima koje se može izvršiti preko traga operatora dipolnog momenta emitera. Pri razmatranju širenja izolovanih linija (linije čiji se nivoi ne preklapaju usled širenja sudarima) dovoljno je posmatrati samo jedno početno i krajnje stanje, dok je situacija u slučaju preklapajućih linija drugačija. Preklapajuće linije nastaju prelazima između stanja koja su (u nekoj meri) degenerisana, tj. ova stanja se sastoje od više podstanja između kojih je razmak uporediv sa poluširinama linija. Postojanje ovih podstanja može da bude svojstvo neperturbovanog emitera ili do njihovog nastanka može doći usled uticaja nekog električnog polja (Stark-ov efekat). Usled Stark-ovog efekta neki nivoi postaju širi i može doći do njihovog preklapanja tako da imaju degenerisanu strukturu analognu vodoniku, pa se kod opisivanja takvih linija sumiranje mora izvršiti po svim početnim i krajnjim stanjima koja doprinose nastanku tih linija. Vremenska evolucija emitera je određena operatorom vremenskog razvoja koji zadovoljava Schrödinger-ovu jednačinu. Schrödinger-ova jednačina, sem Hamiltonijana neperturbovanog sistema emitera sadrži i perturbaciju od strane naelektrisanih čestica u plazmi. Ove perturbacije dovode do nastanka prelaza između svojstvenih stanja Hamiltonijana neperturbovanog emitera zbog kojih spektralna linija postaje proširena i pomerena.

Primenom sudarne aproksimacije se dobija oblik spektralne linije koji se opisuje Lorentz-ovim profilom.

Granice primenljivosti sudarne teorije se mogu izvesti na osnovu samih pretpostavki teorije. Iz prve pretpostavke, da je trajanje sudara kratko u poređenju sa vremenom između dva sudara, sledi da se sudarna aproksimacija može primeniti samo za opisivanje centra linije.

Druga pretpostavka, da u toku vremena sudara emiter interaguje samo sa jednom česticom, nameće gornju granicu za koncentraciju perturbera: sudarna aproksimacija će imati odlučujuću ulogu pri opisivanju zračenja iz sredine sa malim pritiscima i velikim brzinama čestica i najčešće se primenjuje prilikom razmatranja uticaja elektrona kao perturbera na širenje spektralnih linija. Istovremeno dejstvo elektrona i jona na širenje linija se može tretirati tako što se prvo primeni sudarna teorija na elektrone pri određenoj konfiguraciji jonskog polja, pa se dobijeni rezultati-profilu usrednjavaju po svim jonskim poljima. Kako se efekat jona uglavnom ogleda u cepanju energijskih nivoa u nekoliko komponenti, nastaje problem primene sudarne teorije na nekoliko bliskih nivoa koji se usled uticaja elektrona prošire pa se kao krajnji efekat može javiti preklapanje bliskih spektralnih linija.

1.1.2 Kvizistatička teorija

Glavna pretpostavka kvazistatičke teorije je da je vreme trajanja uticaja perturbatora na emitere mnogo duži od karakterističnog vremena emisije. To znači da se može smatrati da perturbatori miruju u blizini emitera, odnosno međusobno rastojanje između perturbatora se ne menja. Profil emitovane linije je određen funkcionalnom zavisnošću perturbujućeg polja od rastojanja emiter-perturber.

Kod statičkih teorija problem superpozicije perturbacija se može izbeći uvođenjem aproksimacije najbližeg suseda, pri čemu se u obzir uzima samo interakcija sa najbližim perturbatorom.

Kvizistatičko opisivanje širenja je primenljivo u slučaju kada je kretanje perturbatora relativno sporo tako da se perturbacija može smatrati praktično konstantnom u toku vremena posmatranja koje je reda veličine recipročne vrednosti širine linije (izražene u jedinicama frekvencije).

Ova teorija dobro opisuje jake i sporo promenljive (niskofrekventne, tj. dugotalasne) perturbacije, kao npr. električna polja koja potiču od jona, što će presudno uticati na oblik krila linije.

1.1.3 Teorija Griem-Baranger-Kolb-Oertel

Osnovni elementi teorije i elektronski profil izolovanih linija

Najkompletnije opisana teorija Stark-ovog širenja je data u GBKO teoriji (Griem et al., 1962) primenom kvantne mehanike. Početna jednačina teorije je opšti izraz za profil linije koji je primenljiv kako za izolovane, tako i za linije sa degenerisanim nivoima koje nastaju dipolnim zračenjem. Ovaj izraz je izveden na osnovu opšte sudarne teorije koju su nezavisno razvili Baranger (Baranger, 1958b) i Kolb i Griem (Kolb i Griem, 1958).

Teorijski opis Stark-ovog širenja spektralne linije se sastoji u činjenici da usled promenljivog mikropolja jona i elektrona dolazi do perturbacije emitera pa talasna funkcija emitera postaje vremensko-zavisna. Pri izračunavanju ovih perturbovanih talasnih funkcija koristi se vremensko-zavisna teorija perturbacije pri čemu se smatra da su perturbatori tačkasta naelektrisanja koji se kreću klasičnim putanjama - *aproksimacija klasične putanje*. Usrednjavanje se vrši po svim mogućim konfiguracijama perturbatora smatrajući da su oni statistički nezavisni. Ovo je dobra aproksimacija za nevodonične izolovane linije pri nižim elektronskim koncentracijama. Spektar zračenja se određuje iz Fourier-ovog transformata dipol-dipol autokorelacione funkcije emitera. Ova funkcija se dobija koristeći vremenski zavisnu talasnu funkciju perturbatora i usrednjavanjem po svim trajektorijama. Uopšteni izraz za autokorelacionu funkciju se dobija usrednjavanjem po svim mogućim početnim stanjima emitera koje se vrši pomoću traga operatora dipolnog momenta emitera. Usrednjavanje se vrši samo po gornjim nivoima prelaza pri čemu se uvodi pretpostavka da je interakcija donjeg nivoa emitera sa perturbatorima zanemarljiva (*non-quenching aproksimacija*) (Griem et al., 1962).

Vremenski razvoj talasne funkcije emitera se uvodi pomoću operatora vremenskog razvoja ukupnog hamiltonijana emitera. Ukupni Hamiltonijan, sem Hamiltonijana neperturbovanog emitera sadrži i perturbaciju od strane naelektrisanih čestica u plazmi. Ovaj potencijal interakcije se može prikazati kao zbir svih interakcija emitera sa različitim perturbatorima. Perturbacija emitera nastaje usled interakcije njegovog dipolnog momenta sa električnim poljem koje generišu okolna naelektrisanja.

Prva pretpostavka prilikom nalaženja autokorelacione funkcije elektrona je da širenju linije doprinose samo slabi sudari sa elektronima, a jaki se mogu zanemariti (*sudarna aproksimacija*). Interakcija emitera sa elektronima kao perturbirima je data kao interakcija dipolnog momenta emitera i ukupnog električnog polja elektrona koje se može predstaviti kao suma Coulomb-ovih polja pojedinačnih elektrona.

Druga pretpostavka je da se perturbirani kreću nezavisno jedno od drugih, bez međusobne interakcije. U slučaju jonizovanog gasa, tj. za naelektrisane perturbirane ova pretpostavka ne važi i mora se uzeti korekcija na međusobno ekraniranje perturbiranih na rastojanjima većim od Debye-evog radijusa r_D . Kako je r_D uglavnom nešto veći od rastojanja između najbližih suseda, na jake sudare ne utiču korelacije između elektrona kao perturbiranih. Što se slabih sudara tiče, u proračunu je dovoljno zameniti električno polje posmatranog elektrona-perturbiranih sa ekraniranim poljem koje postoji u blizini tog elektrona. Druga mogućnost je uvođenje granice odsecanja (“cut-off”) u dometu potencijala interakcije (na rastojanju $\sim r_D$). U slučaju visokih elektronskih koncentracija (N_e) i bliskih perturbacionih nivoa ovako izvedeni izrazi uglavnom daju veće vrednosti pomeraja i poluširine linije zbog zanemarivanja ekraniranja. U tom slučaju se mogu koristiti izrazi izvedeni za vodonik (Griem et al., 1959) koji su dobijeni računavanjem Debye-evog ekraniranja. U (Griem, 1974) je data jednostavna formula za izračunavanje korekcije poluširine i pomeraja na Debye-evo ekraniranje.

Uticao Debye-evog ekraniranja na širenje spektralnih linija i određivanje korekcije prema Griem-u

Prilikom teorijskih proračuna (Baranger, 1958a,c; Griem et al., 1962; Griem, 1974), pretpostavlja se da se naelektrisani perturbirani kreću nezavisno jedni od drugih, bez međusobne interakcije. U ovom slučaju, ova pretpostavka nije najbolja jer upravo kolektivne interakcije ovih čestica dovode do nastanka efekata kao što su Debye-evo ekraniranje i plazmene oscilacije.

Debye-evo ekraniranje je pojava formiranja neravnomerne raspodele naelektrisanja oko svakog jona u plazmi u kojoj dominiraju čestice suprotnog naelektrisanja. Ovaj “oblak” naelektrisanja nastaje usled privlačenja naelektrisanja suprotnog znaka i odbijanja naelektrisanja istog znaka. Unutar “oblaka” naelektrisanja elektroneutralnost plazme je narušena, što prema osnovnom kriterijumu plazmenog stanja, ukazuje na to da njegove linearne dimenzije ne mogu biti veće od Debye-evog radijusa r_D (Milić, 1977).

Najvažnija posledica nastanka ovakvog “oblaka” naelektrisanja jeste zaklanjanje tj. ekraniranje polja centralnog jona, tako da se potencijal elektrostatičkog polja u blizini jona ne može opisati običnim Coulomb-ovim potencijalom tog jona u vakuumu. Drugim rečima, na rastojanjima većim od Debye-evog radijusa dolazi do međusobnog ekraniranja perturbiranih, samim tim je uticaj polja perturbiranih na emiter manji, što rezultuje manjim efektom širenja spektralnih linija, odnosno manjom poluširinom i pomerajem.

Kao što je već napomenuto, prilikom razmatranja širenja spektralnih linija u plazmi se mogu razlikovati jaki i slabi sudari. Kod jakih sudara se može zanemariti uticaj interakcije među perturbiranim, jer je Debye-ev radijus nešto veći od sudarnog parametra, odnosno rastojanja između najbližih suseda. U slučaju slabih sudara mora da se uvede popravka na ukupnu poluširinu i pomeraj spektralne linije usled Debye-evog ekraniranja.

U Griem (1974) je data sledeća formula za izračunavanje popravke poluširine w i pomeraja

d spektralne linije usled prisustva Debye-evog ekraniranja:

$$\begin{aligned} \Delta w + i\Delta d &= -\frac{2}{3c} \left(\frac{2m_e^0}{\pi k} \right)^{1/2} \left(\frac{\hbar}{m_e^0} \right) 10^{-8} \lambda^2 \frac{N_e}{\sqrt{T_e}} \frac{n^2}{2\ell + 1} \times \\ &\times \left\{ (\ell + 1) [n^2 - (\ell + 1)^2] \left[a_{\ell+1}(z) + \frac{E_{\ell+1} - E_\ell}{|E_{\ell+1} - E_\ell|} i b_{\ell+1}(z) \right] + \right. \\ &\left. + \ell (n^2 - \ell^2) \left[a_{\ell-1}(z) + \frac{E_{\ell-1} - E_\ell}{|E_{\ell-1} - E_\ell|} i b_{\ell-1}(z) \right] \right\} \end{aligned} \quad (1.14)$$

gde je c - brzina svetlosti u vakuumu, k - Boltzmann-ova konstanta, m_e - masa elektrona u vakuumu, \hbar - redukovana Planck-ova konstanta (navedene veličine su date u jedinicama CGS sistema), λ - talasna dužina ispitivane linije u Å, N_e i T_e - elektronska koncentracija i temperatura u cm^{-3} i K, n i ℓ - glavni i orbitalni kvantni broj gornjeg ili donjeg nivoa prelaza, $E_{\ell\pm 1} - E_\ell$ energijska razlika gornjeg ili donjeg nivoa prelaza i najbližeg perturbujućeg nivoa (uzimaju se u obzir samo perturbujući nivoi sa $n - n' = \Delta n = 0$ i $\ell' = \ell \pm 1$; oznakom prim su obeležene odgovarajuće veličine za perturbujuće nivoe), a vrednosti funkcije $a_{\ell\pm 1}(z)$ i $b_{\ell\pm 1}(z)$ za odgovarajuću vrednost z od 0 do 10 su date tabelarno u Griem (1974) pri čemu je

$$z = \frac{\nu_{\ell, \ell\pm 1}}{\nu_p} = \frac{E_{\ell\pm 1} - E_\ell}{\nu_p}, \quad (1.15)$$

$$\nu_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\pi m_e^0 c^2}} = 2.995 \times 10^{-10} N_e^{1/2} \quad (1.16)$$

gde je ν_p plazmena frekvencija u cm^{-1} , a e - elementarno naelektrisanje u jedinicama CGS sistema. Izgled funkcija $a_{\ell\pm 1}(z)$ i $b_{\ell\pm 1}(z)$ za različite vrednosti z je prikazana na Slici 1.1. Za vrednosti $z > 10$ vrednost funkcije $b_{\ell\pm 1}(z)$ (koji ulazi u račun za popravku na pomeraj linije) se izračunava na osnovu formule (Griem, 1974):

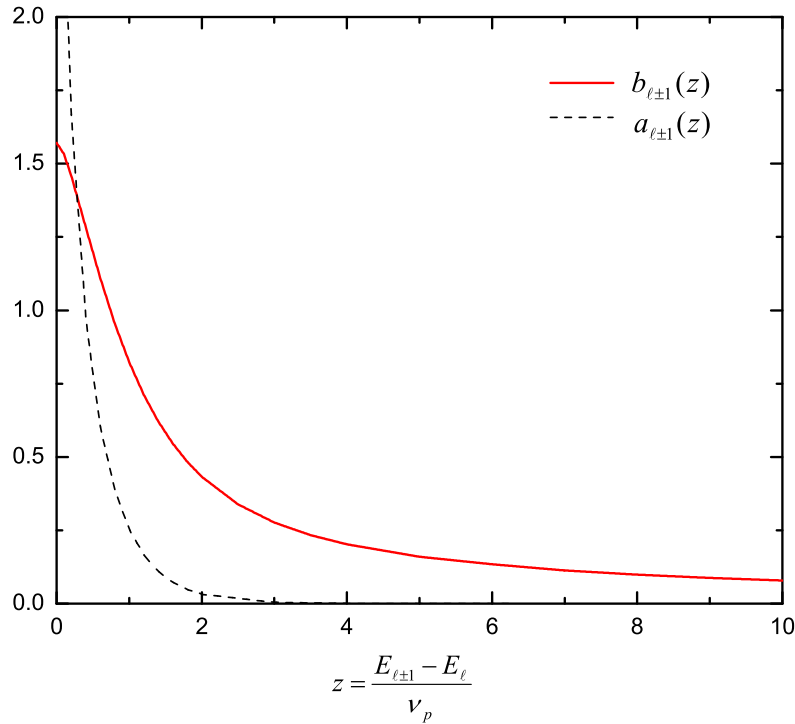
$$b_{\ell\pm 1}(z) = \frac{\pi}{4z} \quad (1.17)$$

Analizom jednačina (1.14), (1.15), (1.16) kao i Slike 1.1 se može doći do zaključka da uticaj Debye-evog ekraniranja dolazi do izražaja pri visokim elektronskim koncentracijama i u slučajevima kada u blizini nivoa prelaza postoje bliski perturbacioni nivoi. Polazeći od ovih činjenica u radovima (Konjević i Roberts, 1976) i (Konjević, 1999) je procenjena kritična koncentracija (N_{cr}) iznad koje se mora uzeti u obzir Debye-evo ekraniranje. Za ovu procenu korišćen je uslov (Konjević i Roberts, 1976; Konjević, 1999):

$$E_{\ell\pm 1} - E_\ell \gg \nu_p \quad (1.18)$$

Iako je efekat Debye-evog ekraniranja uvek prisutan u plazmi, njegov uticaj na Stark-ove parametre može da bude zanemarljiv pri određenim, niskim vrednostima elektronske koncentracije.

S obzirom da se vrednosti z u ovom radu kreću u intervalu 0.4 – 37 (što će biti prikazano u Glavi 4), sa Slike 1.1 se vidi da je u tom intervalu vrednost funkcije $b_{\ell\pm 1}(z)$ veća od vrednosti funkcije $a_{\ell\pm 1}(z)$. Samim tim je i uticaj Debye-evog ekraniranja na pomeraj znatno veći od uticaja na poluširinu.



Slika 1.1: Oblik funkcija $b_{\ell\pm 1}(z)$ i $a_{\ell\pm 1}(z)$ u zavisnosti od odnosa energijske razlike nivoa prelaza i najbližeg perturbujućeg nivoa i plazmene frekvencije (Griem, 1974).

Uticaj jona na širenje izolovanih linija

Profili izolovanih linija (koje su nastale prelazima između nedegenerisanih nivoa) koji se dobijaju sudarnom aproksimacijom pod pretpostavkom da elektroni kao perturbatori interaguju samo sa gornjim nivoima prelaza se nazivaju elektronskim profilima i imaju oblik dat Lorentz-ovom funkcijom. Ovakav profil dobro opisuje linije jonizovanih elemenata jer je uticaj jona na širenje zanemarljivo u poređenju sa širenjem usled sudara sa elektronima. Za opisivanje profila linija neutralnih atoma u račun se mora uzeti i uticaj jona na širenje. Kvadratični Stark-ov efekat koji potiče od polja jona dovodi do pomeranja nivoa prelaza za vrednost koji je određena trenutnom jačinom tog polja. Rezultat uračunavanja raspodele svih polja jona u plazmi dovodi do nastanka asimetrično proširenih profila neutralnih atoma.

Opštom sudarnom teorijom se može opisati istovremeni uticaj elektrona i jona na emiter. Usrednjavanje po mogućim putanjama perturbatora u izrazu za profil linije se u slučaju kada su elektronske i jonske perturbacije međusobno nezavisne deli na dva dela: efekat elektrona koji se dobija primenom sudarne teorije i na efekat jona koji je dat faznim integralom (Griem et al., 1962). Fazni integral je moguće rešiti ako se uvedu dve aproksimacije:

i jonske perturbacije se ne preklapaju u vremenu, pa su skalarno aditivne veličine i

ii adijabatska aproksimacija (konfiguracija polja jona se sporo menja sa vremenom) važi i u blizini centra linije (ova aproksimacija je uvek zadovoljena za jonsko širenje izolovanih linija)

. Primenom vremensko-nezavisne teorije perturbacija pri kojem se zanemaruje cepanje nivoa sa različitim magnetnim kvantnim brojevima m pod uticajem jonskog polja, za profil linije

se dobija $j_{A,\sigma}(x)$ profil. x je redukovana talasna dužina ($x = (\lambda - \lambda_0 - d_e)/w_e$, gde je λ_0 neperturbovana talasna dužina, a w_e i d_e su elektronska sudarna polu-poluširina i pomeraj), A opisuje doprinos jonskog širenja (ovaj parametar se u (Griem, 1974) označava sa ALPHA i njegove vrednosti su date tabelarno), a σ opisuje uticaj dinamike jona na širenje. U slučaju kada su brzine jona velike jonski profil je disperzioni kao i u slučaju elektrona. Poluširina jonskog profila se može prikazati kao (Griem et al., 1962):

$$w_i = 1 + 1.36A^{8/9}\sigma^{-1/3}, \quad (1.19)$$

dok je pomeraj profila linije usled uticaja brzih jona (Griem et al., 1962):

$$d_i = \pm 2.36A^{8/9}\sigma^{-1/3}. \quad (1.20)$$

Znak \pm u izrazu za pomeraj je isti kao i znak elektronskog sudarnog pomeraja.

Kako je u većini slučajeva brzina jona mnogo manja od brzine elektrona, sudarna aproksimacija se za opisivanje uticaja jona može koristiti samo u uzanom intervalu frekvencija blizu centra linije. Uticaj jonskog širenja se najbolje opisuje kvazistatičkom aproksimacijom pri čemu treba naći odgovarajuću funkciju raspodele jonskih polja (Griem et al., 1962).

U slučaju sporih jona njihov uticaj na širenje linije se dobro opisuje primenom kvazistatičke aproksimacije koja za profil linije daje $j_A(x)$ profil. Ovaj profil se dobija usrednjavanjem elektronskih sudarnih profila po statičkim pomerajima do kojih dolazi usled trenutne konfiguracije polja jona koristeći odgovarajuću funkciju raspodele (kao npr. Holtsmark-ovu funkciju distribucije koja je dobijena zanemarivanjem međusobne interakcije jona). Izrazi za ukupnu polu-poluširinu i pomeraj na maksimumu linije procenjeni su u (Griem, 1974) kao:

$$w_{\text{tot}} = w_e + 1.75A(1 - 0.75R)w_e \quad (1.21)$$

$$d_{\text{tot}} = d_e + 2.00A(1 - 0.75R)w_e \quad (1.22)$$

gde su w_e i d_e elektronska sudarna polu-poluširina i pomeraj, $R = 6^{1/3}\pi^{1/6}(e^2/(kT_e))^{1/2}N_e^{1/6} = 0.09 \cdot N_e^{1/6} \cdot T_e^{-1/2}$ mera relativnog uticaja Debye-evog ekraniranja i jonsko-jonskih korelacija.

Primena formula za određivanje w_{tot} i d_{tot} je moguća ako su zadovoljeni uslovi:

$$R \leq 0.8 \quad \text{i} \quad 0.05 \leq A \leq 0.5. \quad (1.23)$$

Za velike vrednosti koeficijenta A zabranjene komponente postaju sve intenzivnije u odnosu na dozvoljenu komponentu, linearni Stark-ov efekat postaje dominantan i linija se ne može smatrati izolovanom.

Uvodeći veličine g , g_1 i A_N kao (Griem, 1974):

$$g = 1.75(1 - 0.75R) \quad (1.24)$$

$$g_1 = \frac{g}{1.75} \quad (1.25)$$

$$A_N = AN_e^{1/4} \cdot 10^{-4} \quad (1.26)$$

izrazi za poluširinu linije i pomeraj na maksimumu linije se mogu napisati u obliku:

$$w_{\text{tot}} = 2w_e(1 + gA_N)N_e \cdot 10^{-16} \quad (1.27)$$

$$d_{\text{tot}} = (d_e \pm 2.00g_1A_N w_e)N_e \cdot 10^{-16} \quad (1.28)$$

Vrednosti parametara A , w_e i d_e se iz (Griem, 1974) uzimaju za vrednost elektronske koncentracije $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pri čemu se elektronska koncentracija izražava u jedinicama cm^{-3} .

Rezultati teorije GBKO su prikazani tabelarno u (Griem, 1974) za različite neutralne i jednaput jonizovane elemente. U tabelama su date vrednosti elektronske sudarne polu-poluširine w_e i pomeraja d_e , parametara jonskog širenja A i B , relativne vrednosti poluširina dobijenih primenom adijabatske aproksimacije W_A (izražene u procentima poluširina w_e), procentualni udeo jakih sudara W_S i kvadrupolnih interakcija na poluširinu W_Q , kao i procentualne greške pomeraja usled zanemarivanja određenih perturbacionih nivoa DR . Takođe su dati $j_A(x)$ profili izolovanih neutralnih spektralnih linija za različite vrednosti parametra A , kao i profili za vodonik i jonizovani helijum pri različitim T_e i N_e .

Griem-ova teorija je, takođe, u mogućnosti da opiše profile preklapajućih linija uvođenjem sferno-simetričnog operatora dipolnog momenta emitera koji daje prelaze između stanja sa istim kvantnim brojevima j , m i parnosti (Baranger, 1958b). To znači da se prilikom određivanja profila uračunavaju i zabranjeni prelazi između donjeg nivoa prelaza i najbližih perturbacionih nivoa (najbliži susedni nivoi gornjem nivou). Kao rezultat, dobija se profil preklapajućih linija koji se sastoji ne samo od zbira Lorentz-ovih profila, već sadrži i određene asimetrične članove. Ovi članovi su od značaja samo u oblasti preklapanja linija, dok se sa povećanjem rastojanja od centra bilo koje linije se zanemaruju (već pri rastojanjima jednakim poluširini i pomeraju linija). Polazeći od ovog pristupa u radu (Griem, 1968) su dati profili linije He I 447.148 nm kao linije sa kvazidegenerisanim nivoima kod koje se, sem dozvoljene komponente, pojavljuje i zabranjena komponenta. Profili su dati za vrednosti elektronske koncentracije u opsegu ($10^{14} - 10^{18}$) cm^{-3} , pri čemu su profili na većim N_e dobijeni korišćenjem vodoničnih relacija koje uzimaju u obzir Debye-evo ekraniranje.

1.1.4 Teorija Barnard-Cooper-Smith

Ova teorija (Barnard et al. (1974) i Smith et al. (1969)) objedinjuje neke aspekte sudarne, jednoelektronske (aproksimacija najbližeg suseda) i relaksacione teorije. Iz ovih razloga se ova teorija naziva još i unificiranom teorijom. Ovako dobijena opštija teorija bi trebalo da dobro opisuje kako centar, tako i krila linije, odnosno da dobro opisuje profil linije u celosti. Osnovne postavke teorije su iste kao i kod teorije GBKO:

- Kretanje čestica se tretira *aproksimacijom klasične putanje*.
- Profil linije se dobija kao Fourier-ov transform autokorelacione funkcije dipolnog momenta emitera.
- Uzima se da je donji nivo prelaza emitera neperturovan (*non-quenching aproksimacija*). U ovoj aproksimaciji, što se tiče gornjih nivoa, se u obzir uzimaju samo oni perturbujući nivoi koji imaju isti glavni kvantni broj kao i gornji nivoi emitera.
- Pretpostavlja se da se elektroni kreću mnogo brže od jona, pa joni miruju u toku sudara elektrona sa emiterom. Na ovaj način se elektroni tretiraju *sudarnom aproksimacijom*.

Unificirana teorija daje rezultate koji su veoma slični rezultatima GBKO primenom jednostavnijih proračuna i uzimajući u obzir korekciju pomeraja usled ekraniranja jona-perturbera.

Važenje ove teorije je, međutim, ograničeno na binarne sudare (sudare jednog perturbatora sa emiterom). Prilikom izvođenja jonskog profila usrednjavanje po svim jonima se u ovoj teoriji svodi na usrednjavanje po binarnim sudarima i ukupna interakcija jona sa emiterom se prikazuje kao zbir interakcija sa jednim jonom (smatrajući da su svi joni identični, ukupna interakcija je proizvod broja jona sa binarnom interakcijom jednog jona).

BCS daje jednostavan algoritam za dobijanje celokupnog profila linija kao funkciju w_e , d_e , α i σ . Kako se teorije BCS i GBKO slažu u sudarnoj aproksimaciji (obe teorije elektrone tretiraju u sudarnoj aproksimaciji), vrednosti prva 3 parametra (w_e , d_e , α) koji se dobijaju na osnovu oba pristupa su ista i mogu se uzeti iz (Griem, 1974).

Barnard et al. (1974) su izveli izraze za Stark-ove parametre sa uključenom dinamikom jona koji sa oznakama korišćenim u kvazistatičkoj aproksimaciji (Kobilarov et al., 1989; Mijatović et al., 1995) imaju oblik:

$$w_{\text{tot}} = 2w_e(1 + gW_j A_N)N_e \cdot 10^{-16} \quad (1.29)$$

$$d_{\text{tot}} = (d_e \pm 2.00g_1 A_N D_j w_e)N_e \cdot 10^{-16} = d_{eN} + D_j d_i \quad (1.30)$$

gde d_{eN} označava elektronski sudarni pomeraaj pri elektronskoj koncentraciji N_e , d_i jonski doprinos ukupnom pomeraaju, W_j i D_j su parametri uticaja dinamike jona na poluširinu i pomeraaj i mogu se izraziti kao:

$$W_j = \begin{cases} 1.36B^{-1/3}/g, & B < (1.36/g)^3 \\ 1, & B \geq (1.36/g)^3 \end{cases} \quad (1.31)$$

$$D_j = \begin{cases} (2.35B^{-1/3} - 3A_N^{1/3}R)/2g_1, & B < 1 \\ 1, & B \geq 1 \end{cases} \quad (1.32)$$

gde je $B = A^{1/3} \cdot \sigma = A^{1/3}(0.0806 w_e/\lambda^2)N_e^{2/3}\sqrt{(\mu/T_g)}$, λ - talasna dužina posmatrane spektralne linije u jedinicama Å, μ - redukovana masa sistema emiter-perturber, T_g - gasna (jonska) temperatura u jedinicama Å i σ - parametar koji opisuje relativni uticaj dinamike jona na Stark-ove parametre.

Kako se jaki sudari ne mogu tretirati teorijom perturbacije, uslov primenljivosti jednačine za određivanje Stark-ovih parametara sa uključenom dinamikom jona zahteva da se za niske koncentracije jaki sudari ne preklapaju u vremenu. Ovaj uslov se tada može napisati kao:

$$B < 1 \quad (1.33)$$

Uticaj dinamike jona je najviše izražen pri niskim elektronskim koncentracijama i visokim gasnim temperaturama. Na $T_e \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ tačnost unificirane teorije za jonsko širenje je $\sim 10\%$. Na većim N_e ova teorija prestaje da važi. U tom slučaju, kada je $B \geq 1$ ($W_j = 1$ i $D_j = 1$), uticaj dinamike jona se može zanemariti i tada se za opisivanje profila linije koristi kvazistatička teorija.

1.1.5 Molekularno dinamičke (MD) simulacije

Izračunavanja teorijskih profila (Gigosos et al., 2014) su izvršene koristeći simulacije koje se zasnivaju na molekularnoj dinamici neinteragujućih čestica.

Molekularna dinamika je numerički metod za izučavanje višestrukih sistema. Pomoću ove metode se numeričkom integracijom jednačina kretanja za određeni međuatomski potencijal, sa određenim početnim i graničnim uslovima generišu putanje atoma u sistemu sa N čestica. U slučaju sistema sa puno čestica najčešće se bira reprezentativan uzorak određenog broja čestica u određenoj zapremini za koju se rešavaju jednačine kretanja i na kraju se rezultati usrednjavanjem primenjuju na ceo sistem.

Simulacija (Gigosos et al., 2014) se sastoji od numeričke reprodukcije određenog dela plazme sa velikim brojem elektrona i jona koji se kreću nasumično i generišu električno polje. Kako je glavni parametar pri opisivanju Stark-ovog širenja spektralnih linija u plazmi vremenski zavisno električno polje, cilj simulacije je nalaženje trenutne konfiguracije ovih električnih polja. Svaka od dobijenih konfiguracija se koristi u nalaženju jedne autokorelacione funkcije dipolnog momenta numeričkim rešavanjem evolucionih diferencijalnih jednačina. Usrednjavanjem dobijenih autokorelacionih funkcija po ovim konfiguracijama polja u toku vremena se dobija spektar snage zračenja.

Ispitivana plazma se u simulaciji opisuje sistemom naelektrisanih čestica u termodinamičkoj ravnoteži. Njihova međusobna interakcija se zanemaruje, pa se oni mogu smatrati međusobno slobodnim i kreću se pravolinijskim putanjama sa konstantnom brzinom (*aproksimacija klasičnih putanja*). Elementarna ćelija koja se posmatra prilikom simulacije je sferna kutija u čiji centar se postavlja emiter u mirovanju i u toj tački se određuje električno polje koje generišu ostale čestice. Kako bi se uračunalo kretanje emitera korišćen je takozvani μ -jon model koji smatra da se raspodela relativnih brzina emitera i perturbora mogu opisati Maxwell-Boltzmanovom raspodelom u kojem je masa perturbora jednaka redukovanoj masi emiter-perturber. Ovim postupkom se može razmatrati i sistem van termodinamičke ravnoteže, kada teže čestice, joni i neutralni emiteri, imaju nižu kinetičku temperaturu u poređenju sa elektronima. Druga prednost korišćenja ovog modela je i uključivanje dinamike jona u simulaciju preko parametra μ . Električno polje koje "vidi" emiter se dobija preko Debye-evog potencijala čime je, aproksimativno, uračunat uticaj kolektivne interakcije u plazmi.

Ovakav postupak daje rezultate koji su veoma slični rezultatima MD simulacije sa interagujućim česticama.

Diferencijalna jednačina vremenskog razvoja emitera se dobija numeričkom integracijom u vremenskom intervalu (koji odgovara vremenskom koraku simulacije) koji je dovoljno kratak da se električno polje u tom intervalu može smatrati konstantnim.

Svaki spektar je dobijen uračunavanjem 30000-60000 uzoraka trenutne konfiguracije električnog mikropolja, tako da se smatra da je stabilnost i tačnost ovih simulacija veoma dobra (Gigosos et al., 2014).

Simulacije u radu (Gigosos et al., 2014) su primenjene na spektralne linije He I koje potiču od prelaza između stanja sa kvantnim brojem $n = 2$ i $n = 3$. Ovi prelazi u optičkom delu spektra daju linije na talasnim dužinama 501.6, 667.8, 728.1 - singletna stanja prelaza, 388.9, 587.6 i 706.5 nm - tripletna stanja prelaza.

Uprošćavanja koja su primenjena u simulacijama su:

- U obzir je uzet konačan broj stanja emitera, konkretno, pošto se u radu razmatraju spektralne linije He I koje potiču od prelaza između stanja sa kvantnim brojem $n = 2$ i $n = 3$, samo singletna i tripletna stanja.
- Prilikom određivanja operatora evolucije svakog od singletnog i tripletnog nivoa, nivoi prelaza se dele u 3 grupe - jedna grupa gornjih nivoa sa $n = 3$ na koje utiče perturbujuće

polje i 2 grupe donjih nivoa (stanja $1s2s$ i $1s2p$) na koje polje ne utiče (*non-quenching aproksimacija*). Rezultat ove aproksimacije je da u Schrödinger-ovoj jednačini za operator evolucije ostaju samo članovi operatora perturbacije koji daju prelaze između gornjih nivoa sa $n = 3$ (prelazi između gornjeg nivoa linije i bliskih perturbacionih nivoa).

- U matrici operatora dipolnog momenta se zanemaruju članovi koji daju prelaze između nivoa iste grupe, tj, ostaju samo prelazi koji daju linije u optičkom delu spektra.
- Fina struktura nivoa se ne uzima u obzir jer se razmatra plazma sa srednjom ili velikom N_e kod kojih je efekat fine strukture zanemarljiv.

Rezultati simulacija su prikazani tabelarno kao zavisnost poluširine i pomeraja na maksimumu linija od N_e , T_e i redukovane mase emiter-perturber (razmatrane su mešavine He- H_2 , čist He, He sa teškim česticama i He u kojem je temperatura teških jona manja od T_e).

1.1.6 Teorija Omar-Günter-Wierling-Röpke

U radu (Omar et al., 2006) je data kvantnostatistička teorija koja dobro opisuje spektralne linije nastale u gustim, slabo neidealnim i neidealnim plazmama. Osnove ove teorije su razvijene u radu (Günter et al., 1991) uzimajući u obzir efekte koji nastaju usled interakcije sa okolinom primenom termodinamičkih Green-ovih funkcija.

Uopšteno, kvantna statistika je u mogućnosti da dobro opiše guste neidealne plazme. U slučaju niskih N_e dovoljno je razmatrati efekat sudara emitera sa naelektrisanim perturberima, ali sa povećanjem N_e model jednog emitera okruženog perturberima gubi na tačnosti. Plazma se može tretirati kao sistem naelektrisanih čestica koji međusobno interaguju Coulomb-ovom interakcijom. Dugodometna priroda Coulomb-ovog potencijala dovodi do toga da naelektrisane čestice interaguju simultano (kolektivna interakcija) usled čega nastaju karakteristične pojave u plazmi kao što je dinamičko ekraniranje Coulomb-ovog potencijala, plazmene oscilacije, itd. Zbog složenosti ovakvog sistema metode kvantne statistike predstavljaju jedan od najadekvatnijih pristupa za njeno opisivanje.

Opšta teorija kvantne statistike prilikom opisivanja Stark-ovog širenja, kao polaznu jednačinu, uzima vezu između optičkih karakteristika sredine i dielektrične funkcije. Dielektrična funkcija daje uzročni odziv plazme na unutrašnje perturbujuće polje.

U radu (Omar et al., 2006) određeni su elektronski pomeraji i poluširine izolovanih, nepreklapajućih linija He I. Uticaj jona na širenje je uključen *kvazistatičkom aproksimacijom* uračunavajući kako kvadratični Stark-ov efekat, tako i kvadrupolnu interakciju koja potiče od nehomogenosti jonskog polja.

Izraz za dielektričnu funkciju se dobija primenom *aproksimacije slučajnih faza (RPA)* koja dobro opisuje simultanu interakciju komponenti plazme, tj. kolektivnu interakciju, ali zanemaruje uticaj pojedinačnih sudara na dielektričnu funkciju. Zbog toga je ova aproksimacija primenljiva u slučaju guste slabo interagujuće plazme, dok se za kompletan opis plazme moraju uračunati i binarni sudari.

Prilikom razmatranja interakcije emiter-elektron primenjuje se *Born-ova aproksimacija* (analogna aproksimaciji slabih sudara). Kako ova aproksimacija jake sudare ne opisuje na zadovoljavajući način, za opis doprinosa ovih sudara ukupnom širenju linije uvodi se granica odsecanja prema Griem-u koji je jednak recipročnoj vrednosti minimalnog sudarnog parametra.

Prilikom izvođenja izraza za profil linije razmatraju se 3 slučaja:

1. U slučaju kada je frekvencija koja odgovara prelazu između nivoa atoma i njegovih perturbacionih nivoa $E_{\ell\pm 1} - E_{\ell}$ upoređljiva sa plazmenom frekvencijom ν_p , koristi se egzaktni oblik izraza za dielektričnu funkciju i na taj način su uključeni višestruki efekti koji su zaslužni za **dinamičko ekraniranje** interakcije u plazmi. Tada ukupni potencijal interakcije sadrži, sem Coulomb-ove interakcije i član koji daje promenu Coulomb-ove interakcije usled uticaja okolnih čestica. Prisustvo ovog člana dovodi do toga da ukupni potencijal postaje vremensko-zavisna i domet interakcije, usled ekraniranja Coulomb-ovog potencijala čestica okolnim česticama, se smanjuje (Omar et al., 2006).
2. Kada je frekvencija prelaza $E_{\ell\pm 1} - E_{\ell}$ mnogo veća od plazmene frekvencije, neki članovi u izrazu za dielektričnu funkciju se mogu zanemariti i to se zove **binarna aproksimacija**. Binarna aproksimacija dovodi do linearne zavisnosti $d = f(N_e)$, dok se bez primene ove aproksimacije sa povećanjem N_e očekuje nelinearna zavisnost (Omar et al., 2006).
3. U slučaju kada je energijska razlika prelaza jako mala, dielektrična funkcija se može opisati pomoću Debye-evog potencijala koji predstavlja statički slučaj dinamički ekraniranog potencijala (Omar et al., 2006).

Poređenjem rezultata teorije (Omar et al., 2006) za binarnu aproksimaciju i dinamičko ekraniranje sa eksperimentalnim podacima, proveren je uticaj dinamičkog ekraniranja interakcije emiter-elektron. Zaključeno je da ovaj efekat dolazi do izražaja pri visokim N_e i dominantniji je u slučaju pomeraja nego kod poluširine spektralne linije.

Sem određivanja profila izolovanih linija na prethodno opisan način, procenjena je i korekcija elektronskog profila za preklapajuće linije. Pri relativno jakim električnim poljima pomeranje različitih podnivoa za određeni prelaz dovodi do pojave zabranjenih prelaza pa linearni Stark-ov efekat dolazi do izražaja.

Konkretno, u radu (Omar et al., 2006) su analizirani profili i Stark-ovi parametri izolovanih linija neutralnog helijuma na 706.5, 728.1, 471.3 i 667.8 nm, dok je kod linije He I 492.2 nm procenjen samo elektronski doprinos.

Profil linije He I 388.9 nm je posebno analiziran u radu (Omar et al., 2014). U ovom radu su radi poređenja prikazani rezultati gore opisanog teorijskog pristupa primenjenog na liniju He I 388.9 nm, kao i teorijskog proračuna na osnovu pristupa T-matrice. Primenom ovog pristupa se u proračun profila linije umesto dinamičkog ekraniranja uključuje statičko Debye-evo ekraniranje.

Glava 2

Opis aparature

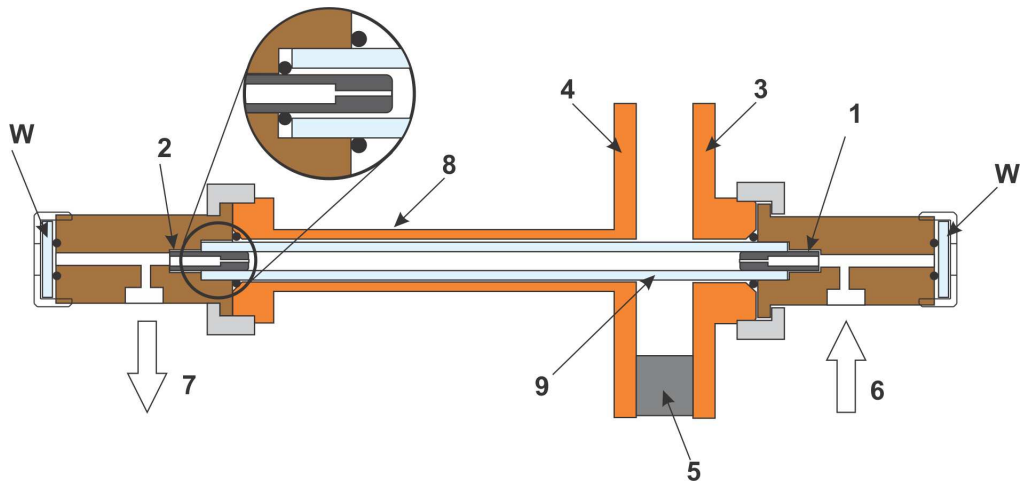
U ovom radu je kao izvor plazme korišćen linearni impulsni luk koji je konstruisan tako da može proizvesti plazmu velike gustine. Radni gas je bio mešavina helijuma i 3% vodonika, pri čemu je vodonik dodat u dijagnostičke svrhe. Snimani su profili spektralnih linija neutralnog helijuma. Spektroskopska posmatranja su vršena duž ose cevi za pražnjenje. Eksperimentalna postavka je bila takva da je omogućavala dva načina snimanja spektra zračenja iz plazme: spektrometrom Shamrock 303 i ICCD kamerom kao detektorom zračenja i sistemom monohromatora i fotomultiplikatora. Karakteristike izvora plazme obezbeđuju relativno jednostavan način određivanja Stark-ovog pomeraja, što će biti objašnjeno u Glavi 4.

2.1 Izvor plazme i električni sistem

Izvor plazme je linearni impulsni luk niskog pritiska (Ivković et al., 2015a). Luk je konstruisan u Laboratoriji za spektroskopiju plazme i lasere Instituta za fiziku, Univerziteta u Beogradu. Poprečni presek izvora prikazan je na Slici 2.1. Cev za pražnjenje od kvarcnog stakla je unutrašnjeg prečnika 8 mm. Elektrode su spoljašnjeg prečnika 6 mm. Usled dejstva plazme, elektrode su izložene visokoj temperaturi. Dobro je poznato da je volfram veoma otporan na visoke temperature, pa su radi smanjenja uticaja visokih temperatura i maksimalnog smanjenja katodnog raspršivanja, elektrode napravljene od volframa sa primesama torijuma. Elektrode su postavljene koaksijalno u odnosu na cev za pražnjenje. Rastojanje između elektroda je 8 cm. Zaptivanje između cevi i elektroda je obezbeđeno upotrebom O-zaptivača (prstenovima za zaptivanje). Anoda je vezana za uzemljenje, dok se na katodu dovodi negativni visoki napon. Svaka elektroda ima centralni kanal unutrašnjeg prečnika 0.6 mm radi optičkog poravnavanja sistema i spektroskopskog posmatranja plazme duž ose plazmenog stuba.

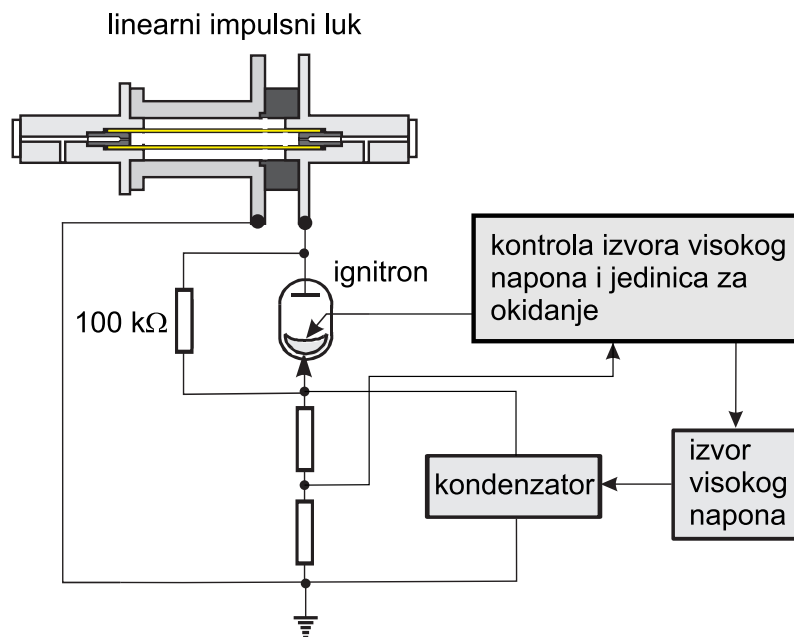
Prilikom pražnjenja, između elektroda nastaje udarni talas koji jonizuje gas unutar cevi za pražnjenje. Konstrukcija cevi i elektroda sprečava naglo širenje plazme pa dolazi do dalje jonizacije gasa u cevi i postižu se visoke elektronske koncentracije reda veličine $10^{23} - 10^{24} \text{ m}^{-3}$. Ovaj udarni talas istovremeno, prilikom svakog pražnjenja, izbacuje deo plazme kroz otvor od 0.6 mm na elektrodama i nastaje plazmeni snop (plasma jet) (Ivković et al., 2015a). U jet-u je plazma elektronske koncentracije koja je daleko niža nego u prostoru između elektroda, reda veličine 10^{21} m^{-3} . Detaljan opis određivanja elektronske koncentracije u luku je dat u Glavi 3, a u plazma jet-u u Glavi 4.

Električni sistem za pražnjenje se sastoji od kola za napajanje električnom energijom (izvor



Slika 2.1: Presek cevi za pražnjenje: 1 - katoda, 2 - anoda, 3 i 4 - električni izvod katode i anode ka kondenzatoru, 5 - izolator, 6 - ulaz gasa, 7 - izlaz gasa, 8 - koaksijalni povratni vod od mesinga, 9 - staklena cev, W - prozor.

visokog napona), kondenzatora kao akumulatora energije i sistema za iniciranje (okidanje) pražnjenja čija je blok šema data na Slici 2.2.



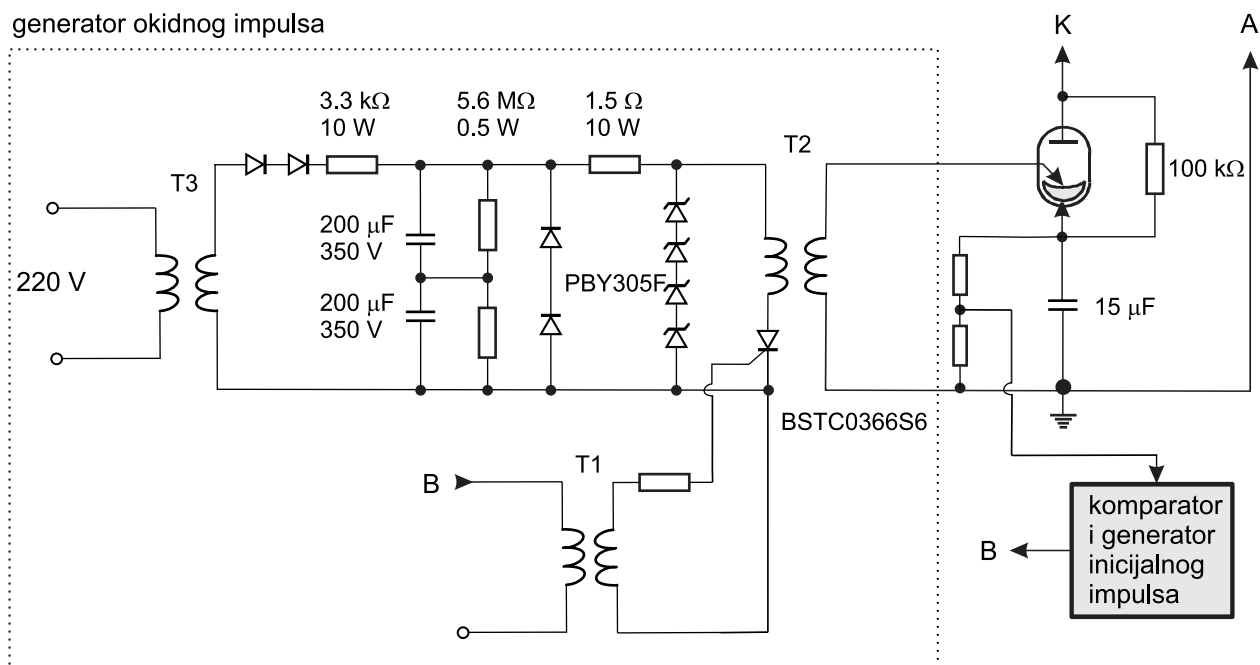
Slika 2.2: Blok šema električnog sistema.

Niskoinduktivni kondenzator kapaciteta $15 \mu\text{F}$ se puni pomoću pomenutog visokonaponskog izvora do napona na kojem se želi izvršiti pražnjenje. Radi smanjenja induktivnosti kola za pražnjenje, kao i za stabilizaciju plazme, oko cevi za pražnjenje se nalazi mesingani oklop koji služi kao povratni vod. Sa katodom su redno vezani tri otpornika od po 0.17Ω kako bi se

postiglo kritično prigušenje struje pražnjenja. Otpornici su napravljeni od kantal traka širine 4 mm i debljine 0.2 mm.

Sistem za iniciranje pražnjenja sadrži nekoliko sklopova. Prvi od njih je sklop za kontrolu napona na izlazu izvora visokog napona (napona do koga se puni kondenzator odnosno napon pražnjenja) i generisanje signala za okidanje pražnjenja. Deo za kontrolu izvora visokog napona sastoji se od komparatora napona i regulatora napona. Željeni napon pražnjenja se na regulatoru napona zadaje pomoću komandnog potencijometra. Sa regulatora napona, signal se vodi na upravljački ulaz izvora visokog napona i definiše napon do koga se puni kondenzator.

Napon na kondenzatoru se preko razdelnika napona vodi na komparator napona. Ovaj napon je proporcionalan naponu na krajevima kondenzatora. Kada taj signal dostigne vrednost koja odgovara zadatoj vrednosti napona pražnjenja, generiše se signal koji se onda vodi na ulaz generatora inicijalnog impulsa. Ovaj generator tada generiše impuls koji se preko transformatora T_1 vodi na gejt tiristora koji postaje provodan (Slika 2.3).



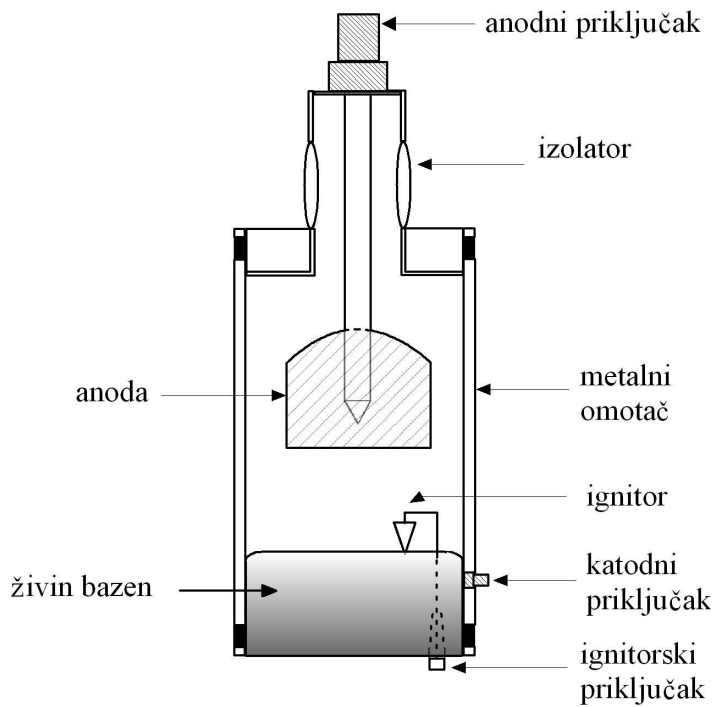
Slika 2.3: Šema tiristorskog okidanja ignitrona.

Tiristor je redno vezan sa primarom transformatora T_2 i kada je tiristor provodan, u sekundaru ovog transformatora se generiše signal. Okidanje generatora impulsa se može vršiti i ručno pomoću tastera. Signal sa generatora impulsa se potom vodi na ignitor (jakostrujni prekidač) i time se obezbeđuje pražnjenje kondenzatora.

Poprečni presek ignitrona je prikazan na Slici 2.4.

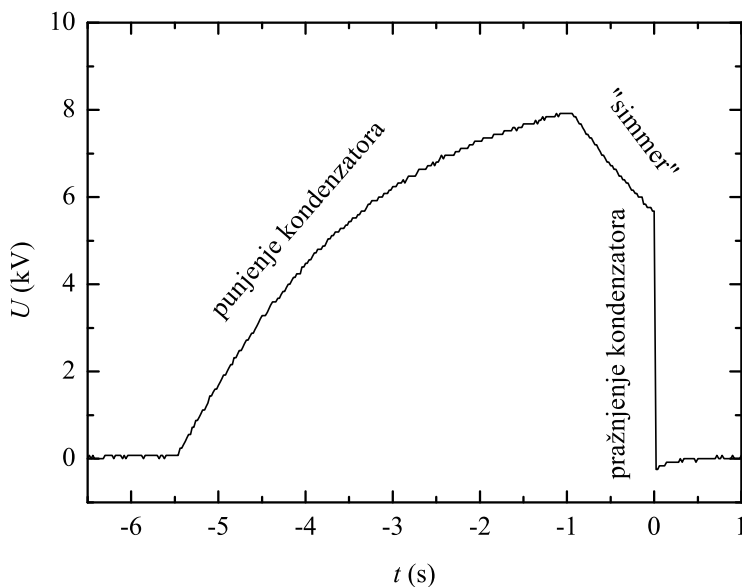
Kućište ignitrona je cilindar od nerđajućeg čelika sa staklenim izolatorom koji odvaja elektrode različitog potencijala. Katodu čini živa, kojom je ispunjen rezervoar u donjem kraju ignitrona, a anoda je od grafita. Elektroda posredstvom koje se inicira provođenje ignitrona se zove ignitor. Bez napona na ignitoru, uređaj predstavlja otvoren prekidač sposoban da podnese veliku razliku potencijala bez provođenja. Kada se dovede pozitivan napon između ignitora i živinog bazena, između njih nastaje tinjavo pražnjenje pri čemu se stvara živina para. Živa

isparava i ispunjava cev između anode i katode, čime se obezbeđuje provođenje struje. To znači da, dovođenjem inicijalnog impulsa na ignitor, ignitron postaje zatvoren prekidač preko koga se prazni kondenzatorska baterija.



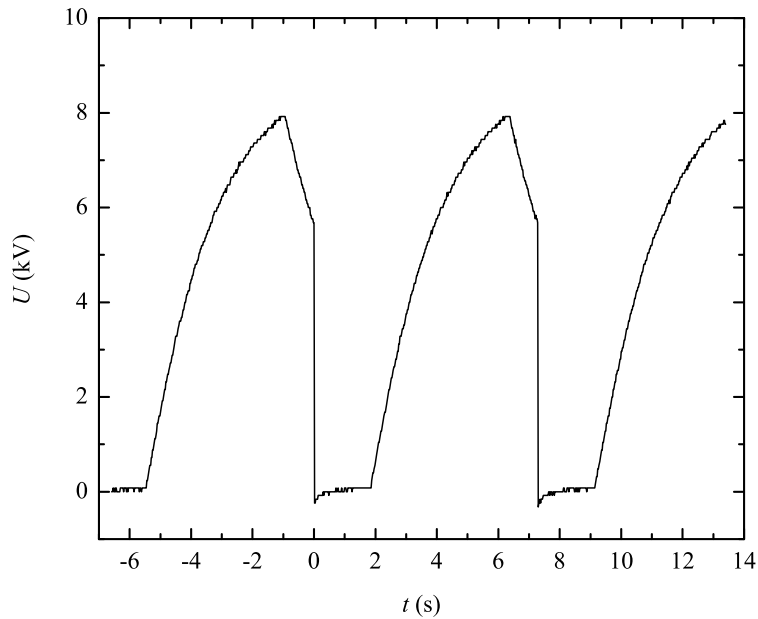
Slika 2.4: Poprečni presek ignitrona.

Promena napona na krajevima kondenzatora prilikom punjenja i pražnjenja je prikazana na Slikama 2.5 i 2.6, a oblik strujnog impulsa kroz cev za pražnjenje na Slici 2.7.



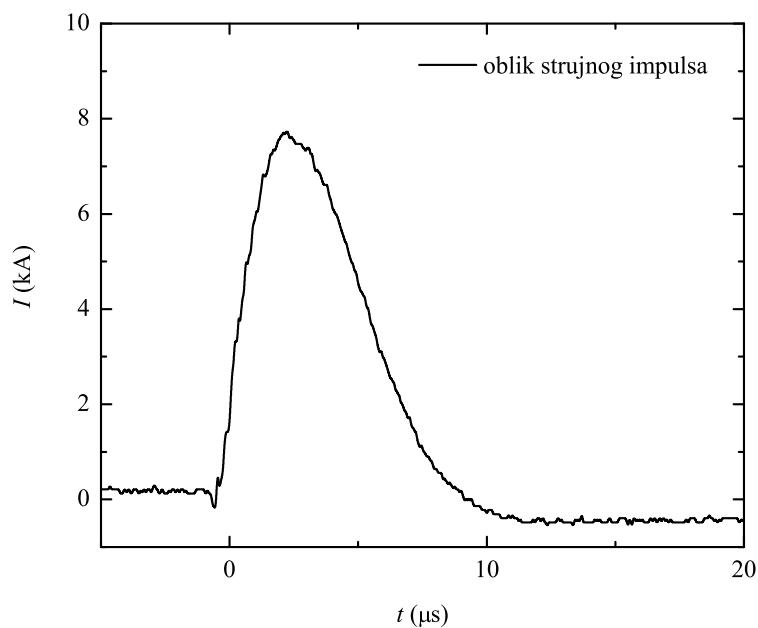
Slika 2.5: Oblik napona na krajevima kondenzatora pri punjenju i pražnjenju.

U zavisnosti od pritiska i vrste gasa, pri određenom naponu dolazi do proboja u cevi za pražnjenje i kondenzatori počinju da se prazne preko otpornika od 100 kΩ koji je paralelno vezan na ignitron. Usled toga u cevi za pražnjenje nastaje tinjavo pražnjenje i time se postiže takozvana "simmer" predjonizacija gasa (Slika 2.5). Otpornik od 100 kΩ ograničava struju predjonizacije



Slika 2.6: Ciklusi punjenja i pražnjenja kondenzatora.

na 50 – 90 mA, u zavisnosti od izbora napona punjenja kondenzatora. Dovođenjem impulsa pomoću generatora okidnog impulsa na ignitron, on postaje zatvoren prekidač preko koga se dalje prazni kondenzator. Na ovaj način se dobijaju strujni impulsi amplitude od oko 8 kA i trajanju od oko $10 \mu\text{s}$ (Slika 2.7). Prisustvo “simmer” struje poboljšava reproducibilnost struje pri pražnjenju (reproducibilnost je unutar 1%) što poboljšava odnos signal/šum pri spektroskopskim merenjima (Ivković et al., 2015a). Struja pražnjenja je merena kalemom Rogowskog čiji je kalibracioni faktor 10.81 kA/V . Vreme punjenja kondenzatora je 4.5 s, dok je trajanje “simmer” struje 1 s. Neposredno po pražnjenju kondenzatora automatski se započinje novi ciklus njegovog punjenja. Na ovaj način se ostvaruje da se pražnjenje ponavlja frekvencijom od 0.14 Hz (Slika 2.6).



Slika 2.7: Oblik strujnog impulsa od trenutka pražnjenja kondenzatora (vreme $0 \mu\text{s}$).

2.2 Gasni sistem

Radi obezbeđivanja čistoće radnog gasa, pre početka merenja se iz cevi za pražnjenje izvlači vazduh i ostale gasovite nečistoće pomoću mehaničke, tj. rotacione vakuum pumpe. Između pumpe i cevi za pražnjenje postavljen je sud, takozvani “trap” koji je potopljen u tečni azot. On služi za eliminisanje nečistoća iz cevi i uljnih kapljica koje potiču iz vakuum pumpe. Radni gas se u cev dovodi iz boce preko redukcionog ventila podešenog na pritisak od 4 bara (radi povećanja reproducibilnosti merenja, odnosno obezbeđivanja rada na uvek istom pritisku, pri početku i završetku merenja se otvara samo glavni ventil na boci). Radni pritisak gasa u cevi se podešava igličastim ventilom. Početni i radni pritisak se mere manometrom.

2.2.1 Odabir radnog gasa i pritiska

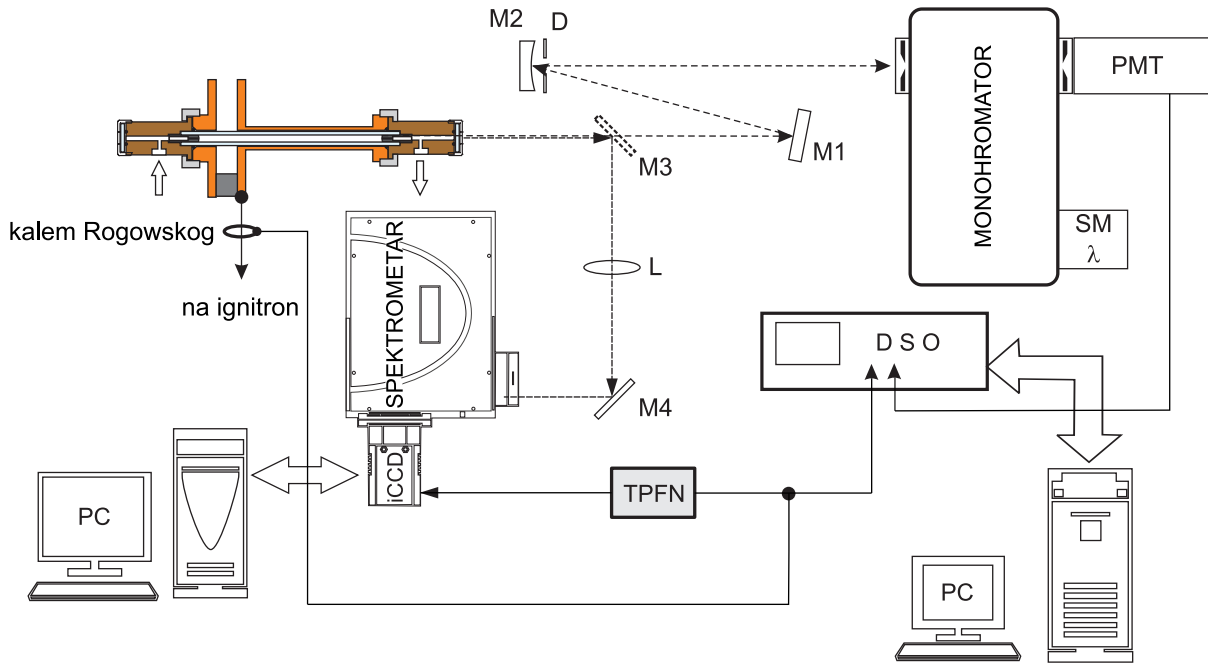
Kako je cilj ovog rada bio snimanje spektralnih linija neutralnog He u gustoj plazmi, kao radni gas je korišćena mešavina He i H₂. U ovoj mešavini najveći deo je činio He dok je 3% vodonika dodato u dijagnostičke svrhe (zbog određivanja elektronske koncentracije). Pored toga, prilikom korišćenja čistog He kao radnog gasa, ne pojavljuju se spektralne linije Si II koje su služile za određivanje elektronske temperature. Ovo ukazuje na to da atome silicijuma iz zidova cevi za pražnjenje verovatno izbacuju atomi vodonika.

Pritisak radnog gasa je u toku svih merenja iznosio 200 mbar-a. Ova vrednost izabrana je nakon analize oblika strujnog impulsa i snimljenih spektara radnog gasa pri različitim pritiscima (10, 20, 30, 50, 100, 150, 200, 300 mbar). Utvrđeno je da su na 300 mbar-a vodonikove linije jako intenzivne u odnosu na He I linije. Na pritiscima od 10 do 150 mbar-a oblici strujnih impulsa međusobno se ne razlikuju puno, a u spektrima su vidljivi kako He I, tako i Si II linije, ali je i elektronska koncentracija plazme niža. Na pritisku od 200 mbar-a su, međutim, linije najbolje definisane, elektronska koncentracija plazme dovoljno visoka, pa je stoga ovaj radni pritisak i korišćen prilikom eksperimenata.

2.3 Optički i merni sistem

Šema eksperimentalne postavke mernog sistema je prikazana na Slici 2.8 i takva je da omogućava dva načina snimanja spektra zračenja iz plazme. Korišćenjem bilo kog od ova dva načina, spektroskopska posmatranja su vršena duž ose cevi za pražnjenje.

Korišćenjem prvog načina svetlost emitovana iz cevi za pražnjenje se fokusira pomoću fokusirajućeg ogledala M2 u odnosu 1:1 na ulaznu pukotinu monohromatora. Fokusirajuće ogledalo je žižne daljine 1 m. Ispred ogledala je postavljena dijafragma D prečnika 1 cm, koja ograničava prostorni ugao za zračenje iz plazme. Širina ulazne i izlazne pukotine je bila 15 μm, a visina 1 mm. Disperzioni element monohromatora McPherson fokalne dužine 1 m je difrakciona rešetka sa 1200 zareza po milimetru. Njenim zakretanjem se bira željena talasna dužina zračenja koja se vodi na izlaznu pukotinu monohromatora. Na izlaznoj pukotini monohromatora postavljen je fotomultiplikator EMI 9813QB (PMT) sa termoelektričnim hlađenjem. Signal sa fotomultiplikatora se vodi na digitalni osciloskop (DSO) Tektronix TDS360 (bandwidth 200 MHz), pomoću kojeg se može posmatrati oblik signala. Radi dobijanja što boljeg odnosa signal/šum izvršena je optimizacija otpornika na ulazu u osciloskop. Menjanjem različitih vrednosti otpora, određena je maksimalna vrednost od 10 kΩ-a. Pri ovoj vrednosti

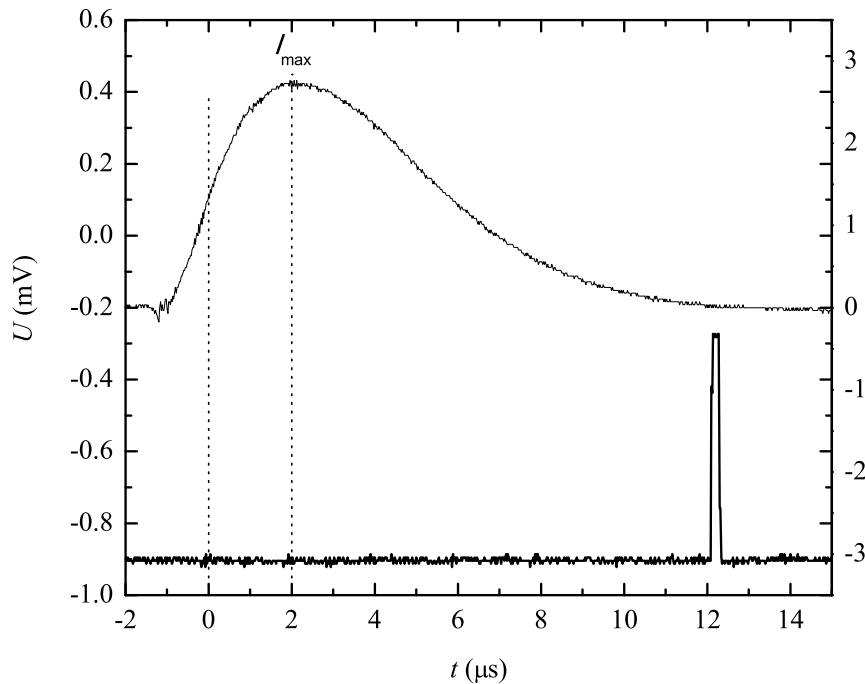


Slika 2.8: Šematski prikaz optičkog i mernog sistema.

otpora ne dolazi do promene oblika signala sa fotomultiplikatora usled integraljenja. Okidanje osciloscopa se vrši pomoću naponskog signala koji se dovodi sa kalema Rogowskog. Osciloskop je priključen na računar koji istovremeno služi za prikupljanje podataka sa osciloscopa i za kontrolu step motora ($SM\lambda$). Step motor vrši zakretanje difrakcione rešetke monohromatora pa se mogu snimiti intenziteti zračenja na različitim talasnim dužinama. Reproducibilnost pražnjenja proverena je akumulacijom 64 uzastopna impulsa u "overlay mod"-u osciloscopa prilikom čega je utvrđeno da je maksimalno odstupanje struje reda 1 do 2%, dok se signal sa fotomultiplikatora (meren na talasnoj dužini maksimuma linije He I 667.8 nm) pri standardnim uslovima eksperimenta kreće do 10%. Dodatno poboljšanje odnosa signal/šum postignuto je korišćenjem krajnjeg signala koji predstavlja srednju vrednost 4 ili 16 uzastopnih signala. U daljoj obradi prikupljenih signala očitavanje spektralnih intenziteta u relativnim jedinicama je moguće izvršiti za proizvoljne vremenske intervale i u proizvoljnom broju tačaka. Kao rezultat te obrade se dobijaju spektralni intenziteti posmatrane linije za izabrana vremena, na osnovu čega se rekonstruiše profil linije za ta vremena. Instrumentalna poluširina ovako snimljenih profila je bila 0.02 nm.

U drugom slučaju se snimanje vrši spektrometrom Shamrock 303 fokalne dužine 0.3 m. Kao detektor zračenja služila je ICCD kamera DH724 proizvođača Andor. Snop zraka iz izvora plazme se pomoću ogledala M3, M4 i kvarcnog sabirnog sočiva L žižne daljine $f = 33.6$ cm fokusira na ulaznu pukotinu spektrometra koji je opremljen sa tri optičke rešetke (300, 1200 i 2400 zarezova po milimetru). Širina otvora ulazne pukotine je tokom svih merenja iznosila $20 \mu\text{m}$, dok je instrumentalna poluširina bila 0.09 nm. Položaj rešetke se menja step motorom. Pri svakom fiksiranom položaju rešetke se ICCD kamerom detektuje određeni spektralni interval pa se promenom položaja rešetke menja opseg telasnih dužina koji se detektuje ICCD kamerom. Za okidanje kamere se koristi jedinica za okidanje (jedinica za kašnjenje kojom se određuje nivo okidanja i širina impulsa) na koju se preko integratora dovodi signal sa kalema Rogowskog.

Na Slici 2.9 prikazan je oblik signala koji se dovodi na jedinicu za okidanje kao i generisani signal koji služi za okidanje kamere. Ovde treba naglasiti da vreme od $0 \mu\text{s}$ označava trenutak okidanja jedinice za kašnjenje, a nivo okidanja je izabran tako da okidanje jedinice bude pouzdano. Naime, u početnim vremenima se mogu pojaviti određeni šumovi koji bi doveli do ranijeg okidanja jedinice za kašnjenje. Dužina vremena ekspozicije kamere prilikom svih spektralnih merenja je iznosila $0.2 \mu\text{s}$. Spektri su snimani na 0, 2, 5, 7, 10, 12, 17, 22, 27, 32, 37, 42, 52, 82 i $97 \mu\text{s}$, pri čemu $2 \mu\text{s}$ odgovara vremenu pri kojem struja postiže svojo maksimum.



Slika 2.9: Izgled signala sa kalema Rogowskog (gornji signal) i signal za okidanje kamere (donji signal).

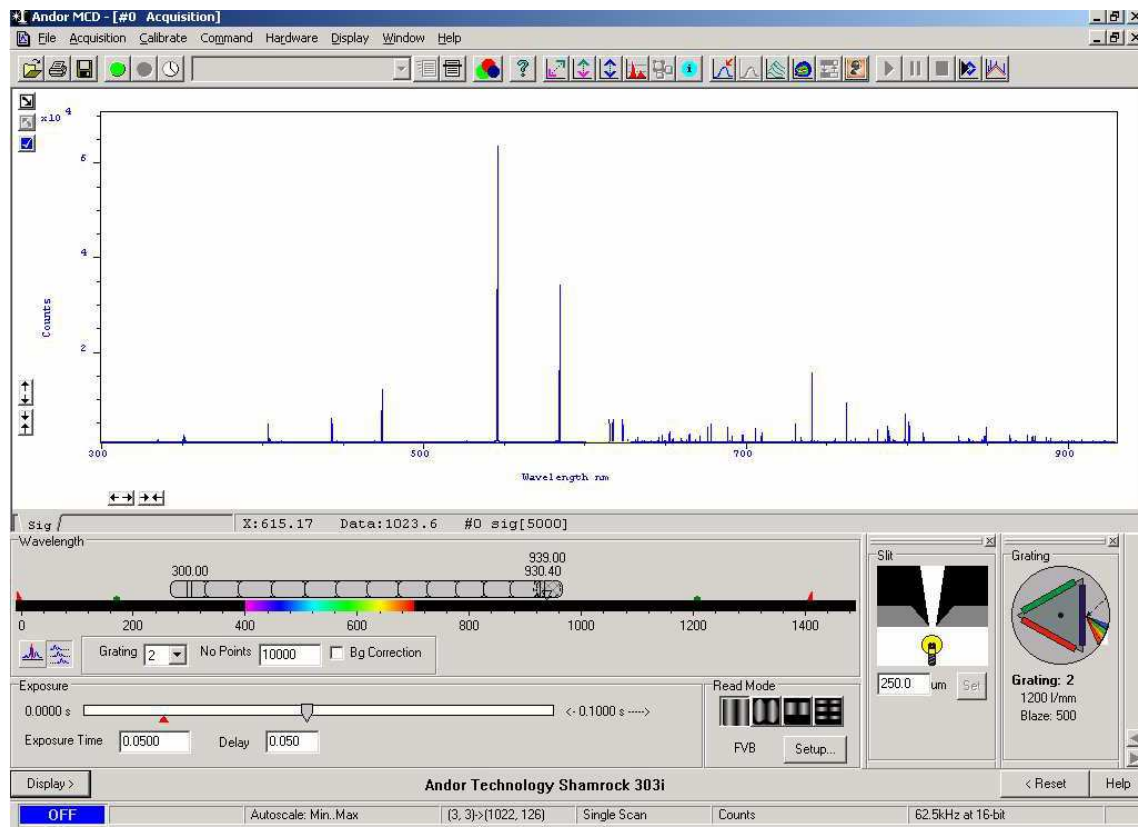
Za upravljanje kamerom i očitavanje snimaka u izvršenim eksperimentima, korišćen je program Andor SOLIS, koji je deo kompleta kamere. Prikaz glavnog menija je dat na Slici 2.10.

Svaka spektralna linija je snimljena prikupljanjem 4-10 frejmova na osnovu kojih se vršilo usrednjavanje.

Takođe, pre svakog snimanja spektra, snima se "background" koji predstavlja signal koji kamera detektuje u odsustvu zračenja izvora. "Background" je u stvari šum koji potiče od pozadinskog svetla i šum koji potiče od same kamere. Pri snimanju spektara se onda vrši automatska korekcija snimaka na "background".

Da bi se dobio spektar zračenja, nakon snimanja je potrebno očitati dobijene fotografije, odnosno dobiti zavisnost intenziteta od horizontalne pozicije piksela, kojima se kasnije pridružuju odgovarajuće talasne dužine. CCD čip korišćene kamere Andor DH724 ima 1024 piksela po horizontali koji odgovaraju različitim talasnim dužinama zračenja i 256 piksela po vertikali koji odgovaraju različitim mestima po visini ulazne pukotine. Prečnik intensifier-a iznosi 18 mm. Kada se očitava intenzitet linije na određenoj talasnoj dužini, sabiraju se količine naelektrisanja iz svih odabranih piksela koji leže na toj vertikali. Ta, sumarna, količina naelektrisanja čini neki električni signal čija je visina srazmerna intenzitetu zračenja na tom položaju, tj. talasnoj dužini. Dakle, intenzitet detektovanog zračenja na određenoj talasnoj dužini je srazmeran ukupnoj količini naelektrisanja u svim odabranim pikselima duž vertikale sa tom koordinatom na horizontali. U programu Andor SOLIS je moguće zadati visinski interval piksela u kojem se

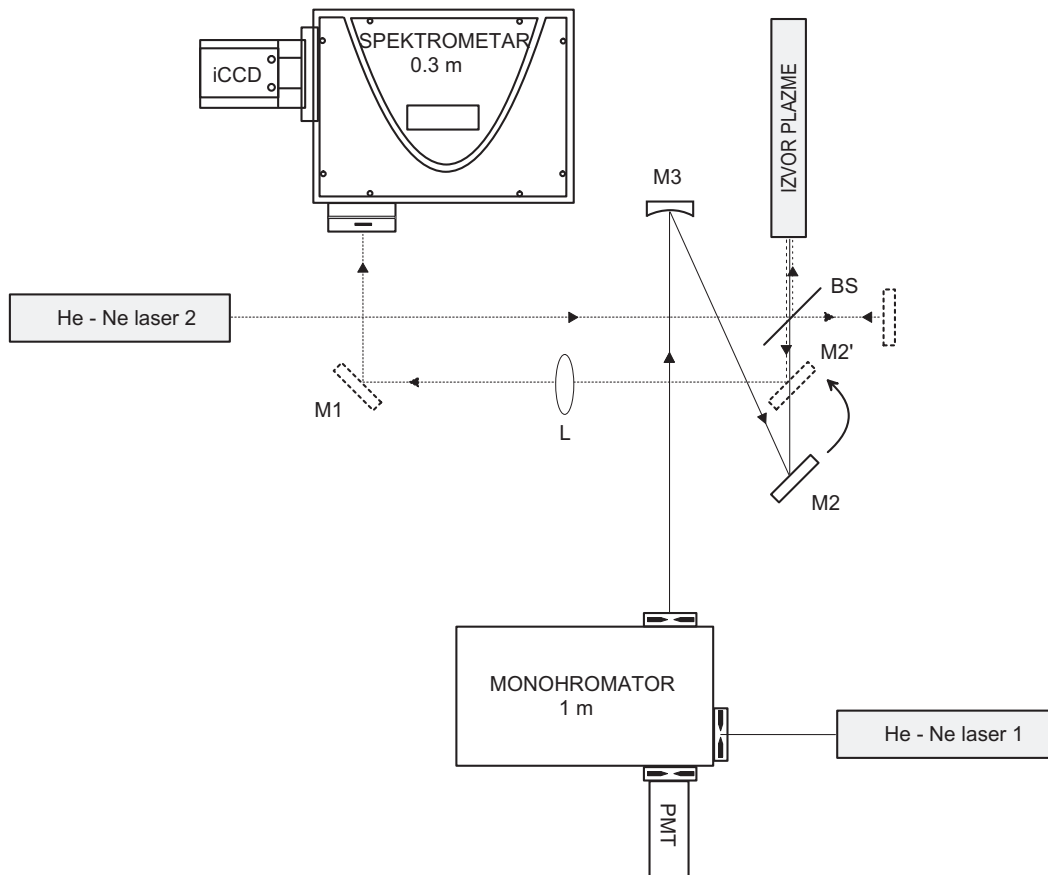
vrši sumiranje naelektrisanja, odnosno očitavanje intenziteta linija u spektru. Moguće opcije su: iščitavanje po celoj vertikali (full vertical binning - FVB), po jednom zadatom visinskom intervalu CCD čipa (single-track) i po više zadatih visinskih intervala CCD čipa (multi-track). Kako tokom eksperimenta svetlost iz izvora plazme pada na celu površinu čipa po vertikali, nema velike razlike između načina iščitavanja intenziteta. Spektar je snimljen i u image mod-u kamere gde svaki horizontalni niz prikazuje spektar na određenoj visini. Poređenjem ovog spektra sa spektrom pri FVB konstatovano je da ne postoji bitna razlika, tj. da je pražnjenje homogeno po visini. Ovaj rezultat sledi iz činjenice da je dimenzija otvora u elektrodi kroz koji se vrši posmatranje 0.6 mm, dok je unutrašnji dijametar cevi u kojoj se formira spektroskopsko ispitivana plazma 8 mm. Prilikom iščitavanja spektra po talasnim dužinama, treba odbaciti tačke koje su registrovane na ivicama intensifier-a zbog toga što u tim oblastima registrovani intenzitet naglo opada. Neiščitani delovi spektra odgovaraju intervalima od približno 4 nm na crvenoj strani i 3 nm na plavoj strani.



Slika 2.10: Izgled glavnog menija programa Andor SOLIS.

Optičko poravnavanje oba sistema vrši se pomoću dva He-Ne lasera (Slika 2.11). Optički put laserskog zraka u sistemu sa monohromatorom je prikazan punom, a sa spektrometrom Shamrock 303 isprekidanom linijom. Za poravnavanje sistema sa monohromatorom fokalne dužine 1 m laser se postavlja na jednu od dve ulazne pukotine monohromatora. Pomoću sfernog ogledala M3 žižne daljine 1 m i ravnog ogledala M2 se zrak ovog lasera podešava da pada na izlazni otvor cevi za pražnjenje (izvor plazme). M3 je postavljeno na rastojanju

dvostruke svoje žižne daljine od ulazne pukotine monohromatora, a M2 na 1 m od izlaznog otvora cevi za pražnjenje.



Slika 2.11: Optičko poravnavanje sistema.

Sistem sa spektrometrom Shamrock 303 fokalne dužine $0.3 \mu\text{m}$ se poravnava pomoću mikroskopskog stakla (BS) koji služi za razdvajanje snopa laserskog zraka, ogledala M2 koji je premešten na položaj koji je udaljen 0.3 m od izlaznog otvora cevi za pražnjenje ($M2'$), kvarcnog sabirnog sočiva L i ravnog ogledala koji je postavljen na 0.3 m od M2 i 0.6 m od ulazne pukotine spektrometra. Iza BS je postavljeno ravno ogledalo koji služi za usmeravanje jednog dela oslabljenog laserskog zraka ka spektrometru.

Na ovaj način se obezbeđuje da se pomoću oba spektralna uređaja posmatra ista oblast plazme, odnosno da su oba uređaja pravilno poravnata sa cevi za pražnjenje.

Profili spektralnih linija snimljenih na ova dva načina se dobro slažu, pa su sve linije u ovom radu snimljene spektrometrom Shamrock 303. Sistem sa monohromatorom veće rezolucije koji zahteva dugotrajno prikupljanje snimaka korišćen je prilikom karakterizacije spektralnih linija iz plazma jet-a (vidi poglavlje 4.2). Ove linije su služile kao referentne prilikom određivanja Stark-ovog pomeraja ispitivanih linija.

Glava 3

Dijagnostika plazme

Za istraživanja bilo kakvih procesa koji se dešavaju u plazmi neophodno je prvo izvršiti dijagnostiku plazme, tj. odrediti njenu elektronsku temperaturu T_e i elektronsku koncentraciju N_e . Time se određuju najvažniji fizički parametri plazme pri kojima se posmatrani procesi odigravaju. Dijagnostika se najčešće vrši putem atomske emisije spektroskopije, tj. analizom profila i parametara spektralnih linija. Razlog za primenu ove metode je taj što se ovom metodom ne vrši remećenje (perturbacija) sredine koja se ispituje.

Postoje razne metode određivanja parametara plazme. U ovom radu je elektronska koncentracija određena na osnovu rastojanja između dozvoljene i zabranjene komponente He I 447.148 nm linije, kao i pomoću rastojanja između karakterističnih centralnih maksimuma vodonikove H_β linije talasne dužine 486.13 nm. Elektronska temperatura je određena pomoću relativnih intenziteta Si II linija (Boltzmann plot) na 385.602, 386.260, 412.805, 413.089, 595.756, 597.893, 634.710 i 637.136 nm.

3.1 Određivanje elektronske temperature na osnovu relativnih intenziteta linija istog jonizacionog stanja

Spektralni intenzitet zračenja I_ν je u slučaju optički tanke plazme dužine L proporcionalan spektralnom emisionom koeficijentu te plazme ϵ_ν (Milić, 1977):

$$I_\nu = \int_0^L \epsilon_\nu(x) dx = \epsilon_\nu L \quad (3.1)$$

Ako je zračenje izotropno ϵ_ν će biti proporcionalno spektralnoj emisivnosti J_ν za datu spektralnu liniju:

$$J_\nu = \int_{4\pi} \epsilon_\nu d\Omega = 4\pi\epsilon_\nu \quad (3.2)$$

Spektralna emisivnost zavisi od verovatnoće da se čestica vrste α nađe na energetskom nivou sa kvantnim brojem u sa koga se vrši prelaz i od verovatnoće da takva čestica pređe upravo u energetsko stanje sa kvantnim brojem l uz emisiju fotona frekvencije ν_{ul}^α :

$$J_{\nu_{ul}^\alpha} = h\nu_{ul}^\alpha n_u^\alpha A_{ul}^\alpha \quad (3.3)$$

gde je n_u^α broj čestica vrste α u stanju sa kvantnim brojem u (naseljenost nivoa sa kvantnim brojem u), A_{ul}^α verovatnoća spontanog radijativnog prelaza $u \rightarrow l$ kod čestica vrste α (Einstein-ov koeficijent za spontanu emisiju), a h Planck-ova konstanta.

Apsolutni intenzitet linije koja nastaje prelazom čestica iste vrste (istog jonizacionog stanja) iz stanja sa kvantnim brojem u u stanje sa kvantnim brojem l u optički tankoj izotropnoj plazmi dužine L je:

$$I_{\nu_{ul}} = \frac{1}{4\pi} h\nu_{ul} n_u A_{ul} L \quad (3.4)$$

U praksi snimanje apsolutnih intenziteta linija zahteva prethodnu kalibraciju sistema za snimanje na apsolutnu frekventnu emisivnost. Mnogo je praktičnije koristiti relativne intenzitete linija koji se mogu opisati izrazom:

$$I_{\nu_{ul}}^* = I_{\nu_{ul}} \frac{4\pi}{hcL} = \frac{\nu_{ul}}{c} n_u A_{ul}, \quad (3.5)$$

tj.:

$$I_{\lambda_{ul}}^* = \frac{1}{\lambda_{ul}} n_u A_{ul} \quad (3.6)$$

gde je λ_{ul} talasna dužina posmatrane spektralne linije.

Naseljenost nivoa sa kvantnim brojem u određuju populacioni i depopulacioni procesi u plazmi, tj. za nalaženje n_u potrebno je poznavati sve radijativne i sudarne procese koji vode do povećanja odnosno smanjenja koncentracija čestica u stanju u . Naseljenost nivoa sa kvantnim brojem u u odnosu na osnovni nivo 0 je u slučaju lokalne termodinamičke ravnoteže i uzimajući da je pri nižim temperaturama $Z_0 \approx g_0$ (Z_0 i g_0 su particiona funkcija i statistička težina osnovnog stanja) data Boltzmann-ovom raspodelom:

$$n_u = \frac{g_u}{g_0} n_0 \exp - \frac{E_u}{kT_e} \quad (3.7)$$

gde je g_u statistička težina pobuđenog stanja čestica, n_0 koncentracija čestica u osnovnom stanju, E_u energija pobuđenog stanja, a k Boltzmann-ova konstanta ($k = 8.617 \cdot 10^{-5}$ eV/K).

Kombinujući izraze (3.6) i (3.7) za relativni intenzitet spektralne linije se dobija:

$$I_{\lambda_{ul}}^* = \frac{n_0}{g_0} \frac{g_u A_{ul}}{\lambda_{ul}} \exp - \frac{E_u}{kT_e} \quad (3.8)$$

Sređivanjem prethodnog izraza:

$$\frac{I_{\lambda_{ul}}^* \lambda_{ul}}{g_u A_{ul}} = \frac{n_0}{g_0} \exp - \frac{E_u}{T_e} \quad (3.9)$$

i njenim logaritmovanjem dobijamo jednačinu Boltzmann-ove prave:

$$\log \frac{I_{\lambda_{ul}}^* \lambda_{ul}}{g_u A_{ul}} = \log \frac{n_0}{g_0} - \frac{E_u}{kT_e} \log e \quad (3.10)$$

Koeficijent pravca B ove prave:

$$B \equiv \frac{\Delta \log \frac{I_{\lambda_{ul}}^* \lambda_{ul}}{g_u A_{ul}}}{\Delta E_u} = -\frac{\log e}{kT_e} \quad (3.11)$$

određuje elektronsku temperaturu u plazmi. Vrednosti E_u u ovim jednačinama trebaju biti dati u eV. Tačnost određivanja temperature raste sa povećanjem razlike energija gornjih nivoa linija ΔE_u korišćenih za određivanje T_e . Takođe, greška određivanja relativnog intenziteta linije, koji je proporcionalan površini ispod profila, može da poveća grešku merenja temperature. Ispunjenost uslova postojanja lokalne termodinamičke ravnoteže (LTR) u plazmi takođe utiče na tačnost određivanja T_e . Kako se stanje LTR uspostavlja u plazmi u kojoj dominiraju sudarni procesi, kriterijum za lokalnu termodinamičku ravnotežu izveden je na osnovu uslova da je broj sudarnih procesa u odnosu na procese spontane emisije za red veličine veći i može se predstaviti jednačinom (Lochte-Holtgreven, 1968):

$$N_e \geq 10^{18} \cdot \sqrt{T_e} \cdot (E_u - E_l)^3 \quad (3.12)$$

gde su E_u i E_l energije gornjeg i donjeg nivoa posmatranog prelaza izražene u eV, a temperatura T_e je elektronska temperatura izražena u K. Maksimalna vrednost energijske razlike prelaza korišćenih spektralnih linija Si II je $E_u - E_l \approx 3$ eV. Najveća vrednost elektronske temperature određene pomoću Boltzmann plot-a iznosi $T_e = 21400$ K, pa je kriterijum za postojanje LTR (3.12) $N_e \geq 4.5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, što je u ovom radu zadovoljeno.

Za određivanje temperature u ovom radu korišćeno je osam snimljenih linija Si II na 385.602, 386.260, 412.805, 413.089, 595.756, 597.893, 634.710 i 637.136 nm snimljenih spektrometrom Shamrock 303. Silicijum je u plazmi bio prisutan kao nečistoća usled ablacije zidova cevi za pražnjenje. Od raspoloživih linija Si II za Boltzmann plot izabrane su one koje nemaju preklapanja sa linijama He I (npr. nisu uzete u obzir linije Si II na 504.1 i 505.6 nm jer su superponirane na zabranjenu komponentu He I 501.6 nm linije). U Tabeli 3.1 prikazani su vrednosti relevantnih veličina Si II linija uzeti iz NIST-ove baze podataka (Kramida et al., 2014).

Tabela 3.1: Si II linije korišćene prilikom određivanja elektronske temperature.

λ (nm)	Konfiguracija prelaza	A_{ul} (s^{-1})	E_u (eV)	g_u
385.602	$3s3p^2 \ ^2D_{5/2} - 3s^24p \ ^2P_{3/2}^o$	$4.40 \cdot 10^7$	10.074	4
386.260	$3s3p^2 \ ^2D_{3/2} - 3s^24p \ ^2P_{1/2}^o$	$3.91 \cdot 10^7$	10.066	2
412.805	$3s^23d \ ^2D_{3/2} - 3s^24f \ ^2F_{5/2}^o$	$1.49 \cdot 10^8$	12.839	6
413.089	$3s^23d \ ^2D_{5/2} - 3s^24f \ ^2F_{7/2}^o$	$1.74 \cdot 10^8$	12.839	8
595.756	$3s^24p \ ^2P_{1/2}^o - 3s^25s \ ^2S_{1/2}$	$5.60 \cdot 10^7$	12.147	2
597.893	$3s^24p \ ^2P_{3/2}^o - 3s^25s \ ^2S_{1/2}$	$1.13 \cdot 10^8$	12.147	2
634.710	$3s^24s \ ^2S_{1/2} - 3s^24p \ ^2P_{3/2}^o$	$5.84 \cdot 10^7$	10.074	4
637.136	$3s^24s \ ^2S_{1/2} - 3s^24p \ ^2P_{1/2}^o$	$6.80 \cdot 10^7$	10.066	2

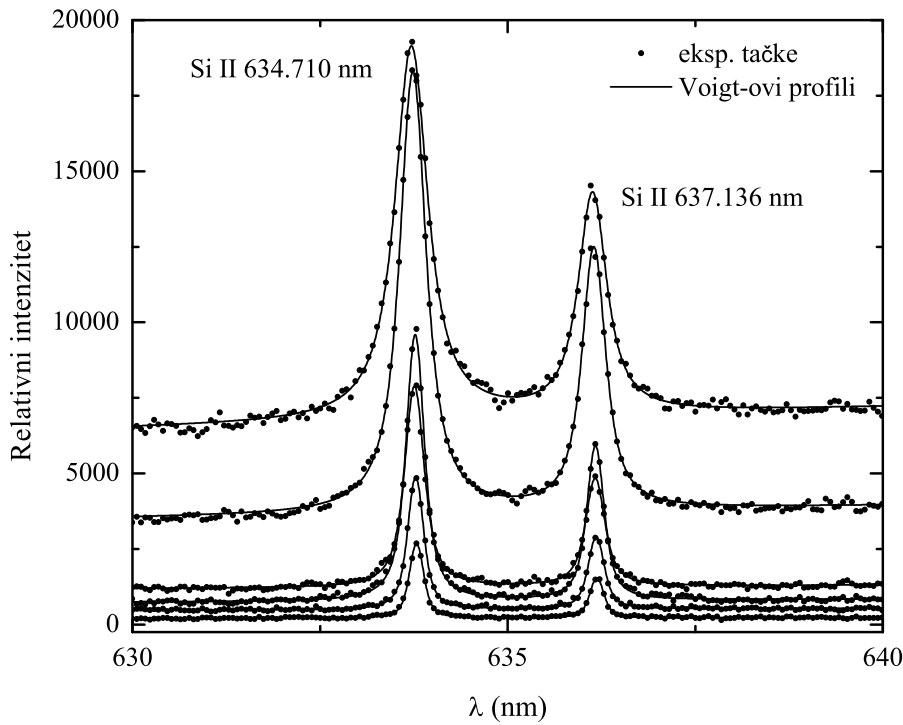
Relativni intenzitet spektralnih linija je određen fitovanjem profila koji su prethodno korigovani na osetljivost sistema. Kako su Si II linije jonske linije, za fitovanje su korišćeni Voigt-ovi

profili kao konvolucija Gauss-ovog i Lorentz-ovog profila. Iz fita se dobija površina ograničena profilom linije koja predstavlja relativni intenzitet spektralne linije $I_{\nu_{ul}}^*$. Za Gauss-ovu poluširinu uzeta je vrednost 0.09 nm. Gauss-ova poluširina potiče od Doppler-ove poluširine i instrumentalne poluširine:

$$w_G = \sqrt{w_D^2 + w_i^2} \quad (3.13)$$

Instrumentalna poluširina iznosi 0.09 nm, dok je Doppler-ova poluširina procenjena na 0.007 nm koristeći jednačinu (1.3), pri čemu je za temperaturu emitera T_α uzeta elektronska temperatura, a za masu Si II se pretpostavlja da je jednaka masi neutralnog silicijuma Si I ($m(\text{Si II}) \approx m(\text{Si I}) = 28.1 \text{ a.j.m.}$).

Kao primer eksperimentalnih i na njih fitovanih Voigtovih profila, na Slici 3.1 prikazani su profili linija Si II 634.710 i 637.136 nm za različita vremena života plazme (u odnosu na maksimum struje pražnjenja I_{max}).

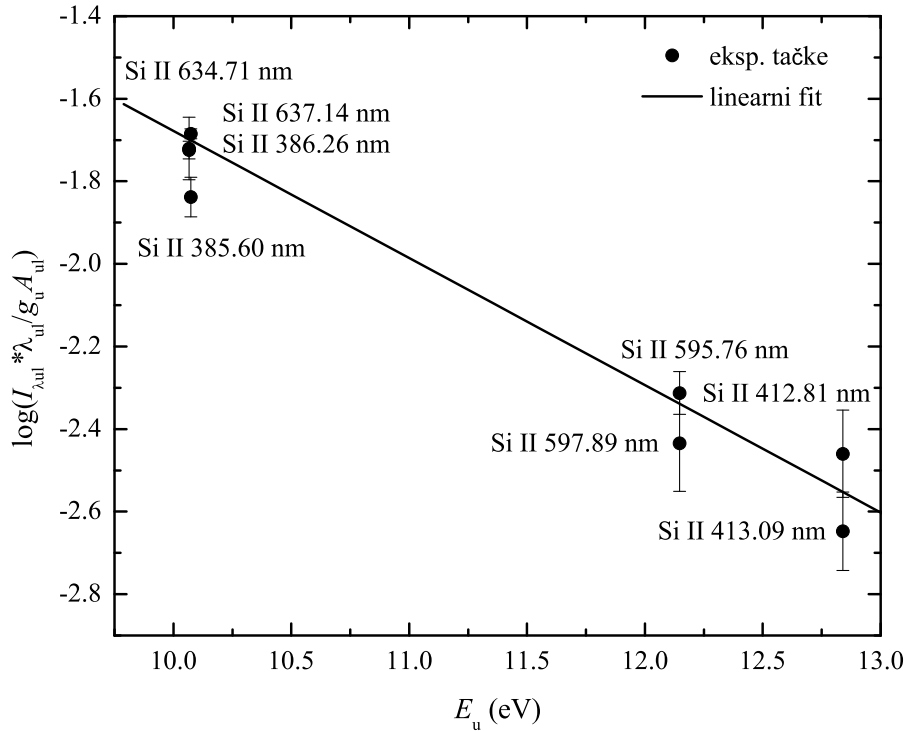


Slika 3.1: Eksperimentalni i na njih fitovani Voigt-ovi profili linija Si II na 634.710 i 637.136 nm. Profili su prikazani za 15, 20, 25, 30, 35, 40 i 50 μs u odnosu na maksimum struje pražnjenja, pri čemu najveći intenzitet spektralnih linija odgovara vremenu 15 μs .

Ove linije pripadaju istom multipletu, što znači da se odnos njihovih intenziteta u toku vremenskog razvoja plazme u odsustvu samoapsorpcije treba da se održi. Ova činjenica je poslužila za proveru samoapsorpcije određivanjem odnosa intenziteta linija Si II 634.710 i 637.136 nm za različita vremena života plazme. Eksperimentalne vrednosti odnosa intenziteta ovih linija za različita vremena života plazme su se kretala između 1.79 i 1.98. Takođe, određena je i teorijska vrednost odnosa intenziteta ovih linija i upoređena sa eksperimentalnim vrednostima. Ova vrednost je izračunata korišćenjem jednačina (3.4) i (3.7) i iznosila je 1.72 za $T_e = 20000 \text{ K}$. Na osnovu ove analize utvrđeno je da se odnos intenziteta održava i malo odstupa od teorijske vrednosti, što potvrđuje da je samoapsorpcija Si II linija zanemarljiva.

Na Slici 3.2 je prikazan Boltzmann plot za 50 μs od maksimuma struje pražnjenja. Prilikom povlačenja best-fit linije korišćen je metod najmanjih kvadrata uračunavajući greške pojedini-

nih tačaka na grafiku Boltzmann-plot-a (ova greška potiče od greške određivanja intenziteta spektralnih linija i nesigurnosti koeficijenta A_{ul}).



Slika 3.2: Boltzmann plot za $50 \mu\text{s}$ od maksimuma struje pražnjenja.

Rezultati određivanja elektronske temperature na osnovu relativnih intenziteta linija istog jonizacionog stanja prikazani su u Tabeli 3.2 i na Slici 3.3.

Vrednosti elektronske temperature na $5, 8, 10$ i $25 \mu\text{s}$ u odnosu na maksimum struje pražnjenja su procenjene vrednosti dobijene inter- i ekstrapolacijom dobijene promene elektronske temperature u toku vremena života plazme. Elektronsku temperaturu blizu maksimuma struje pražnjenja nije bilo moguće odrediti jer su pri tim vremenima spektralne linije He I jako intenzivne i široke, pa se linije Si II mogu registrovati tek pri kasnijim vremenima. Vrednosti elektronske temperature određene na ovaj način su u svim tabelama u radu prikazani kosim ciframa.

Greška određivanja elektronske temperature dobijena iz fita procenjena je na osnovu jednačine (3.11) kao:

$$\Delta T_e = \frac{\log e}{kB^2} \Delta B \quad (3.14)$$

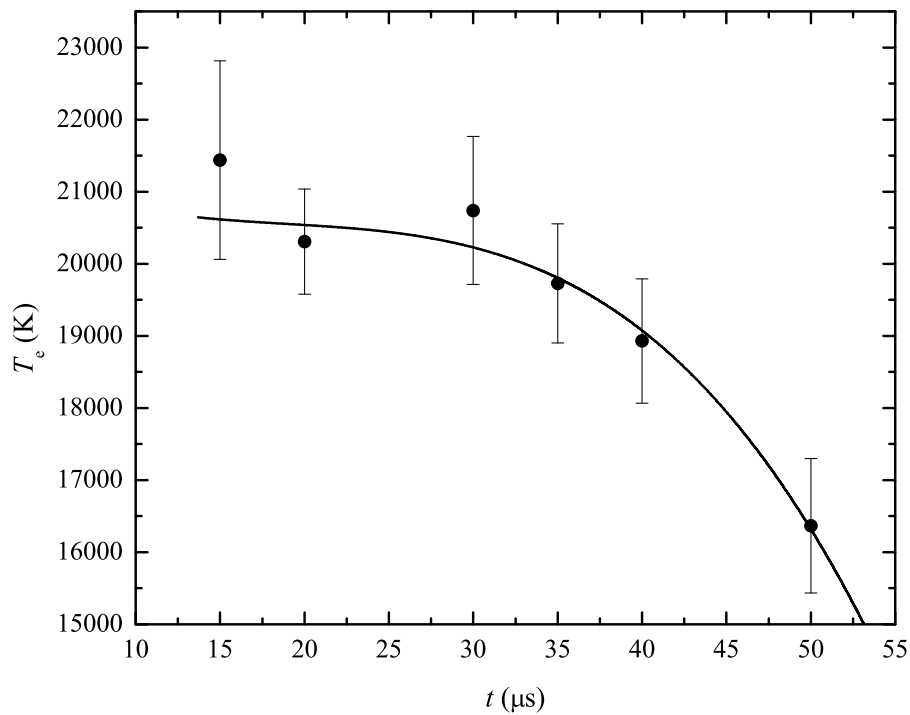
i

$$\delta = \frac{\Delta T_e}{T_e} = \frac{\Delta B}{B} \quad (3.15)$$

Kako koeficijent pravca Boltzmann-ove prave određuje član $\Delta \log((I_{\lambda_{ul}}^* \lambda_{ul}) / (g_u A_{ul}))$, greška ΔB u sebi sadrži i grešku određivanja relativnog intenziteta linije $\Delta I_{\lambda_{ul}}^*$.

Tabela 3.2: Elektronska temperatura za različita vremena razvoja plazme.

Vreme u odnosu na maksimum struje pražnjenja I_{\max} (μs)	T_e (K)	ΔT_e (K)	δ (%)
5	20500	-	-
8	20500	-	-
10	20500	-	-
15	21436	1376	18.2
20	20308	728	3.6
25	20000	-	-
30	20740	1024	4.9
35	19728	827	4.2
40	18929	864	4.6
50	16368	931	5.7



Slika 3.3: Rezultati određivanja elektronske temperature na osnovu relativnih intenziteta linija istog jonizacionog stanja.

3.2 Određivanje elektronske koncentracije korišćenjem linije He I 447.148 nm

He I 447.148 nm linija nastaje prelazom $1s2p^3P^o - 1s4d^3D$. Usled prisustva perturbacionih nivoa u blizini gornjeg nivoa prelaza, u mikroelektričnom polju plazme dolazi do mešanja tih nivoa i može doći do radijativnih prelaza koji su zabranjeni pravilima izbora. Na ovaj način nastaje intenzivna zabranjena komponenta $1s2p^3P^o - 1s4f^3F^0$ na 447.0 nm. Ovaj prelaz je zabranjen Laportovim pravilom o parnosti. Kako mešanje nivoa zavisi od jačine mikroelektričnog polja, tj. od koncentracije naelektrisanih čestica u plazmi, intenzitet zabranjene komponente takođe zavisi od jačine polja, tj. koncentracije. Pri niskim elektronskim koncentracijama ($N_e < 10^{20} \text{ m}^{-3}$) linija He I 447.148 nm se može smatrati izolovanom linijom. Sa povećanjem elektronske koncentracije iznad 10^{21} m^{-3} zabranjena komponenta $1s2p^3P^o - 1s4f^3F^0$ postaje sve intenzivnija i linija se tretira kao linija sa zabranjenom komponentom. Za koncentracije $N_e > 10^{23} \text{ m}^{-3}$ ova linija prelazi u liniju vodonikovog tipa. Činjenica da profil ove linije zavisi od elektronske koncentracije omogućava pouzdan način određivanja N_e merenjem odgovarajućih parametara linije. Parametri linije koje se koriste u ove svrhe su: poluširina profila $\Delta\lambda_{1/2}$, odnos maksimalnog intenziteta zabranjene I_F i dozvoljene komponente I_A (I_F/I_A), odnos intenziteta u minimumu I_V i maksimumu I_A dozvoljene komponente I_V/I_A , rastojanje između maksimuma dozvoljene i zabranjene komponente $\Delta\lambda_{AF}$ koje se još obeležava i sa s . Jedan od glavnih poteškoća pri određivanju N_e pomoću parametara koji opisuju oblik i intenzitet linije je prisustvo samoapsorpcije. Usled samoapsorpcije dolazi do izobličenja profila, intenziteti u centru linije postaju manji, a poluširina profila veća, usled čega se dobijaju veće vrednosti elektronske koncentracije nego što stvarno jesu. Parametar na koji ne utiče prisustvo samoapsorpcije i za čije određivanje nije potrebno poznavanje intenziteta kontinuuma, niti vršenje dekonvolucije je rastojanje između maksimuma dozvoljene i zabranjene komponente $\Delta\lambda_{AF}$, odnosno s .

Zavisnost $s = f(N_e)$ je ispitivana u više radova sa ciljem da se dobije pouzdana formula za određivanje elektronske koncentracije. Czernichowski i Chapelle (1985) su na osnovu 88 eksperimentalnih profila linije He I 447.1 nm snimljenih u 12 različitim eksperimenata dali empirijsku formulu koja opisuje zavisnost $s = f(N_e)$. Primenjivost ove formule je ograničena na opseg koncentracija $2 \cdot 10^{20} - 2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ i ne zahteva poznavanje elektronske temperature i hemijskog sastava plazme. Pérez et al. (1996) su na osnovu svih do tada objavljenih eksperimentalnih podataka dali empirijsku formulu sa primenjivošću na opseg N_e između $1.5 \cdot 10^{22}$ i $1.45 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ koja je takođe nezavisna od elektronske temperature i hemijskog sastava plazme. U radu (Ivković et al., 2010) su snimljeni profili He I 447.1 nm linije dobijene iz istog izvora plazme kao i u ovom radu u opsegu elektronske koncentracije $(0.5 \cdot 10^{23} - 7 \cdot 10^{23}) \text{ m}^{-3}$ i elektronske temperature $T_e : 25000 - 35000 \text{ K}$. N_e je određena laserskom interferometrijom kao nezavisnom metodom, a T_e Boltzmann plot-om 6 O II linija u početnim vremenima posle maksimuma struje pražnjenja i na osnovu odnosa linija/kontinuum 4 He I linija u kasnijim vremenima. Takođe, primenom kompjuterske simulacije dobijena je zavisnost $s = f(N_e)$ za opseg $N_e : (10^{21} - 10^{24}) \text{ m}^{-3}$ za različite elektronske temperature između 5000 i 40000 K i redukovane mase sistema emiter-perturber ($\mu : 0.8 - 10 m_p$, $\mu = 0.8$ odgovara He - H^+ plazmi, a $2.0 m_p$, plazmi čistog helijuma sa $T_e = T_g$, gde je T_g gasna temperatura).

Utvrđeno je da s slabo zavisi od redukovane mase, dok je uticaj temperature primetan, zbog čega se i zavisnost s od T_e mora uključiti u aproksimativnu formulu za određivanje N_e . U

opsegu elektronske koncentracije ($10^{21} - 10^{24}$) m^{-3} korišćena je sledeća relacija za određivanje zavisnosti $s = f(T_e)$:

$$\log N_e = \log N_{e0} + \frac{1}{a} \log \left[\left(\frac{s}{s_0} \right)^b - 1 \right] \quad (3.16)$$

gde su a , b i N_{e0} parametri fita, a $s_0 = 0.1479$ nm je rastojanje između zabranjene i dozvoljene komponente u odsustvu električnog polja čija je vrednost uzeta iz NIST-ove baze podataka (Kramida et al., 2014). Metod najmanjih kvadrata za zavisnost $b = f(T_e)$ daje:

$$b(T_e) = 1.46 + \frac{8380}{T_e^{1.2}}, \quad (3.17)$$

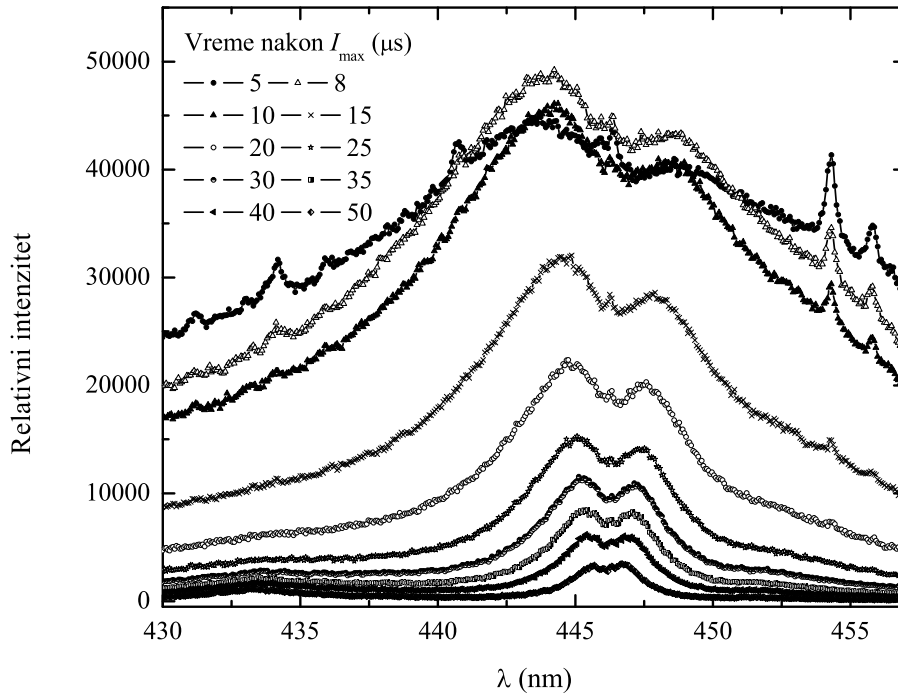
a krajnja formula za određivanje elektronske koncentracije je:

$$\log [N_e (\text{m}^{-3})] = 21.5 + \log \left[\frac{s(\text{nm})}{0.1479} \right]^{b(T_e)} - 1 \quad (3.18)$$

pri čemu je N_e izražena u (m^{-3}), a s u (nm).

Upoređivanjem rezultata zavisnosti $s = f(N_e)$ dobijene u radu (Ivković et al., 2010) kao i u drugim eksperimentima sa aproksimativnom formulom (3.18) došlo se do zaključka (Ivković et al., 2010) da je ona primenjiva za određivanje elektronske koncentracije u opsegu ($0.5 \cdot 10^{23} - 7 \cdot 10^{23}$) m^{-3} .

U ovom radu za određivanje elektronske koncentracije primenjene su jednačine (3.17) i (3.18). Na Slici 3.4 prikazani su snimljeni profili He I 447.1 nm linije za različita vremena života plazme koji su korišćeni prilikom određivanja veličine s za ta vremena.



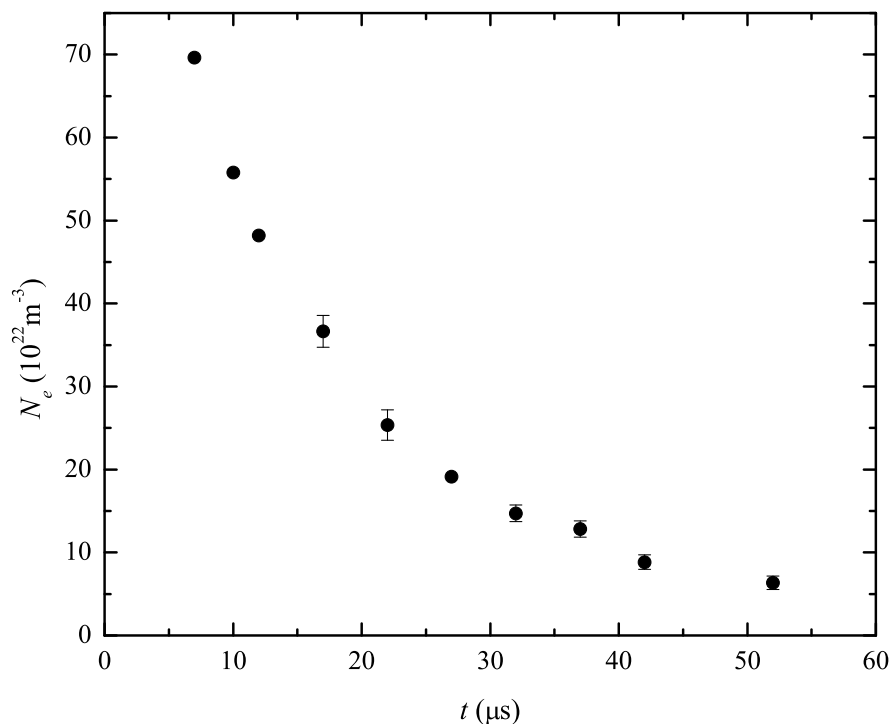
Slika 3.4: Eksperimentalni profili linije He I 447.1 nm za različita vremena života plazme.

U Tabeli 3.3 prikazane su merene vrednosti rastojanja između maksimuma dozvoljene i zabranjene komponente i dobijene vrednosti elektronske koncentracije za različita vremena

razvoja plazme, odnosno različite vrednosti elektronske temperature. Rezultati određivanja elektronske koncentracije na osnovu rastojanja između maksimuma dozvoljene i zabranjene komponente He I 447.1 nm linije grafički su prikazani na Slici 3.5.

Tabela 3.3: Veličine s i N_e za različita vremena razvoja plazme.

Vreme u odnosu na maksimum struje pražnjenja I_{\max} (μs)	T_e (K)	s (nm)	$b(T_e)$	N_e (10^{22} m^{-3})
5	20500	5.210(13)	1.52	69.6
8	20500	4.50(13)	1.52	55.8
10	20500	4.090(13)	1.52	48.2
15	21436	3.440(13)	1.51	36.6(19)
20	20308	2.680(13)	1.52	25.3(18)
25	20000	2.230(13)	1.52	19.1
30	20740	1.89(9)	1.52	14.7(10)
35	19728	1.72(9)	1.52	12.8(10)
40	18929	1.35(9)	1.52	8.8(9)
50	16368	1.08(9)	1.53	6.5(8)



Slika 3.5: Elektronska koncentracije određena na osnovu rastojanja između maksimuma dozvoljene i zabranjene komponente He I 447.1 nm linije na različitim vremenima razvoja plazme.

Greška određivanja elektronske koncentracije procenjena je na osnovu jednačine (3.18) kao:

$$\Delta N_e = \frac{\left(\frac{s}{0.15}\right)^{b(T_e)}}{\left(\frac{s}{0.15}\right)^{b(T_e)} - 1} \left[\frac{b(T_e)\Delta s}{s} - \frac{1.2 \cdot 8380 \log\left(\frac{s}{0.15}\right)}{T_e^{2.2}} \Delta T_e \right] \cdot N_e \quad (3.19)$$

3.3 Određivanje elektronske koncentracije korišćenjem vodonikove H_β linije

Profil vodonikove H_β linije je jedan od najčešće ispitivanih profila u spektroskopiji plazme. Razlog ovome je veliki intenzitet i poluširina linije, kao i što se ona pojavljuje u optičkom delu spektra u kojem veliki broj detektora za vidljivo zračenje raspolažu sa velikom spektralnom osetljivošću.

Kod vodonika dolazi do izražaja linearni Stark-ov efekat, što profil H_β linije čini veoma osetljivom na jačinu mikroelektričnog polja naelektrisanih čestica u plazmi. Zbog toga je analiza profila H_β linije postala jedan od najzastupljenijih dijagnostičkih metoda.

Određivanje elektronske koncentracije na osnovu profila H_β linije se može izvršiti na dva načina koji se, radi veće tačnosti, mogu primeniti i istovremeno:

1. Pomoću aproksimativnih formula koje opisuju zavisnost $N_e = f(\Delta\lambda_{1/2})$, gde je $\Delta\lambda_{1/2}$ poluširina linije. Ove formule su izvedene na osnovu postojećih eksperimentalnih podataka (Wiese et al., 1972; Kelleher, 1981) ili podataka dobijenih teorijskim proračunima profila (Czernichowski i Chapelle, 1983).
2. Fitovanjem celokupnih profila korišćenjem numeričkih programa koji se zasnivaju na upoređivanju eksperimentalnih i teorijskih profila.

Obe tehnike omogućavaju određivanje elektronske koncentracije u intervalu $(0.1 - 1) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ sa tačnošću do 10 % pri čemu plazma mora biti optički tanka za zračenje talasne dužine H_β linije. Takođe, u slučaju kada su drugi mehanizmi širenja uporedivi sa Stark-ovim širenjem, neophodno je izdvajanje njihovog uticaja.

U slučaju velikih vrednosti elektronske koncentracije H_β linija postaje toliko široka da često dolazi do preklapanja sa drugim spektralnim linijama ili, u plazmi sa velikom koncentracijom vodonika, javlja se samoapsorpcija linije. Obe pojave otežavaju određivanje elektronske koncentracije, a sami tim utiču i na njenu grešku. Postoje razne metode za korekciju snimljenog profila na samoapsorpciju, međutim, u nekim slučajevima je to nemoguće ili se unosi velika greška u određivanju elektronske koncentracije. Za određivanje većih vrednosti elektronske koncentracije homogene plazme u radu (Ivković et al., 2015b) predloženo je korišćenje rastojanja između maksimuma H_β linije ($\Delta\lambda_{PS}$). Do izraza koji opisuje zavisnost $N_e = f(\Delta\lambda_{PS})$ su došli analizirajući profile H_β linije primenom tri različita teorijska pristupa: modifikovanom sudarnom teorijom Kepple i Griem-a (Kepple i Griem, 1968; Griem et al., 1960), unificiranom teorijom Vidal-a, Cooper-a i Smith-a (Vidal et al., 1973) i metodom modeliranja mikroelektričnog polja - MMM (Stehlé, 1994) pri čemu je utvrđena zavisnost $\Delta\lambda_{PS} \sim N_e^{2/3}$. Analizom rezultata proračuna (Demura et al., 2008) došlo se do zaključka da asimetrija profila H_β linije slabo utiče na $\Delta\lambda_{PS}$. Ova činjenica, zajedno sa otkrićem da spektralne linije drugih elemenata u plazmi koje se preklapaju sa H_β linijom takođe ne dovode do promene $\Delta\lambda_{PS}$ omogućavaju

određivanje N_e pomoću $\Delta\lambda_{PS}$ koji se dobija udvostručavanjem rastojanja između vidljivog maksimuma i središnjeg udubljenja H_β linije. Takođe je, na osnovu rezultata kompjuterskih simulacija (Gigosos et al., 2003) utvrđeno da je uticaj elektronske temperature, T_e , i redukovane mase emiter-perturber, μ , na $\Delta\lambda_{PS}$ zanemarljiv pri visokim elektronskim koncentracijama, dok je pri nižim značajan, zbog čega je zavisnost $N_e = f(\Delta\lambda_{PS})$ određena za $N_e > 10^{22} \text{ m}^{-3}$.

Dobijena jednačina $N_e = f(\Delta\lambda_{PS})$ koja može da se koristi za određivanje elektronske koncentracije $N_e > 10^{22} \text{ m}^{-3}$ sa tačnošću $\approx 15\%$ ima oblik:

$$\log [N_e(\text{m}^{-3})] = A + B \log [\Delta\lambda_{PS}(\text{nm})] \quad (3.20)$$

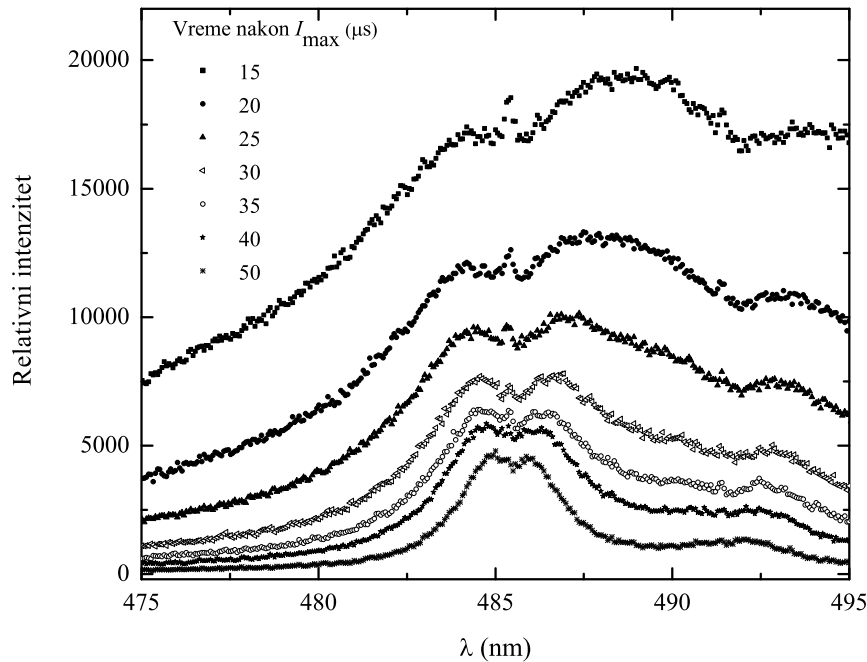
i zahteva poznavanje elektronske temperature. Konstante A i B se dobijaju kubičnom "spline" interpolacijom vrednosti datih u tabeli 3.4.

Tabela 3.4: Koeficijenti A i B za različite vrednosti elektronske temperature.

T_e (K)	5000	10000	20000	40000	80000
A	23.73	22.66	22.62	22.60	22.58
B	1.57	1.54	1.53	1.51	1.48

Primena jednačine (3.20) ne zahteva korekciju na pozadinsko ili kontinualno zračenje, kao ni na samoapsorpciju. Efekat samoapsorpcije se ogleda kao smanjenje intenziteta linije u njenom centru i precenjivanje njene poluširine. Kako je smanjenje intenziteta isto za oba maksimuma, u prisustvu samoapsorpcije veličina $\Delta\lambda_{PS}$ ostaje nepromenjena.

Dobro definisana vodonikova H_β linija se u ovom radu pojavljuje tek pri kasnijim vremenima evolucije plazme, pa je elektronska koncentracija određena za ta vremena. Na Slici 3.6 prikazani su profili H_β linije za različita vremena života plazme.



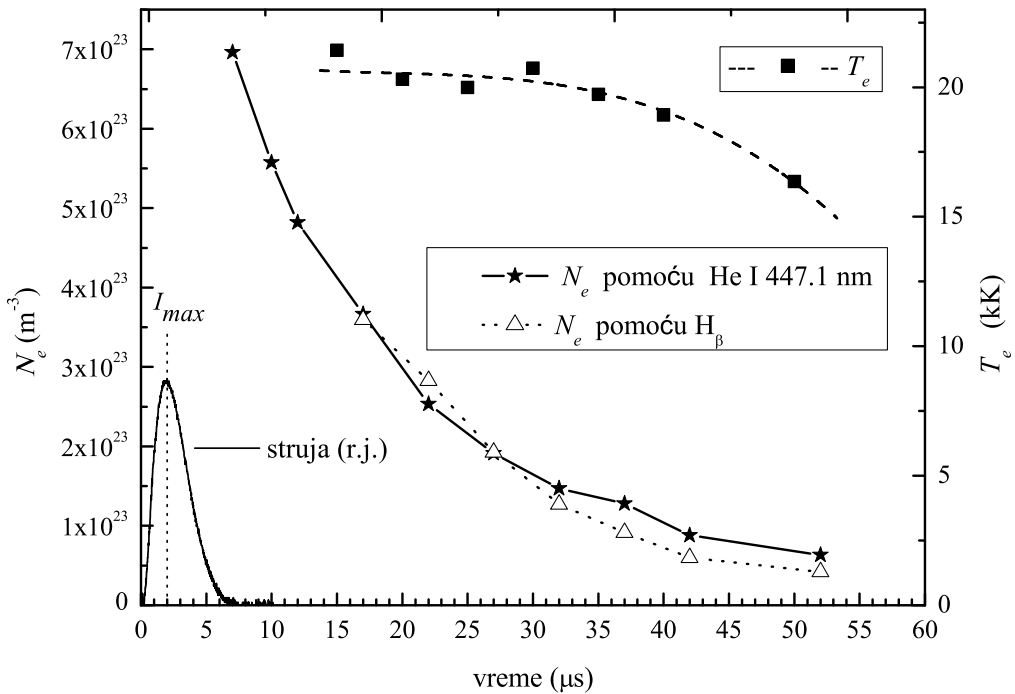
Slika 3.6: Eksperimentalni profili linije H_β za različita vremena života plazme. Uzana spektralna linija u dolji H_β linije je H_β linije koja potiče iz plazma jet-a, dok se na desno krilo superponira linija He I 492.193 nm.

U Tabeli 3.5 su date vrednosti elektronske koncentracije za različita vremena života plazme određene pomoću rastojanja između maksimuma H_β linije (primenom jednačine (3.20)).

Tabela 3.5: Veličine $\Delta\lambda_{PS}$ i N_e za različita vremena razvoja plazme.

Vreme u odnosu na maksimum struje pražnjenja I_{max} (μs)	T_e (K)	A	B	$\Delta\lambda_{PS}$ (nm)	N_e ($10^{22} m^{-3}$)
5	20500			-	
8	20500			-	
10	20500			-	
15	21436	22.62	1.53	4.09(13)	35.9(18)
20	20308	22.62	1.53	3.49(13)	28.3(16)
25	20000	22.62	1.53	2.72(11)	19.3(12)
30	20740	22.62	1.53	2.07(9)	12.7(8)
35	19728	22.62	1.53	1.67(9)	9.1(7)
40	18929	22.62	1.53	1.27(9)	6.0(6)
50	16366	22.63	1.53	0.99(9)	4.2(6)

Na slici 3.7 su, radi poređenja, prikazani rezultati merenja elektronske koncentracije i temperature za različita vremena razvoja plazme na osnovu dijagnostičkih metoda opisanih u ovoj glavi.



Slika 3.7: Rezultati dijagnostike plazme za različita vremena razvoja plazme.

Vrednosti N_e određeni na prethodno opisana dva načina se nalaze unutar greške merenja. Kako je linija He I 447.1 nm bolje definisana od H_β linije za više različitih vrednosti vremena života plazme, za vrednosti elektronske koncentracije uzeti su rezultati dobijeni na osnovu rastojanja zabranjene i dozvoljene komponente helijumove linije.

Glava 4

Obrada podataka i rezultati merenja

U ovom radu su ispitivani pomeraji maksimuma osam linija neutralnog helijuma. Ispitivane linije sa odgovarajućim konfiguracijama prelaza prikazani su u tabeli 4.1.

Tabela 4.1: Ispitivane He I linije.

Prelaz	Multiplet	Talasna duž. (nm)
1s2p – 1s3s	$^3P^o - ^3S$ $^1P^o - ^1S$	706.519 728.135
1s2p – 1s4s	$^3P^o - ^3S$	471.315
1s2s – 1s3p	$^1S - ^1P^o$ $^3S - ^3P^o$	501.568 388.865
1s2p – 1s3d	$^1P^o - ^1D$	667.815
1s2p – 1s4d	$^3P^o - ^3D$ $^1P^o - ^1D$	447.148 492.193

Linije su snimljene spektrometrom Shamrock 303 na način opisan u Glavi 2. Odabirom odgovarajuće referentne linije koja potiče iz plazma jet-a tako da bude dobro definisana i snimljena pri veoma kasnim vremenima razvoja plazme određene su pomeraji maksimuma linija (d_m). Razlozi za snimanje referentnih linija pri kasnim vremenima kao i postupak određivanja pomeraja su objašnjeni u poglavlju 4.2. Dobijene eksperimentalne vrednosti Stark-ovih pomeraja upoređene su sa vrednostima dobijenim u radovima drugih autora kao i sa rezultatima dostupnih teorijskih modela na odgovarajućim elektronskim koncentracijama. Posebna pažnja je vođena o zavisnosti $d = f(N_e)$. Grafik zavisnosti $d = f(N_e)$ je radi analize efekata koji utiču na pomeraj pri višim elektronskim koncentracijama prikazan u lin-lin skali. Isti grafik je dat i u log-log skali zbog bolje preglednosti velikog opsega elektronskih koncentracija za koje su date vrednosti pomeraja. Teorijske vrednosti pomeraja maksimuma linija za različite vrednosti N_e i T_e u ovom radu je bilo moguće izračunati na osnovu jednačine (Griem, 1974) i (Barnard et al., 1974), dok su zavisnosti $d = f(N_e)$ za teoriju (Omar et al., 2006) i simulacije (Gigosos et al., 2014) preuzete sa grafika u tim radovima.

4.1 Teorijski proračuni

Teorijski proračuni u ovom radu su vršeni na osnovu (Griem, 1974). Ovim pristupom su izračunate teorijske vrednosti pomeraja na maksimumu ispitivanih linija He I za odgovarajuće elektronske koncentracije i temperature u radu i proveren je uticaj Debye-evog ekraniranja na pomeraj. Provera uticaja jona na pomeraj izolovanih spektralnih linija je vršena pomoću pristupa opisanog u (Barnard et al., 1974), (Kobilarov et al., 1989) i (Mijatović et al., 1995). Kako su ove teorije važeće samo u slučaju izolovanih linija, proveren je kriterijum izolovanosti linija pomoću uslova (Sahal-Bréchet et al., 2015).

4.1.1 Kriterijum izolovanosti linije sa stanovišta energijskih nivoa

Sa stanovišta energijskih nivoa linija se ne može smatrati izolovanom ako u blizini nivoa koji učestvuju u prelazu postoje bliski perturbacioni nivoi (nivoi sa kojih je dozvoljen dipolni prelaz na gornji ili donji nivo posmatranog prelaza). Ovaj uslov se može definisati i na sledeći način: spektralna linija se može smatrati izolovanom ako nema preklapanja između energijskih nivoa prelaza i najbližih perturbacionih nivoa (Griem, 1974). Ako sa $2w_u$ i $2w_l$ označimo odgovarajuće širine gornjeg, odnosno donjeg energijskog nivoa prelaza proširenih usled sudara sa okolnim česticama plazme, izražene u jedinicama za frekvenciju, uslov izolovanosti se može napisati kao:

$$\begin{aligned} 2w_u &\leq \omega_{uu'}, \\ 2w_l &\leq \omega_{ll'} \end{aligned} \quad (4.1)$$

gde je $\omega_{jj'}$ ($j = u, l$) energijska razlika nivoa prelaza i najbližeg perturbujućeg nivoa izražena u jedinicama za frekvenciju.

Ako je

$$w \leq \omega_{jj'} \quad (4.2)$$

gde je w poluširina linije, linija se može smatrati izolovanom.

Na osnovu prethodno opisanih uslova i prelaskom na skalu talasnih dužina, definisan je sledeći kriterijum izolovanosti linije (Dimitrijević i Sahal-Bréchet, 1984):

$$w(\text{Å}) \leq 10^8 \lambda^2(\text{Å}) [E_j(\text{cm}^{-1}) - E_{j'}(\text{cm}^{-1})] \frac{N_e}{10^{16}} = C \frac{N_e}{10^{16}} \quad (4.3)$$

gde je λ talasna dužina spektralne linije koja nastaje prelazom sa gornjeg nivoa energije E_u na donji nivo energije E_l , $E_j - E_{j'}$ energijska razlika nivoa prelaza i najbližeg perturbujućeg nivoa, N_e elektronska koncentracija, dok je parametar w dat tabelarno u (Sahal-Bréchet et al., 2015).

Poznavajući poluširine w za određene koncentracije N_e , iz prethodnog izraza se može naći granična koncentracija N_l ispod koje se linija još može smatrati izolovanom, čak i ako se na krilima pojavljuju zabranjene komponente slabog intenziteta usled odstupanja od ove aproksimacije:

$$N_l = \frac{C}{w(\text{Å})} \cdot \frac{N_e}{10^{16}} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (4.4)$$

Pri uslovima $N_e/N_1 > 1$ problem se mora razmatrati sa gledišta preklapajućih linija.

Granične koncentracije N_l ispitivanih linija su date u tabeli 4.2, pri čemu je parametar C dobijen na osnovu izraza (4.3) kao $C = N_e \lambda^2 10^{-8} (E_j - E_{j'})$. Kako se vrednosti elektronske koncentracije određene u ovom radu kreću u intervalu od 6.5 do $70 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, linije koje se mogu smatrati izolovanim su He I 706.519 nm, He I 728.135 nm, He I 471.315 nm, He I 388.865 nm, dok za liniju He I 501.568 nm nije ispunjen uslov izolovanosti za poslednje 3 vrednosti koncentracije. Linije He I 447.148 nm i He I 492.193 nm nisu izolovane za ceo opseg N_e u ovom radu i za ove linije nije rađena analiza uticaja jona, kao ni uticaj Debye-evog ekraniranja na pomeraj prema (Griem, 1974). Teorije koje opisuju prethodno pomenute uticaje su važeće samo u slučaju izolovanih linija kada je dominantan efekat širenja kvadratični Stark-ov efekat. Kod linija koje imaju bliske perturbacione nivoe usled uticaja mikroelektričnog polja plazme može doći do njihovog preklapanja. Ovakvi nivoi se mogu smatrati kvazidegenerisanim i dominantan efekat širenja u tom slučaju je linearni Stark-ov efekat. Radi upoređivanja eksperimentalnih vrednosti pomeraja sa teorijom Griem-a za liniju He I 447.148 nm, korišćeni su profili iz rada (Griem, 1968).

Tabela 4.2: Granična koncentracija izolovanosti N_l ispitivanih spektralnih linija He I. Vrednosti elektronske koncentracije određene u ovom radu su se kretale u intervalu od 6.5 do $70 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$.

λ (nm)	N_l (10^{22} m^{-3})
706.519	3333.33
728.135	1150.73
471.315	313.48
501.568	45.77
388.865	446.14
667.815	74.84
447.148	0.94
492.193	0.58

4.1.2 Uticaj jona na širenje izolovanih linija

Korekcija teorijskih vrednosti pomeraja na maksimumu ispitivanih linija dobijenih na osnovu Griem (1974) korigovane su na uticaj jona koristeći jednačinu (1.30) kada se dinamika jona ne može zanemariti. U slučajevima kada je dinamika jona zanemarljiva ova jednačina se svodi na izraz (1.28) u (Griem, 1974) koji se dobija kvazistatičkom teorijom.

4.1.3 Uticaj Debye-evog ekraniranja na širenje spektralnih linija

Za određivanje popravke za pomeraj spektralnih linija usled Debye-evog ekraniranja, polazeći od (1.14), korišćena je jednačina:

$$\begin{aligned}
 \Delta d &= 1.37589 \cdot 10^{-24} \lambda^2 \frac{N_e}{\sqrt{T_e}} \frac{n^2}{2\ell + 1} \times \\
 &\times \left\{ (\ell + 1) [n^2 - (\ell + 1)^2] \left[\frac{E_{\ell+1} - E_\ell}{|E_{\ell+1} - E_\ell|} b_{\ell+1}(z) \right] + \right. \\
 &\left. + \ell (n^2 - \ell^2) \left[\frac{E_{\ell-1} - E_\ell}{|E_{\ell-1} - E_\ell|} b_{\ell-1}(z) \right] \right\} \quad (4.5)
 \end{aligned}$$

gde su ℓ , n i z definisani ranije, u poglavlju 1.1.3. Kako gornji nivoi prelaza imaju bliže perturbujuće nivoe nego donji nivoi, prilikom nalaženja energijske razlike $E_{\ell\pm 1} - E_\ell$ uzimali su se u obzir samo gornji nivoi. Mogući perturbacioni nivoi su određeni za $n' - n = \Delta n = 0$ i $\ell' = \ell \pm 1$ na osnovu pravila izbora: $\Delta S = 0$, $\Delta L = 0, \pm 1$, $\Delta J = 0, \pm 1$ (osim $J = 0 \leftrightarrow J = 0$) i Laportovo pravilo o parnosti. Ovde su sa S , L i J označeni ukupni spinski, orbitalni i ugaoni momenti impulsa elektrona atoma u slučaju LS sprege. Nakon toga su izabrani perturbacioni nivoi koji su energijski najbliži gornjim nivoima prelaza. Detaljan proračun popravke biće prikazan na primeru linije He I 706.519 nm.

Na osnovu uslova (1.18) određena je i kritična koncentracija (N_{cr}) pri kojem uticaj Debye-evog ekraniranja dolazi do izražaja. Praktično, za kvantitativno određivanje kritične koncentracije, u ovom radu je uzeto da je razlika energija $E_{\ell\pm 1} - E_\ell$ za red veličine veća od plazmene frekvence. U Tabeli 4.3 prikazani su konfiguracije gornjih nivoa prelaza ispitivanih linija i odgovarajućih najbližih perturbacionih nivoa ($\min(E_{\ell\pm 1})$), razlike energija tih nivoa i kritična koncentracija za Debye-evo ekraniranje.

Tabela 4.3: Konfiguracije gornjih nivoa prelaza i odgovarajućih najbližih perturbacionih nivoa, njihove energijske razlike i kritična koncentracija N_{cr} .

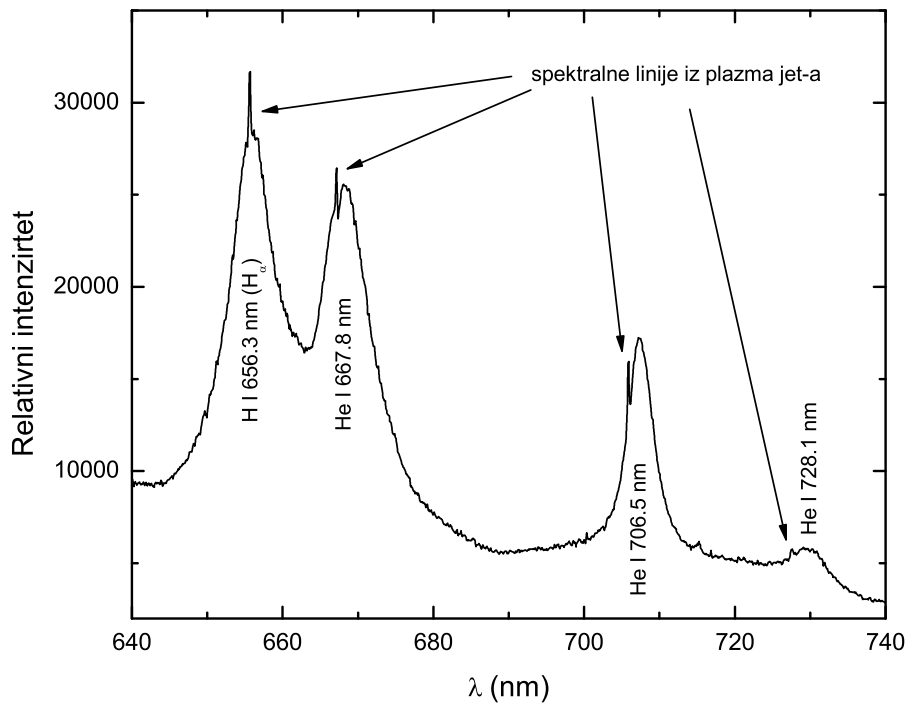
λ (nm)	E_ℓ	$\min(E_{\ell\pm 1})$	$\min(E_{\ell\pm 1}) - E_\ell$ (cm^{-1})	N_{cr} (10^{22} m^{-3}) za $\min(E_{\ell\pm 1}) - E_\ell = 10\nu_p$
706.519	1s3s 3S_1	1s3p $^3P_2^o$	2327.77	60.407
728.135	1s3s 1S_0	1s3p $^1P_1^o$	1344.54	20.154
471.315	1s4s $^3S_1^o$	1s4p $^3P_2^o$	918.93	9.414
501.568	1s3p $^1P_1^o$	1s3d 1D_2	104.40	0.122
388.865	1s3p $^3P_2^o$	1s3d 3D_3	536.99	3.215
667.815	1s3d 1D_2	1s3p $^1P_1^o$	104.40	0.122
447.148	-	-	-	-
492.193	-	-	-	-

Na osnovu tabele 4.3 se vidi da pri elektronskim koncentracijama u ovom radu ($(6.5 - 70) \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$) efekat Debye-evog ekraniranja utiče na Stark-ove parametre svih ispitivanih linija. To znači da se teorijske vrednosti d_{tot} dobijenih na osnovu izraza (1.30) moraju da se koriguju koristeći izraz (4.5). Prilikom grafičkog upoređivanja dobijenih eksperimentalnih rezultata sa teorijskim vrednostima Griem (1974) (korigovanih na uticaj jona) su radi prikaza uticaja Debye-evog ekraniranja date i teorijske vrednosti pomeraja bez popravke na ovaj efekat.

4.2 Određivanje pomeraja spektralnih linija

Merenje pomeraja spektralnih linija se svodi na upoređivanje položaja posmatranog profila linije iz plazme na skali talasnih dužina sa položajem odgovarajuće linije iz referentnog izvora zračenja.

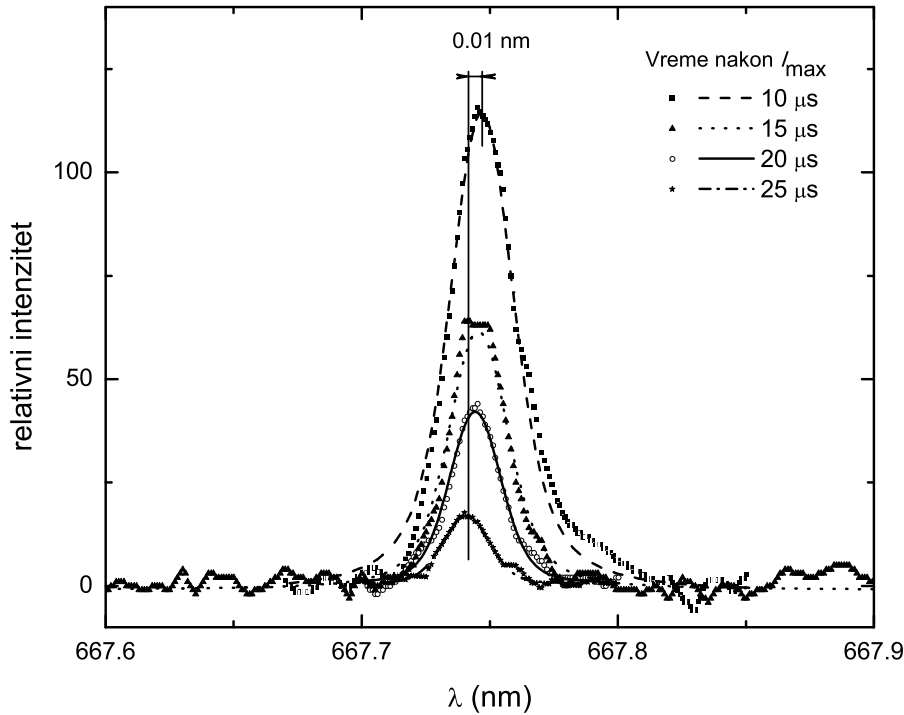
U ovom radu su kao referentne linije služile spektralne linije iz plazma jet-a. Primer snimljenog spektra je dat na Slici 4.1 koja prikazuje proširene spektralne linije koje potiču iz unutrašnjosti cevi za pražnjenje i na njih superponirane linije iz plazma jet-a (Ivković et al., 2015a). Pomeraj na maksimumu spektralnih linija iz cevi za pražnjenje (d_m) se dobija određivanjem razlike talasnih dužina referentne linije i položaja maksimuma ispitivane linije. Razdvajanje referentne i ispitivane linije, odnosno njihovo fitovanje u ovom slučaju nije potrebno, jer je poluširina referentne linije za skoro dva reda veličine manja od poluširine ispitivane linije i ne utiče na položaj njenog maksimuma.



Slika 4.1: Deo snimljenog spektra na $10 \mu s$ od maksimuma struje pražnjenja.

U cilju određivanja greške merenja pomeraja ispitivanih linija urađena je karakterizacija plazma jet-a, tj. procena njene elektronske koncentracije, kao i pomeraj linije He I 667.8 nm pri tim koncentracijama. U tu svrhu snimljena je linija He I 667.8 nm sistemom sa monohromatorom veće rezolucije u koracima od 0.001 nm. Profil linije iz cevi za pražnjenje (u daljem tekstu široka linija) je zatim oduzeta od profila linije iz plazma jet-a (u daljem tekstu uzana linija). Profili uzane linije pri različitim vremenima razvoja plazme (10, 15, 20 i 25 μs od maksimuma struje pražnjenja) fitovani su Voigt-ovim profilima (Slika 4.2). Ova vremena su izabrana zato što je najkasnije vreme pri kojem su uzane linije još uvek dobro definisane 20 – 25 μs , a vreme od 5 – 10 μs je vreme najbliži maksimumu struje pražnjenja pri kojem se pojavljuju ove linije. Iako se radi o linijama neutralnog elementa čiji se profili opisuju $j(x)$ - funkcijom, radi jednostavnosti korišćeni su Voigt-ovi profili. Za Gauss-ovu poluširinu uzeta je vrednost od 0.02 nm koja je procenjena na osnovu jednačina (1.12) i (1.3) pri čemu je prethodno izmerena instrumentalna poluširina 0.02 nm. Ovo znači da je Doppler-ovo širenje u ovom radu zanemar-

ljiivo. Parametri Voigt-ovih profila za pomenutu spektralnu liniju su prikazani u Tabeli 4.4 gde je w_L Lorentzova poluširina koja zanemarivanjem ostalih uticaja širenja predstavlja Stark-ovu poluširinu, a x_C centralna talasna dužina linije.



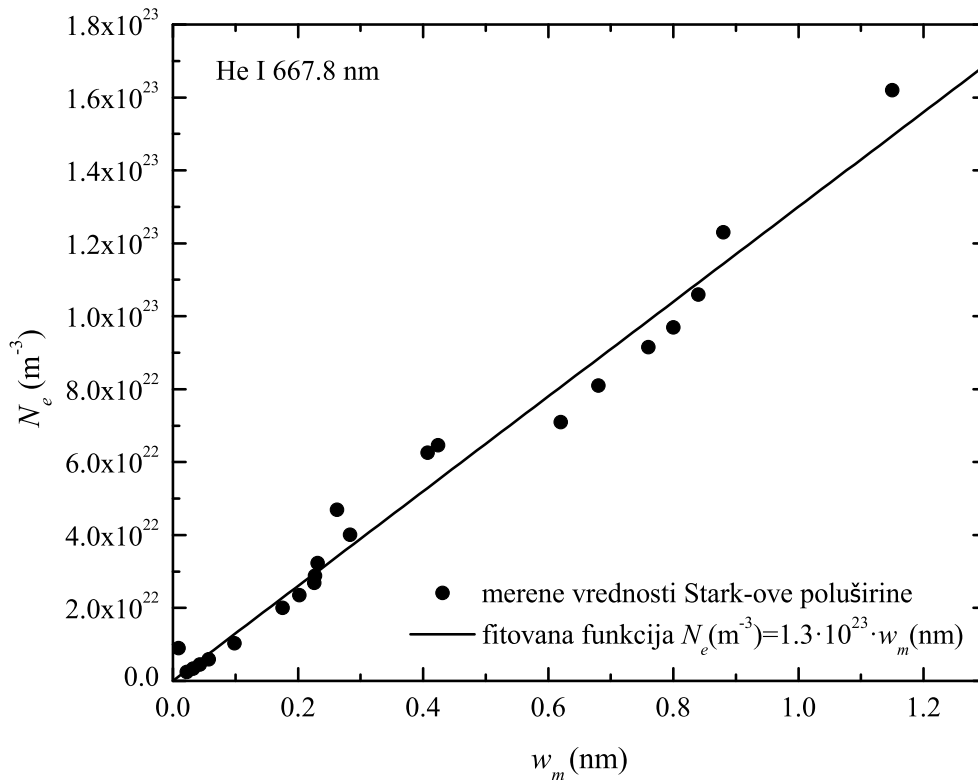
Slika 4.2: Eksperimentalni (prikazani simbolima) i profili dobijeni fitovanjem (prikazani linijama) linije He I 667.8 nm na 0, 15, 20 i 25 μs od maksimuma struje pražnjenja. Vremena na kojima je vršeno snimanje profila su data u legendi slike.

Tabela 4.4: Parametri Voigt-ovih profila linije He I 667.8 nm za različita vremena razvoja plazme.

vreme posle I_{\max} (μs)	w_L (nm)	x_C (nm)
10	0.0163(9)	667.750(54)
15	0.0130(6)	667.746(60)
20	0.0072(5)	667.745(8)
25	0.0032(7)	667.740(7)

Poredeći vrednosti talasnih dužina koje odgovaraju centrima spektralnih linija i njihove procenjene greške, iz Tabele 4.4 se vidi da je linija He I 667.8 nm snimljena na 10 μs u odnosu na istu liniju snimljenu pri vremenu od 25 μs pomerenka ka većim talasnim dužinama za 0.01 nm ali i da je greška određivanja njene talasne dužine 0.05 nm. Stoga se greška određivanja pomeraja širokih linija kada se za referentnu liniju uzima uzana linija pri 10 μs može oceniti na 0.05 nm. Kada se koriste referentne linije snimljene pri kasnijim vremenima, procenjena greška određivanja pomeraja je manja i iznosi 0.01 nm. Ovako procenjene greške pomeraja ispitivanih linija su dobre samo za slučajeve kada se zanemare svi ostali izvori grešaka pa se greška svodi na grešku određivanja položaja referentne linije. Ukupne realne greške određivanja pomeraja koje uključuju i greške određivanja položaja maksimuma ispitivanih linija su date posebno za svaku liniju.

Elektronska koncentracija plazma jet-a je procenjena pomoću zavisnosti merene Stark-ove poluširine od N_e koja se dobija na osnovu dostupnih eksperimentalnih podataka prikazanih u preglednim radovima (Konjević et al., 1984a; Konjević i Wiese, 1990; Konjević et al., 1990). Na Slici 4.3 prikazani su rezultati za liniju He I 667.8 nm koji su ocenjeni sa A, B+ i B. Ove oznake su uvedene kao pokazatelji tačnosti rezultata. Rezultati su ocenjeni najvećom ocenom (A - njihova nesigurnost leži unutar 15 %) ako je elektronska koncentracija određena i nekom nezavisnom metodom, elektronska temperatura određena relativno malom greškom, ako su uzeti u obzir ostali mehanizmi širenja i izvršene provere i eliminacija ostalih uticaja na oblik profila (samoapsorpcija, nehomogenost izvora). Sa B+ su označeni rezultati sa nesigurnošću unutar 23 % a sa B, rezultati sa nesigurnošću unutar 30 %.



Slika 4.3: Stark-ove poluširine u zavisnosti od N_e iz preglednih radova.

Ova zavisnost se dobro opisuje sledećom jednačinom:

$$N_e \text{ (m}^{-3}\text{)} = 1.3 \cdot 10^{23} \cdot w_m \text{ (nm)}, \tag{4.6}$$

koja je korišćena prilikom određivanja elektronske koncentracije plazma jet-a.

U daljoj analizi izračunate su vrednosti Stark-ovog pomeraja na osnovu jednačine (1.30). Rezultati elektronske koncentracije plazma jet-a i odgovarajuće vrednosti pomeraja su prikazane u Tabeli 4.5.

Procenjena vrednost elektronske koncentracije plazma jet-a je reda 10^{21} m^{-3} . Pri tako niskoj vrednosti N_e pomeraj linije je zanemarljiv. Teorijska vrednost pomeraja linije pri $10 \mu\text{s}$ od I_{max} u odnosu na $25 \mu\text{s}$ je 0.007 nm .

Na osnovu opisane analize mogu se doneti sledeći zaključci:

1. Greška usled zanemarivanja pomeraja uzane linije je zanemarljiva u poređenju sa greškom koja je načinjena usled određivanja položaja maksimuma široke linije (u nekim slučajevima dostiže vrednost od 0.17 nm).
2. U cilju što tačnijeg određivanja pomeraja ispitivanih linija, poželjno je izabrati dobro definisanu referentnu liniju iz plazma jet-a pri što kasnijim vremenima od maksimuma struje pražnjenja.

Tabela 4.5: Elektronska koncentracija plazma jet-a i odgovarajuće teorijske vrednosti pomeraja linije He I 667.8 nm za različita vremena razvoja plazme.

vreme posle I_{\max} (μs)	N_e (10^{22} m^{-3})	d_{tot} (nm)
10	0.212	0.009
15	0.169	0.007
20	0.094	0.004
25	0.042	0.002

4.3 Kratak prikaz radova drugih autora

U tekstu koji sledi biće dat kratak pregled rezultata Stark-ovih parametara za linije ispitivane u ovom radu a koji su dobijeni u različitim eksperimentima drugih autora. Svaki eksperiment će biti ukratko opisan u smislu izvora plazme, metode određivanja elektronske koncentracije, elektronske i gasne temperature i Stark-ovih parametara, kao i provere i eliminacije ostalih uticaja na oblik profila linija.

4.3.1 Prikaz rada Kelleher-a

U ovom radu (Kelleher, 1981) izvor plazme je bio zidom stabilisan luk u jednosmernom režimu rada. Snimanje spektara je vršeno normalno na osu luka. Radijalna raspodela intenziteta zračenja je dobijena primenom Abel-ove inverzije. Za određivanje pomeraja linija korišćena je cev za pražnjenje u helijumu pri niskom pritisku. Radni gas je bio helijum sa dodatkom 0.1 % vodonika radi dijagnostike plazme. Ispitana je samoapsorpcija linija i utvrđeno je da je ona zanemarljiva pre svega jer je snimanje vršeno normalno na osu cevi pa je optički put zračenja kratak. Elektronska koncentracija u opsegu od 0.2 do $1.3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ je određena pomoću vodonikove H_β linije koristeći zavisnost $N_e = f(\text{poluširina})$ koja je dobijena na osnovu dva različita eksperimenta (Wiese et al., 1972; Preston, 1977). Procenjena greška N_e je oko 12%. Elektronska temperatura je određena pomoću ravnotežnog sastava plazme uz proveru važenja LTE koristeći dobijene vrednosti N_e i apsolutne intenzitete helijumovih linija. Procenjena greška T_e je unutar 20 %.

Poluširine helijumovih linija su određene sa greškom od 1 % do 3 % u zavisnosti od njihovih intenziteta i njihove izolovanosti od susednih linija. Za sve vrednosti dobijenih poluširina, izdvojeni su uticaji instrumentalnog, Doppler-ovog, prirodnog širenja, uticaja fine strukture

linija i Stark-ova poluširina. Utvrđeno je da je van der Waals-ovo i rezonantno širenje zane-
marljivo. Pomeraji na polovini visine su mereni u odnosu na referentne linije koje potiču iz
pražnjenja u helijumu na niskom pritisku (Geissler-ova cev) sa greškom od $(1 - 4) \%$ u zavisno-
sti o kojoj liniji se radi. Ova greška je malo veća za linije tripleta za koje je morala da se uradi
korekcija na finu strukturu. Linije iz Geissler-ove cevi su snimane sekvencijalno sa ispitivanim
linijama koristeći ogledalo čijim se pomeranjem u jednom položaju dovodilo zračenje iz luka, a
u drugom iz Geissler-ove cevi na istoj talasnoj dužini. Merene vrednosti pomeraja nisu korigo-
vane na Doppler-ovo i instrumentalno širenje jer su procenjeni kao zanemarljivi. Određivanje
centra referentne linije je rađeno fitovanjem Gauss-ove funkcije na snimljene linije emitovane iz
Geissler-ove cevi. Greška određivanja centra referentne linije je procenjena kao zanemarljiva.

4.3.2 Prikaz rada Mijatović, Konjević, Ivković i Kobilarov

Izvor plazme u ovom eksperimentu (Mijatović et al., 1995) je luk pri niskom pritisku u
impulsnom režimu rada. Snimanje spektra je vršeno duž ose cevi za pražnjenje. Izvor zračenja
nepomenjenih linija He I je Geissler-ova cev. Intenziteti linija iz oba izvora snimani su jedan
za drugim na određenoj talasnoj dužini korišćenjem svetlosnog prekidača. Potom je menjana
talasna dužina i postupak je ponavljan. Efekat samoapsorpcije ispitivanih linija je eliminisan
odabirom odgovarajućeg udela helijuma u radnoj smeši.

Spektar je snimljen na različitim vremenima u odnosu na maksimum struje pražnjenja.

Centar referentne linije je određen nakon fitovanja na Gauss-ov profil, pri čemu je istovre-
meno određena i instrumentalna širina. Efekat instrumentalnog i Doppler-ovog širenja se nije
mogao zanemariti. Stark-ov profil je dobijen nakon dekonvolucije $j(x)$ -profila. Kako su instru-
mentalne širine određene pomoću referentnih linija, iz Gauss-ovog profila ispitivanih linija bilo
je moguće odrediti Doppler-ovu poluširinu i gasnu temperaturu T_g .

Uticaj fine strukture na merene Stark-ove parametre je procenjen korišćenjem korekcionih
faktora iz rada (Kelleher, 1981). Uticaji van der Waals-ovog i rezonantnog širenja su bili
zanemarljivi.

N_e je određena laserskom interferencijom pomoću CO₂ lasera na $10.6 \mu\text{m}$. Procenjena
greška N_e od 6 do 8% je dobijena na osnovu greške u određivanju dužine plazme i broja
interferencionih maksimuma. T_e je određena iz odnosa linije i kontinuuma H_γ linije. Najveću
grešku T_e unosi greška merenja intenziteta kontinuuma malog intenziteta ispod H_γ linije. Za
 T_g je uzeta srednja vrednost određena iz Doppler-ovih poluširina svih ispitivanih linija He I.

4.3.3 Prikaz rada Gigosos, Djurović, Savić, González-Herrero, Mija- tović i Kobilarov

Kao izvor plazme u ovom radu (Gigosos et al., 2014) je korišćena T-cev. Radni gas je bio
čist helijum. Samoapsorpcija je proverena metodom zadnjeg ogledala i praćenjem vrednosti
poluširine He I 3889 Å linije pri različitim vrednostima pritiska u cevi. Ove vrednosti su zatim
upoređivane sa teorijskim vrednostima prema (Griem, 1974) (na $T_e = 20000 \text{ K}$) i u slučaju kada
su eksperimentalne vrednosti veće od teorijskih smatralo se da je samoapsorpcija prisutna u
plazmi. Na osnovu ove analize je odabran odgovarajući pritisak pri kojem je samoapsorpcija
zanemarljiva a N_e maksimalna.

T_e je određena na osnovu Boltzmann plot-a osam Si II linija sa procenjenom greškom od

20 %. N_e je određena na više načina: na osnovu rastojanja između maksimuma dozvoljene i zabranjene komponente He I 4471 Å linije koristeći jednačinu iz rada (Pérez et al., 1996), ka i iz rada (Ivković et al., 2010); upoređivanjem ukupnog profila ove linije sa rezultatima simulacije (Gigosos i González, 2009); na osnovu rastojanja između maksimuma dozvoljene i zabranjene komponente He I 4922 Å linije sa rezultatima simulacije (Lara et al., 2012) i (Ivković et al., 2013). Međusobno odstupanje ovih vrednosti N_e je 15 %. U radu (Gigosos et al., 2014) je uzeta njihova srednja vrednost, a procenjena greška je upravo 15 %. Kako je u ovom radu N_e određena na osnovu rastojanja između maksimuma He I 4471 Å linije prema izrazu u (Ivković et al., 2010), radi upoređivanja eksperimentalnih vrednosti sa rezultatima (Gigosos et al., 2014) uzeta je vrednost određena na ovaj način.

Prilikom određivanja Stark-ove poluširine linija određeni su uticaji Doppler-ovog, instrumentalnog, van der Waals-ovog i rezonantnog širenja na linije i utvrđeno je da se mogu zanemariti. Procenjena greška poluširine je unutar 12 %.

Pomeraj na maksimumu linija, kao i na polovini poluširine određen je na osnovu referentnog izvora tinjavog pražnjenja niskog pritiska. Procenjena greška pomeraja je unutar 20 %.

4.3.4 Prikaz rada Perez, Santamarta, de la Rosa i Mar

U ovom istraživanju (Pérez et al., 2003) kao izvor plazme je korišćen linearni impulsni luk. Radni gas je bio čist helijum. Proveren je uticaj samoapsorpcije pomoću metode zadnjeg ogledala i spektri su korigovani kada je utvrđeno postojanje samoapsorpcije. Snimanje zračenja iz plazme je vršeno duž ose cevi za pražnjenje za različita vremena života plazme. Instrumentalno i Doppler-ovo širenje je bilo zanemarljivo pri uslovima ovog eksperimenta.

N_e u opsegu $(1.3 - 5.7) \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ je određena na osnovu poluširina linija He I na 4713, 6678 i 5016 Å sa procenjenom greškom od najviše 10 %. T_e koja je u proseku iznosila oko 20000 K je određena Boltzmann-plotom svih snimljenih He I linija sa procenjenom greškom od 20 %.

U ovom radu su ispitivane samo linije He I 7065 i 3889 Å, međutim nije precizirano kako je meren pomeraj linija. Rezultati su prikazani grafički kao funkcije w_m i d_m od N_e .

U radu (Pérez et al., 1995) sličnom eksperimentalnom postavkom i dijagnostičkim metodom ispitivana je linija He I 728.1 nm. Elektronska koncentracija je u ovom slučaju iznosila $(0.15 - 1.45) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, dok je temperatura ostala nepromenjena, 20000 K. Na osnovu eksperimentalnih rezultata u ovom radu koji su dobijeni iz tri posebna snimanja, kao i do tada objavljenih eksperimentalnih rezultata izvedena je (i grafički prikazana) linearna jednačina koja opisuje zavisnost w_m i d_m od N_e .

4.3.5 Prikaz rada Berg, Ali, Lincke i Griem

U ovom radu (Berg et al., 1962) su kao izvor plazme korišćene dve vrste elektromagnetne udarne cevi sličnih karakteristika. N_e je određena iz apsolutnih intenziteta kontinuuma. Veće vrednosti T_e su određene iz odnosa intenziteta jonskih i neutralnih linija, a niže iz odnosa relativnih intenziteta linija i kontinuuma.

Svaki profil ispitivanih linija je dobijen snimanjem zračenja iz 100 ili više pucnjeva. Ispitivanje linije su korigovane na doprinos Doppler-ovog širenja. Uslovi eksperimenta su birani tako da samoapsorpcija linija bude zanemarljiva.

Pomeraji linija su određeni upoređivanjem položaja centara linija sa položajima linija iz Geissler-ove cevi. Pomoću ovih referentnih linija određena je i instrumentalna širina. Greška određivanja pomeraja je dosta velika zbog male rezolucije spektralnog uređaja, pa su vrednosti pomeraja prikazane samo za one linije kod kojih je pomeraj znatan.

4.3.6 Prikaz rada Djeniže, Skuljan i Konjević

U radu (Djeniže et al., 1995) izvor plazme je bio tinjavo pražnjenje male elektronske koncentracije na koje se može superponirati impulsno pražnjenje. Na ovaj način je pri istom položaju rešetke monohromatora vršeno snimanje intenziteta spektralnih linija iz plazme niske N_e (tinjavo pražnjenje) koje su smatrane referentnim linijama i iz plazme visoke N_e (tinjavo + impulsno pražnjenje) tehnikom pucanj po pucanj. Pomeraji maksimuma spektralnih linija iz plazme visoke N_e su određeni u odnosu na položaj maksimuma referentnih linija dobijenih iz tinjavog pražnjenja.

Elektronska koncentracija u slučaju lučnog pražnjenja određena je na osnovu jačine električnog polja između elektroda, kao i na osnovu poluširine vodonikove H_β linije. Temperatura u ovom slučaju je određena koristeći cilindrične elektrostatičke sonde na položajima elektroda. T_e impulsnog pražnjenja za različita vremena razvoja plazme je određena na osnovu odnosa relativnih intenziteta linija sukcesivnih jonizacionih stanja sa greškom od 14 %, a N_e laserskom interferometrijom za koju je procenjena greška od 8 %.

4.3.7 Prikaz rada Kobilarov, Konjević i Popović

Izvor plazme u radu (Kobilarov et al., 1989) je luk pri niskom pritisku u impulsnom režimu rada. Kako je glavni cilj istraživanja bio provera uticaja dinamike jona na Stark-ove parametre, za radni gas je uzet čist helijum, mešavina helijuma i vodonika i mešavina helijuma i argona. Snimanje spektra je vršeno duž ose cevi za pražnjenje. Uticaj samoapsorpcije je proveren snimanjem spektra pri dve različite vrednosti dužine plazme. Promena dužine plazme je omogućen upotrebom pomoćne elektrode čiji se položaj unutar cevi mogao menjati sa jednim magnetom van cevi za pražnjenje. U slučajevima kada je utvrđeno postojanje samoapsorpcije profili spektralnih linija su korigovani.

Elektronska koncentracija u opsegu $(1.9 - 9.8) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ je određena laserskom interferometrijom pomoću He-Ne lasera na 632.8 nm. Procenjena greška N_e se kretala u opsegu (8 – 12) %. Elektronska temperatura u opsegu od 31000 K do 42000 K je određena iz odnosa relativnih intenziteta dve spektralne linije jonizovanog kiseonika koji se u plazmi pojavio kao nečistoća. Procenjena greška T_e je bila oko 8 %. Gasna temperatura T_g je određena sa greškom od oko 15 % na osnovu Doppler-ove poluširine O II linija.

Efekat instrumentalnog, Doppler-ovog i van der Waals-ovog širenja na profile spektralnih linija se mogao zanemariti.

Pomeraji na polovini visine ispitivanih linija su mereni u odnosu na položaj tih linija pri kasnijim vremenima pražnjenja.

4.3.8 Prikaz rada Vujičića

Izvor plazme je u radu (Vujičić, 1984) bio laserski proizvedena plazma u čistom helijumu. Snimanje spektara je vršeno normalno na osu komore za pražnjenje tehnikom pucanj po pucanj.

Radijalna raspodela intenziteta zračenja je dobijena primenom Abel-ove inverzije. Samoapsorpcija je proverena metodom zadnjeg ogledala i profili spektralnih linija su korigovani na ovaj efekat.

Radijalna raspodela elektronske koncentracije u opsegu $(0.3 - 1.5) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ je određena na osnovu Stark-ovih poluširina He II linije na 468.6 nm i He I linija na 388.9 i 501.6 nm. Procenjena greška određivanja N_e je bila oko 10%. Elektronska temperatura je određena koristeći dve nezavisne metode. T_e u ranijim vremenima razvoja plame je određena iz odnosa intenziteta u uzastopnim jonizacionim stanjima (He II 468.6 nm/He I 587.6 nm). Pri kasnijim vremenima T_e je određen iz odnosa intenziteta linije i kontinuuma, pri čemu su korišćene He I linije na 587.6 nm i 447.15 nm. Izmerene vrednosti T_e su se kretale između 20000 K i 40000 K, a procenjena greška je bila oko 10%.

Pomeraj ispitivanih linija je određen u odnosu na položaj maksimuma istih linija emitovanih iz hladnih slojeva plazme. Procenjena greška pomeraja je bila 12%.

Kako su rezultati Stark-ovih pomeraja u radu (Vujičić, 1984) prikazani samo grafički, kao njihova zavisnosti od elektronske koncentracije, vrednosti pomeraja su preuzete sa grafika.

Eksperimentalne vrednosti (Böttcher et al., 1963; Lincke, 1964; Morris i Cooper, 1973) su uzete iz preglednih radova (Konjević et al., 1984a; Konjević i Wiese, 1990; Konjević et al., 1990; Konjević i Roberts, 1976; Konjević, 1999), dok su vrednosti (Diatta, 1977) preuzete iz (Omar et al., 2006).

U Tabeli 4.6 prikazane su vrednosti Stark-ovih parametara dobijenih u eksperimentima drugih autora za linije ispitivane u ovom radu, kao i vrednosti elektronskih koncentracija i temperatura. U poslednjoj koloni su date procenjene greške Stark-ovih parametara. Kako su u radovima (Kelleher, 1981) i (Kobilarov et al., 1989) izmereni pomeraji na polovini visine linija, radi poređenja sa vrednostima pomeraja na maksimumu urađeno je preračunavanje na osnovu jednačine: $d_m = d_{1/2} \mp 1.2A_N g_1 D_j w_e N_e \cdot 10^{-16}$. Ova jednačina se dobija kombinujući (1.30) i izraz za pomeraj na polovini visine (Kobilarov et al., 1989): $d_{1/2} = d_e \pm 3.2A_N g_1 D_j w_e N_e \cdot 10^{-16}$. U tabeli 4.6 ove, preračunate vrednosti su prikazane kosim ciframa.

Tabela 4.6: Eksperimentalne vrednosti Stark-ovih parametara za ispitivane linije iz drugih radova.

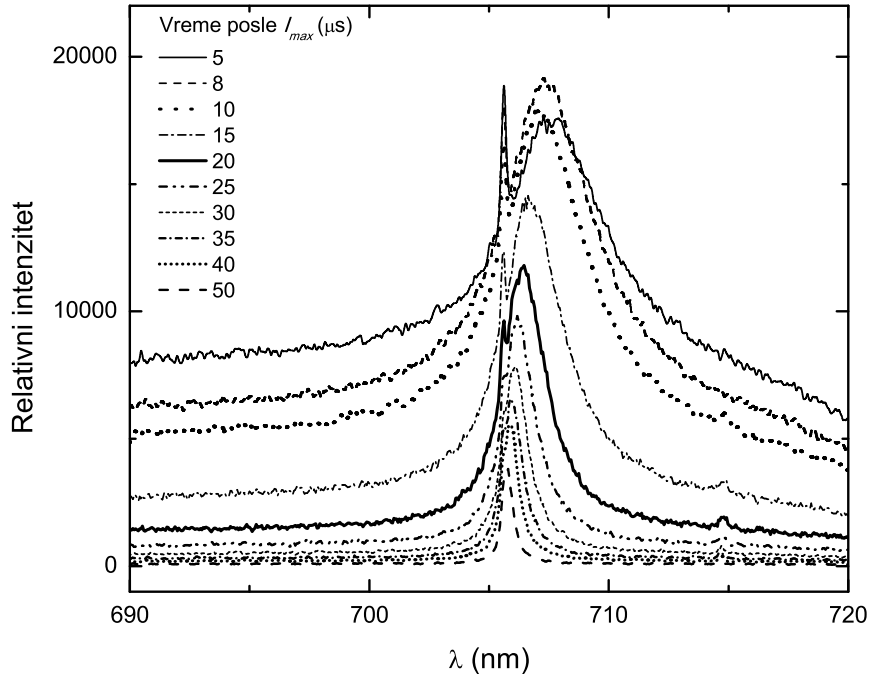
λ (nm)	N_e (10^{22} m^{-3})	T_e (K)	w_m (nm)	d_m (nm)	Ref.	Greška
728.1	1.03	15800	0.04	<i>0.039</i>	(Kelleher, 1981)	< 5 %
	0.6	40000	-	0.016	(Djeniže et al., 1995)	15 %
501.6	1.03	15800	0.042	-0.016	(Kelleher, 1981)	< 5 %
	0.59	23600	0.047	-0.015	(Mijatović et al., 1995)	10 %
	0.45	22700	0.038	-0.012	(Mijatović et al., 1995)	10 %
	0.34	21400	0.027	-0.009	(Mijatović et al., 1995)	10 %
	20.7	16900	1.523	-0.390	(Gigosos et al., 2014)	10 – 20 %
	0.9	40000	-	-0.008	(Djeniže et al., 1995)	20 %
	1.65	24000	1.3	-0.48	(Berg et al., 1962)	10 %
667.8	1.03	15800	0.05	<i>0.020</i>	(Kelleher, 1981)	< 5 %
	0.59	23600	0.057	0.023	(Mijatović et al., 1995)	< 10 %
	0.45	22700	0.043	0.016	(Mijatović et al., 1995)	< 10 %
	0.34	21400	0.032	0.013	(Mijatović et al., 1995)	< 10 %
	0.25	19300	0.022	0.009	(Mijatović et al., 1995)	< 10 %
	20.7	16900	1.850	0.324	(Gigosos et al., 2014)	(10 – 20) %
	0.9	40000	-	0.020	(Djeniže et al., 1995)	10 %
706.5	1.03	15800	0.02	<i>0.025</i>	(Kelleher, 1981)	< 5 %
	0.59	23600	0.029	0.019	(Mijatović et al., 1995)	10 %
	0.45	22700	0.022	0.014	(Mijatović et al., 1995)	10 %
	0.34	21400	0.017	0.011	(Mijatović et al., 1995)	10 %
	20.7	16900	1.165	0.530	(Gigosos et al., 2014)	10 – 20 %
388.9	1.03	15800	0.01	<i>0.006</i>	(Kelleher, 1981)	< 5 %
	20.7	16900	0.579	0.151	(Gigosos et al., 2014)	(10 – 20) %
	1.1	39000	-	0.004	(Djeniže et al., 1995)	10 %
	1.5	26000	0.45	0.12	(Berg et al., 1962)	10 %
	9.8	42000	0.25	<i>0.027</i>	(Kobilarov et al., 1989)	< 23 %
471.3	1.03	15800	0.05	<i>0.045</i>	(Kelleher, 1981)	< 5 %
	0.59	23600	0.054	0.034	(Mijatović et al., 1995)	< 10 %
	0.45	22700	0.041	0.027	(Mijatović et al., 1995)	< 10 %
	0.34	21400	0.031	0.020	(Mijatović et al., 1995)	< 10 %
	0.25	19300	0.023	0.015	(Mijatović et al., 1995)	< 10 %
	1.3	20000	1.4	0.6	(Berg et al., 1962)	10 %
492.2	1.03	15800	0.44	-	(Kelleher, 1981)	< 5 %
447.1	1.03	15800	0.152	-	(Kelleher, 1981)	< 5 %
	1.3	20000	4.5	-0.45*	(Berg et al., 1962)	10 %

* Kako u radu (Berg et al., 1962) nema konkretnih komentara u vezi odstupanja u predznaku eksperimentalnog i teorijskog pomeraja linije He I 447.1 nm, pretpostavlja se da je načinjena štamparska greška. U daljem tekstu ovog rada će se vrednost pomeraja iz (Berg et al., 1962) uzimati sa pozitivnim predznakom.

4.4 Rezultati i diskusija

4.4.1 Spektralna linija He I 706.519 nm: $1s2p^3P^o - 1s3s^3S$

Na Slici 4.4 prikazani su eksperimentalni profili spektralne linije He I 706.519 nm pri različitim vremenima razvoja plazme.



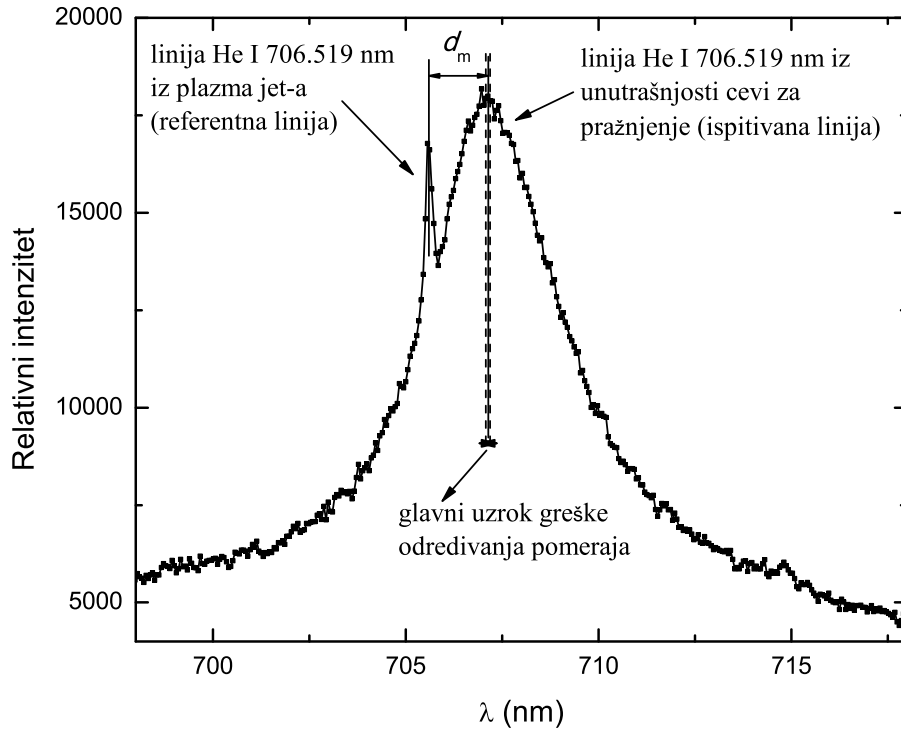
Slika 4.4: Eksperimentalni profili linije He I 706.519 nm pri različitim vremenima razvoja plazme merenim u odnosu na maksimum struje pražnjenja. Treba napomenuti da se sa povećanjem vremena pri kome je snimana linija, smanjuje elektronska koncentracija. Smanjivanjem N_e pomeraj maksimuma se takodje smanjuje. Referentna linija u kasnijim vremenima ostaje skoro nepomerena.

Kao primer određivanja pomeraja na maksimumu linije, na Slici 4.5 je prikazana linija He I 706.519 nm u trenutku od $10 \mu s$ u odnosu na maksimum struje pražnjenja.

Vrednosti izmerenih pomeraja na maksimumu linije za vremena 5, 8, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40 i $50 \mu s$ od I_{max} su dati u Tabeli 4.7. U ovoj tabeli su takodje date i vrednosti N_e i T_e pri datim vremenima.

Tabela 4.7: Eksperimentalne vrednosti Stark-ovog pomeraja d_m linije He I 706.519 nm za različita vremena razvoja plazme.

vreme posle I_{max} (μs)	T_e (K)	N_e ($10^{22} m^{-3}$)	d_m (nm)
5	20500	70.05	2.03(6)
8	20500	56.08	1.76(6)
10	20500	48.47	1.54(6)
15	21436	37.18	1.13(5)
20	20308	25.43	0.86(5)
25	20000	19.14	0.6(5)
30	20740	14.80	0.49(5)
35	19728	12.79	0.36(5)
40	18929	8.74	0.29(5)
50	16368	6.15	0.15(5)



Slika 4.5: Ilustracija određivanja pomeraja maksimuma linije kao razlike položaja maksimuma referentne i ispitivane linije (detalji su dati u tekstu) za liniju He I 706.519 nm pri vremenu od $10 \mu\text{s}$ nakon I_{max} .

Određivanje teorijskih vrednosti Stark-ovih pomeraja He I 706.519 nm linije prema Griem-u

U (Griem, 1974) date su vrednosti elektronskih sudarnih polu-poluširina (w_e) i pomeraja (d_e) za talasnu dužinu $\lambda = 7065 \text{ \AA}$ pri elektronskim temperaturama $T_e = 5000, 10000, 20000, 40000 \text{ K}$ i koncentraciji $N_e = 1.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Radi provere slaganja eksperimentalnih vrednosti Stark-ovih pomeraja sa teorijskim prema (Griem, 1974), vrši se interpolacija zavisnosti datih polu-poluširina i pomeraja od temperature, pa se dobijene vrednosti obračunavaju na odgovarajuće elektronske koncentracije. Potom je potrebno proveriti uticaj jona na pomeraaj linije i, ako je potrebno, korigovati vrednosti teorijskih pomeraja prema jednačini (1.30). U tabeli 4.8 prikazani su vrednosti elektronskih sudarnih pomeraja (d_{eN}), jonskog doprinosa (d_i), parametara doprinosa jonskog širenja (A_N), parametara B i uticaja dinamike jona na pomeraaj (D_j), kao i dobijene teorijske vrednosti ukupnog pomeraja (d_{tot}) za elektronske koncentracije u ovom radu.

Na osnovu dobijenih rezultata se može zaključiti da je primenljivost izraza (1.30) opravdan, jer vrednosti parametra A_N za ceo opseg N_e zadovoljavaju uslov (1.23), a parametar B uslov (1.33). Uticaj dinamike jona na pomeraaj ove linije se ne može zanemariti ni pri najvećoj vrednosti elektronske koncentracije izmerene u ovom radu.

Tabela 4.8: Vrednosti d_{eN} , A_N , B , D_j , d_i i teorijske vrednosti Stark-ovog pomeraja d_{tot} linije He I 706.519 nm prema (Griem, 1974) za različite vrednosti N_e .

N_e (10^{22} m^{-3})	d_{eN} (nm)	A_N	B	D_j	d_i (nm)	d_{tot} (nm)
6.15	0.14	0.09	0.16	2.87	0.02	0.19
8.74	0.20	0.10	0.20	2.66	0.02	0.26
12.79	0.29	0.11	0.26	2.44	0.04	0.38
14.80	0.34	0.11	0.29	2.35	0.04	0.44
19.14	0.44	0.12	0.34	2.21	0.06	0.57
25.43	0.58	0.13	0.41	2.05	0.08	0.74
37.18	0.85	0.14	0.53	1.83	0.12	1.07
48.47	1.11	0.15	0.64	1.67	0.16	1.38
56.08	1.29	0.16	0.70	1.58	0.19	1.58
70.05	1.61	0.17	0.81	1.44	0.24	1.95

Određivanje uticaja Debye-evog ekraniranja na pomeraj He I 706.519 nm linije prema Griem-u

Teorija (Griem, 1974) rezultate daje bez uračunatog uticaja Debye-evog ekraniranja. Kako je za ovu liniju kritična koncentracija $N_{cr} = 60.407 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, potrebno je izračunati taj uticaj i korigovati teorijske vrednosti pomeraja d_{tot} .

Linija He I 706.519 nm nastaje prelazom $1s2p^3P_{J_d}^o - 1s3s^3S_1$. Energija gornjeg nivoa je $E_\ell = 183236.79 \text{ cm}^{-1}$, glavni kvantni broj je $n = 3$, orbitalni $\ell = 0$, ukupan orbitalni $L = 0$, ukupan spinski $S = 1$ i ukupni ugaoni kvantni broj $J = 1$. Na osnovu pravila izbora mogući perturbacioni nivoi mogu da budu: $n' = 3$; $L' = 0, 1$; $S' = 1$; $J' = 0, 1, 2$; tj. nivoi $n = 3$ sa termovima $^3S^o$ i $^3P^o$ za $J = 0, 1, 2$.

- za $\ell + 1$ to su nivo(i):

$$- 1s3p^3P_2^o \quad E = 185564.562 \text{ cm}^{-1} \equiv E_\ell$$

$$- 1s3p^3P_1^o \quad E = 185564.584 \text{ cm}^{-1}$$

$$- 1s3p^3P_0^o \quad E = 185564.854 \text{ cm}^{-1}$$

- za $\ell - 1$ nema perturbujućih nivoa jer je $\ell = 0$. U ovom slučaju je drugi član zbira u izrazu (4.5) jednak nuli.

Perturbujući nivo koji je najbliži gornjem nivou prelaza je nivo sa konfiguracijom $1s3p^3P_2^o$, pa je razlika $|E_{\ell+1} - E_\ell| = 2327.772 \text{ cm}^{-1}$.

U Tabeli 4.9 su prikazane vrednosti parametara koji ulaze u račun prilikom određivanja popravke za pomeraj usled Debye-evog ekraniranja, kao i popravka Δd .

Tabela 4.9: Vrednosti plazmene frekvence ν_p , parametra $z_{\ell+1}$, funkcije $b_{\ell+1}(z)$ (vidi zavisnost sa Slike 1.1) i popravke na Debye-evo ekraniranje Δd linije He I 706.519 nm prema (Griem, 1974) za različite vrednosti N_e .

N_e (10^{22} m^{-3})	ν_p	$z_{\ell+1}$	$b_{\ell+1}(z)$	Δd
6.15	74.27	31.34	0.03	-0.01
8.74	88.57	26.28	0.03	-0.01
12.79	107.09	21.74	0.04	-0.02
14.80	115.22	20.20	0.04	-0.02
19.14	131.03	17.76	0.04	-0.03
25.43	151.02	15.41	0.051	-0.05
37.18	182.63	12.75	0.062	-0.09
48.47	208.52	11.16	0.070	-0.14
56.08	224.29	10.38	0.076	-0.17
70.05	250.66	9.29	0.085	-0.24

Poređenje rezultata pomeraja He I 706.519 nm linije dobijenih u ovom radu sa rezultatima drugih autora i sa teorijskim vrednostima

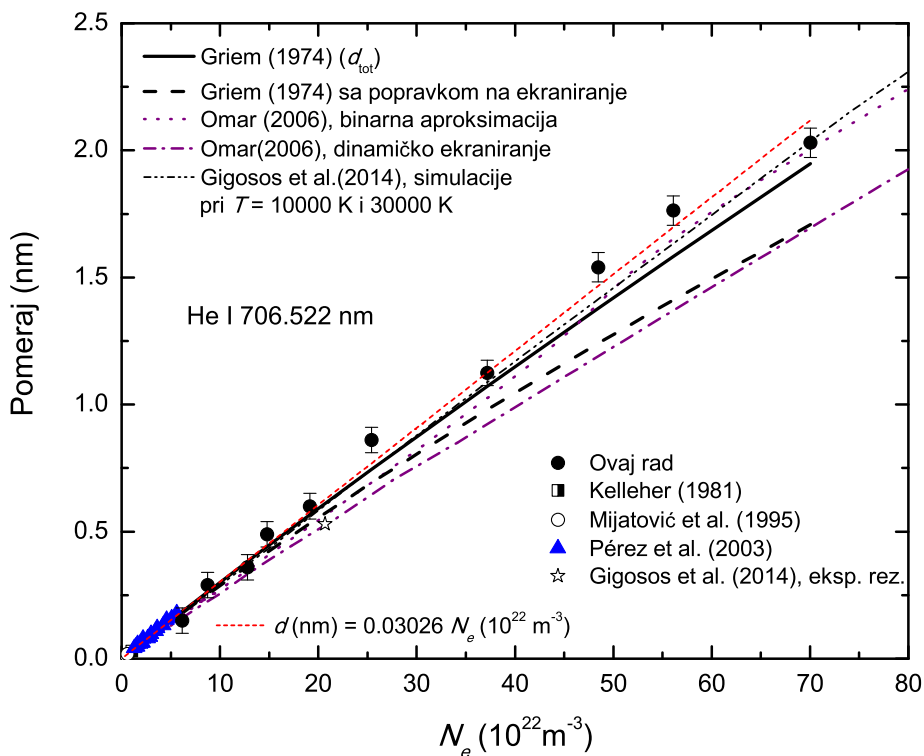
Na Slikama 4.6 i 4.7 prikazani su eksperimentalni rezultati pomeraja na maksimumu linije dobijeni u ovom radu, u radovima (Kelleher, 1981), (Mijatović et al., 1995), (Pérez et al., 2003), (Gigosos et al., 2014), kao i zavisnosti $d = f(N_e)$ dobijenih teorijskim pristupima (Griem, 1974), (Omar et al., 2006) i (Gigosos et al., 2014). Grafik zavisnosti $d = f(N_e)$ je, sem lin-lin prikaza, dat i u log-log skali zbog bolje preglednosti velikog opsega elektronskih koncentracija za koje su date vrednosti pomeraja.

Kako je međusobno slaganje eksperimentalnih rezultata veoma dobro, a odstupanje od linearnosti usled Debye-evog ekraniranja minimalno (korekcija Δd je unutar 11 % u odnosu na izmereni pomeraj za najveću vrednost N_e), na osnovu svih eksperimentalnih podataka predložena je sledeća linearna funkcija koja povezuje pomeraj sa elektronskom koncentracijom:

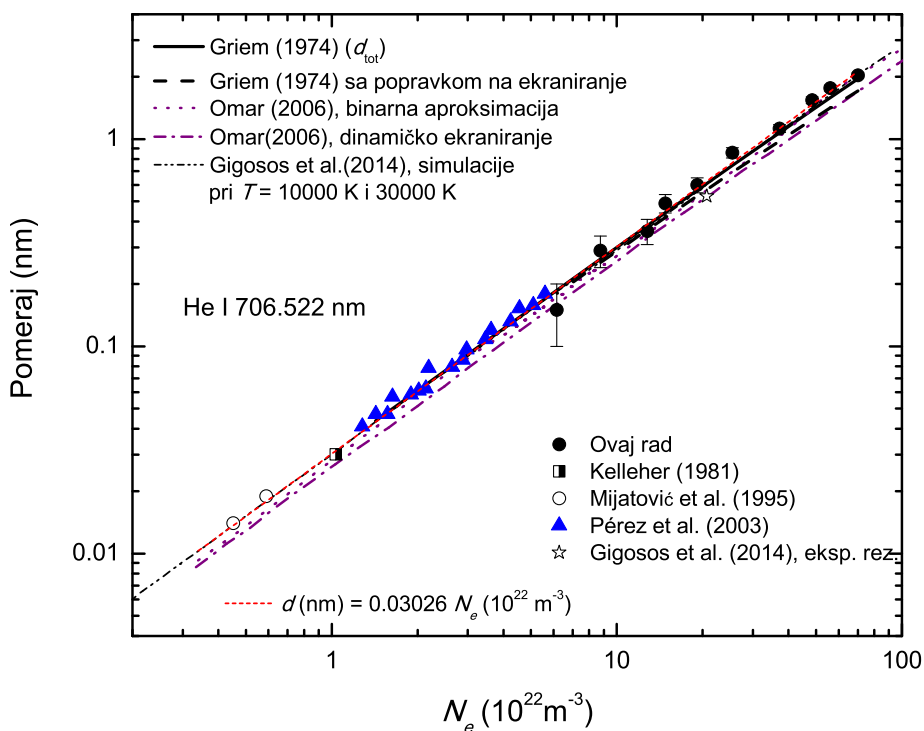
$$d_m = 0.03026 \cdot N_e (10^{22} \text{ m}^{-3}) \quad (4.7)$$

Ovaj izraz se može koristiti prilikom određivanja elektronske koncentracije u opsegu temperatura (10000 – 30000) K i u opsegu $N_e : (0.34 - 70) \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ sa procenjenom greškom od 7 % do 8 %.

Srednje odstupanje eksperimentalnih vrednosti pomeraja u ovom radu od teorijskih je sledeće: 11 % za rezultate (Griem, 1974) bez korekcije na Debye-evo ekraniranje, 17 % (Griem, 1974) sa korekcijom na Debye-evo ekraniranje, 13 % (Omar et al., 2006) - binarna aproksimacija, 23 % (Omar et al., 2006) - dinamičko ekraniranje i 9 % (Gigosos et al., 2014). Bolje slaganje eksperimentalnih rezultata sa rezultatima (Griem, 1974) bez korekcije na Debye-evo ekraniranje od (Griem, 1974) sa korekcijom je suprotno od očekivanog. Zbog toga je urađena analiza mogućih uzroka ovog rezultata. Pokazalo se da je potrebno korigovati vrednosti elektronske sudarne polu-poluširine i pomeraja (w_e i d_e) koje daje (Griem, 1974). Ova korekcija je vršena na osnovu odnosa w_m/w_{th} za polu-poluširine i d_m/d_{th} za pomeraj koji su dati u preglednim radovima (Konjević et al., 1984a; Konjević i Wiese, 1990; Konjević et al., 1990). U ovim radovima su svi do tada objavljeni eksperimentalni rezultati Stark-ovih parametara w_m i d_m



Slika 4.6: Zavisnost pomeraja od elektronske koncentracije linije He I 706.519 nm (lin-lin skala).



Slika 4.7: Zavisnost pomeraja od elektronske koncentracije linije He I 706.519 nm (log-log skala).

upoređeni sa teorijskim vrednostima (Griem, 1974). Teorijske vrednosti w_{th} i d_{th} su dobijeni za N_e i T_e u radovima primenom jednačina (1.27) i (1.28), tj. uzeti su u obzir jonski efekti. Kako su eksperimentalni rezultati dobijeni pri niskim vrednostima N_e , kada efekat Debye-evog ekraniranja ima zanemarljiv uticaj na Stark-ove parametre, ovaj efekat nije uključen u račun. Odnos eksperimentalno merenih i teorijski dobijenih parametara se u tom slučaju može napisati kao:

$$\frac{w_m}{w_{th}} = \frac{2w_{me}(1 + gA_N)N_e \cdot 10^{-16}}{2w_e(1 + gA_N)N_e \cdot 10^{-16}} = \frac{w_{me}}{w_e} \quad (4.8)$$

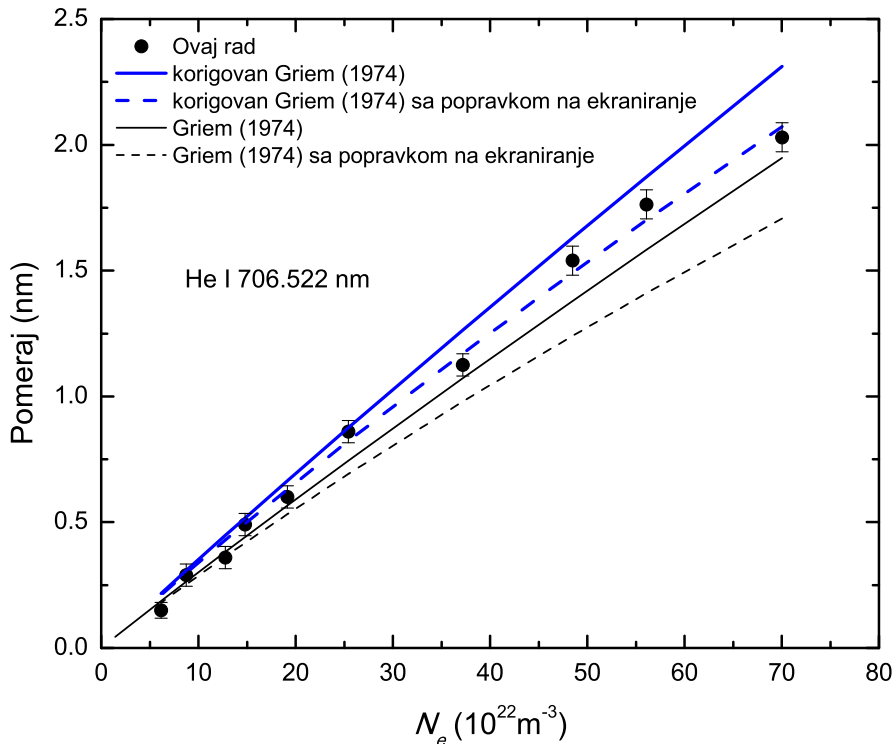
$$\frac{d_m}{d_{th}} = \frac{(d_{me} \pm 2.00g_1A_Nw_e)N_e \cdot 10^{-16}}{(d_e \pm 2.00g_1A_Nw_{me})N_e \cdot 10^{-16}} = \frac{d_{me} \pm w_{me} \cdot 2.00g_1A_N}{d_e \pm w_e \cdot 2.00g_1A_N} \quad (4.9)$$

gde su w_{me} i d_{me} merene vrednosti elektronske sudarne polu-poluširine i pomeraja.

Na osnovu prethodnih izraza vidi se da se elektronska sudarna polu-poluširina može korigovati na osnovu faktora w_m/w_{th} . Korekcija elektronskog sudarnog pomeraja faktorom d_m/d_{th} se vrši sa određenom greškom koja se unosi uzimajući da je $w_{me} \approx w_e$; ona je, međutim zanemarljiva.

Faktori korekcije za w_e i d_e su određeni pomoću rezultata koji su ocenjeni sa A, B+ i B usrednjavanjem korekcionih faktora datih preko odnosa w_m/w_{th} i d_m/d_{th} u tim radovima. Za polu-poluširinu faktor korekcije iznosi 0.96, a za pomeraj 1.235.

Poređenje eksperimentalnih rezultata dobijenih u ovom radu sa teorijskim (Griem, 1974) korigovanim na prethodno opisan način je prikazan na Slici 4.8.

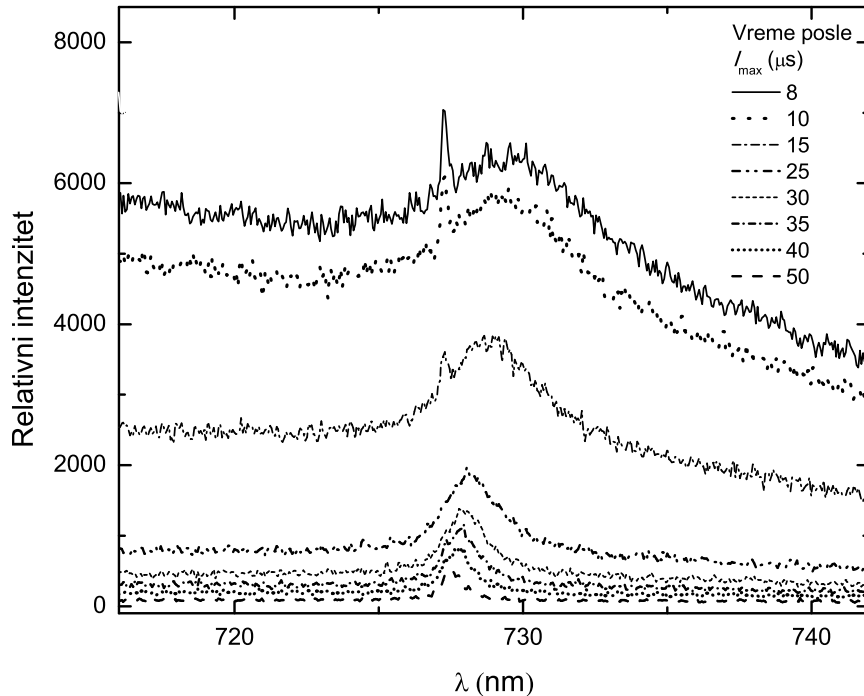


Slika 4.8: Slaganje eksperimentalnih i korigovanih teorijskih vrednosti (Griem, 1974) pomeraja linije He I 706.519 nm.

Srednje odstupanje korigovanih teorijskih vrednosti u odnosu na eksperimentalne iz ovog rada je 11 % bez uračunate popravke na Debye-evo ekraniranje i 7 % sa popravkom. Ovakvo slaganje ukazuje na potrebu korigovanja teorijskih vrednosti elektronske sudarne polu-poluširine i pomeraja (Griem, 1974), kao i popravku pomeraja uračunavanjem uticaja Debye-evog ekraniranja.

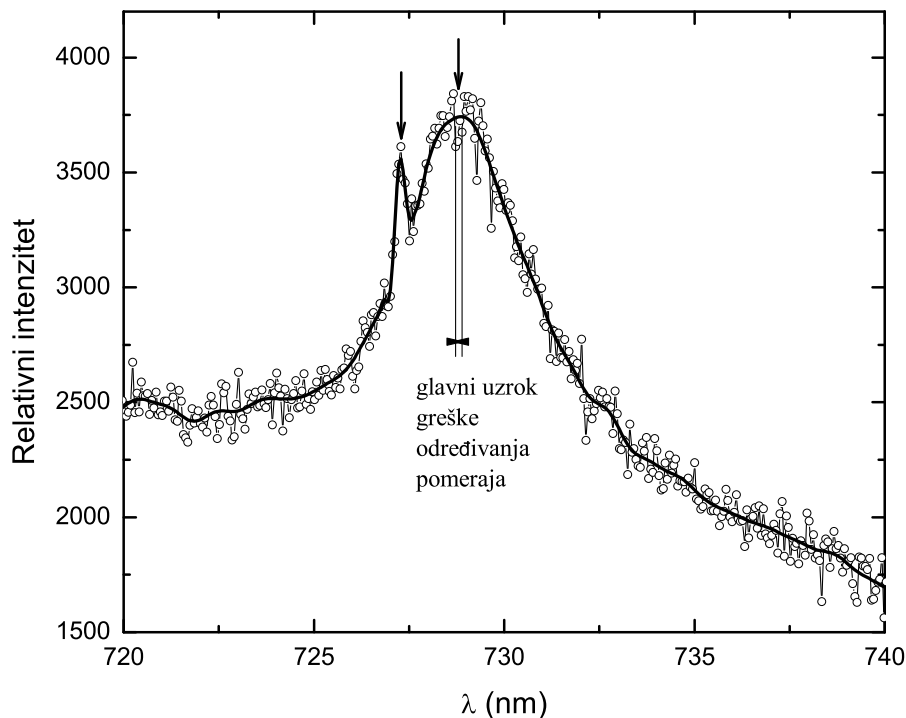
4.4.2 Spektralna linija He I 728.135 nm: $1s2p^1P^o - 1s3s^1S$

Na Slici 4.9 prikazani su eksperimentalni profili spektralne linije He I 728.135 nm pri različitim vremenima razvoja plazme.



Slika 4.9: Eksperimentalni profili linije He I 728.135 nm pri različitim vremenima razvoja plazme merenim u odnosu na maksimum struje pražnjenja.

Kao primer određivanja pomeraja na maksimumu linije, na Slici 4.10 je prikazana linija He I 728.135 nm u trenutku od $20 \mu\text{s}$ u odnosu na maksimum struje pražnjenja.



Slika 4.10: Eksperimentalni i izgladen ("smooth") profil linije He I 728.135 nm pri vremenu od $20 \mu\text{s}$ od I_{\max} . Strelicama su označeni maksimumi linije He I 728.135 nm iz plazma jet-a i iz unutrašnjosti cevi za pražnjenje.

Pomeraj na maksimumu linije se dobija kao razlika položaja strelica na Slici 4.10 sa kojima su označeni maksimumi linije He I 728.135 nm iz plazma jet-a i iz unutrašnjosti cevi za pražnjenje. Glavni uzrok greške određivanja pomeraja u ovom slučaju je rasipanje eksperimentalnih tačaka u centru linije čiji se pomeraj meri, kao što je i ilustrovano na Slici 4.10. Vrednosti izmerenih pomeraja na maksimumu linije za vremena 8, 10, 15, 25, 30, 35, 40 i 50 μs od I_{max} su dati u Tabeli 4.10. U ovoj tabeli su takođe date i vrednosti N_e i T_e pri datim vremenima.

Tabela 4.10: Eksperimentalne vrednosti Stark-ovog pomeraja d_m linije He I 728.135 nm za različita vremena razvoja plazme.

vreme posle I_{max} (μs)	T_e (K)	N_e (10^{22} m^{-3})	d_m (nm)
5	20500	70.05	–
8	20500	56.08	2.40(6)
10	20500	48.47	2.13(6)
15	21436	37.18	1.59(6)
20	20308	25.43	–
25	20000	19.14	0.92(5)
30	20740	14.80	0.75(5)
35	19728	12.79	0.57(5)
40	18929	8.74	0.48(5)
50	16368	6.15	0.28(5)

Određivanje teorijskih vrednosti Stark-ovih pomeraja He I 728.135 nm linije prema Griem-u

U (Griem, 1974) date su vrednosti elektronskih sudarnih polu-poluširina (w_e) i pomeraja (d_e) za talasnu dužinu $\lambda = 7281 \text{ \AA}$ pri elektronskim temperaturama $T_e = 5000, 10000, 20000, 40000 \text{ K}$ i koncentraciji $N_e = 1.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. U Tabeli 4.11 prikazane su vrednosti elektronskih sudarnih pomeraja (d_{eN}), jonskog doprinosa (d_i), parametara doprinosa jonskog širenja (A_N), parametara B i uticaja dinamike jona na pomeraj (D_j), kao i dobijene teorijske vrednosti ukupnog pomeraja (d_{tot}) za elektronske koncentracije u ovom radu.

Tabela 4.11: Vrednosti d_{eN} , A_N , B , D_j , d_i i teorijske vrednosti Stark-ovog pomeraja d_{tot} linije He I 728.135 nm prema (Griem, 1974) za različite vrednosti N_e .

N_e (10^{22} m^{-3})	d_{eN} (nm)	A_N	B	D_j	d_i (nm)	d_{tot} (nm)
6.15	0.23	0.11	0.28	2.25	0.03	0.30
8.74	0.32	0.12	0.36	2.06	0.05	0.43
12.79	0.47	0.13	0.46	1.86	0.08	0.62
14.80	0.55	0.14	0.51	1.78	0.09	0.71
19.14	0.71	0.15	0.60	1.65	0.12	0.91
25.43	0.94	0.16	0.73	1.49	0.17	1.19
37.18	1.38	0.18	0.94	1.28	0.26	1.71
48.47	1.80	0.19	1.12	1	0.34	2.14
56.08	2.08	0.19	1.23	1	0.40	2.48
70.05	2.60	0.21	1.43	1	0.51	3.11

Vrednosti parametra A_N za ceo opseg N_e zadovoljavaju uslov (1.23), dok parametar B ne zadovoljava uslov (1.33) za 3 najveće vrednosti N_e . Za te vrednosti N_e se zato, umesto izraza (1.30), koristi (1.28), odnosno može se zanemariti uticaj dinamike jona ($D_j = 1$).

Određivanje uticaja Debye-evog ekraniranja na pomeraaj He I 728.135 nm linije prema Griem-u

Kritična koncentracija za uračunavanje Debye-evog ekraniranja u slučaju ove linije iznosi $N_{cr} = 20.154 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, tako da su određene odgovarajuće korekcije na osnovu izraza (4.5) i korigovane su teorijske vrednosti pomeraja d_{tot} .

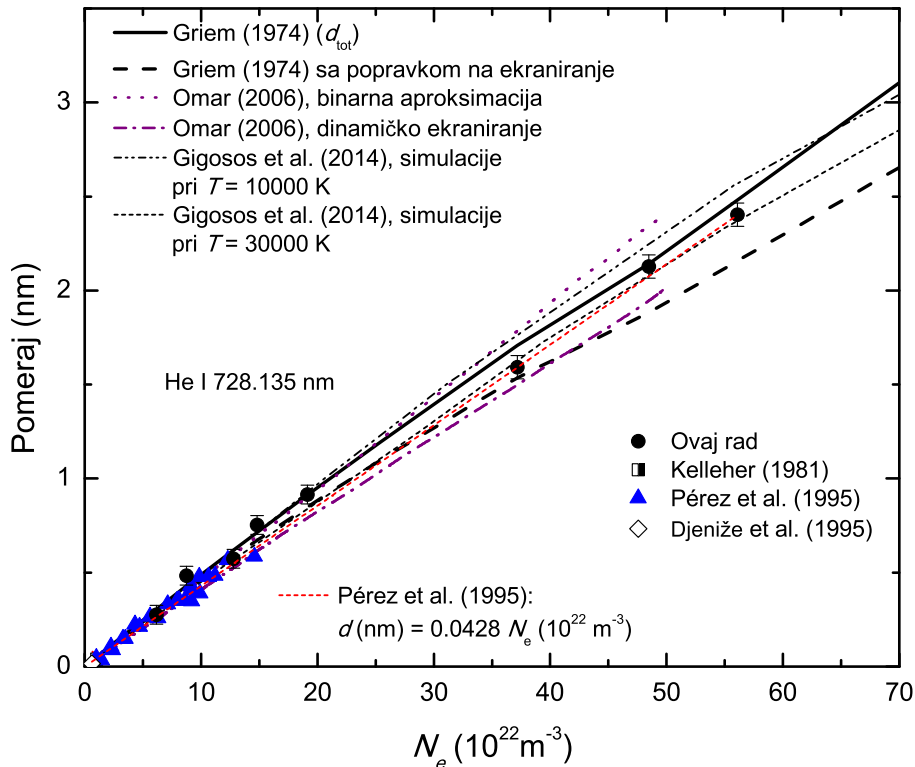
Vrednosti parametara $z_{\ell+1}$, funkcije $b_{\ell+1}(z)$ i popravke na Debye-evo ekraniranje Δd su prikazane u Tabeli 4.12, pri čemu je $E_{\ell+1} - E_{\ell} = 1344.535 \text{ cm}^{-1}$.

Tabela 4.12: Vrednosti parametara $z_{\ell+1}$, funkcije $b_{\ell+1}(z)$ i popravke na Debye-evo ekraniranje Δd linije He I 728.135 nm prema (Griem, 1974) za različite vrednosti N_e .

N_e (10^{22} m^{-3})	$z_{\ell+1}$	$b_{\ell+1}(z)$	Δd
6.15	18.10	0.04	-0.01
8.74	15.18	0.05	-0.02
12.79	12.56	0.06	-0.03
14.80	11.67	0.07	-0.04
19.14	10.26	0.08	-0.06
25.43	8.90	0.09	-0.10
37.18	7.36	0.11	-0.17
48.47	6.45	0.12	-0.26
56.08	5.99	0.13	-0.32
70.05	5.36	0.15	-0.45

Poređenje rezultata pomeraja He I 728.135 nm linije dobijenih u ovom radu sa rezultatima drugih autora i sa teorijskim vrednostima

Na Slikama 4.11 i 4.12 prikazani su eksperimentalni rezultati pomeraja na maksimumu linije dobijeni u ovom radu, u radovima (Kelleher, 1981), (Pérez et al., 1995), (Djeniže et al., 1995), zavisnosti $d = f(N_e)$ dobijenih teorijskim pristupima (Griem, 1974), (Omar et al., 2006) i (Gigosos et al., 2014), kao i linearna jednačina (Pérez et al., 1995) dobijena na osnovu svih, tada dostupnih, eksperimentalnih rezultata.



Slika 4.11: Zavisnost pomeraja od elektronske koncentracije linije He I 728.14 nm (lin-lin skala).

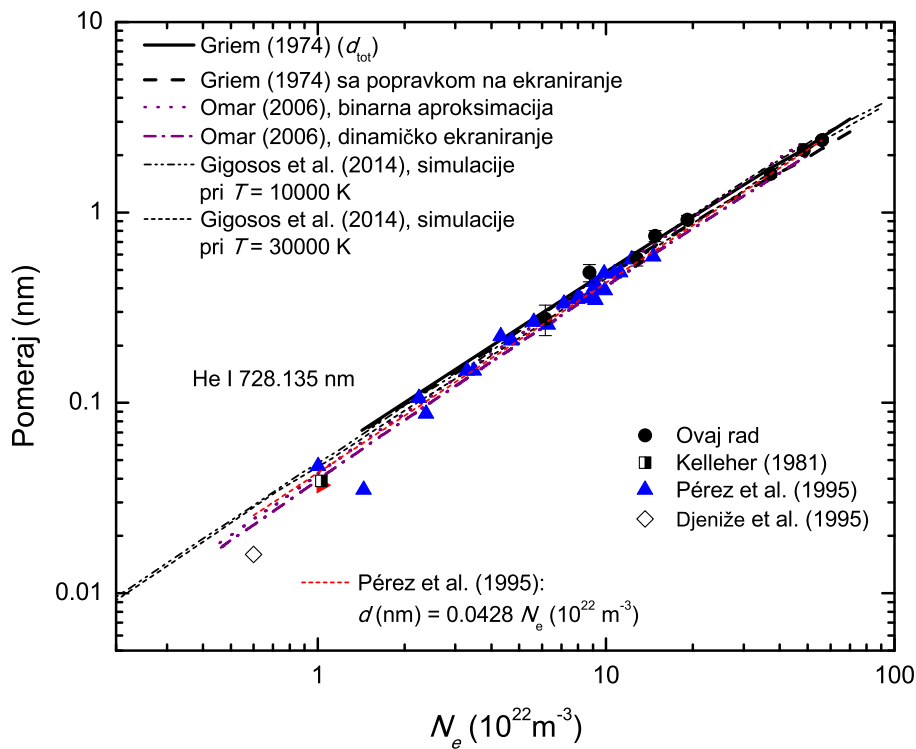
Jednačina (Pérez et al., 1995) je data za interval elektronske koncentracije od $1.5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ do $1.45 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i ima oblik:

$$d(\text{nm}) = 0.0428 (\pm 0.09) \cdot N_e (10^{22} \text{ m}^{-3}) \quad (4.10)$$

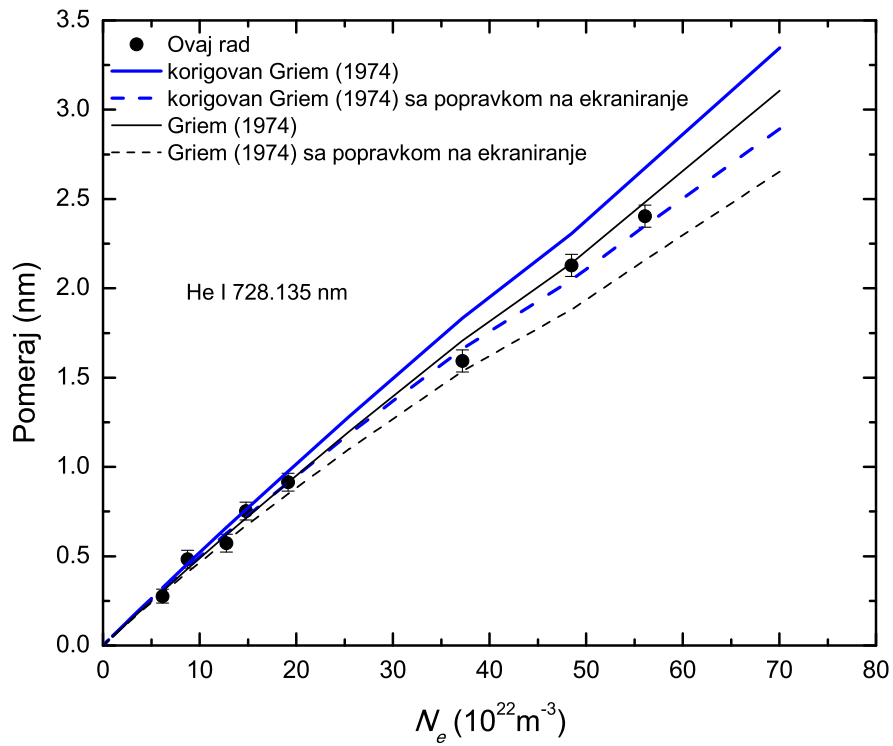
Srednje odstupanje eksperimentalnih rezultata dobijenih u ovom radu od krive (4.10) je 4% za elektronske koncentracije veće od $1.45 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Takođe, najveća vrednost korekcije na Debye-evo ekraniranje iznosi 13% od izmerene vrednosti pomeraja (na $N_e = 5.6 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$), što znači da se formula (4.10) može primeniti u dijagnostici plazme do $N_e = 5.6 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

Srednje odstupanje eksperimentalnih vrednosti pomeraja u ovom radu u odnosu na ostale teorijske je sledeće: 6% za rezultate (Griem, 1974) bez korekcije na Debye-evo ekraniranje,

9 % (Griem, 1974) sa korekcijom na Debye-evo ekraniranje, 8 % (Omar et al., 2006) - binarna aproksimacija, 15 % (Omar et al., 2006) - dinamičko ekraniranje i 7 % (Gigosos et al., 2014) kako pri 10, tako i pri 30 kK. Kao i kod prethodno analizirane linije, i kod ove je slaganje eksperimentalnih rezultata sa rezultatima (Griem, 1974) bez korekcije na Debye-evo ekraniranje bolje od (Griem, 1974) sa korekcijom. U ovom slučaju su, takođe, korigovane vrednosti elektronske sudarne polu-poluširine i pomeraja (w_e i d_e) koje daje (Griem, 1974) na osnovu odnosa w_m/w_{th} za polu-poluširine i d_m/d_{th} za pomeraj datih u preglednim radovima (Konjević et al., 1984a; Konjević i Wiese, 1990; Konjević et al., 1990). Za polu-poluširinu faktor korekcije iznosi 0.96, a za pomeraj 1.1. Poređenje eksperimentalnih rezultata dobijenih u ovom radu sa korigovanim teorijskim (Griem, 1974) (sa i bez Debye-evog ekraniranja) je prikazan na Slici 4.13. Srednje odstupanje korigovanih teorijskih vrednosti u odnosu na eksperimentalne iz ovog rada je 9 % bez uračunate popravke na Debye-evo ekraniranje i 5.7 % sa popravkom, što dovodi do istog zaključka kao i kod linije He I 706.519 nm, tj. da je potrebno korigovati teorijske vrednosti w_e i d_e (Griem, 1974), kao i teorijsku vrednost pomeraja uračunavanjem uticaja Debye-evog ekraniranja.



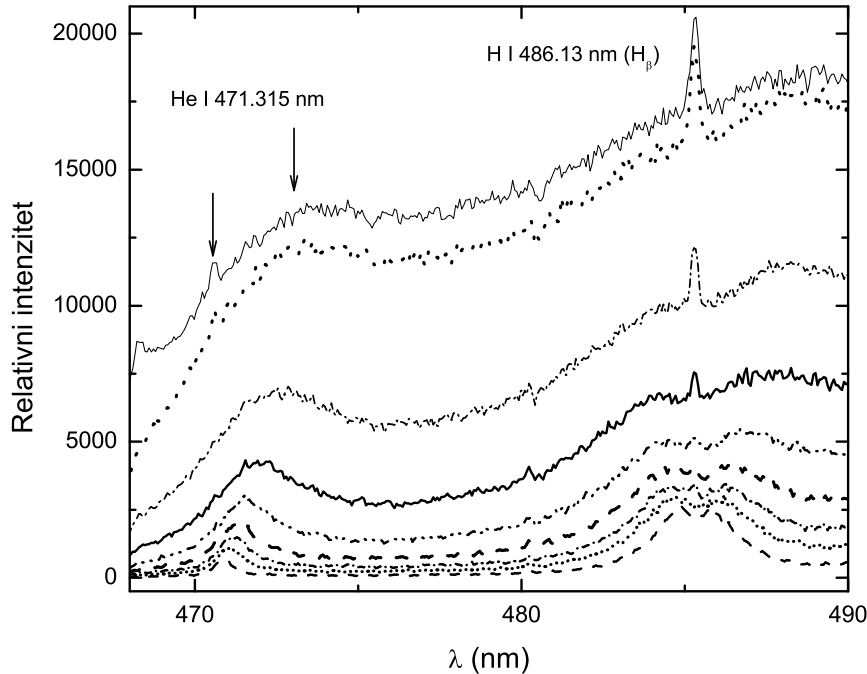
Slika 4.12: Zavisnost pomeraja od elektronske koncentracije linije He I 728.14 nm (log-log skala).



Slika 4.13: Slaganje eksperimentalnih i korigovanih teorijskih vrednosti (Griem, 1974) pomeraja linije He I 728.14 nm.

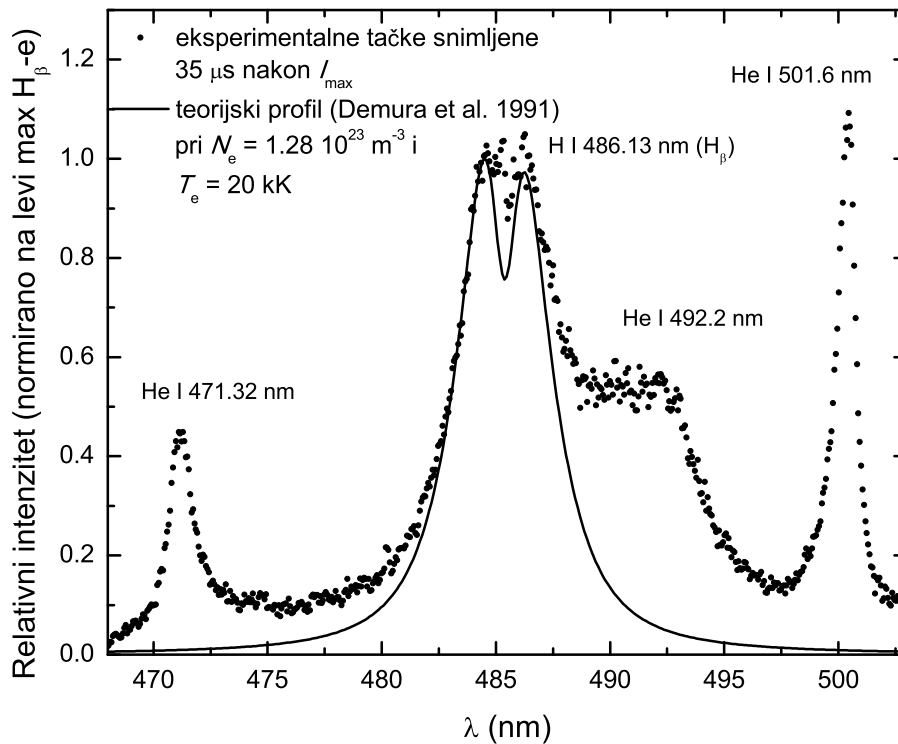
4.4.3 Spektralna linija He I 471.315 nm: $1s2p\ ^3P^o - 1s4s\ ^3S$

Na Slici 4.14 prikazani su eksperimentalni profili spektralne linije He I 471.315 nm pri različitim vremenima razvoja plazme.



Slika 4.14: Eksperimentalni profili linije He I 471.315 nm pri različitim vremenima razvoja plazme merenim u odnosu na maksimum struje pražnjenja. Profili su prikazani za 8, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40 i 50 μs u odnosu na I_{max} , pri čemu najveći intenzitet spektralnih linija odgovara vremenu 8 μs .

Na položaj maksimuma ove linije pri višim elektronskim koncentracijama relativno veliki uticaj ima susedna vodonikova H_{β} linija, a manji linije He I na 492.2 nm i 501.6 nm (Slika 4.15).



Slika 4.15: Ilustracija postupka oduzimanja teorijskog profila H_{β} linije od spektra snimljenog u ovom radu: spektralni profil snimljen pri 35 μs nakon I_{max} i teorijski profil H_{β} linije pri $N_e = 1.28 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $T_e = 20000 \text{ K}$.

Postupak određivanja d_m se sastojao od odvajanja linije He I 471.315 nm od levog krila H_β linije, nakon čega su maksimumi ispitivane linije iz plazma jet-a i iz cevi za pražnjenje određeni na već opisan način. Profili H_β linije korišćeni pri razdvajanju su dobijeni pomoću kompjuterskog programa koji se bazira na (Demura et al., 1991). Na Slici 4.15 prikazan je snimljen spektar zajedno sa teorijskim profilom H_β linije pri $N_e = 1.28 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $T_e = 20000 \text{ K}$. Odvajanje He I 471.315 nm linije od levog krila H_β linije je vršeno jednostavnim oduzimanjem teorijskog profila H_β linije od spektra snimljenog u ovom radu. Kako u ovom delu spektra, sem H_β linije, moguć uticaj na položaj maksimuma ispitivane linije može imati i spektralna linija He I 492.2 nm, greška određivanja pomeraja pri visokim N_e je relativno velika.

Vrednosti izmerenih pomeraja na maksimumu linije za vremena 8, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40 i 50 μs od I_{max} su dati u Tabeli 4.13. U ovoj tabeli su takođe date i vrednosti N_e i T_e pri datim vremenima.

Tabela 4.13: Eksperimentalne vrednosti Stark-ovog pomeraja d_m linije He I 471.315 nm za različita vremena razvoja plazme.

vreme posle I_{max} (μs)	T_e (K)	N_e (10^{22} m^{-3})	d_m (nm)
5	20500	70.05	–
8	20500	56.08	2.62(13)
10	20500	48.47	2.18(13)
15	21436	37.18	1.81(10)
20	20308	25.43	1.32(10)
25	20000	19.14	1.02(7)
30	20740	14.80	0.77(7)
35	19728	12.79	0.72(6)
40	18929	8.74	0.48(5)
50	16368	6.15	0.33(5)

Određivanje teorijskih vrednosti Stark-ovih pomeraja He I 471.315 nm linije prema Griem-u

U (Griem, 1974) su date vrednosti elektronskih sudarnih polu-poluširina (w_e) i pomeraja (d_e) za talasnu dužinu $\lambda = 4713 \text{ \AA}$ pri elektronskim temperaturama $T_e = 5000, 10000, 20000, 40000 \text{ K}$ i koncentraciji $N_e = 1.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. U Tabeli 4.14 prikazani su vrednosti elektronskih sudarnih pomeraja (d_{eN}), jonskog doprinosa (d_i), parametara doprinosa jonskog širenja (A_N), parametara B i uticaja dinamike jona na pomeraj (D_j), kao i dobijene teorijske vrednosti ukupnog pomeraja (d_{tot}) za elektronske koncentracije u ovom radu.

Vrednosti parametra A_N za ceo opseg N_e zadovoljavaju uslov (1.23), dok parametar B zadovoljava uslov (1.33) samo pri najnižoj vrednosti N_e . Dinamika jona se zato može zanemariti za prethodno pomenuti opseg N_e i prilikom proračuna d_{tot} se koristi izraz (1.28).

Tabela 4.14: Vrednosti d_{eN} , A_N , B , D_j , d_i i teorijske vrednosti Stark-ovog pomeraja d_{tot} linije He I 471.315 nm prema (Griem, 1974) za razlicite vrednosti N_e .

N_e (10^{22} m^{-3})	d_{eN} (nm)	A_N	B	D_j	d_i (nm)	d_{tot} (nm)
6.15	0.25	0.16	0.81	1.36	0.51	0.32
8.74	0.35	0.17	1.03	1	0.76	0.43
12.79	0.52	0.19	1.33	1	1.18	0.64
14.80	0.60	0.20	1.46	1	1.39	0.74
19.14	0.78	0.21	1.73	1	1.86	0.96
25.43	1.03	0.22	2.10	1	2.55	1.29
37.18	1.51	0.25	2.70	1	3.88	1.90
48.47	1.97	0.26	3.22	1	5.18	2.48
56.08	2.27	0.27	3.55	1	6.06	2.88
70.05	2.84	0.29	4.12	1	7.68	3.61

Određivanje uticaja Debye-evog ekraniranja na pomeraj He I 471.315 nm linije prema Griem-u

Kritična koncentracija za uračunavanje uticaja Debye-evog ekraniranja iznosi $N_{cr} = 9.41 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, tako da su teorijske vrednosti pomeraja d_{tot} korigovane popravkom Δd određene na osnovu izraza (4.5).

Vrednosti parametara $z_{\ell+1}$, funkcije $b_{\ell+1}(z)$ i popravke na Debye-evo ekraniranje Δd su prikazane u Tabeli 4.15, pri čemu je razlika energije gornjeg nivoa prelaza i najbližeg perturbujućeg nivoa $E_{\ell+1} - E_{\ell} = 918.928 \text{ cm}^{-1}$.

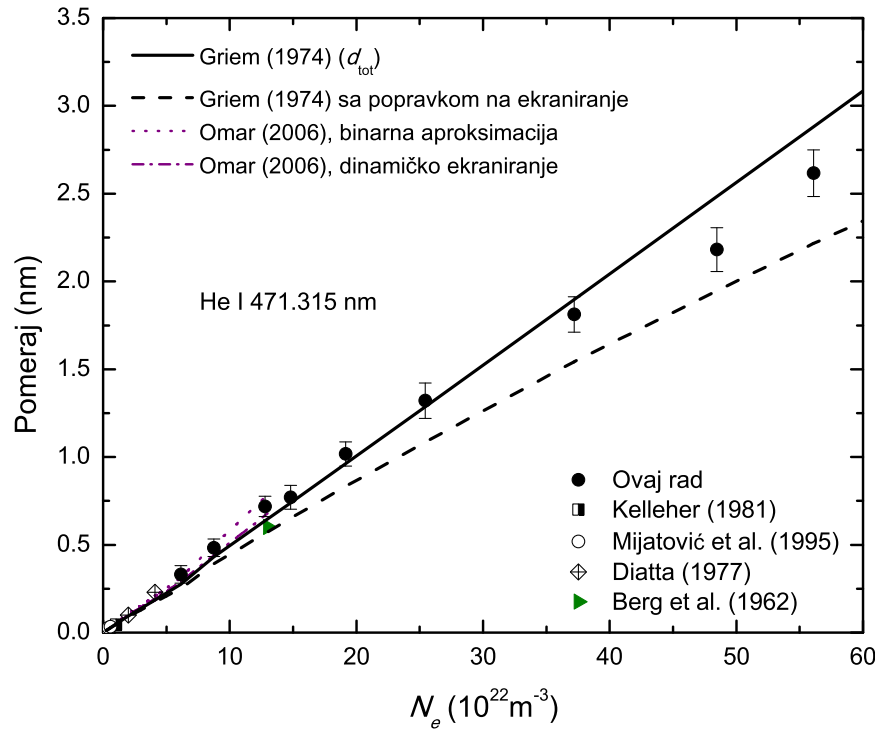
U tabeli 4.15 su prikazane vrednosti parametara koji se koriste u računu prilikom određivanja popravke za pomeraj usled Debye-evog ekraniranja, kao i popravka Δd .

Tabela 4.15: Vrednosti parametara $z_{\ell+1}$, funkcije $b_{\ell+1}(z)$ i popravke na Debye-evo ekraniranje Δd linije He I 471.315 nm (Griem, 1974) za različite vrednosti N_e .

N_e (10^{22} m^{-3})	$z_{\ell+1}$	$b_{\ell+1}(z)$	Δd
6.15	18.10	0.04	-0.02
8.74	15.18	0.05	-0.04
12.79	12.56	0.06	-0.07
14.80	11.67	0.07	-0.09
19.14	10.26	0.08	-0.13
25.43	8.90	0.09	-0.20
37.18	7.36	0.11	-0.35
48.47	6.45	0.12	-0.54
56.08	5.99	0.13	-0.67
70.05	5.36	0.15	-0.94

Poređenje rezultata pomeraja He I 471.315 nm linije dobijenih u ovom radu sa rezultatima drugih autora i sa teorijskim vrednostima

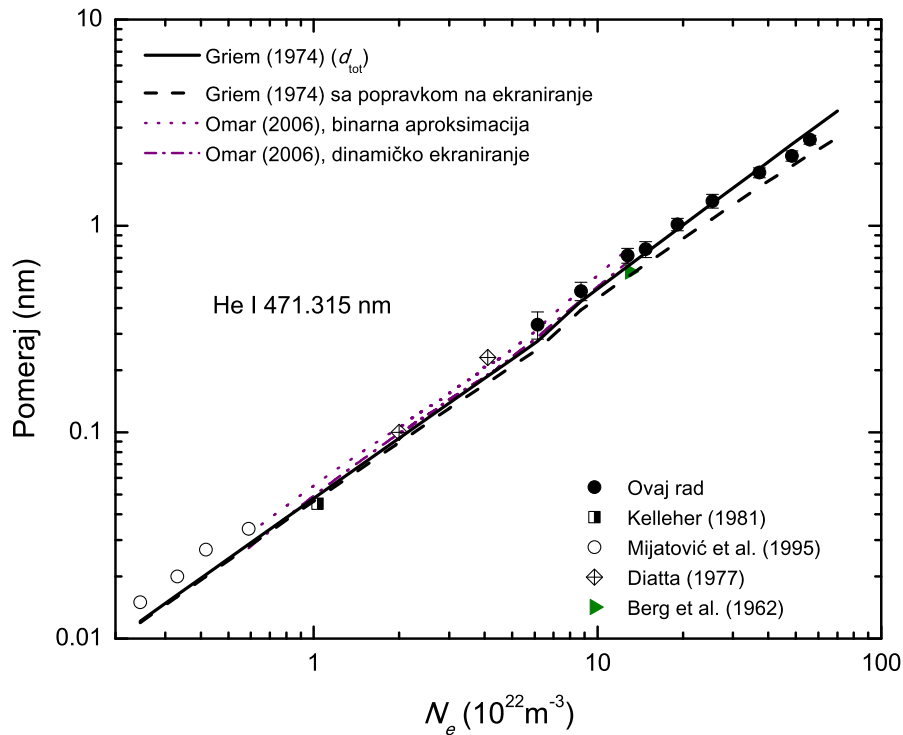
Na Slikama 4.16 i 4.17 prikazani su eksperimentalni rezultati pomeraja na maksimumu linije dobijeni u ovom radu, u radovima (Kelleher, 1981), (Mijatović et al., 1995), (Diatta, 1977), (Berg et al., 1962), kao i zavisnosti $d = f(N_e)$ dobijenih teorijskim pristupima (Griem, 1974) i (Omar et al., 2006).



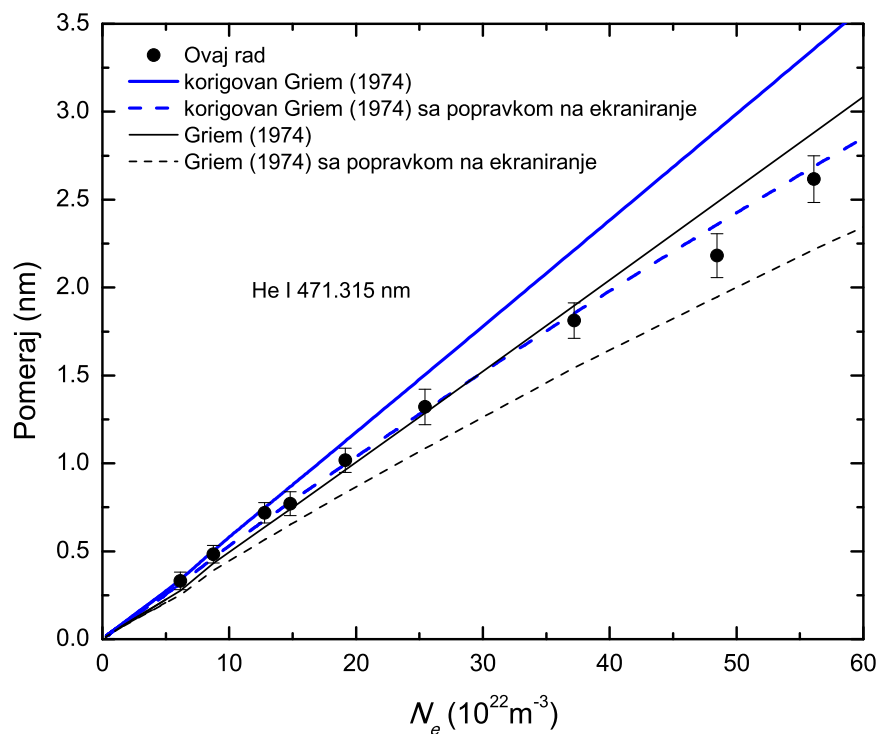
Slika 4.16: Zavisnost pomeraja od elektronske koncentracije linije He I 471.315 nm (lin-lin skala).

Srednje odstupanje eksperimentalnih vrednosti pomeraja u ovom radu u odnosu na teorijske je sledeće: 9 % sa rezultatima (Griem, 1974) bez korekcije na Debye-evo ekraniranje, 21 % (Griem, 1974) sa korekcijom na Debye-evo ekraniranje, 4 % Omar et al. (2006) - binarna aproksimacija, 11 % (Omar et al., 2006) - dinamičko ekraniranje. Bitno je napomenuti da su teorijski proračuni (Omar et al., 2006) dati samo za vrednosti $N_e < 1.3 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

Kao i kod prethodno analizirane linije, i kod ove je slaganje eksperimentalnih rezultata sa rezultatima (Griem, 1974) bez korekcije na Debye-evo ekraniranje bolje od (Griem, 1974) sa korekcijom. U slučaju ove linije su, takođe, korigovane vrednosti elektronske sudarne polupoluširine i pomeraja (w_e i d_e) koje daje (Griem, 1974) na osnovu odnosa w_m/w_{th} za polupoluširine i d_m/d_{th} za pomeraj datih u preglednim radovima (Konjević et al., 1984a; Konjević i Wiese, 1990; Konjević et al., 1990). Za polupoluširinu faktor korekcije iznosi 0.92, a za pomeraj 1.23. Poređenje eksperimentalnih rezultata dobijenih u ovom radu sa korigovanim teorijskim (Griem, 1974) (sa i bez Debye-evog ekraniranja) je prikazan na slici 4.18.



Slika 4.17: Zavisnost pomeraja od elektronske koncentracije linije He I 471.315 nm (log-log skala).

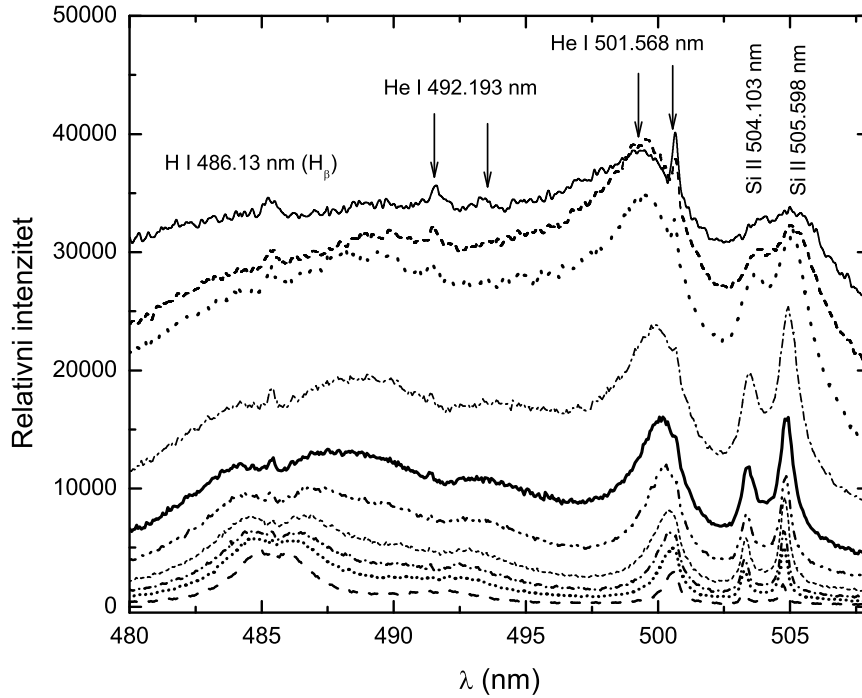


Slika 4.18: Slaganje eksperimentalnih i korigovanih teorijskih vrednosti (Griem, 1974) pomeraja linije He I 471.315 nm.

Srednje odstupanje korigovanih teorijskih i eksperimentalnih vrednosti iz ovog rada je 14 % bez uračunate popravke na Debye-evo ekraniranje i 3.7 % sa popravkom, što dovodi do istog zaključka kao i kod prethodne dve linije, tj. da je potrebno korigovati teorijske vrednosti w_e i d_e (Griem, 1974), kao i teorijsku vrednost pomeraja uračunavanjem uticaja Debye-evog ekraniranja.

4.4.4 Spektralna linija He I 501.568 nm: $1s2s^1S - 1s3p^1P^o$

Na Slici 4.19 prikazani su eksperimentalni profili spektralne linije He I 501.568 nm pri različitim vremenima razvoja plazme. Pomeraj ove linije je određen sa relativno velikom greškom zbog blizine linije He I 492.193 nm. Određivanje d_m je rađeno na već opisan način, kao razlika maksimuma ispitivane linije iz plazma jet-a i iz cevi za pražnjenje.



Slika 4.19: Eksperimentalni profili linije He I 501.568 nm pri različitim vremenima razvoja plazme merenim u odnosu na maksimum struje pražnjenja. Profili su prikazani za 5, 8, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40 i 50 μs u odnosu na I_{max} , pri čemu najveći intenzitet spektralnih linija odgovara vremenu 5 μs .

Vrednosti izmerenih pomeraja na maksimumu linije za vremena 5, 8, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40 i 50 μs od I_{max} su dati u Tabeli 4.16. Pomeraj ove linije je negativnog predznaka (plavi pomeraj), tj. linija je pomerena ka nižim talasnim dužinama.

Tabela 4.16: Eksperimentalne vrednosti Stark-ovog pomeraja d_m linije He I 501.568 nm za različita vremena razvoja plazme.

vreme posle I_{max} (μs)	T_e (K)	N_e (10^{22} m^{-3})	d_m (nm)
5	20500	70.05	-1.36(6)
8	20500	56.08	-1.17(9)
10	20500	48.47	-1.11(12)
15	21436	37.18	-0.81(6)
20	20308	25.43	-0.60(6)
25	20000	19.14	-0.48(5)
30	20740	14.80	-0.33(5)
35	19728	12.79	-0.29(5)
40	18929	8.74	-0.22(5)
50	16368	6.15	-0.19(5)

Određivanje teorijskih vrednosti Stark-ovih pomeraja He I 501.568 nm linije prema Griem-u

U (Griem, 1974) su date vrednosti elektronskih sudarnih polu-poluširina (w_e) i pomeraja (d_e) za talasnu dužinu $\lambda = 5017 \text{ \AA}$ pri elektronskim temperaturama $T_e = 5000, 10000, 20000, 40000 \text{ K}$ i koncentraciji $N_e = 1.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. U Tabeli 4.17 prikazane su vrednosti elektronskih sudarnih pomeraja (d_{eN}), jonskog doprinosa (d_i), parametra doprinosa jonskog širenja (A_N), parametra B i uticaja dinamike jona na pomeraj (D_j), kao i dobijene teorijske vrednosti ukupnog pomeraja (d_{tot}) za elektronske koncentracije u ovom radu.

Tabela 4.17: Vrednosti d_{eN} , A_N , B , D_j , d_i i teorijske vrednosti Stark-ovog pomeraja d_{tot} linije He I 501.568 nm prema (Griem, 1974) za različite vrednosti N_e .

N_e (10^{22} m^{-3})	d_{eN} (nm)	A_N	B	D_j	d_i (nm)	d_{tot} (nm)
6.15	-0.11	0.26	0.72	1.33	-0.07	-0.21
8.74	-0.16	0.28	0.91	1.15	-0.11	-0.28
12.79	-0.23	0.31	1.17	1	-0.16	-0.40
14.80	-0.27	0.32	1.29	1	-0.19	-0.46
19.14	-0.35	0.34	1.54	1	-0.26	-0.61
25.43	-0.46	0.37	1.86	1	-0.35	-0.82
37.18	-0.67	0.40	2.39	1	-0.54	-1.21
48.47	-0.88	0.43	2.85	1	-0.72	-1.60
56.08	-1.01	0.45	3.14	1	-0.84	-1.86
70.05	-1.27	0.47	3.65	1	-1.07	-2.34

Vrednosti parametra A_N za ceo opseg N_e zadovoljavaju uslov (1.23), dok parametar B zadovoljava uslov (1.33) samo za dve najniže vrednosti N_e , pri kojima se dinamika jona ne može zanemariti.

Određivanje uticaja Debye-evog ekraniranja na pomeraj He I 501.568 nm linije prema Griem-u

Kritična koncentracija za uračunavanje uticaja Debye-evog ekraniranja iznosi $0.12 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, tako da su teorijske vrednosti pomeraja d_{tot} korigovane popravkom Δd određene na osnovu izraza (4.5).

Vrednosti parametara $z_{\ell+1}$, $z_{\ell-1}$, funkcije $b_{\ell+1}(z)$, $b_{\ell-1}(z)$ i popravke na Debye-evo ekraniranju Δd su prikazane u Tabeli 4.18, pri čemu je razlika energije gornjeg nivoa prelaza i najbližeg perturbujućeg nivoa za $\ell + 1$ $E_{\ell+1} - E_{\ell} = 104.398 \text{ cm}^{-1}$, a za $\ell - 1$ $E_{\ell-1} - E_{\ell} = 1344.535 \text{ cm}^{-1}$.

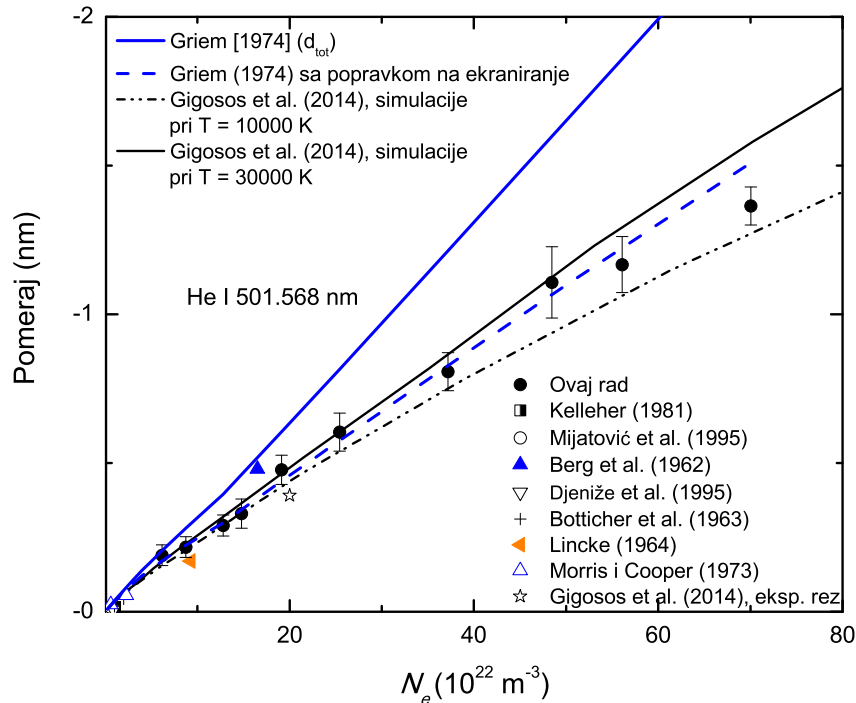
U Tabeli 4.18 su prikazane vrednosti parametara neophodnih za izračunavanje popravke za pomeraj usled Debye-evog ekraniranja, kao i popravka Δd .

Tabela 4.18: Vrednosti parametara $z_{\ell+1}$, $z_{\ell-1}$, funkcija $b_{\ell+1}(z)$, $b_{\ell-1}(z)$ i popravke na Debye-evo ekraniranje Δd linije He I 501.568 nm prema (Griem, 1974) za različite vrednosti N_e .

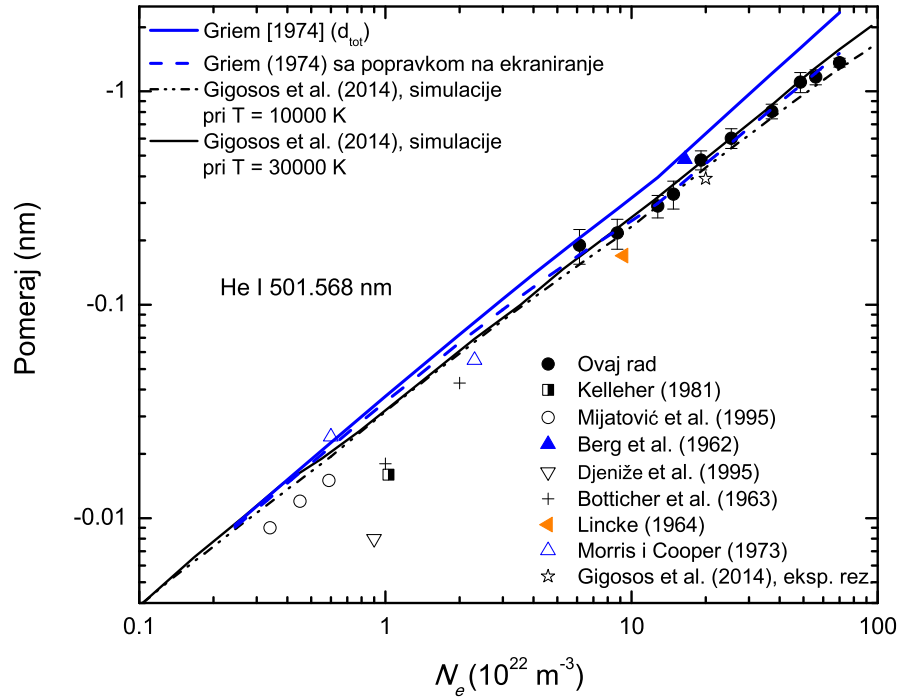
N_e (10^{22} m^{-3})	$z_{\ell+1}$	$b_{\ell+1}(z)$	$z_{\ell-1}$	$b_{\ell-1}(z)$	Δd
6.15	1.41	0.62	18.10	0.04	0.03
8.74	1.18	0.73	15.18	0.05	0.06
12.79	0.97	0.84	12.56	0.06	0.10
14.80	0.91	0.89	11.67	0.07	0.12
19.14	0.80	0.96	10.26	0.08	0.17
25.43	0.69	1.04	8.90	0.09	0.24
37.18	0.57	1.14	7.36	0.11	0.39
48.47	0.50	1.19	6.45	0.12	0.53
56.08	0.47	1.23	5.99	0.13	0.64
70.05	0.42	1.27	5.36	0.15	0.83

Poređenje rezultata pomeraja He I 501.568 nm linije dobijenih u ovom radu sa rezultatima drugih autora i sa teorijskim vrednostima

Na Slikama 4.20 i 4.21 prikazani su eksperimentalni rezultati pomeraja na maksimumu linije dobijeni u ovom radu, u radovima (Kelleher, 1981), (Mijatović et al., 1995), (Bötticher et al., 1963), (Berg et al., 1962), (Djenize et al., 1995), (Lincke, 1964), (Morris i Cooper, 1973), (Gigosos et al., 2014) kao i zavisnosti $d = f(N_e)$ dobijenih teorijskim pristupima (Griem, 1974) i (Gigosos et al., 2014).



Slika 4.20: Zavisnost pomeraja od elektronske koncentracije linije He I 501.568 nm (lin-lin skala).

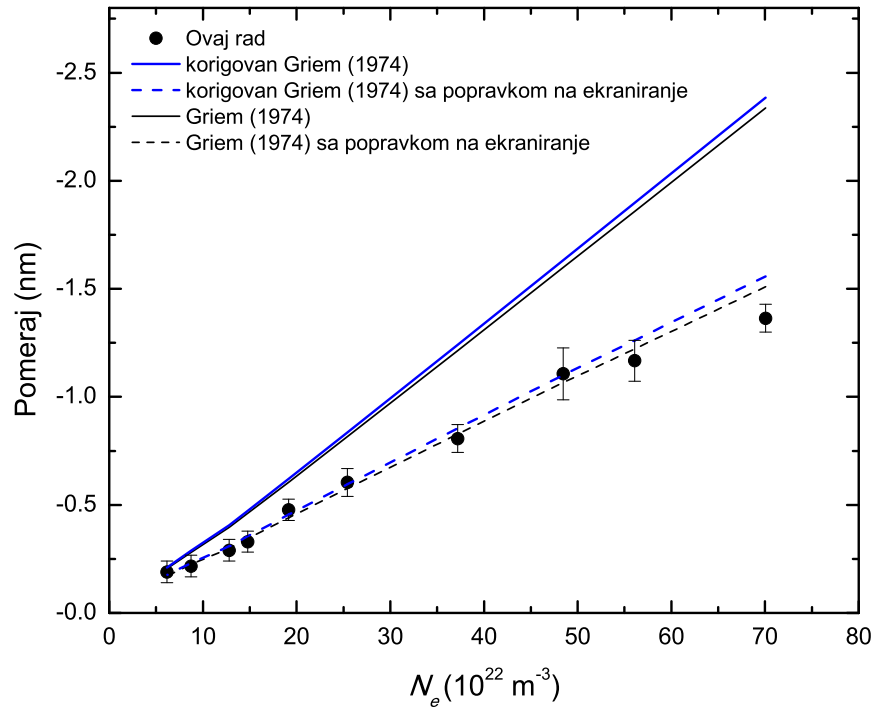


Slika 4.21: Zavisnost pomeraja od elektronske koncentracije linije He I 501.568 nm (log-log skala).

Na Slikama 4.20 i 4.21 se primećuje linearni trend zavisnosti $d = f(N_e)$ za skoro ceo interval izmerenih vrednosti N_e . Za dve najveće vrednosti N_e , međutim, dolazi do odstupanja od linearnosti. U slučaju ove linije se ne može sa sigurnošću ustanoviti da li je razlog ovog odstupanja uticaj Debye-evog ekraniranja ili uticaj bliskih Si II linija na 504.10 i 505.60 nm, kao i pojavljivanje zabranjene komponente koja odgovara prelazu $2s\ 1S - 3d\ ^1D$. Ove susedne linije mogu da pomere položaj linije He I 501.568 nm ka većim talasnim dužinama.

Srednje odstupanje eksperimentalnih vrednosti pomeraja u ovom radu i ostalih teorijskih je sledeće: unutar 30 % sa rezultatima (Griem, 1974) bez korekcije na Debye-evo ekraniranje, 5.4 % (Griem, 1974) sa korekcijom na Debye-evo ekraniranje, 10 % (Gigosos et al., 2014) pri 10 kK i 7 % pri 30 kK.

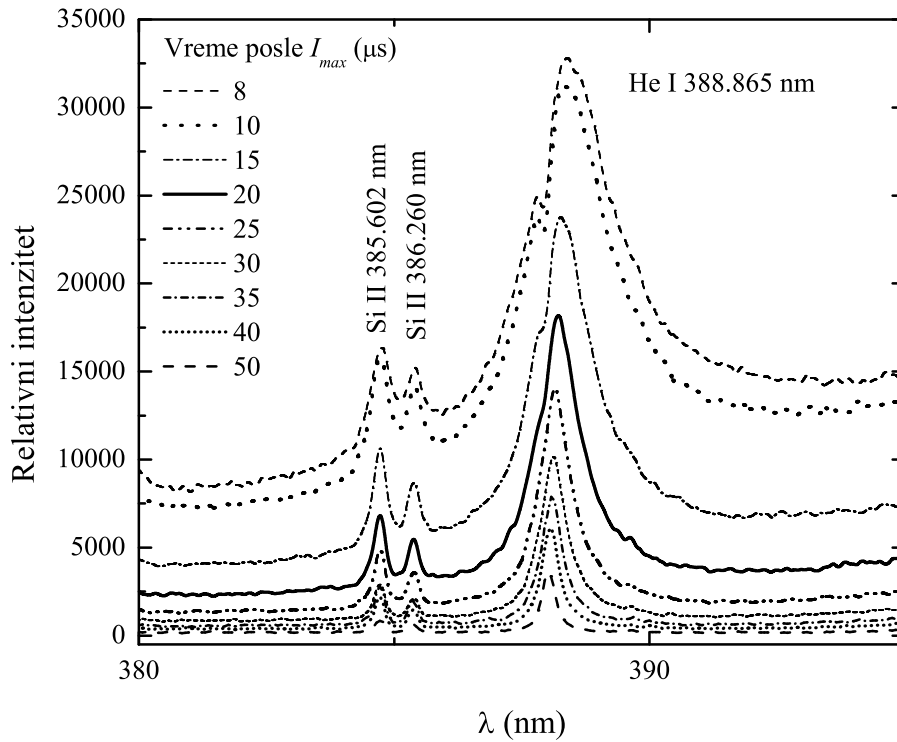
Za razliku od prethodno analiziranih linija, kod ove je slaganje eksperimentalnih rezultata sa rezultatima (Griem, 1974) sa korekcijom mnogo bolje od (Griem, 1974) bez korekcije na Debye-evo ekraniranje. Odnos merenih i teorijskih vrednosti u slučaju ove linije iznosi 0.95 za polu-poluširine i 1.08 za pomeraj. Korigujući vrednosti elektronske sudarne polu-poluširine i pomeraja (w_e i d_e) koje daje (Griem, 1974) na osnovu ovih korekcionih faktora dobijaju se krive zavisnosti $d = f(N_e)$ prikazani na Slici 4.22 za koje se vidi da nema značajnijeg poboljšanja u slaganju eksperimentalnih i teorijskih vrednosti.



Slika 4.22: Slaganje eksperimentalnih i korigovanih teorijskih vrednosti (Griem, 1974) pomeraja linije He I 501.568 nm.

4.4.5 Spektralna linija He I 388.865 nm: $1s2s^3S - 1s3p^3P^o$

Na Slici 4.23 prikazani su eksperimentalni profili spektralne linije He I 388.865 nm pri različitim vremenima razvoja plazme.



Slika 4.23: Eksperimentalni profili linije He I 388.865 nm pri različitim vremenima razvoja plazme merenim u odnosu na maksimum struje pražnjenja.

Kod ove linije je ustanovljeno da se ne pojavljuje uzana referentna linija ili ju je nemoguće odvojiti od široke linije verovatno zbog samoapsorpcije i iz razloga što je pomeraj ove linije mali. Pomeraj linije He I 388.865 nm je zbog toga određen u odnosu na Si II liniju na 385.602 nm. Za položaj referentne linije uzet je položaj ove linije pri kasnim vremenima razvoja plazme. Vrednosti izmerenih pomeraja na maksimumu He I 388.865 nm linije za vremena 8, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40 i 50 μs od I_{max} su date u Tabeli 4.19. Pomeraj ove linije je relativno mali, kreće se u opsegu od 0.04 do 0.4 nm za N_e ovog rada. Radi korekcije eksperimentalnih vrednosti pomeraja linije He I 388.865 nm na eventualni pomeraj referentne Si II linije izračunate su teorijske vrednosti pomeraja (Griem, 1974) Si II 385.602 nm linije. Dobijene vrednosti se kreću od -0.02 do -0.2 nm za opseg N_e određene u ovom radu što je oko 50 % od vrednosti pomeraja ispitivane He I linije. Određene su i eksperimentalne vrednosti pomeraja Si II linije u odnosu na položaj ove linije pri najnižoj vrednosti N_e . Ovako dobijene vrednosti su se kretale oko 0.01 nm za ceo opseg elektronske koncentracije što dovodi do zaključka da je odstupanje eksperimentalnih i teorijskih vrednosti veliko. Analizirajući odstupanja eksperimentalnih rezultata ostalih autora sa teorijskim (Griem, 1974) za ovu Si II liniju prikazanih u preglednim radovima (Konjević i Wiese, 1976; Konjević et al., 1984b; Konjević i Wiese, 1990; Konjević et al., 1990; Lesage, 2009) vidi se da srednje odstupanje iznosi čak 70 %. Zbog velikog neslaganja teorijskih i eksperimentalnih vrednosti pomeraja Si II linije vrednosti pomeraja He I 388.865 nm linije nisu korigovane na pomeraj referentne linije.

Tabela 4.19: Eksperimentalne vrednosti Stark-ovog pomeraja d_m linije He I 388.865 nm za različita vremena razvoja plazme.

Vreme posle I_{\max} (μs)	T_e (K)	N_e (10^{22} m^{-3})	d_m (nm)
5	20500	70.05	–
8	20500	56.08	0.44(10)
10	20500	48.47	0.39(10)
15	21436	37.18	0.30(7)
20	20308	25.43	0.24(7)
25	20000	19.14	0.17(4)
30	20740	14.80	0.15(4)
35	19728	12.79	0.11(4)
40	18929	8.74	0.08(4)
50	16368	6.15	0.04(2)

Određivanje teorijskih vrednosti Stark-ovih pomeraja He I 388.865 nm linije prema Griem-u

U Tabeli 4.20 prikazane su vrednosti elektronskih sudarnih pomeraja (d_{eN}), jonskog doprinosa (d_i), parametra doprinosa jonskog širenja (A_N), parametra B i uticaja dinamike jona na pomeraj (D_j), kao i dobijene teorijske vrednosti ukupnog pomeraja (d_{tot}) za elektronske koncentracije u ovom radu.

Tabela 4.20: Vrednosti d_{eN} , A_N , B , D_j , d_i i teorijske vrednosti Stark-ovog pomeraja d_{tot} linije He I 388.865 nm prema (Griem, 1974) za različite vrednosti N_e .

N_e (10^{22} m^{-3})	d_{eN} (nm)	A_N	B	D_j	d_i (nm)	d_{tot} (nm)
6.15	0.03	0.11	0.29	2.22	0.02	0.06
8.74	0.05	0.12	0.37	2.04	0.03	0.08
12.79	0.07	0.13	0.48	1.84	0.04	0.11
14.80	0.08	0.13	0.53	1.76	0.05	0.13
19.14	0.10	0.14	0.63	1.62	0.06	0.16
25.43	0.14	0.15	0.76	1.47	0.07	0.21
37.18	0.20	0.17	0.97	1.26	0.09	0.30
48.47	0.27	0.18	1.16	1	0.10	0.36
56.08	0.31	0.19	1.28	1	0.12	0.42
70.05	–	–	–	–	–	–

Na osnovu dobijenih rezultata se može zaključiti da je primenljivost izraza (1.30) opravdan, jer vrednosti parametra A_N za ceo opseg N_e zadovoljavaju uslov (1.23), a parametar B , sem za dve najviše vrednosti N_e , zadovoljava uslov (1.33). To znači da u slučaju ove linije dinamika jona utiče na Stark-ov pomeraj i pri većim vrednostima elektronske koncentracije.

Određivanje uticaja Debye-evog ekraniranja na pomeraj He I 388.865 nm linije prema Griem-u

Kritična koncentracija za uračunavanje uticaja Debye-evog ekraniranja iznosi $3.21 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, tako da su teorijske vrednosti pomeraja d_{tot} korigovane popravkom Δd određene na osnovu izraza (4.5).

U Tabeli 4.21 su prikazane vrednosti parametara koji ulaze u račun prilikom određivanja popravke za pomeraj usled Debye-evog ekraniranja, kao i popravka Δd . Razlika energije gornjeg nivoa prelaza i najbližeg perturbujućeg nivoa za $\ell + 1$ je $E_{\ell+1} - E_{\ell} = 536.986 \text{ cm}^{-1}$, a za $\ell - 1$ je $E_{\ell-1} - E_{\ell} = 2327.77 \text{ cm}^{-1}$.

Tabela 4.21: Vrednosti parametara $z_{\ell+1}$, $z_{\ell-1}$, funkcija $b_{\ell+1}(z)$, $b_{\ell-1}(z)$ i popravke na Debye-evo ekraniranje Δd linije He I 388.865 nm prema (Griem, 1974) za različite vrednosti N_e .

N_e (10^{22} m^{-3})	$z_{\ell+1}$	$b_{\ell+1}(z)$	$z_{\ell-1}$	$b_{\ell-1}(z)$	Δd
6.15	7.23	0.11	31.34	0.03	0.003
8.74	6.06	0.13	26.28	0.03	0.005
12.79	5.01	0.16	21.74	0.04	0.009
14.80	4.66	0.17	20.20	0.04	0.011
19.14	4.10	0.20	17.76	0.04	0.016
25.43	3.56	0.23	15.41	0.05	0.024
37.18	2.94	0.28	12.75	0.06	0.044
48.47	2.58	0.33	11.16	0.07	0.067
56.08	2.39	0.36	10.38	0.08	0.085
70.05	–	–	–	–	–

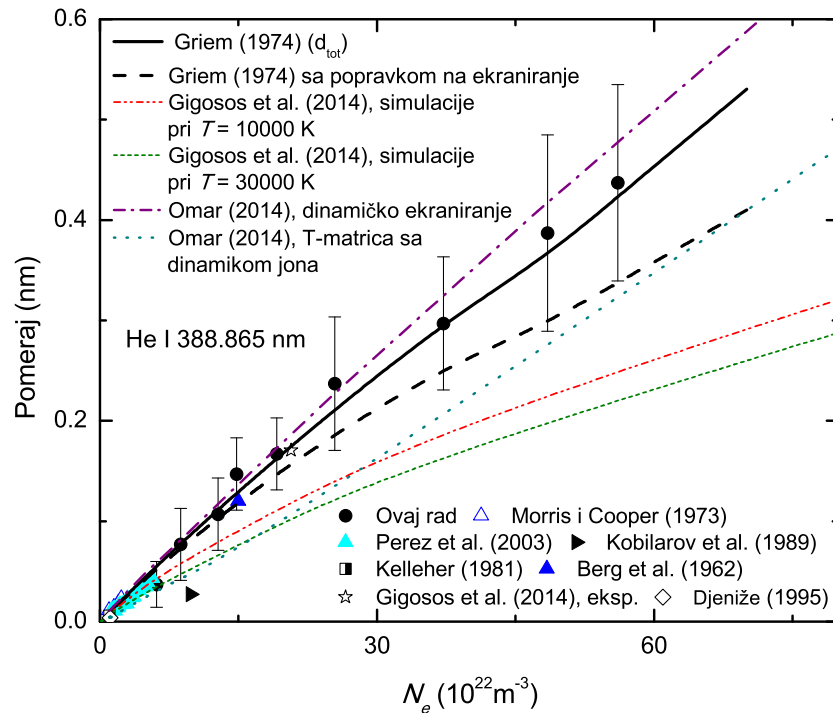
Poređenje rezultata pomeraja He I 388.865 nm linije dobijenih u ovom radu sa rezultatima drugih autora i sa teorijskim vrednostima

Na Slikama 4.24 i 4.25 prikazani su eksperimentalni rezultati pomeraja na maksimumu linije dobijeni u ovom radu, u radovima (Kelleher, 1981), (Kobilarov et al., 1989), (Pérez et al., 2003), (Berg et al., 1962), (Morris i Cooper, 1973), (Djeniže et al., 1995), (Gigosos et al., 2014), kao i zavisnosti $d = f(N_e)$ dobijenih teorijskim pristupima (Griem, 1974), (Gigosos et al., 2014) i (Omar et al., 2014).

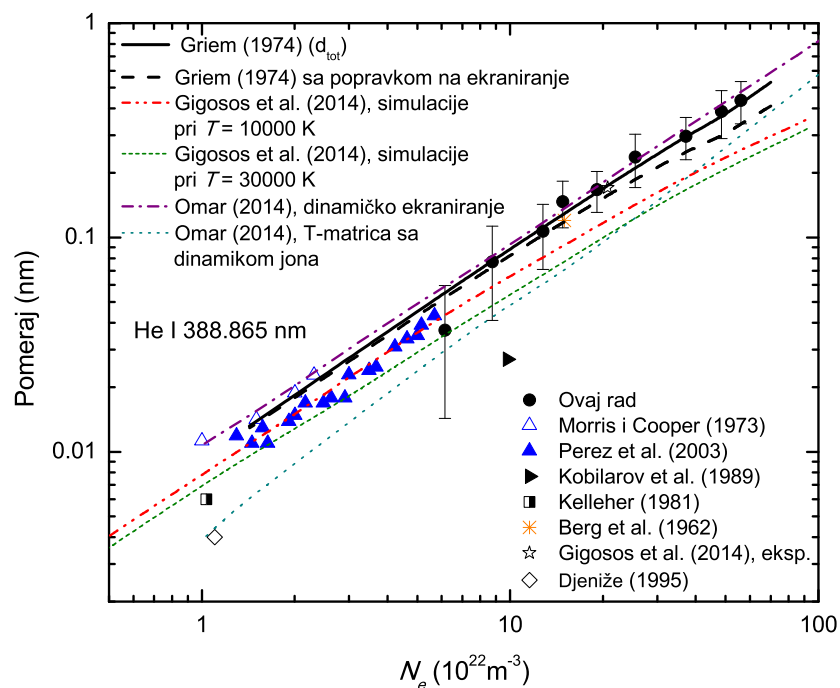
Eksperimentalne vrednosti pomeraja se relativno dobro slažu međusobno, sem rezultata (Djeniže et al., 1995) i (Kobilarov et al., 1989). Odstupanje pomeraja u ovom radu i rezultata simulacija (Gigosos et al., 2014) je dosta veliko, dok je najbolje slaganje sa rezultatima teorije (Griem, 1974) bez uračunatog ekraniranja (srednje odstupanje je 8%) i (Omar et al., 2014) sa dinamičkim ekraniranjem (srednje odstupanje je unutar 9%).

U ovom slučaju su, takođe, korigovane vrednosti elektronske sudarne polu-poluširine i pomeraja (w_e i d_e) faktorima $w_m/w_{\text{th}} = 0.9$ za polu-poluširine i $d_m/d_{\text{th}} = 1.1$ za pomeraj dobijenih na osnovu (Konjević et al., 1984a; Konjević i Wiese, 1990; Konjević et al., 1990). Poređenje eksperimentalnih rezultata dobijenih u ovom radu sa korigovanim teorijskim (Griem, 1974) (sa i bez Debye-evog ekraniranja) je prikazan na Slici 4.26. Vidi se da nema značajnijeg poboljšanja

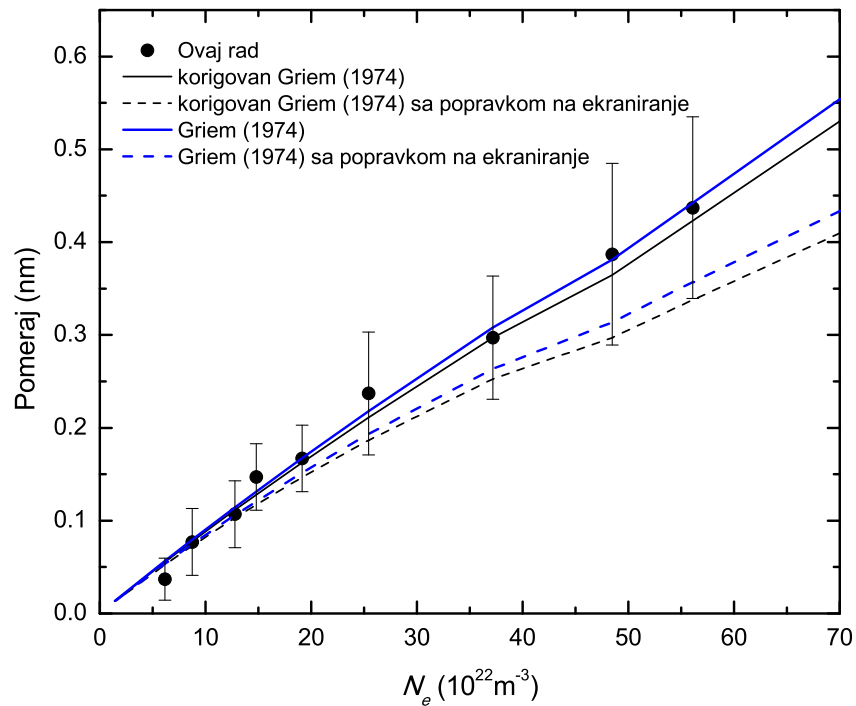
u slaganju eksperimentalnih i teorijskih vrednosti (Griem, 1974) sa uračunatim Debye-evim ekraniranjem.



Slika 4.24: Zavisnost pomeraja od elektronske koncentracije linije He I 388.865 nm (lin-lin skala).



Slika 4.25: Zavisnost pomeraja od elektronske koncentracije linije He I 388.865 nm (log-log skala).

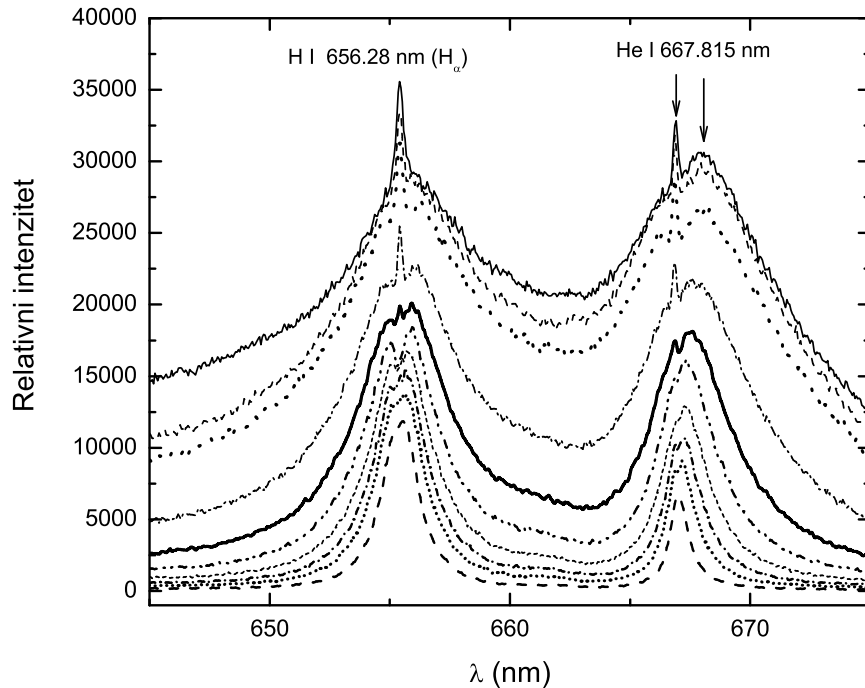


Slika 4.26: Slaganje eksperimentalnih i korigovanih teorijskih vrednosti (Griem, 1974) pomeraja linije He I 388.865 nm.

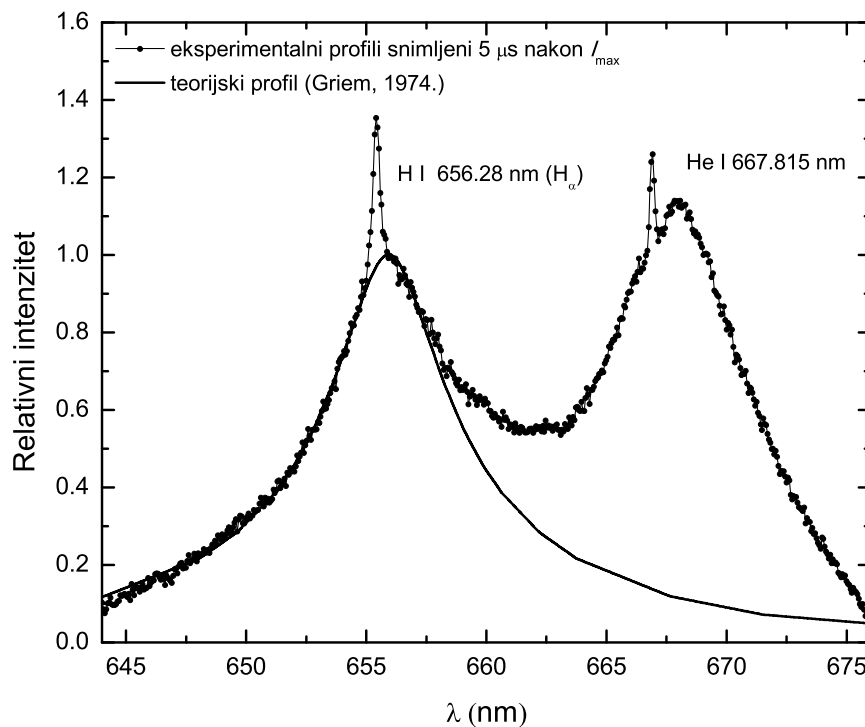
Na osnovu analiza podataka za ovu liniju nameće se potreba za preciznijim merenjima pomeraja kako linije He I na 388.865 nm, tako i Si II linije na 385.602 nm. Potrebna je, takođe, i provera teorijskih rezultata (Griem, 1974) za ove linije.

4.4.6 Spektralna linija He I 667.815 nm: $1s2p\ ^1P^o - 1s3d\ ^1D$

Na Slici 4.27 prikazani su eksperimentalni profili spektralne linije He I 667.815 nm pri različitim vremenima razvoja plazme. Greška pomeraja ove linije je relativno velika zbog blizine linije H I 656.28 nm (Slika 4.28).



Slika 4.27: Eksperimentalni profili linije He I 667.815 nm pri različitim vremenima razvoja plazme merenim u odnosu na maksimum struje pražnjenja. Profili su prikazani za 5, 8, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40 i 50 μs u odnosu na I_{max} , pri čemu najveći intenzitet spektralnih linija odgovara vremenu 5 μs .



Slika 4.28: Ilustracija postupka oduzimanja teorijskog profila H_{α} linije od spektra snimljenog u ovom radu: spektar snimljen pri 5 μs nakon I_{max} i teorijski profil H_{α} linije.

Na položaj maksimuma ove linije pri višim elektronskim koncentracijama relativno veliki

uticaj ima susedna vodonikova H_α linija na 656.28 nm. Postupak određivanja pomeraja ove linije se sastojao od oduzimanja teorijskog profila H_α linije od spektra snimljenog u ovom radu, nakon čega je d_m određen na već opisan način, kao razlika maksimuma ispitivane linije iz plazma jet-a i iz cevi za pražnjenje. Teorijski profili H_α linije su dobijeni na osnovu (Griem, 1974) podešavanjem vrednosti elektronske koncentracije tako da se krilo teorijskog profila poklopi sa eksperimentalnim tačkama. Na Slici 4.28 prikazan je snimljen spektar zajedno sa teorijskim profilom H_α linije za vreme $5 \mu s$ nakon I_{\max} .

Vrednosti izmerenih pomeraja na maksimumu linije za vremena 5, 8, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40 i $50 \mu s$ od I_{\max} su dati u Tabeli 4.22. U ovoj tabeli su takođe date i vrednosti N_e i T_e pri datim vremenima.

Tabela 4.22: Eksperimentalne vrednosti Stark-ovog pomeraja d_m linije He I 667.815 nm za različita vremena razvoja plazme.

Vreme posle I_{\max} (μs)	T_e (K)	N_e ($10^{22} m^{-3}$)	d_m (nm)
5	20500	70.05	1.12(14)
8	20500	56.08	1.14(14)
10	20500	48.47	1.15(23)
15	21436	37.18	0.84(17)
20	20308	25.43	0.68(17)
25	20000	19.14	0.53(14)
30	20740	14.80	0.42(14)
35	19728	12.79	0.33(14)
40	18929	8.74	0.29(11)
50	16368	6.15	0.17(10)

Određivanje teorijskih vrednosti Stark-ovih pomeraja He I 667.815 nm linije prema Griem-u

U (Griem, 1974) su date vrednosti elektronskih sudarnih polu-poluširina (w_e) i pomeraja (d_e) za talasnu dužinu $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ pri elektronskim temperaturama $T_e = 5000, 10000, 20000, 40000 \text{ K}$ i koncentraciji $N_e = 1.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. U Tabeli 4.23 prikazane su vrednosti elektronskih sudarnih pomeraja (d_{eN}), jonskog doprinosa (d_i), parametra doprinosa jonskog širenja (A_N), parametra B i uticaja dinamike jona na pomeraj (D_j), kao i dobijene teorijske vrednosti ukupnog pomeraja (d_{tot}) za elektronske koncentracije u ovom radu.

Vrednosti parametra A_N za ceo opseg N_e zadovoljavaju uslov (1.23), dok parametar B zadovoljava uslov (1.33) samo za dve najniže vrednosti N_e , pri kojima se dinamika jona ne može zanemariti.

Tabela 4.23: Vrednosti d_{eN} , A_N , B , D_j , d_i i teorijske vrednosti Stark-ovog pomeraja d_{tot} linije He I 667.815 nm prema (Griem, 1974) za različite vrednosti N_e .

N_e (10^{22} m^{-3})	d_{eN} (nm)	A_N	B	D_j	d_i (nm)	d_{tot} (nm)
6.15	0.13	0.25	0.76	1.30	0.07	0.23
8.74	0.19	0.28	0.96	1.12	0.11	0.32
12.79	0.28	0.31	1.24	1	0.17	0.45
14.80	0.32	0.32	1.37	1	0.20	0.53
19.14	0.42	0.34	1.63	1	0.27	0.69
25.43	0.55	0.36	1.97	1	0.37	0.93
37.18	0.81	0.40	2.53	1	0.57	1.38
48.47	1.06	0.43	3.02	1	0.80	1.82
56.08	1.22	0.44	3.33	1	0.89	2.11
70.05	1.53	0.47	3.86	1	1.13	2.65

Određivanje uticaja Debye-evog ekraniranja na pomeraj He I 667.815 nm linije prema Griem-u

Kritična koncentracija za računanje uticaja Debye-evog ekraniranja iznosi $0.12 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, tako da su teorijske vrednosti pomeraja d_{tot} korigovane popravkom Δd određene na osnovu izraza (4.5).

Vrednosti parametra $z_{\ell-1}$, funkcije $b_{\ell-1}(z)$ i popravke na Debye-evo ekraniranje Δd su prikazane u Tabeli 4.24, pri čemu je razlika energije gornjeg nivoa prelaza i najbližeg perturbujućeg nivoa za $\ell - 1$ $|E_{\ell-1} - E_{\ell}| = 104.398 \text{ cm}^{-1}$.

Tabela 4.24: Vrednosti parametara $z_{\ell-1}$, funkcije $b_{\ell-1}(z)$ i popravke na Debye-evo ekraniranje Δd linije He I 667.815 nm prema (Griem, 1974) za različite vrednosti N_e .

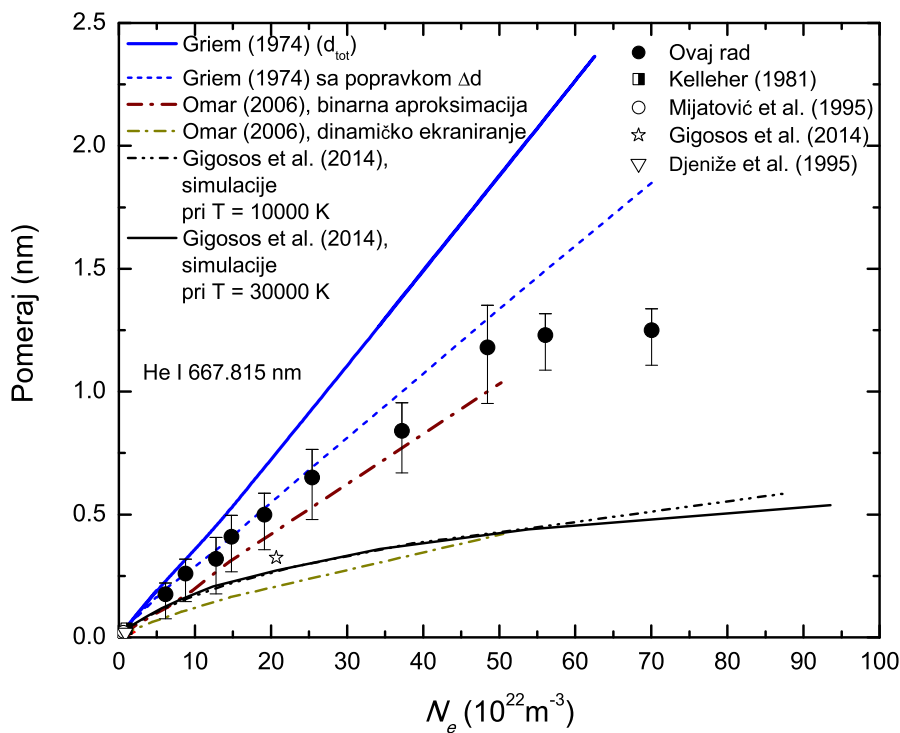
N_e (10^{22} m^{-3})	$z_{\ell-1}$	$b_{\ell-1}(z)$	Δd
6.15	1.41	0.62	0.03
8.74	1.18	0.73	0.06
12.79	0.97	0.84	0.10
14.80	0.91	0.89	0.12
19.14	0.80	0.96	0.17
25.43	0.69	1.04	0.24
37.18	0.57	1.14	0.38
48.47	0.50	1.19	0.52
56.08	0.47	1.23	-0.62
70.05	0.42	1.27	-0.80

Poređenje rezultata pomeraja He I 667.815 nm linije dobijenih u ovom radu sa rezultatima drugih autora i sa teorijskim vrednostima

Na Slikama 4.29 i 4.30 prikazani su eksperimentalni rezultati pomeraja na maksimumu linije dobijeni u ovom radu, u radovima (Kelleher, 1981), (Mijatović et al., 1995), (Djeniže et al., 1995) i (Gigosos et al., 2014) kao i zavisnosti $d = f(N_e)$ dobijenih teorijskim pristupima (Griem, 1974), (Gigosos et al., 2014) i (Omar et al., 2006).

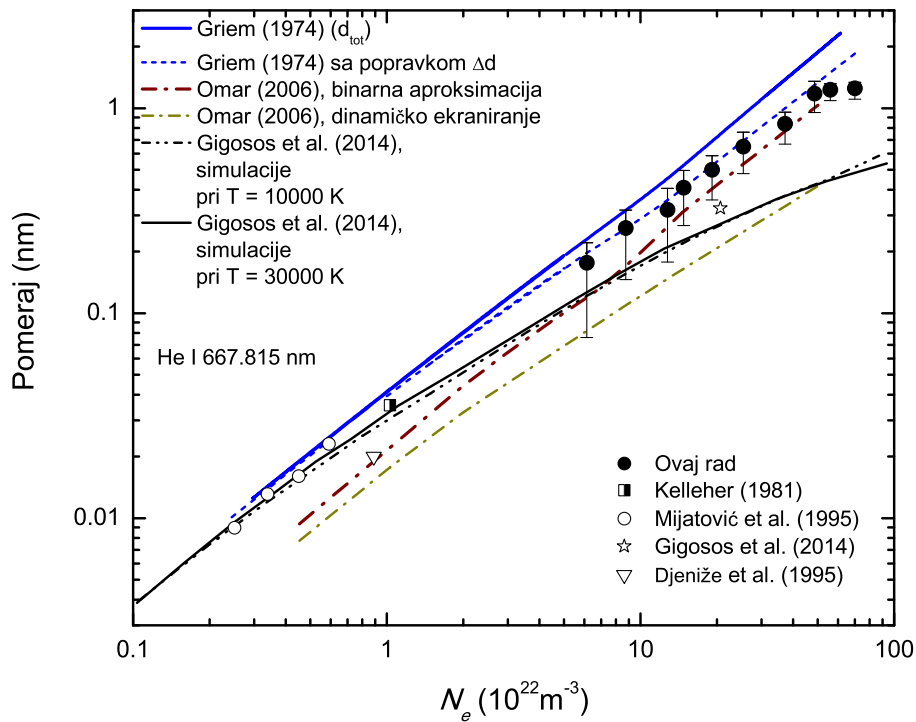
Slično liniji He I 501.568 nm, i kod ove linije je zavisnost $d = f(N_e)$ linearna pri nižim vrednostima N_e (do $N_e = 25.4 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$). Pri višim N_e položaj maksimuma ove linije je najverovatnije pomeren usled uticaja susedne H_α linije kao i zabranjene komponente koja odgovara prelazu $2p^1P - 3p^1P$ i nalazi se na $\lambda = 663.2 \text{ nm}$.

Najbolje slaganje eksperimentalnih vrednosti pomeraja u ovom radu do $N_e = 25.4 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ je sa rezultatima (Griem, 1974) korigovanih na Debye-evo ekraniranje i (Omar et al., 2006) - binarna aproksimacija (između 8 % i 25 %). Ostali rezultati se razlikuju čak i za 60 %. Korekcija na Debye-evo ekraniranje je reda veličine izmerenog pomeraja i teorija (Griem, 1974) bez korekcije daje mnogo veće vrednosti pomeraja, dok (Griem, 1974) sa korekcijom na Debye-evo ekraniranje daje dobre rezultate.

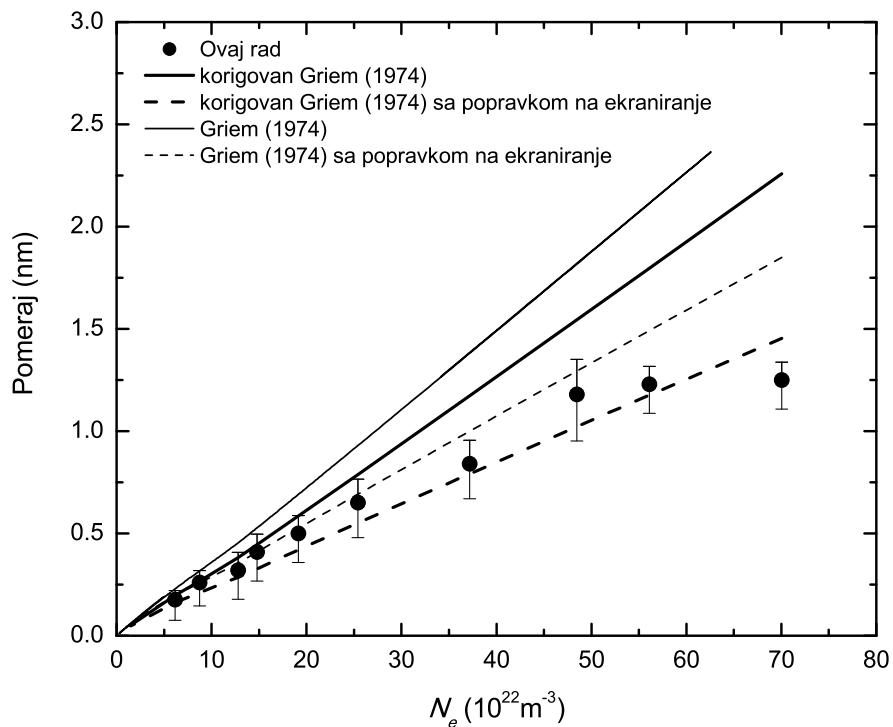


Slika 4.29: Zavisnost pomeraja od elektronske koncentracije linije He I 667.815 nm (lin-lin skala).

Odnos merenih i teorijskih vrednosti u slučaju ove linije iznosi 0.92 za polu-poluširine i 0.8 za pomeraj. Poređenje eksperimentalnih rezultata dobijenih u ovom radu sa korigovanim teorijskim (Griem, 1974) (sa i bez Debye-evog ekraniranja) je prikazan na Slici 4.31.



Slika 4.30: Zavisnost pomeraja od elektronske koncentracije linije He I 667.815 nm (log-log skala).



Slika 4.31: Slaganje eksperimentalnih i korigovanih teorijskih vrednosti (Griem, 1974) pomeraja linije He I 667.815 nm.

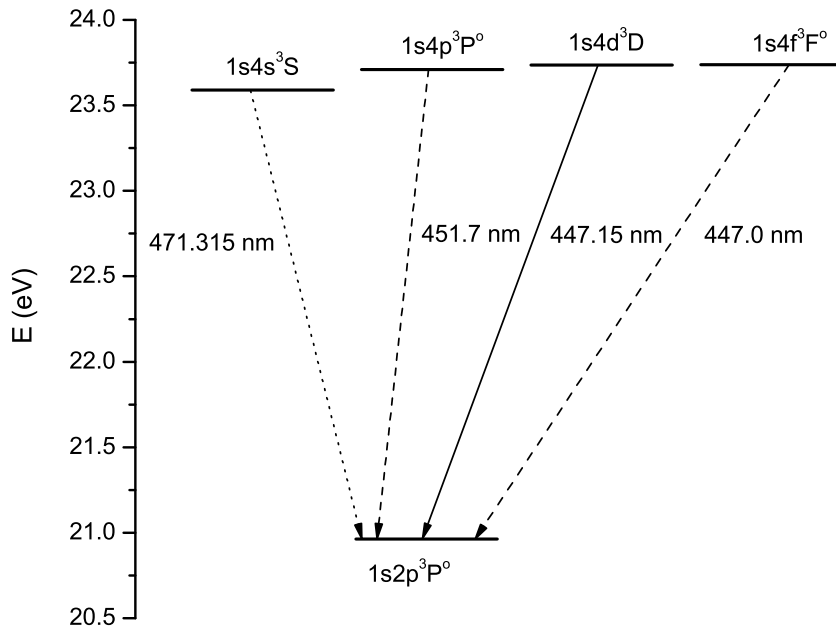
Sa Slike 4.31 se može primetiti da nema značajnijeg poboljšanja u slaganju eksperimentalnih i teorijskih vrednosti (Griem, 1974) sa uračunatim Debye-evim ekraniranjem. Pri nižim vrednostima N_e slaganje eksperimentalnih vrednosti ovog rada je bolje sa rezultatima (Griem, 1974) korigovanih na Debye-evo ekraniranje ali bez korekcije sudarne polu-poluširine i pomeraja. Pri većim vrednostima N_e slaganje je bolje ako se koriguju vrednosti sudarne polu-poluširine i pomeraja.

Međutim, pošto su merene vrednosti pomeraja ove linije pri višim N_e nepouzidane, ne može se izvesti neki značajniji zaključak, tj. potrebna su preciznija merenja pomeraja ove linije.

4.4.7 Spektralne linije sa kvazidegenerisanim nivoima prelaza: He I 447.148 nm ($1s2p\ ^3P^o - 1s4d\ ^3D$) i He I 492.193 nm ($1s2p\ ^1P^o - 1s4d\ ^1D$)

Spektralne linije sa zabranjenim komponentama imaju veliku primenu kako u dijagnostici laboratorijskih plazmi, tako i u dijagnostici i modeliranju astrofizičkih plazmi. U oba slučaja jedna od ključnih stvari je poznavanje kako se profili ovih linija menjaju u zavisnosti od elektronske koncentracije i temperature.

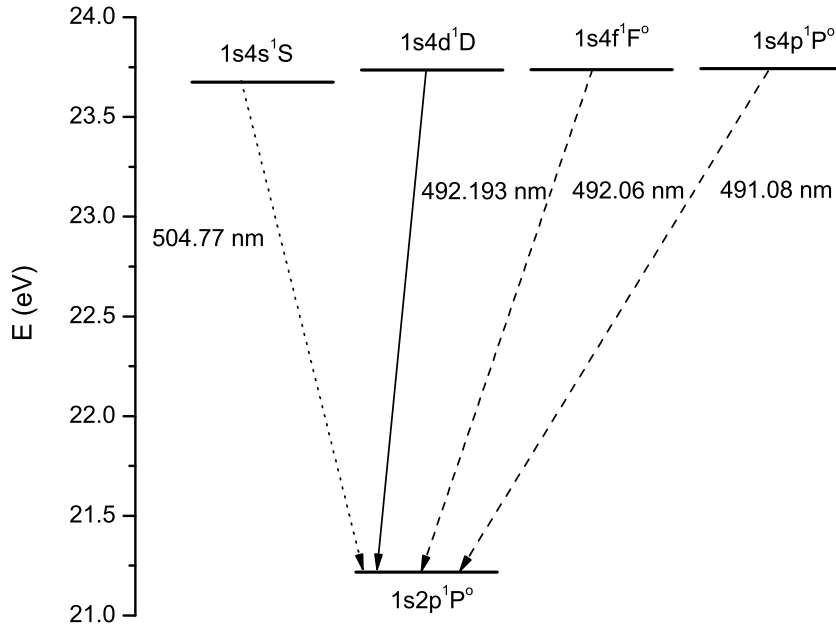
Linija He I 447.148 nm nastaje prelazom $1s2p\ ^3P^o - 1s4d\ ^3D$, dok He I 492.193 nm prelazom $1s2p\ ^1P^o - 1s4d\ ^1D$. U oba slučaja gornji nivoi prelaza imaju veoma bliske perturbacione nivoe. U prisustvu mikroelegtričnog polja plazme dolazi do mešanja gornjih nivoa prelaza i perturbacionih nivoa i može doći do radijativnih prelaza na donji nivo koji su zabranjeni pravilima izbora. Na Slikama 4.32 i 4.33 prikazani su gornji i donji nivoi linije He I 447.148 nm i He I 492.193 nm, kao i najbliži perturbacioni nivoi koji učestvuju u nastanku njihovih zabranjenih komponenti ali i bliskih susednih He I linija (He I 471.315 nm i He I 504.774 nm).



Slika 4.32: Nivoi od značaja za nastanak linije He I 447.148 nm i njenih zabranjenih komponenti.

Pri niskim elektronskim koncentracijama ($N_e < 10^{20} \text{ m}^{-3}$) linije He I 447.148 nm i He I 492.193 nm se mogu smatrati izolovanim linijama. Sa povećanjem elektronske koncentracije iznad 10^{21} m^{-3} nastaju intenzivne zabranjene komponente $1s2p\ ^3P^o - 1s4f\ ^3F^o$ na 447.0 nm i $1s2p\ ^1P^o - 1s4f\ ^1F^o$ na 492.06 nm, a pri još većim N_e i zabranjene komponente malog intenziteta $1s2p\ ^3P^o - 1s4p\ ^3P^o$ na 451.7 nm i $1s2p\ ^1P^o - 1s4p\ ^1P^o$ na 491.08 nm. Kako se grupa ovih gornjih nivoa može tretirati kao kvazidegenerisani nivo, pri visokim elektronskim koncentracijama ove linije prelaze u linije vodonikovog tipa i njihovi profili su osetljivi na promene koncentracije naelektrisanih čestica u plazmi što omogućava da se ove linije koriste kao pouzdan način određivanja N_e .

Eksperimentalni profili He I 447.148 nm i He I 492.193 nm snimljenih u ovom radu su



Slika 4.33: Nivoi od značaja za nastanak linije He I 492.193 nm i njenih zabranjenih komponenti.

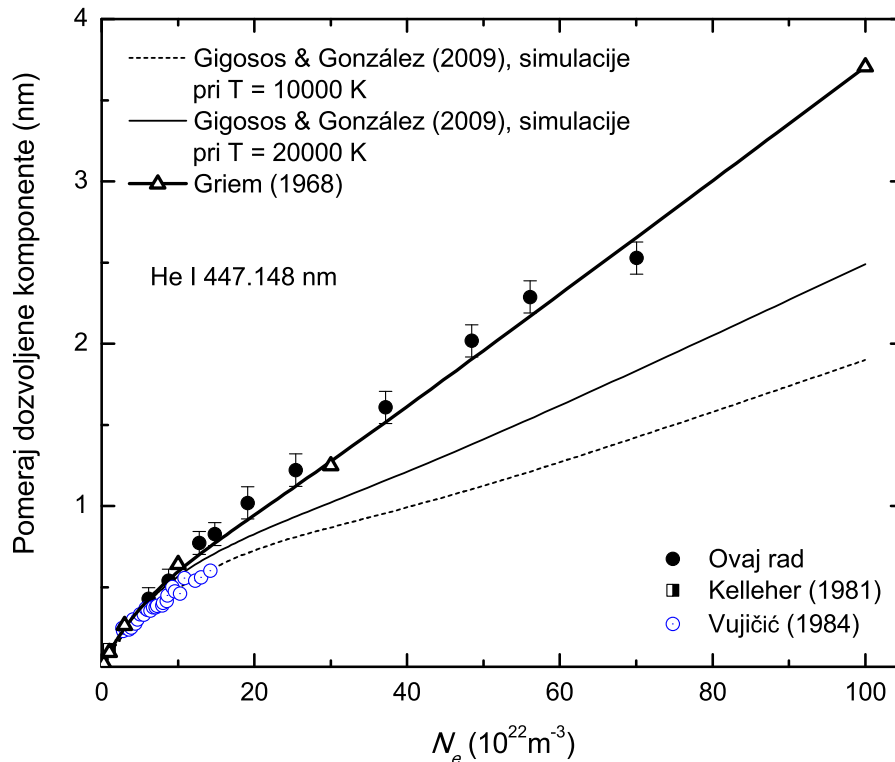
prikazani ranije, na Slikama 3.4 i 4.19. U slučaju He I 447.148 nm linije pri većim vrednostima N_e položaj maksimuma dozvoljene komponente je pomeren ka manjim talasnim dužinama usled prisustva intenzivne zabranjene komponente na 447.0 nm. Pomeraj linije He I 492.193 nm je bilo još teže odrediti kako zbog njegove zabranjene komponente na 492.06 nm, tako i zbog bliskih linija vodonikove $H_{\beta-e}$ na 486.13 nm i He I 501.568 nm. Pomeraj dozvoljene komponente linije He I 492.193 nm je zbog toga određen za interval elektronske koncentracije od $8.74 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ do $37.18 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$.

Eksperimentalne vrednosti pomeraja maksimuma dozvoljene komponente ove dve linije za različita vremena razvoja plazme u odnosu na I_{\max} su dati u Tabeli 4.25. U ovoj tabeli su takođe date i vrednosti N_e i T_e pri datim vremenima.

Tabela 4.25: Eksperimentalne vrednosti Stark-ovog pomeraja d_m linije He I 447.148 nm i He I 492.193 nm za različita vremena razvoja plazme.

Vreme posle I_{\max} (μs)	T_e (K)	N_e (10^{22} m^{-3})	d_m (nm)	
			He I 447.148 nm	He I 492.193 nm
5	20500	70.05	2.53(10)	–
8	20500	56.08	2.29(10)	–
10	20500	48.47	2.02(10)	–
15	21436	37.18	1.61(10)	2.41(13)
20	20308	25.43	1.22(10)	1.82(16)
25	20000	19.14	1.02(10)	1.60(10)
30	20740	14.80	0.83(7)	1.49(10)
35	19728	12.79	0.77(7)	1.28(10)
40	18929	8.74	0.54(7)	1.05(10)
50	16368	6.15	0.43(7)	–

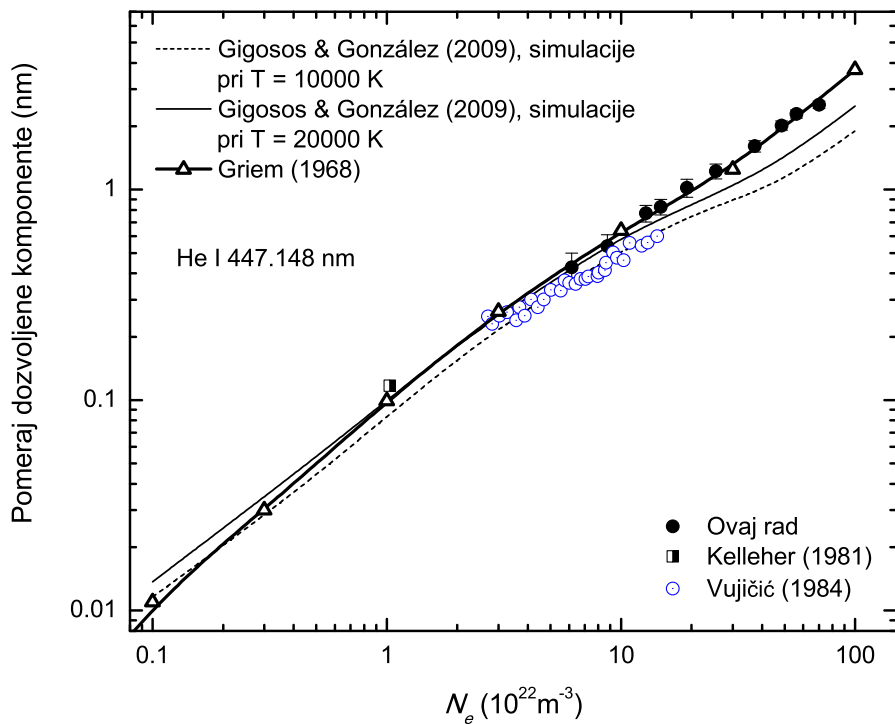
Na Slikama 4.34, 4.35 i 4.36 prikazani su eksperimentalni rezultati pomeraja na maksimumu ove dve linije dobijeni u ovom radu, u radovima (Kelleher, 1981), (Vujičić, 1984), kao i zavisnosti $d = f(N_e)$ dobijene teorijskim pristupima (Gigosos i González, 2009) i (Griem, 1968) za He I 447.148 nm i (Lara et al., 2012) za He I 492.193 nm. Kako za liniju He I 492.193 nm nema drugih eksperimentalnih podataka za pomeraj, zavisnost $d = f(N_e)$ je data samo u lin-lin prikazu.



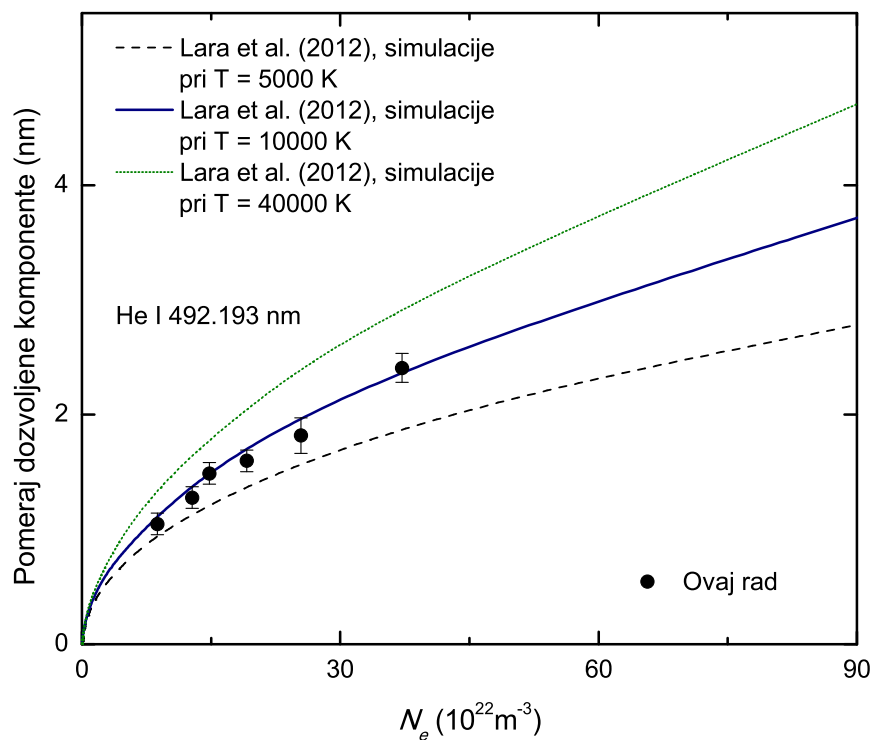
Slika 4.34: Zavisnost pomeraja od elektronske koncentracije linije He I 447.148 nm (lin-lin skala).

Kako se ove linije ne mogu smatrati izolovanim, nije se mogao primeniti teorijski proračun (Griem et al., 1962). Radi poređenja eksperimentalnih vrednosti pomeraja dozvoljene komponente linije He I 447.148 nm, koji, sem Stark-ovog efekta, potiče i od uticaja njene zabranjene komponente, sa Griem-ovom teorijom, korišćen je rad (Griem, 1968). Pomeraj je određen na osnovu profila ove linije pri N_e od 10^{14} cm^{-3} do 10^{18} cm^{-3} , pri čemu je za nepomerenu liniju uzeta linija na $N_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

Za liniju He I 447.148 nm je slaganje eksperimentalnih i teorijskih (Griem, 1968) vrednosti veoma dobro, srednje odstupanje ovih rezultata se nalazi unutar greške merenja pomeraja. Treba napomenuti da je položaj maksimuma dozvoljene komponente, sem Stark-ovog efekta, pomeren i usled prisustva zabranjene komponente. Kako je ukupni doprinos ovih efekata pomeraju uvek isti za određenu koncentraciju, eksperimentalni rezultati pomeraja dobijeni u ovom radu se ipak mogu koristiti u dijagnostičke svrhe za interval N_e od $6.15 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ do $70.05 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$.



Slika 4.35: Zavisnost pomeraja od elektronske koncentracije linije He I 447.148 nm (log-log skala).



Slika 4.36: Zavisnost pomeraja od elektronske koncentracije linije He I 492.193 nm (lin-lin skala).

Rezultati simulacija (Gigosos i González, 2009) za liniju He I 447.148 nm pri $T_e = 20000$ K se dobro slažu sa rezultatima ovog rada samo za najnižu vrednost N_e , dok je pri ostalim, višim N_e neslaganje znatno.

U slučaju linije He I 492.193 nm slaganje eksperimentalnih vrednosti pomeraja sa rezultatima simulacija (Gigosos i González, 2009) je najbolje pri $T_e = 10000$ K, sa odstupanjem od 4%, dok je za $T_e = 5000$ K i $T_e = 40000$ K odstupanje relativno veliko, unutar 20%.

Linija He I 492.193 nm se, na sličan način kao i He I 447.148 nm, može koristiti u dijagnostici plazme. Na osnovu izraza (Lara et al., 2012):

$$\log [N_e (\text{m}^{-3})] = 21.3065 + \frac{1}{0.8766} \log \left[\frac{s(\text{nm})}{0.13187} \right]^{b(T_e)} - 1 \quad (4.11)$$

gde je

$$b(T_e) = 1.25 + \frac{994}{T_e (\text{K})} \quad (4.12)$$

se, poznavajući rastojanje između zabranjene i dozvoljene komponente linije 492.193 nm (s) i elektronsku temperaturu T_e , može odrediti elektronska koncentracija N_e . U ovom radu, zbog blizine vrlo široke (od približno 200 do 500 nm) vodonikove H_β linije na 486.13 nm, nije bilo moguće odrediti s , pa ni N_e na prethodno opisan način.

Zaključak

U ovom radu su mereni Stark-ovi pomeraji maksimuma spektralnih linija neutralnog helijuma na 706.519, 728.135, 471.315, 388.865, 501.568, 667.815, 447.148 i 492.193 nm u gustoj niskotemperaturnoj plazmi. Jedan od glavnih zadataka je bio eksperimentalno ispitivanje uticaja Debye-evog ekraniranja na pomeraj ovih linija. Razlozi su bili sledeći: i) U literaturi ima jako malo eksperimentalnih podataka o Stark-ovom pomeraju ispitivanih linija na većim elektronskim koncentracijama kada uticaj Debye-evog ekraniranja može da bude znatan ii) Provera postojećih teorija koji u svojim proračunima zanemaruju ili uključuju Debye-evo ekraniranje. Teorije koje se razmatraju u ovom radu su teorija Griem-Baranger-Kolb-Oertel (Griem et al., 1962; Griem, 1968, 1974), Barnard-Cooper-Smith (Barnard et al., 1974), Omar-Günter-Wierling-Röpke (Omar et al., 2006) kao i molekularno dinamičke simulacije (Gigosos et al., 2014).

Konkretne teorijske proračune je bilo moguće izvršiti samo na osnovu semiklasične Griem-ove teorije, dok su zavisnosti $d = f(N_e)$ za teorije (Gigosos et al., 2014) i (Omar et al., 2006) preuzete sa grafika u tim radovima. U (Griem, 1974) su dati izrazi za izračunavanje ukupne poluširine i pomeraja spektralnih linija, dok se uticaj Debye-evog ekraniranja određuje dodatno kao korekcija na ukupni pomeraj. Na taj način je bilo moguće proveriti da li, i pri kojim vrednostima elektronske koncentracije ekraniranje dolazi do izražaja. Proveren je i uticaj dinamike jona na pomeraj na osnovu (Barnard et al., 1974) i izvršene odgovarajuće korekcije Griem-ovih vrednosti kada je za to bilo potrebe. U radu (Omar et al., 2006) su grafički prikazane teorijske zavisnosti $d = f(N_e)$ koje su izvedene koristeći elemente kvantne statistike za dve različite aproksimacije: a) binarna aproksimacija koja zanemaruje kolektivne interakcije u plazmi, pa i Debye-evo ekraniranje i b) dinamičko ekraniranje koja uključuje višečestične efekte, a samim tim i dinamičko ekraniranje polja tih čestica. U radu (Gigosos et al., 2014) su, takođe, prikazane zavisnosti $d = f(N_e)$, dobijene primenom simulacija koje se zasnivaju na molekularnoj dinamici neinteragujućih čestica. Ekraniranje se u ovom pristupu uzima u obzir primenom Debye-evog potencijala čime je, aproksimativno, uračunat uticaj kolektivne interakcije u plazmi.

Da bi se snimili Stark-ovi pomeraji na visokim elektronskim koncentracijama, korišćen je

linearni impulsni luk koji je konstruisan tako da može proizvesti plazmu velike gustine. Radni gas je bio mešavina helijuma i 3% vodonika, pri čemu je vodonik dodat u dijagnostičke svrhe. Osobine izvora plazme takođe obezbeđuju relativno jednostavan način određivanja Stark-ovog pomeraja. Naime, prilikom snimanja profila spektralnih linija, usled formiranja plazma jet-a niske koncentracije na otvorenom kraju cevi za pražnjenje, emituju se iste, uzane i praktično nepomerene spektralne linije. Ove spektralne linije su uzimane kao referentne, u odnosu na čije položaje je određen pomeraj ispitivanih linija.

Snimanje ispitivanih linija je vršeno spektrometrom Shamrock 303 i ICCD kamerom kao detektorom zračenja. Radi karakterizacije plazma jet-a zračenje je snimljeno i sistemom monohromatora i fotomultiplikatora sa većom spektralnom osetljivošću koristeći tehniku pucanj-po-pucanj. Način određivanja pomeraja nije zahtevao dodatnu obradu ispitivanih spektralnih linija, kao što je provera i korekcija na samoapsorpciju, fitovanje snimljenih profila na neki od teorijskih profila, itd.

Za dijagnostiku plazme korišćene su sledeće metode: elektronska koncentracija je određena na osnovu rastojanja između maksimuma dozvoljene i zabranjene komponente linije He I 447.148 nm i dobijene su vrednosti u intervalu od $(6.2 - 70) \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ sa procenjenom greškom između 5 i 15%. Vrednosti elektronske koncentracije su proverene i pomoću vodonikove H_{β} linije korišćenjem rastojanja između njegovih karakterističnih maksimuma. Vrednosti elektronske koncentracije dobijene na osnovu ove dve metode se dobro slažu. Elektronska temperatura je određena metodom Boltzmann plot-a, korišćenjem osam snimljenih linija Si II na 385.602, 386.260, 412.805, 413.089, 595.756, 597.893, 634.710 i 637.136 nm. Silicijum je u plazmi bio prisutan kao nečistoća usled ablacije zidova cevi za pražnjenje. Profili ovih linija su korigovani na osetljivost sistema i Doppler-ovo širenje i fitovani na Voigt-ove profile. Vrednosti temperatura su bile u intervalu (16400 – 21400) K. Greška određivanja temperature se kretala između 6 i 18%.

Eksperimentalne vrednosti Stark-ovih pomeraja upoređene su sa do sada objavljenim eksperimentalnim rezultatima kao i sa teorijskim vrednostima (Griem, 1974), (Griem, 1968), (Omar et al., 2006) i (Gigosos et al., 2014). Slaganje eksperimentalnih rezultata je relativno dobro kod svake ispitivane linije pri nižim elektronskim koncentracijama, međutim, pri višim vrednostima koncentracije ne postoji dovoljan broj merenih podataka za izvođenje nekog značajnijeg zaključka. Kod linije He I 706.519 nm je, međutim, na osnovu svih eksperimentalnih podataka predložena linearna funkcija koja povezuje pomeraj sa elektronskom koncentracijom u intervalu elektronskih koncentracija pri kojima su određeni pomeraji. Ovo je bilo moguće, jer je uticaj Debye-evog ekraniranja relativno mali, i iznosi oko 10% merenog pomeraja pri najvećoj vrednosti elektronske koncentracije. To znači da se zavisnost $d = f(N_e)$ može aproksimirati linearnom funkcijom u celom intervalu elektronske koncentracije. Predložena funkcija se može koristiti prilikom određivanja elektronske koncentracije u opsegu temperatura (10000–30000) K sa procenjenom greškom od 7 – 8%.

Proračuni (Omar et al., 2006) u većini slučajeva daju rezultate koji se dobro slažu sa eksperimentalnim vrednostima pri niskim elektronskim koncentracijama. Pri višim koncentracijama dolazi do odstupanja i primećuje se bolje slaganje merenih vrednosti sa proračunima (Omar et

al., 2006) koji koriste binarnu aproksimaciju, tj. zanemaruju Debye-evo ekraniranje. Pristup (Omar et al., 2006) koji uzima u obzir dinamičko ekraniranje kod svake ispitivane linije daje mnogo manje vrednosti pomeraja u odnosu na merene vrednosti. Ovakav rezultat ukazuje na potrebu daljeg razvijanja teorije, kao i na potrebu prikupljanja novih eksperimentalnih podataka pri većim vrednostima elektronske koncentracije. U radu (Omar et al., 2006) nisu dati rezultati za linije sa kvazidegenerisanim nivoima.

Slaganje merenih vrednosti sa rezultatima rada (Gigosos et al., 2014) je dosta dobro pri elektronskoj temperaturi od 30000 K. Standardna greška je u intervalu od 4 % do 10 % za linije He I 706.519 nm, He I 728.135 nm, He I 501.568 nm i He I 492.193 nm. Izuzetak čine linije He I 447.148 nm, He I 388.865 nm i He I 667.815 nm kod kojih je neslaganje znatno, iznad 50 %, jer teorija (Gigosos et al., 2014) daje mnogo manje vrednosti pomeraja. Ovde ipak treba napomenuti da su položaji maksimuma linija He I 447.148 nm i He I 667.815 nm pomereni i usled uticaja bliskih linija, pa merene vrednosti pomeraja uključuju i ovaj uticaj.

Detaljan teorijski proračun je urađen pomoću izraza koje daje teorija (Griem, 1974) za izolovane linije, dok su za liniju He I 447.148 nm korišćeni teorijski profili iz rada (Griem, 1968). Slaganje teorijskih i eksperimentalnih vrednosti pomeraja za liniju He I 447.148 nm je unutar greške merenja. Pomoću (Griem, 1974) izračunate su teorijske vrednosti pomeraja na maksimumu ispitivanih izolovanih linija He I za odgovarajuće elektronske koncentracije i temperature u radu. Uticaj Debye-evog ekraniranja je određen pomoću odgovarajućeg faktora korekcije pomeraja. Prilikom upoređivanja ovako dobijenih rezultata za izolovane linije, primećeno je bolje slaganje teorije bez korekcije na Debye-evo ekraniranje od (Griem, 1974) sa korekcijom. Izuzetak čini linija He I 501.568 nm, kod koje je slaganje (Griem, 1974) sa korekcijom unutar 5 %, dok je sa (Griem, 1974) bez korekcije oko 30 %. Kako je ovaj rezultat bio suprotan od očekivanog, utvrđeno je da je potrebno korigovati vrednosti elektronske sudarne polu-poluširine i pomeraja (w_e i d_e) koje daje (Griem, 1974) na osnovu odnosa w_m/w_{th} za polu-poluširine i d_m/d_{th} za pomeraj koji su dati u preglednim radovima (Konjević et al., 1984a; Konjević i Wiese, 1990; Konjević et al., 1990). Slaganje korigovanih teorijskih vrednosti (Griem, 1974) sa uključenim Debye-evim ekraniranjem sa eksperimentalnim vrednostima je veoma dobro. Korigovanje w_e i d_e kod linije He I 501.568 nm ne dovodi do značajnije promene u slaganju eksperimentalnih i teorijskih vrednosti. Na osnovu ove analize došlo se do zaključka da primena korekcije teorijskih vrednosti sudarne polu-poluširine i pomeraja (Griem, 1974) u velikoj meri poboljšava slaganje eksperimentalnih i teorijskih vrednosti Stark-ovog pomeraja kod ispitivanih linija neutralnog helijuma. Ovo ukazuje na potrebu korigovanja ovih teorijskih vrednosti, kao i popravku pomeraja uračunavanjem uticaja Debye-evog ekraniranja. Upravo iz prethodno spomenutih razloga, eksperimentalno merenje Stark-ovih parametara w_e i d_e ima veliki značaj, kako zbog nalaženja što tačnijih faktora korekcije sa primenom na teorijske vrednosti, tako i radi poboljšanja preciznosti dijagnostike plazme kada se koriste spektralne linije neutrala.

Bibliografija

- Ali A. W., Griem H. R., Theory of Resonance Broadening of Spectral Lines by Atom-Atom Impacts, *Phys. Rev.*, 140, No.4A, A 1044 (1965)
- Ali A. W., Griem H. R., Errata, *Phys. Rev.*, 144, 366 (1966)
- Baranger M., Simplified Quantum-Mechanical Theory of Pressure Broadening, *Phys. Rev.*, 111, No.2, 481 (1958)
- Baranger M., Problem of Overlapping Lines in the Theory of Pressure Broadening, *Phys. Rev.*, 111, 494 (1958)
- Baranger M., General Impact Theory of Pressure Broadening, *Phys. Rev.*, 112, No.3, 855 (1958)
- Barnard J., Cooper J., Smith E. W., The Broadening of He I lines including ion dynamic corrections, with application to $\lambda 4471 \text{ \AA}$, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 14, 1025 (1974)
- Bassalo J. M., Cattani M., Walder V. S., Semiclassical convergent calculations for the electron-impact broadening and shift of some lines of neutral helium in a hot plasma, *Phys. Rev. A*, 22, 1194 (1980)
- Beauchamp A., Wesemael F., Bergeron P., Spectroscopic Studies of DB White Dwarfs: Improved Stark Profiles for Optical Transitions of Neutral Helium, *A&A*, 108, 559 (1997)
- Berg H. F., Ali A. W., Lincke R., Griem H. R., Measurement of Stark Profiles of Neutral and Ionized Helium and Hydrogen Lines from Shock-Heated Plasmas in Electromagnetic T Tubes, *Phys. Rev.*, 125, 199 (1962)
- Bötticher W., Roder O., Wobig K. H., Messung der Übergangswahrscheinlichkeiten, Halbwertsbreiten und Verschiebungen von He I-Linien, *Z. Phys.*, 175, 480 (1963)
- Czernichowski A., Chapelle J., Experimental study of Stark broadening of the 430.01 nm argon I line, *Acta Phys. Pol. A*, 63, 67 (1983)
- Czernichowski A., Chapelle J., Use of the 447 nm He I line to determine electron concentrations, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 33, 427 (1985)

- Demura A. V., Pleshakov V. V., Sholin G. V., Atlas of Detailed Stark Profiles in Dense Plasmas, Preprint IAE-5349/6, I. V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow (1991) (na ruskom)
- Demura A. V., Demchenko G. V., Nikolić D., Multiparametric dependence of hydrogen Stark profiles asymmetry, *Eur. Phys. J. D*, 46, 111 (2008)
- Diatta C. S., PhD thesis, Univ. d'Orleans (1977)
- Dimitrijević M. S. and Sahal-Bréchet S., Stark broadening of neutral helium lines, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 31, 301 (1984)
- Djeniže S., Skuljan Lj., Konjević R., Experimental stark shifts of several HeI and ArI spectral lines, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 54, 581 (1995)
- Eleuch H., Ben Nessib N. and Bennaceur R., Quantum model of emission in a weakly non ideal plasma, *Eur. Phys. J. D*, 29, 391 (2004)
- Gao H. M., Ma S. I., Xu C. M., Wu L., Measurements of electron density and Stark width of neutral helium lines in a helium arc plasma, *Eur. Phys. J. D*, 47, 191 (2008)
- Gielniak B., Fiedler T., Broekaert J. A. C., Study of a new direct current atmospheric pressure glow discharge in helium, *Spectrochimica Acta B*, 66, 21 (2011)
- Gigosos M. A., González M. Á., Cardenoso V., Computer simulated Balmer-alpha, -beta and -gamma Stark line profiles for non-equilibrium plasmas diagnostics, *Spectrochimica Acta B*, 58, 1489 (2003)
- Gigosos M. A., González M. Á., Stark broadening tables for the helium I 447.1 line - Application to weakly coupled plasmas diagnostics, *A&A*, 503, 293 (2009)
- Gigosos M. A., Djurović S., Savić I., González-Herrero D., Mijatović Z., Kobilarov R., Stark broadening of lines from transition between states $n\check{D}1d\check{7}3$ to $n\check{D}1d\check{7}2$ in neutral helium, *A&A*, 561, A135 (2014)
- Griem H. R., Kolb A. C., Shen K. Y., Stark Broadening of Hydrogen Lines in a Plasma, *Phys. Rev.*, 116, (1959)
- Griem H. R., Kolb A. C., Shen K. Y., Stark broadening of hydrogen lines in plasma, Naval Research Laboratory, Report 5455, 4 March 1960. Washington D.C.
- Griem H. R., Baranger M., Kolb A. C., Oertel G. K., Stark Broadening of Neutral Helium Lines in a Plasma, *Phys. Rev.*, 125, 177 (1962)
- Griem H. R., Plasma Spectroscopy, McGraw Hill, New York (1964)

-
- Griem H. R., Calculated electron and ion Stark broadening of the allowed and forbidden $2^3P - 4^3P$, 6^3D , 3^3F transitions in neutral helium, *The Astrophysical Journal*, 154, 1111 (1968)
- Griem H. R., *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, New York (1974)
- Günter S., Hitzschke L., Röpke G., Hydrogen spectral lines with the inclusion of dense-plasma effects, *Phys. Rev. A*, 44, 6834 (1991)
- Harvin J. A., Gies D. R., Bagnuolo Jr. W. G., Penny L. R., Thaller M. L., Tomographic Separation of Composite Spectra. VIII. The Physical Properties of the Massive Compact Binary in the Triple Star System HD 36486 (*delta* Orionis A), *Astrophysical Journal*, 565, 1216 (2002)
- Henry C.A., Diwakar P.K., Hahn D.W., Investigation of helium addition for laser-induced plasma spectroscopy of pure gas phase systems: Analyte interactions and signal enhancement, *Spectrochimica Acta B*, 62, 1390 (2007)
- Hiroi K. et al., Spectroscopic Observations of the WZ Sge-Type Dwarf Nova GW Librae during its 2007 Superoutburst, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 61, 697 (2009)
- Iye M., Ulrich M. -H., Peimbert M., High resolution spectrum of the starburst galaxy Tololo 1924-416 (=ESO 338-IG04), *A&A*, 186, 84 (1987)
- Ivković M., González M. Á., Jovičević S., Gigosos M. A., Konjević N., A simple line shape technique for electron number density diagnostics of helium and helium-seeded plasmas, *Spectrochimica Acta Part B*, 65, 234 (2010)
- Ivković M., Gonzalez M. A., Lara N., Gigosos M. A., Konjević N., Stark broadening of the He I 492.2 nm line with forbidden components in dense low temperature plasma, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 127, 82 (2013)
- Ivković M., Gajo T., Savić I., Konjević N., The discharge for plasma Stark shift measurement and results for He I 706.522 nm line, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 161, 197 (2015)
- Ivković M., Konjević N., Pavlović Z., Hydrogen Balmer beta: The separation between line peaks for plasma electron density diagnostics and self-absorption test, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 154, 1 (2015)
- Jeffery C. S., Drilling J. S., Harrison P. M., Heber U., Moehler S., The classification of helium-rich hot subdwarfs, *A&AS*, 125, 501 (1997)
- Kelleher D. E., Stark broadening of visible neutral helium lines in a plasma, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 25, 191-220 (1981)
- Kepple P., Griem H. R., Improved Stark Profile Calculations for the Hydrogen Lines $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma$, and H_δ , *Phys. Rev.*, 173, 317 (1968)
-

- Kobilarov R., Konjević N., Popović M. V., Influence of ion dynamics on the width and shift of isolated He I lines in plasmas, *Phys. Rev. A*, 40, 3871 (1989)
- Kolb A. C., Griem H., Theory of Line Broadening in Multiplet Spectra, *Phys. Rev.* 111, 514, (1958)
- Kollatschny W., Bischoff K., Robinson E. L., Welsh W. F., Hill G. J., Short-term emission line and continuum variations in Mrk 110, *A&A* , 379, 125 (2001)
- Konjević N., Roberts J. R., A Critical Review of the Stark Widths and Shifts of Spectral Lines from Non-Hydrogenic Atoms, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 5, No.2, 209 (1976)
- Konjević N., Wiese W. L., Experimental Stark Widths and Shifts for Non-Hydrogenic Spectral Lines of Ionized Atoms (A Critical Review and Tabulation of Selected Data), *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 5, No.2, 259 (1976)
- Konjević N., Dimitrijević M. S., Wiese W. L., Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral Atoms (A Critical Review of Selected Data For the Period 1976 to 1982), *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 13, No.3, 619 (1984)
- Konjević N., Dimitrijević M. S., Wiese W. L., Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Positive Ions (A Critical Review and Tabulation of Selected Data For the Period 1976 to 1982), *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 13, No.3, 649 (1984)
- Konjević N., Wiese W. L., Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms (A Critical Review of Selected Data For the Period 1983 to 1988), *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 19, No.6, 1307 (1990)
- Konjević N., Lesage A., Fuhr J. R., Wiese W. L., Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms (A Critical Review of Selected Data For the Period 1989 to 2000), *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 31, No.3, 819 (1990)
- Konjević N., Plasma broadening and shifting of non-hydrogenic spectral lines: present status and applications, *Physics Reports*, 316, 339 (1999)
- Kramida, A., Ralchenko, Yu., Reader, J., and NIST ASD Team (2015). NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.3), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2015, December 14]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
- Lara N., González M.Á ., Gigosos M. A., Stark broadening tables for the helium I 492.2 line - Application to weakly coupled plasma diagnostics, *A&A*, 542, A75 (2012)
- Leone F., Lanzafame A. C., Visible neutral helium lines in main sequence B-type stars: observations and NLTE calculations, *A&A*, 330, 306 (1998)

-
- Lesage A., Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral and ionized atoms (A critical review of selected data for the period 2001-2007), *New Astronomy Reviews*, 52, 471 (2009)
- Lincke R., PhD thesis, Univ. of Maryland (1964)
- Lochte-Holtgreven W., *Plasma Diagnostics*, North-Holland, Amsterdam (1968)
- Mariotti D., Mohan Sankaran R., Microplasmas for nanomaterials synthesis, *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 43, 323001 (2010)
- Mijatović Z., Konjević N., Ivković M., Kobilarov R., Influence of ion dynamics on the width and shift of isolated He I lines in plasmas, *Phys. Rev. E*, 51, 4891 (1995)
- Milić B. S., *Osnove fizike gasne plazme*, Naučna knjiga, Beograd (1977)
- Morris R. N., Cooper J., Stark Shifts of He I 3889, He I 4713, and He I 5016, *Can. J. Phys.*, 51, 1746 (1973)
- Omar B., Günter S., Wierling A., Röpke G., *Phys. Rev. E*, 73, 056405 (2006)
- Omar B., 2010, *International Journal of Spectroscopy*, Pressure Broadening of Some He I Lines, Article ID 983578 (2010)
- Omar B., 2011, *Journal of Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Spectral Line Broadening in Dense Plasmas, Article ID 850807 (2011)
- Omar B., González M. Á., Gigosos M. A., Ramazanov T. S., Jelbuldina M. C., Dzhumagulova K. N., Zammit M. C., Fursa D. V., Bray I., *Atoms*, 2, 277 (2014)
- Pérez C., Aparicio J. A., de la Rosa M. I., Mar S., Gigosos M. A., Calibration of the Stark-broadening parameters of the 728.1-nm He I line, *Phys. Rev. E*, 51, 3764 (1995)
- Pérez C., de la Rosa I., Aparicio J. A., Mar S., Gigosos M. A., Calibration of the Stark-broadening parameters of two He I lines with forbidden components, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 35, 4073 (1996)
- Pérez C., Santamarta R., de la Rosa M. I., Mar S., Stark broadening of neutral helium lines and spectroscopic diagnostics of pulsed helium plasma, *Eur. Phys. J. D*, 27, 73 (2003)
- Preston R. C., Transition probabilities and continuum emission coefficients in an argon arc plasma, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 10, 1377 (1977)
- Robinson E. L., Ivans I. I., Welsh W. F., High-Dispersion Spectroscopy of the X-Ray Transient RXTE J0421+560 (=CI Camelopardalis) during Outburst, *Astron. J.*, 565, 1169 (2002)

- Rossi C. et al., The SARG very high resolution spectrum of P Cygni, in Armagh, Sterken C. and de Groot M., eds, ASP Conf. Ser., 233, P Cygni 2000, 400Years of Progress. p.109 (2001)
- Sahal-Bréchet S., Dimitrijević M. S., Moreau N., 2015. Stark-B database, [online]. Available: <http://stark-b.obspm.fr> [Apr 23, 2015]. Observatory of Paris, LERMA and Astronomical Observatory of Belgrade
- Sato K., Yasuoka K., Pulsed Discharge Development in Oxygen, Argon, and Helium Bubbles in Water, IEEE Trans. Plasma Sci., 36, 1144 (2008)
- Smith E. W., Cooper J., Vidal C. R., Unified classical-path treatment of Stark broadening in plasmas, Phys. Rev., 185, 140 (1969)
- Stehlé C., Stark broadening of hydrogen Lyman and Balmer lines in the condition of stellar envelopes, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 104, 509 (1994)
- Vidal C. R., Cooper J., Smith E. W., Hydrogen Stark broadening tables, Astrophys. J. Suppl., 214, 25, 37 (1973)
- Vujičić B. T., Doktorska disertacija, PMF Beograd (1984)
- Whiting E. E., An empirical approximation to the Voigt profile, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 8, 1379 (1968)
- Wiese W. L., Kelleher D. E., Paquette D. R., Detailed Study of the Stark Broadening of Balmer Lines in a High-Density Plasma, Phys. Rev. A, 6, 1132 (1972)
- Yan J., Liu Q., Hang H., Optical spectroscopic observations of CI Camelopardalis, Astron. J., 133, 1478 (2007)

Biografija



Teodora Gajo je rođena 7.01.1981. godine u Novom Sadu. Srednju školu je završila 1999. godine u Novom Sadu, nakon čega se upisuje na Prirodno-matematički fakultet, smer Diplomirani fizičar. Tokom studija, 2004., provela je 6 nedelja na studijskom boravku u Laboratoriji za eksperimentalnu fiziku, Prirodno-matematički fakultet u Pečuju, Mađarska, koja se bavi razvojem X-ray lasera zasnovanim na električnim pražnjenjima u gasovima. Diplomirala je 2005. godine, tema diplomskog rada je bila "Određivanje parametara plazme proizvedene u T-cevi sa modifikovanim sistemom za pražnjenje". Iste godine upisuje magistarske studije iz naučne oblasti Fizika plazme na Prirodno-matematičkom fakultetu, na odseku za Fiziku. 2006. godine se bira u zvanje istraživača-pripravnika i do 2009. godine je učesnik projekta Republičkog Ministarstva za nauku i tehnologiju pod nazivom "Spektralne karakteristike zračenja plazme, vremenski razvoj i karakteristike izvora plazme" (br.

projekta: 141024). Magistrirala je 2013. godine. Tema magistarske teze je bila "Starkovo širenje spektralnih linija jonizovanog argona u plazmi". Od 2013. godine je upisana na doktorske studije na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu.

Izvodila je vežbe iz fizike za studente Fakulteta tehničkih nauka u Novom Sadu, a od 2006. drži vežbe iz više predmeta iz oblasti elektronike i predmeta Fizika jonizovanih gasova i Merno-instrumentalna tehnika za studente fizike. 2013. godine je izabrana u zvanje asistenta za užu naučnu oblast Fizika atoma, molekula i jonizovanog gasa na Departmanu za fiziku na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu. Od 2008. kao tehnički urednik časopisa *Journal of Research in Physics* aktivno učestvuje u uređivanju ovog časopisa.

Dosadašnji naučni rad Teodore Gajo je bio uglavnom orijentisan na izučavanje Stark-ovih parametara spektralnih linija neutralnih i jonizovanih elemenata u cilju primene za dijagnostiku plazme. Rezultati ovih istraživanja su obuhvaćeni u vidu koautorstva u tri rada u prestižnim međunarodnim časopisima i u devet radova i dva predavanja na međunarodnim konferencijama.

Univerzitet u Novom Sadu
Prirodno-matematički fakultet

Ključna dokumentacijska informacija:

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa:

Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada:

Doktorska disertacija

VR

Autor:

Teodora Gajo

AU

Mentor:

dr Milivoje Ivković, viši naučni saradnik
dr Igor Savić, vanredni profesor

MN

Naslov rada:

Pomeraj spektralnih linija helijuma
u gustoj niskotemperaturnoj plazmi
srpski (latinica)

NR

Jezik publikacije:

JP

Jezik izvoda:

srpski / engleski

JI

Zemlja publikovanja:

Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina:

2016

GO

Izdavač:

Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

Prirodno-matematički fakultet,
Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
(poglavlja/strana/slika/tabela/referenci/priloga)
(4/108/55/30/80/0)

MA

Fizicki opis rada:

FO

Naučna oblast:

Fizika

NO

Naučna disciplina:

Fizika atoma, molekula i jonizovanih gasova

ND

Ključne reči:

Atomska emisiona spektroskopija, Helijum,
Stark-ovo širenje spektralnih linija,
Debye-evo ekraniranje, Plazmeni izvori

KR

Čuva se:

ČU

Važna napomena:

VN

Izvod:

IZ

Biblioteka departmana za fiziku,

PMF-a u Novom Sadu

nema

Izmereni su Stark-ovi pomeraji maksimuma 8 spektralnih linija neutralnog helijuma u gustoj niskotemperaturnoj plazmi impulsnog luka. Osobine izvora plazme, sem postizanja visoke elektronske koncentracije, obezbeđuju relativno jednostavan način određivanja Starkovog pomeraja. Izvršena je dijagnostika plazme, pri čemu je određena elektronska koncentracija u intervalu od $(6.2 - 70) \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ i elektronska temperatura u intervalu $(16400 - 21400) \text{ K}$. Eksperimentalne vrednosti Stark-ovih pomeraja upoređene su sa do sada objavljenim eksperimentalnim rezultatima kao i sa rezultatima teorijskih pristupa. Proveren je uticaj Debye-evog ekraniranja na pomeraj ovih linija. Dobijeni rezultati ukazuju na popravku Stark-ovog pomeraja računanjem uticaja Debye-evog ekraniranja, kao i potrebu korigovanja semiklasičnih teorijskih vrednosti elektronske sudarne poluširine i pomeraja.

Datum prihvatanja teme od NN veća: 08.09.2015.

DP

Datum odbrane:

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik komisije:

dr Zoran Mijatović, redovni profesor,
PMF, Univerzitet u Novom Sadu

Član:

dr Milivoje Ivković, viši naučni saradnik,
Institut za fiziku, Univerzitet u Beogradu

član:

dr Milorad Kuraica, redovni profesor,
Fizički fakultet, Univerzitet u Beogradu

član:

dr Igor Savić, vanredni profesor, PMF
Univerzitet u Novom Sadu

University of Novi Sad
Faculty of Science

Key Words Documentation:

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Documentation type:

Monograph publication

DT

Type of record:

Textual printed material

TR

Content code:

Doctoral dissertation

CC

Author:

Teodora Gajo

AU

Mentor:

dr Milivoje Ivković

dr Igor Savić

MN

Title:

Stark shift of neutral helium lines in
low temperature dense plasma

Language of text:

Serbian (latin)

LT

Language of abstract:

English

JI

Country of publication:

Serbia

CP

Locality of publication:

Vojvodina

LP

Publication year:

2016

PY

Publisher:

Author's reprint

PU

Publication place:

Prirodno-mateatički fakultet,
Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

PP

Physical description:

(chapters/pages/figures/tables/references)
(4/108/55/30/80)

PD

Scientific field:

Physics

SF

Scientific discipline:

Physics of atoms, molecules and ionized gasses

SD

Key words:

KW

Optical emission spectroscopy, Stark broadening,
Debye screening, Helium, Plasma sources

Holding data:

HD

Note:

N

Abstract:

AB

Library of Department of Physics

Trg Dositeja Obradovića 4

none

The results of an experimental study of the Stark shifts of 8 neutral helium lines are presented. The plasma source was a linear pulsed arc with plasma electron density in the range $(6.2 - 70) \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ and plasma temperature in the range $(16400 - 21400) \text{ K}$. Details of the experimental setup that enables a relatively quick Stark shift determination technique is presented. The results of these measurements are presented together with the corresponding plasma parameters and compared to other experimental and theoretical data. The influence of Debye shielding is carefully examined from the semiclassical point of view. The comparison of experimental results obtained in this work with the semiclassical results suggests that Debye shielding has an important role on higher electron densities. Also, based on all the available experimental data, appropriate correction factors are suggested for the semiclassical Stark shift calculations for the examined lines.

Accepted by the Scientific Board: 08.09.2015.

ASB

Defended on:

DE

Thesis defend board:

DB

President:

dr Zoran Mijatović, Full professor, Faculty of Sciences,
University of Novi Sad

Member:

dr Milivoje Ivković, Assistant Research Professor,
Institute of Physics, University of Belgrade

Member:

dr Milorad Kuraica, Full professor, Faculty of Physics,
University of Belgrade

Member:

dr Igor Savić, Associate professor, Faculty of Sciences,
University of Novi Sad