

UNIVERZITET U NOVOM SADU
Prirodno-matematički fakultet
Institut za fiziku

Mirjana Miljatić

Analiza teorijskih profila štarkovski proširene
vodonikove H_{β} linije

☞ diplomski rad ☞

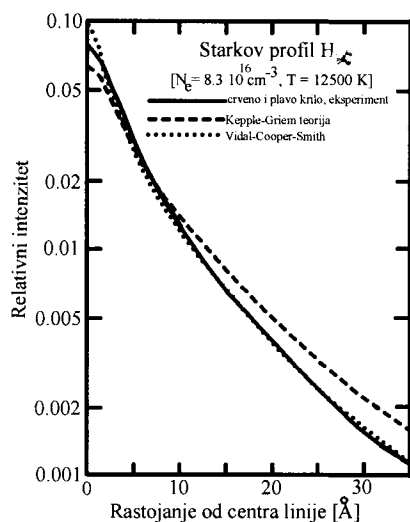
Novi Sad, 2000.

1. UVOD

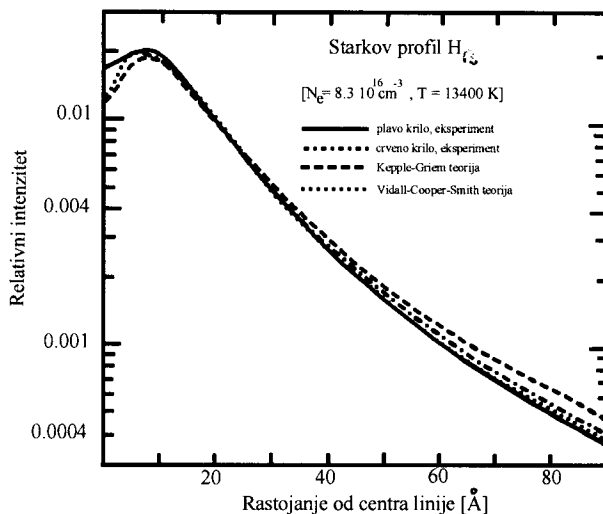
Eksperimentalni radovi [1-12] pokazuju da su spektralne linije vodonika emitovane iz plazme pomerene u odnosu na linije koje bi emitovali izolovani atomi i da su njihovi profili asimetrični. Različiti eksperimenti posebno razmatraju pikove [13 - 15], širinu profila linije na 1/2, 1/4 i na 1/8 od maksimuma linije [10], krila linije [16] kao i pomeraje [10,11].

Na slikama 1., 2., 3., i 4. su prikazani profili izdvojenih spektralnih linija H_{α} , H_{β} , H_{γ} , i H_{δ} Balmerove serije. Ovi profili su izmereni od strane Wiese, Kellehera i Paquettea [10] i upoređeni sa profilima koje predviđaju teorija Kepple-Griema (KG) [17] i teorija Vidal-Cooper-Smitha (VCS) [18]. Ove teorije kao i teorija Voslamberta [19] predviđaju simetrične i nepomerene profile vodoničnih linija.

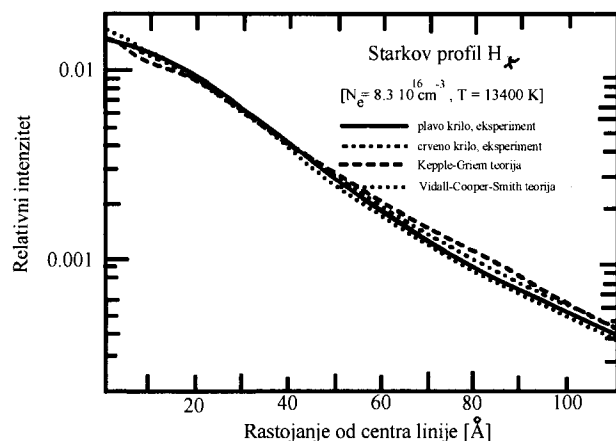
Na slikama 1. - 4. je ukupni intenzitet linije normiran na jedinicu, a profili su prikazani u zavisnosti od rastojanja $\Delta\lambda$ u odnosu na centar linije gde je $\Delta\lambda = 0$. Kako su teorijski profili simetrični pomenute teorije daju samo polovinu profila. Radi poredjenja sa teorijskim profilima crvena i plava krila eksperimentalnih profila su prikazana sa iste strane centra linije. Može se primetiti da se ova krila ne poklapaju što znači da su profili asimetrični.



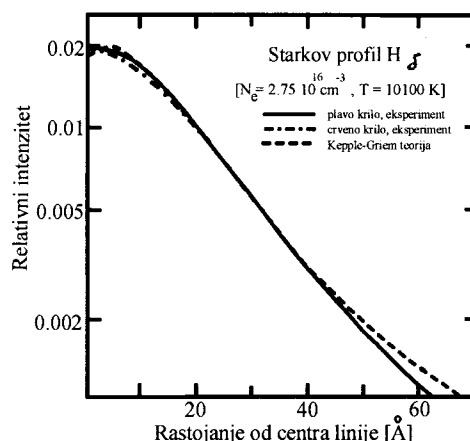
Slika 1.



Slika 2.



Slika 3.



Slika 4.

Kod upoređivanja eksperimentalnih i teorijskih profila obično se posebno razmatra centar linije a posebno krila linije.



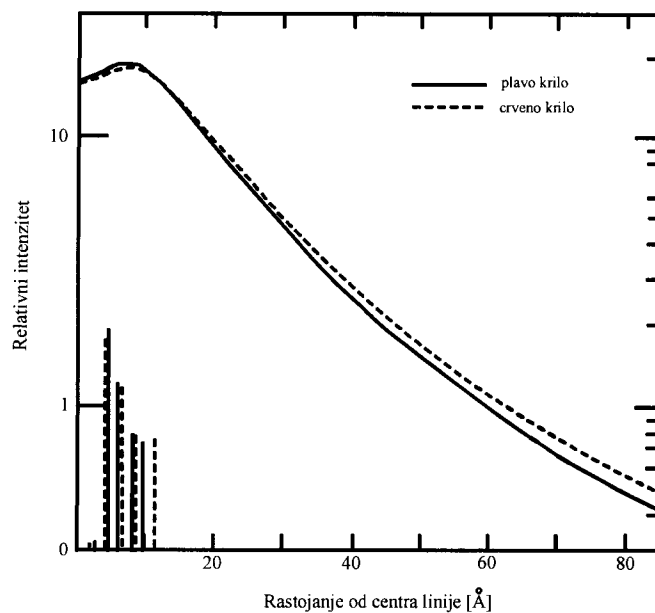
Na krilima linija se može primetiti da su slaganja dobra sa VCS predviđanjima. Nagib izračunat preko KG je dosta mali. Ovo se jasno može uočiti na primeru H_α linije prikazane na slici 1.

U centru linije dolazi do velikog razilaženja rezultata eksperimenata i rezultata koje predviđaju teorije. VCS izračunavanja daju intenzitete pikova koji su za oko 20% veći od izmerenih u slučaju H_α a oko 10% veći u slučaju H_γ . Izračunavanja po KG teoriji daju rezultate koji se u slučaju H_α razlikuju od izmerenih za oko 20%, dok je u slučaju H_γ slaganje veoma dobro. I kod H_β postoje neslaganja izmedju teorije i eksperimenta u oblasti centra linije. I KG i VCS teorija predviđaju da je centralni minimum oko 35% niži od intenziteta pikova dok je izmereni svega oko 15% niži. Ukoliko se posmatra profil ove linije van centra, slaganje je veoma dobro.

U slučaju H_δ linije je ponovo vidljivo neslaganje teorije i eksperimenta u oblasti centra linije. KG teorija čak i predviđja postojanje malog dipa u centru linije, ali eksperimenti ovo nisu potvrdili.

Razlozi za razmimoilaženja teorije i eksperimenta u centru linija još ni do danas nisu potpuno utvrđeni. Naime, u razmatranim slučajevima su Dopplerovo, Van der Vaalsovo i instrumentalno širenje kao i efekti samoapsorpcije bili dovoljno mali tako da nisu mogli izazvati izmene u Starkovim profilima.

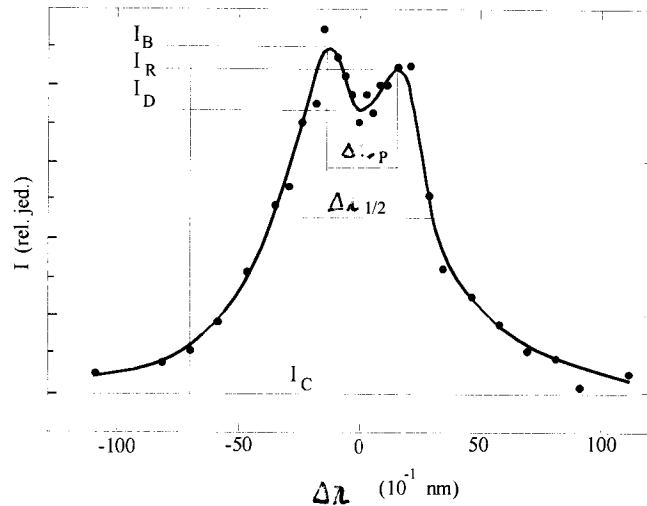
Na osnovu izloženog vidi se da postoji najbolje slaganje teorije i eksperimenta za H_β liniju u oblasti poluvisine linije, odnosno poluširine linije. Zbog toga se ova linija veoma često koristi u dijagnostičke svrhe. Na osnovu poluširine moguće je odrediti elektronsku koncentraciju plazme a na osnovu odnosa intenziteta linije i kontinuuma ispod linije moguće je odrediti elektronsku temperaturu plazme. Za razliku od ostalih linija H_β linija ima karakterističan centralni deo sa jasno izraženim minimumom i dva maksimuma. Ovakav oblik centra linije je uslovljen rasporedom π i σ komponenti fine strukture što je ilustrovano na slici 5.



Slika 5.

U plazmi gde su atomi emiteri okruženi naelektrisanim česticama, elektronima i jonima, tj. nalaze se u električnim mikropolju komponente fine strukture su Starkovski pomerene i proširene pa se dobija rezultatntan profil koji je takodje prikazan na slici 5.

Mogući razlozi za neslaganje eksperimenta i teorije u oblasti centra H_β linije mogu se podeliti u dve grupe. U prvu grupu spadaju tzv. eksperimentalni razlozi kao što su Dopplerovo i Van der Vaalsovo širenje, nedovoljna spektralna rezolucija, efekti samoapsorpcije, nehomogenost plazme i fluktuacije koncentracije plazme. U drugu grupu spadaju teorijski razlozi kao što su zanemarivanje neelastičnih sudara i efekata kretanja jona. U prilog ovome idu rezultati eksperimenata [3, 5, 8, 10, 20-22]. Naime, eksperimentalni rezultati pokazuju da intenziteti crvenog i plavog maksimum nisu iste veličine [13-15] kao što je to prikazano na slici 6.



Slika 6.

Zbog toga se obično definiše veličina [23, 24]:

$$D = \frac{\bar{I} - I_D}{\bar{I}} \quad (1)$$

gde je

$$\bar{I} = \frac{1}{2}(I_B + I_R) \quad (2)$$

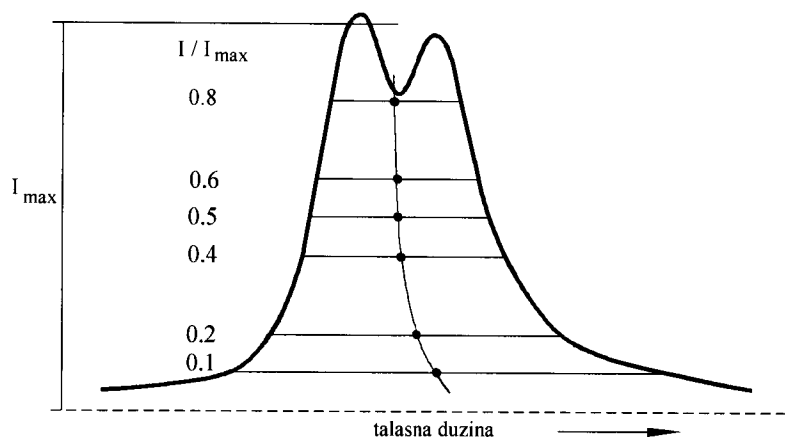
Veličina D se obično naziva dip. Eksperimenti za ovu veličinu daju vrednosti od 0.15 do 0.20 što je dosta manje od rezultata 0.4 koji predviđaju teorije [17,18].

Razlike između rezultata koje daju navedeni eksperimenti mogu se objasniti time što su u njima korišćeni različiti izvori plazme. Iz tog razloga postoje problemi nehomogenosti, graničnih slojeva, stabilnosti, itd. zbog čega dolazi do male razlike u rezultatima.

Jedan od teorijskih faktora - uračunavanje efekta kretanja jona, može biti testiran eksperimentalno i u skladu sa rezultatima [25-27] ovaj faktor može imati veoma veliki uticaj na dip. Drugi teorijski radovi [28, 29] daju zaključke suprotne ovim.

Efekat neelastičnih sudara [30] takodje izaziva izmene u profilu linije i povećava neslaganje sa teorijskim predviđanjima.

Osim asimetrije u pikovima kompletan profil H_β linije je takodje asimetričan [31-33]. Asimetrija profila nastaje zbog nehomogenosti jonskog električnog polja (jon-atom kvadropolna interakcija) [34]. Ilustracija asimetrije profila H_β linije [31, 33] prikazana je na slici 7.



Slika 7.

S obzirom na veoma veliku primenu Balmerove H_{β} linije, talasne dužine $\lambda = 486.133 \text{ nm}$, prvenstveno u dijagnostici plazme, cilj ovog rada je poredjenje njenih teorijskih profila. Prvenstveno je uradjeno poredjenje zavisnosti širine linije na $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{4}$ i $\frac{1}{8}$ maksimalnog intenziteta linije ($\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$, $\Delta\lambda_{\frac{1}{4}}$ i $\Delta\lambda_{\frac{1}{8}}$) u zavisnosti od elektronske koncentracije N_e pri odabranim vrednostima elektronskih temperatura T_e . Vrednosti elektronske temperature su uzimane kao i u većini literature, vodeći računa da su one od interesa za rad Laboratorije za fizičku elektroniku i spektroskopiju plazme, Instituta za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu.

2. ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA U PLAZMI

Prolaskom zračenja kroz spektralni uređaj dobija se spektar zračenja. Na kontinualni deo spektra koji potiče od rekombinacionog i zakočnog zračenja, superponiran je linijski spektar koji potiče od zračenja nastalog prilikom prelaza elektrona sa jednog na drugo energetska stanje unutar atoma emitera. Spektralna linija uvek ima određen profil, odnosno nekakvu raspodelu intenziteta zračenja u određenom intervalu frekvencija (talasnih dužina) i zbog toga uvek ima konačnu širinu, koja zavisi od stepena monohromatičnosti posmatranog zračenja i karakteristika spektralnog uređaja. Naime, energetska nivoi atoma nisu beskonačno uski, već imaju neku realnu energijsku širinu. Zbog toga se i energije fotona karakterišu određenom neodređenošću. Otud sledi da postoji "raspodela" intenziteta fotona po frekvencijama (talasnim dužinama), tj. spektralna linija nije beskonačno uska, već ima odgovarajući oblik (profil linije). Zbog toga monohromatska spektralna linija ne postoji, a to je samo idealizacija. Uvek postoji neka konačna spektralna raspodela intenziteta oko centralne učestanosti. Kao mera širine spektralne linije, uzima se njena širina na polovini visine maksimalnog intenziteta linije. Oblast spektra u granicama širine linije naziva se centralna oblast, a van nje, krila linije. Profil spektralne linije ne mora uvek biti simetričan. Spektralna linija kao celina može pretrpeti, pod određenim uslovima, izvestan pomak. Postojanje profila konačne širine, asimetrije i pomaka spektralnih linija govore o uslovima pod kojima atomi emituju fotone. Proučavanje oblika spektralnih linija emitovanih iz plazme je od vrlo velikog značaja, jer na taj način se dobijaju informacije o uslovima koji vladaju u plazmi i o energetska strukturi atoma ili jona u takvim uslovima.

Mehanizmi koji dovode do širenja spektralnih linija neutralnih atoma ili jona u plazmi, mogu se podeliti u tri grupe:

- Prirodno širenje, uzrokovano konačnošću srednjeg vremena života atoma u pobudjenom energetskom stanju.
- Dopplerovo širenje, uzrokovano kretanjem atoma emitera u odnosu na sistem posmatranja.
- Širenje usled pritiska, uzrokovano interakcijom emitera sa okolnim neutralnim i naelektrisanim česticama.

Pored ovih, postoji i tzv. instrumentalno širenje koje nastaje kao posledica interakcije zračenja sa spektralnim uređajem i zavisi od samog spektralnog uređaja.

2.1. PRIRODNO ŠIRENJE

Ovo širenje se može razmatrati sa dva stanovišta: sa gledišta klasične elektrodinamike i sa gledišta kvantne mehanike.

Sa gledišta klasične elektrodinamike atomi emiteri se tretiraju kao skup Lorencovih oscilatora (dipoli koji se sastoje od elektrona i jezgra) koji se na zračenje mogu pobuditi prilikom sudara. Takav sistem se može svesti na linearni harmonijski oscilator i zato linijsko zračenje nije monohromatsko već ima konačnu širinu, tzv. prirodnu širinu. Raspodela intenziteta zračenja po frekvencijama je data Lorencovim disperzionim profilom[35]:

$$I(\nu) = I_0 \frac{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}{4\pi^2(\nu_0 - \nu)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \quad (3)$$

gde je I_0 maksimalni intenzitet zračenja, γ je klasični koeficijent radijacionog prigušenja dat

izrazom $\gamma = \frac{e^2 \nu^2}{3\epsilon_0 m c^3}$, ϵ_0 dielektrična konstanta, m masa a e naelektrisanje elektrona.

Stavljajući u izraz (3) da je $I(\nu) = \frac{I_0}{2}$ dobija se da je poluširina prirodno proširene linije:

$$\left| \nu_{\frac{1}{2}} - \nu_0 \right| = \frac{1}{2} \Delta \nu_{\frac{1}{2}} = \frac{\gamma}{4\pi} \quad (4)$$

odnosno prelaskom na skalu talasnih dužina $\Delta \lambda_{\frac{1}{2}} = \frac{e^2}{3\epsilon_0 c^2 m} = 1.18 \cdot 10^{-5} \text{ nm}$

Iz izraza (3) se vidi da je raspodela intenziteta linije simetrična u odnosu na centar linije (gde je $\nu = \nu_0$) i ne zavisi od atomskih karakteristika emitera i talasne dužine zračenja. Ovaj tip raspodele se zove Lorencova raspodela.

Sa kvantnomehantičkog gledišta do apsorpcije ili emisije zračenja dolazi pri prelazu elektrona između dva diskretna energetska nivoa. Kada se atom pobudi, odnosno elektron izvrši prelaz sa nižeg E_n na viši energetski nivo E_m , ne može se reći koliko će se vremena elektron zadržati na tom energetskom nivou, odnosno može se govoriti samo o nekom srednjem vremenu koje elektron provede na tom nivou. To vreme je srednje vreme života datog nivoa τ_n , zbog neodređenosti vremena zadržavanja elektrona na tom nivou iz relacija neodređenosti: $\Delta E \cdot \Delta t = \hbar$

Pošto elektron nikada neće spontano napustiti osnovno stanje za njega je $\tau = \infty$, pa je $\Delta E = 0$. Za sva ostala stanja važi da je $\Delta E \neq 0$. Pri prelazu elektrona iz stanja sa glavnim kvantnim brojem n u stanje sa glavnim kvantnim brojem m energija emitovanog fotona je:

$$h\Delta\nu_{nm} = \Delta E_n + \Delta E_m \quad (5)$$

Tako se može dobiti:

$$h\Delta\nu_{nm} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right) \quad (6)$$

Za prelaz čije je srednje vreme života reda veličine 10^{-8} s dobija se da je prirodna širina reda veličine 10^{-5} nm što se poklapa sa vrednošću dobijenom klasičnim putem.

2.2. DOPPLER-OVO ŠIRENJE

Dopplerovo širenje je posledica kretanja emitera u plazmi u odnosu na referentni sistem koji je vezan za posmatrača, odnosno za detektor zračenja. Ako bi se posmatrao skup čestica koji zrače ali se ne nalaze u stanju mirovanja u odnosu na detektor, zanemarujući ostale efekte širenja, detektor bi registrovao zračenje pomereno po frekvenciji za iznos:

$$\nu - \nu_0 = \Delta\nu = \pm \frac{v_0}{c} \cdot \nu \quad (7)$$

gde je v brzina kretanja emitera u odnosu na posmatrača. Znak (+) se uzima pri kretanju emitera ka posmatraču, a znak (-) kada se udaljava od njega. U plazmi postoji više uzroka i načina kretanja emitera: kretanje usled turbulencije, termalno kretanje, kretanje zajedno sa plazmom ili delom plazme u odnosu na posmatrača. Pretpostavimo da u plazmi postoji samo termalno kretanje emitera i neka se emiteri pokoravaju Maxwelllovoj funkciji raspodele po brzinama. Oblik funkcije duž pravca posmatranja je:

$$P(v)dv = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\left(\frac{mv^2}{2kT} \right)} dv \quad (8)$$

pri čemu je $P(v)$ verovatnoća da je brzina emitera u intervalu $(v, v+dv)$. Koristeći da je $dv = \frac{c}{v_0} dv$ i uzimajući znak (+) dobija se :

$$P(v - v_0) = \frac{c}{v_0} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{mc^2}{2\pi kTv_0^2}(v-v_0)^{\frac{1}{2}}} dv \quad (9)$$

$P(v - v_0)dv$ je broj emitera koji emituju zračenje u intervalu frekvencije $(v, v + dv)$ u odnosu na ukupan broj emitera. Pošto je intenzitet zračenja srazmeran $P(v - v_0)$ imamo da je [10] :

$$I_v = I_0 e^{-\frac{mc^2}{2kTv_0^2}(v-v_0)^2} \quad (10)$$

Ova jednačina pokazuje da Doppler-ovski proširena linija ima Gauss-ovu raspodelu koja se razlikuje od prirodno proširene linije. Za poluširinu dobijamo:

$$\Delta\lambda_D = 2\lambda_0 \left(\frac{2kT}{mc^2} \ln 2 \right)^{\frac{1}{2}} = 7.16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \left(\frac{T}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

Ovde se T izražava u (K) a m u (a.j.m.)

2.3. ŠIRENJE USLED PRITISKA

U dovoljno gustoj plazmi je najdominantnije širenje usled pritiska od čega je opet najizraženiji Starkov efekat, dok su rezonantno i Van der Vaalsovo širenje uglavnom zanemarljivo. Starkov efekat je promena energijskih nivoa atoma, pod dejstvom električnog mikropoljakoga stvaraju naelektrisane čestice, elektroni i joni. Zračenje pojedinih atoma sastoji se od linija pomerenih i rascepljenih na komponente, ali za razliku od statičkog električnog polja električno mikropolje u plazmi se menja u prostoru i vremenu te su i ova pomeranja različita za različite atome, tako da se na kraju kao sumarni efekat dobiju proširene i pomerene spektralne linije.

2.3.1. REZONANTNO ŠIRENJE

Ovo širenje je posledica interakcije emitera sa česticama iste vrste (atom-atom, jon-jon). Ako postoji dozvoljen dipolni prelaz sa gornjeg ili donjeg nivoa posmatranog prelaza i ako je emiter okružen sličnim atomima u osnovnom stanju, onda je posmatrajući dva atoma, svejedno koji je od njih pobuđen a koji u osnovnom stanju. Na ovaj način dolazi do degeneracije nivoa sistema koji posmatramo što izaziva proširenje emitovane linije. Ovo se može tumačiti i kao skraćenje vremena života pobuđenog stanja zbog rezonantne izmene energije. Izraz za širinu linije usled rezonantnog širenja je [36,37]:

$$\omega_R [\text{cm}] = 4.30 \cdot 10^{-14} \left[\frac{g_I}{g_R} \right]^{\frac{1}{2}} \lambda^2 \lambda_R^2 f_R N \quad (12)$$

gde je λ talasna dužina posmatranog prelaza, N koncentracija čestica perturbbera, g_R, λ_R, f_R su statistička težina, talasna dužina i jačina oscilatora rezonantnog prelaza. Rezonantno širenje nastaje uglavnom zbog interakcije emitera sa česticama iste vrste kao perturbberima. Međutim, perturbberi mogu biti i atomi druge vrste ili čak joni, ali da im odgovarajući energetski nivoi budu približni sa nivoima perturbberovane čestice.

Koncentracije perturbujućih čestica N je procenjena iz sastava plazme. Rezonantno širenje linija obrađenih u ovom radu je reda veličine 10^{-4} nm što je zanemarljivo u odnosu na dominantne mehanizme širenja.

2.3.2. VAN DER VAALS-OVO ŠIRENJE

Ovaj tip širenja je posledica interakcije između neutralnog atoma-perturbera i atoma-emitera, ali bez ograničenja u smislu energetske nivoa kao što je to slučaj kod rezonantnog širenja. Ta interakcija se manifestuje tako što se razlika između dva nivoa menja u zavisnosti od rastojanja među atomima. Sile koje deluju među atomima su kratkog dometa a potencijal ovih sila opada sa šestim stepenom rastojanja između čestica što je analogno zavisnosti Van der Valsovog potencijala od rastojanja. Proširena spektralna linija se dobija usrednjavanjem po svim mogućim rastojanjima između emitera i perturbera. Poluširina je [38] procenjena na:

$$\omega_V [\text{cm}] = 4.09 \cdot 10^{-12} \lambda^2 \left[\frac{\alpha}{R} \right]^2 \left[\frac{T}{\mu} \right]^{\frac{3}{10}} N \quad (13)$$

gde je α srednja polarizabilnost neutralnih perturbera, R je razlika kvadrata vektora položaja elektrona gornjeg i donjeg nivoa, a μ je redukovana masa sistema emiter-perturber.

N je procenjeno iz sastava plazme. Poslednja dva mehanizma širenja se u ovom radu mogu zanemariti.

2.3.3. STARK-OVO ŠIRENJE

Kada se atom emiter nađe spoljašnjem električnom polju dolazi do pomeranja energetskih nivoa, a ako je neki nivo degenerisan onda i do cepanja i do uklanjanja degeneracije. U plazmi emiteri su okruženi mnoštvom elektrona i jona koji stvaraju električno mikropolje koje se menja u prostoru i vremenu tako da su pomeranja i cepanja energetskih nivoa različita za različite atome emitere, što se kao ukupni efekat ogleda u proširenju i pomeranju linija. Zbog razlike u termalnim brzinama elektrona i jona, vremena sudara emitera i tih čestica su vrlo različita.

Kod vodonika je izražen linearni Starkov efekat kod kog je pomeraj energetskih nivoa srazmeran prvom stepenu električnog polja u kom se nalazi atom. Pomeranje linija u ovom slučaju vrlo je malo. Kod ostalih "nevodoničnih" atoma izražen je kvadratični Starkov efekat kod kog je pomeranje nivoa u atomu srazmerno kvadratu jačine električnog polja u kom se nalazi atom. Sem širenja linija, kod kvadratičnog Starkovog efekta se javlja i pomeranje linija.

Teorije koje se bave izračunavanjem teorijskih profila linija, nastalih pod uticajem Starkovog efekta, razvile su se u dva pravca. Jedan pravac teorija razmatra profil kao celinu [18,19,27,40,41]. Ove teorije su tzv. unificirane teorije. Daju veoma dobre rezultate za linije koje se mogu dobro aproksimirati Lorencovim (Lorentz) profilom.

Druga grupa teorija [42-44] posebno razmatra krila linije, a posebno centar linije. Pošto se uticaj jona očituje na krilima linije tu se primenjuje kvazistatička aproksimacija (glavni perturberijoni). Uticaj elektrona se očituje u centru linije pa se tu primenjuje sudarna aproksimacija (glavni perturberijoni-elektroni). Da bi se dobio kompletan profil moraju se uzeti oba uticaja istovremeno.

Starkov efekat pod dejstvom sudara sa elektronima se u literaturi označava kao udarno širenje. Kod sudara emitera sa jonima, joni određuju sporopromenljive komponente mikroskopskog polja što presudno utiče na oblik krila linije. Ovo se naziva kvazistatičko širenje [45].

Teorija udarnog širenja razvijena je zahvaljujući doprinosima Barangera, Kolba i Grima (od 1958. pa nadalje). Udarne aproksimacije, nedjutom podrazumeva da je vreme sudara veoma kratko pa emiter u toku emisije biva više puta perturbovan sudarima sa brzim perturberima. Izračeni talasni paket je zbog toga izdvojen na izvestan broj manjih nezavisnih talasnih paketa iz kojih se usrednjavanjem po svim vremenima između sudara dobija profil spektralne linije.

Teoriju kvazistatičkog širenja [45], uslovljenog mnogo sporije fluktuirajućim poljem pozitivnih jona počeo je razvijati Holtsmark (1919). U najjednostavnijoj formi ove teorije, pretpostavlja se da je emiter perturbovan samo električnim poljem najbližeg jona, što znači da se zanemaruju svi kolektivni efekti karakteristični za plazmu (korelacije, ekraniranje) pa se na osnovu statističkih zakonitosti izračunava verovatnoća da se taj jon nađe na zadanom rastojanju od emitera tj. verovatnoća da perturbujuće električno polje ima zadani intenzitet. Kvazistatička aproksimacija podrazumeva da se perturber kreću dovoljno sporo, tako da se perturbujuće električno polje za vreme emisije može smatrati kvazistatičkim, pri čemu se nivoi pod uticajem ovog sporopromenljivog polja cepaju i pomeraju, a profil spektralne linije se dobija usrednjavanjem po svim mogućim raspodelama jonskog polja.

Kompletan profil spektralne linije, korektno se opisuje tako što se uticaj jonskog i elektronskog širenja uzima u račun istovremeno, dok se ceo profil, jednom od pomenutih aproksimacija može opisati samo u posebnim slučajevima.

Starkovo širenje je po pravilu osnovni mehanizam širenja za linije koje odgovaraju električnim dipolnim prelazima. Prema tome kao polazni izraz za dalje razmatranje problema Starkovog širenja može se uzeti izraz za spektralnu gustinu zračenja $P(\omega)$, spontanog električnog dipolnog zračenja kvantnog sistema [47]:

$$P(\omega) = \frac{4\omega^4 e^2}{3c^3} \sum_{if\alpha} \delta(\omega - \omega_{if}^s) |f\rangle_{x_\alpha} \langle i|^2 \rho_i \quad (14)$$

gde je e - naelektrisanje elektrona, c - brzina svetlosti, ρ_i - verovatnoća nalaženja sistema u početnom stanju i , $|f\rangle_{x_\alpha} \langle i|$ - matricni elementi komponenta radijus vektora koji spaja jezgro sa elektronom usled čijeg se prelaza vrši zračenje (ili suma vektora ako u prelazima učestvuje više elektrona). Delta funkcija $\delta(\omega - \omega_{if}^s)$ obezbeđuje očuvanje energije u saglasnosti sa relacijom Bohra:

$$\hbar\omega_{if}^s = E_i^s - E_f^s \quad (15)$$

gde su E_i^s i E_f^s - energije početnog i krajnjeg stacionarnog stanja celog kvantnomehaničkog sistema, koji podrazumeva kako čestice koje emituju tako i perturbujuće čestice.

U uslovima kada postoji Starkovo širenje, različiti atomi zrače nekoherentno, tako da je ukupni intenzitet zračenja jednak sumi pojedinih intenziteta. Ako se posmatra sistem koji se sastoji od jednog atoma ili jona koji zrači i perturbujućih čestica, normirani profil spektralne linije se može izraziti kao:

$$I(\omega) = \sum_{if\alpha} \delta(\omega - \omega_{if}^s) |f\rangle_{x_\alpha} \langle i|^2 \rho_i \quad (16)$$

gde matricni elementi $|f\rangle_{x_\alpha} \langle i|$ zadovoljavaju relaciju:

$$\sum_{if\alpha} |f\rangle_{x_\alpha} \langle i|^2 \rho_i = 1 \quad (17)$$

Znak prim, pored oznake za sumu znači da se sumiranje vrši samo po stanjima koja odgovaraju posmatranoj spektralnoj liniji. Ovim je uvedena pretpostavka da se čestice emiteri razlikuju od čestica perturbera.

Kao perturber joni i elektroni se mogu posmatrati odvojeno uzimajući u obzir veliku razliku u brzinama kojim interaguju sa atomom ili jonem emiterom. Polazeći od ovoga, razvijene su dve aproksimacije u teoriji Starkovog širenja, kvazistatička (jonska) i sudarna (elektronska).

Linije jednoelektronskih sistema ispoljavaju dovoljno jak kvazistatički (linearni) Starkov efekat, izazvan jonskim poljem. To znači da su ovi profili u stvari skup Starkovih komponenti više

ili manje pomerenih od neperturbovanog položaja linije. Perturabcija tih komponenti kao rezultat elektronskih sudara se može opisati operatorom udarnog širenja. Da bi se dobio profil spektralne linije u koji je uračunat udarni mehanizam i kvazistatički mehanizam, potrebno je izvršiti usrednjavanje po jačini jonskog polja i uračunati Starkovo efekat. Kao rezultat ovoga dobija se da je preofil spektralne linije atoma vodonika i vodoniku sličnih jona oblika:

$$I(\omega) = -\left(\frac{1}{\pi}\right) \text{ReTr} \int_0^{\infty} dFW(F) \{ \Delta_d [i\Delta\omega - iCF + \phi]^{-1} \} \quad (18)$$

gde su $\Delta\omega$ - rastojanje u jedinicama frekfencije od centra neperturbovane linije, C - operator, čiji je matrični element jednak koeficijentima linearnog Starkovog efekta višeg i nižeg nivoa.

Na osnovu izraza (18) su uradjena najrealnija izračunavanja [17, 48-50] Starkovih profila jednoelektronskih sistema.

Za razliku od Kepple-Griem (KG) i Vidal-Cooper-Smith (VCS) teorije koje daju kao što je već rečeno simetričan profil, teorija Demura-Sholin koja će kasnije biti izložena, uzima u račun i asimetriju i predvidja profile koji se dosta dobro slažu sa eksperimentima.

3. GRIEM-OVA TEORIJA

Linije jednoelektronskih sistema pokazuju jak linearni Starkov efekat koji je izazvan jonskim električnim poljem. Ova činjenica ukazuje na to da linije ovakvih sistema predstavljaju skup Starkovih komponenti koje su više ili manje pomerene u odnosu na neperturbovani položaj linije. "Pomeranje" ovih komponenti koje je izazvano elektronskim sudarima se opisuje operatorima \mathcal{N} ili Φ .

Profil vodonične linije se može napisati u obliku [47]:

$$L(\omega) = -\frac{\hbar}{\pi} \text{Im Tr} \left[\frac{\Delta_d}{\hbar\omega - H_i - H_f + \mathcal{N}} \right] = -\frac{1}{\pi} \text{Re Tr} \left[\frac{\Delta_d}{i\omega - \frac{i}{\hbar}(H_i - H_f) + \Phi} \right] \quad (19)$$

gde je \mathcal{N} - efektivni Hamiltonijan udarnog širenja nezavisan od vremena, H - neperturbovani Hamiltonijan emitera, indeksi i i f se odnose na početno i krajnje stanje redom, ω - frekvencija, Δ_d - dipolni operator, Φ - operator udarnog širenja.

Usrednjavanjem izraza (19) po vrednostima jačine jonskog polja F , čiju vrednost daje raspodela $W(F)$, postiže se istovremeno uzimanje u obzir elektronskog udarnog i jonskog kvazistatičkog mehanizma širenja.

Za Starkove profile linija vodonika i njemu sličnih jona dobija se [48,49]:

$$L(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Re Tr} \int_0^{\infty} dFW(F) \frac{\Delta_d}{i\Delta\omega - iCF + \Phi} \quad (20)$$

gde je $\Delta\omega$ - rastojanje do centra neperturbovane linije u jedinicama frekvencije, C - operator čiji su matični elementi u prezentaciji parboličnih talasnih funkcija jednaki razlikama koeficijena linearnog Starkovog efekta višeg i nižeg nivoa [51,52].

Na osnovu izraza (20) su izvršena detaljna izračunavanja Starkovih profila jednoelektronskih sistema. Karakteristike tih izračunavanja su uzimanje različitih aproksimacija za elektrone i jone i visoka tačnost izračunavanja matičnih elemenata Δ_d , C i Φ pri čemu su korišćene parbolične talasne funkcije i vrednosti energetskih nivoa. U ovim izračunavanjima su za operatore Δ_d i C popravke višeg reda procenjene kao nebitne u slučaju da dovode do male ($\approx 10\%$) asimetrije. Procenjeno je takođe, da ove popravke mogu biti bitne samo u slučaju visokih koncentracija, kada linije, čijim višim nivoima sa različitim glavnim kvantnim brojevima, počnu da se mešaju (stapaju, preklapaju).

Glavni uzrok grešaka pri ovim izračunavanjima je određivanje Φ jer je $W(F)$ određeno sa visokom tačnošću, osim za $F = 0$ i za slučaj jake turbulencije.

Praktično sva izračunavanja operatora Φ su zasnovana na aproksimaciji klasičnih trajektorija za perturbore - elektrone.

Frekvencija sudara čiji parametri leže u intervalima $\rho, \rho + d\rho$ i $v, v + dv$ iznosi:

$$df = 2\pi Nf(v) \rho v d\rho dv \quad (21)$$

gde je ρ - udarni parametar, N - koncentracija elektrona, v - brzina elektrona, $f(v)$ - apsolutna vrednost funkcije raspodele brzine, normirana izrazom:

$$f(v) = \int_0^{\infty} f(v) dv = 1 \quad (22)$$

Ukoliko se ne naglasi suprotno, smatra se da je ona Maxwelllova:

$$f(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (23)$$

a da je raspodela po pravcima izotropna. U prethodnom izrazu je m - masa elektrona, k - Bolcmanova konstanta, T - kinetička temperatura.

Potrebno je i usrednjiti efektivni Hamiltonijan po uglovima, vezanim s vektorima $\vec{\rho}$ i \vec{v} od kojih u slučaju pravolinijskih trajektorija zavisi radijus-vektor perturbujuće čestice u odnosu na jezgro čestice emitera:

$$\vec{r}(t) = \vec{\rho} + \vec{v}t \quad (24)$$

gde se vreme meri od momenta kada su čestice najbliže jedna drugoj.

Da bi se izračunao operator Φ neophodno je (24) uvrstiti u izraz za Hamiltonijan elektrostatičke interakcije emitera sa zadatom konfiguracije perturbera, oblika:

$$U = -e^2 Z_p \sum_i \frac{\vec{r}_a \cdot \vec{r}_i}{|\vec{r}_i|^3} + \frac{3}{2} \frac{(\vec{r}_a \cdot \vec{r}_i)(\vec{r}_a \cdot \vec{r}_i)}{|\vec{r}_i|^5} - \frac{1}{3} \frac{\vec{r}_a \cdot \vec{r}_a}{|\vec{r}_i|^3} + \dots \approx e\vec{r}_a \cdot \vec{F} \quad (25)$$

gde je \vec{r}_a - operator radijus vektora elektrona emitera, \vec{r}_i - radijus vektor i-te čestice naelektrisanja $Z_p e$ pri čemu se jezgro emitera nalazi u koordinatnom početku, a potom izvršiti integraciju po t .

Na taj način se dobijaju prva dva člana multipolnog razlaganja energije interakcije:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} U(t) dt &= -\frac{\hbar}{mpv} \left\{ 2 \left(\frac{\vec{r}_a \cdot \vec{\rho}}{a_0 \rho} \right)^2 + \frac{a_0}{\rho} \left[2 \left(\frac{\vec{r}_a \cdot \vec{\rho}}{a_0 \rho} \right)^2 + \left(\frac{\vec{r}_a \cdot \vec{v}}{a_0 v} \right)^2 - \left(\frac{\vec{r}_a}{a_0} \right)^2 \right] \right\} = \\ &= -\frac{\hbar}{mpv} \left\{ 2 \frac{r_a}{a_0} \cos \theta + \frac{a_0}{\rho} \left(\frac{r_a}{a_0} \right)^2 \left[2 \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) + \cos^2 \theta' - \frac{1}{3} \right] \right\} \end{aligned} \quad (26)$$

Usrednjavanjem po uglovima θ i θ' prethodni izraz (između vektora $\vec{\rho}$ i \vec{r}_a i vektora \vec{v} i \vec{r}_a) u slučaju izotropne plazme teži ka nuli.

Ukoliko se zanemare kvazistatičko Starkovo cepanje raznih podnivoa i neelastični sudari Φ se može napisati u obliku:

$$\begin{aligned} \Phi &\approx -2\pi N \int d^3v f(v) \int d^3\rho \rho \left(\frac{\hbar}{mpv} \right)^2 \sum_{i,f} \left\{ \frac{2}{3a_0^2} \left[\langle \vec{r}_i | i \rangle \cdot \langle i | \vec{r}_i \rangle - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - 2\vec{r}_i \cdot \vec{r}_f + \langle \vec{r}_f | f \rangle \cdot \langle f | \vec{r}_f \rangle \right] + \left(\frac{2}{15a_0^2} \right) \left[\langle \vec{r}_i^2 | i \rangle \cdot \langle i | \vec{r}_i^2 \rangle \right] \right\} \end{aligned} \quad (27)$$

Vrednosti za $(\cos^2 \theta)_{av}$ i ostale je moguće dobiti integracijom po pravcima vektora $\vec{\rho}$ i \vec{v} i uračunavanjem njihove ortogonalnosti. Operatori \vec{r}_i i \vec{r}_f odgovaraju jednom operatoru \vec{r}_a , ali dejstvuju samo na stanja višeg (i) ili nižeg (f) nivoa. U izrazu (27) su članovi dipolne interakcije sa nižim nivoom, a nisu uvršteni članovi koji sadrže kvadropolne popravke, koje se ovde tretiraju kao male. Proizvodi dipolnih i kvadropolnih članova teže u nulu pri usrednjavanju po uglovima. Sumiranje se vrši po međustanjima i i f s vrednostima glavnih kvantnih brojeva koji odgovaraju i i f redom. Po izračunavanju preostala dva člana popravke u (27), matični element se dobija u obliku:

$$\begin{aligned} \langle i | \Phi | i \rangle &\approx -2\pi N v \int \rho d\rho \left(\frac{\hbar}{mpv} \right)^2 \left[\frac{2}{3} \frac{n^4}{Z^2} - \frac{5}{6} \left(\frac{\hbar}{mpv} \right)^2 \frac{n^8}{Z^4} \right] \approx \\ &\approx -\frac{4\pi}{3v} N \left(\frac{\hbar}{m} \right)^2 \frac{n^4}{Z^2} \left[\frac{3}{4} + \ln \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}} - \frac{5}{8} \right] \end{aligned} \quad (28)$$

Ovde je veličina $\rho_{\min} = \frac{n^2 \hbar}{Zmv}$ izabrana kao donja granica integracije po promenljivoj ρ . Odabrano

je da član koji odgovara "jakim" sudarima iznosi $\frac{3}{4}$, a član četvrtog reda $-\frac{5}{8}$. Ova dva člana

zajedno obrazuju "konstantu jakih sudara" jednaku $\frac{1}{8}$. Izbor množitelja 2 je dosta proizvoljan, ali on obezbeđuje najbolje slaganje sa puno detaljnijim izračunavanjima i tačnim rešenjima za operator koji određuje profil linije. Kod kvadropolnih popravki drugog reda, atomski matični elementi se mogu oceniti kao dvostruka vrednost članovima četvrtog reda, za uračunavanje međustanja. Na osnovu prethodno rečenog, razmatranja širenja nižeg nivoa, uračunavanja kvadropolnih članova drugog reda, Φ se može napisati u prezentaciji paraboličnih talasnih funkcija kao:

$$\begin{aligned} \Phi = & -\frac{4\pi}{3} N \left(\frac{\hbar}{ma_0} \right)^2 \int \frac{dv}{v} f(v) \left[\left(\sum_i \bar{r}_i |i''\rangle \cdot \langle i'' | \bar{r}_i - 2z_i z_f + \right. \right. \\ & + \left. \sum_i \bar{r}_i |f''\rangle \cdot \langle f'' | \bar{r}_i \left(\frac{1}{4} + \ln \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}} + \frac{5}{8} \frac{mv^2}{E_H} \right) + \right. \\ & \left. \left. + \sum_{k \neq i} \bar{r}_i |k''\rangle \cdot \langle k'' | \bar{r}_i \ln \frac{\rho_{ki}}{\rho_{\min}} + \sum_{k \neq f} \bar{r}_f |k''\rangle \cdot \langle k'' | \bar{r}_f \ln \frac{\rho_{kf}}{\rho_{\min}} \right] \end{aligned} \quad (29)$$

gde je E_H jonizacioni potencijal vodonika, a za donju granicu integracije se koristi izraz oblika:

$$\rho_{\min} \approx (n_i^2 - n_f^2) \frac{\hbar}{Zmv} \quad (30)$$

Ukoliko $x_i x_f$ i $y_i y_f$ odgovaraju neelastičnom rasejanju, za slučaj kada je kvazistatičko cepanje nivoa manje od njihove širine izazvane elektronskim sudarima, za većinu linija je dovoljno zadržati samo proizvod $z_i z_f$ [53,54].

U izrazu (29) poslednja dva člana opisuju interakciju sa nivoima čiji su glavni kvantni brojevi različiti od i i f . Iz tog razloga se, u saglasnosti sa izvesnim uslovom za prelaze izazvane sudarima, za ρ_{ki} bira vrednost $\rho_{ki} \approx \frac{v}{\omega_{ki}}$. Daleko teže je izabrati gornju granicu ρ_{\max} integraljenja po ρ (odnosno odnos ρ_{\max}/ρ_{\min}), za dominantne, po pravilu dipolne članove drugog reda, koji uključuju međustanja sa kvantnim brojevima koji su jednaki onima za početno i krajnje stanje posmatrane linije.

Pri elektronskom širenju vodoničnih linija se ρ_{\max} određuje pomoću tri fizička faktora. Prvi je vezan sa korelacijom među elektronima ili Debajevim ekraniranjem. Drugi je povezan sa konačnošću trajanja realnih sudara. Treći je vezan za nekorektnost korišćenja izraza $U'(t) \approx U(t)$.

U svakom slučaju postoji znatno umanjeње uticaja sudara sa parametrima većih od $\rho_{\max} \approx \frac{v}{\omega_c}$.

Kritična frekvencija ω_c se određuje preko faktora koji dominira, a jednaka je maksimalnoj od sledeće tri frekvencije:

- elektronska plazmena frekvencija ω_p
- rastojanje $|\Delta\omega|$ do centralne Starkove frekvencije
- srednje rastojanje između Starkovih komponenti

Obično su poslednje dve frekvencije približno jednake, osim za daleka krila linije. Ukoliko dominira ω_p očigledno je da je $\rho_{\max} \approx \rho_D$ čime se karakteriše samo elektron-elektron korelacija.

Očigledno je da se u zavisnosti od brzine perturbujućeg elektrona, ρ_{\max} može oceniti ili radijusom ekraniranja ρ_D ili veličinom $\frac{v}{\omega_c}$ gde ω_c ne može biti manje

od $\omega_c \approx \frac{12Z_p \hbar}{Zm} (n_i^2 - n_f^2) N_p^{\frac{2}{3}}$ gde je N_p koncentracija perturbera.

Profili spektralnih linija dobijenih na prethodno opisan način se često daju u obliku tabela. Ovi profili, kao i i vrednosti polu-poluširina linije su dati u obliku $S(\alpha)$ odnosno $S(\Delta\alpha)$. Veličine α odnosno $\Delta\alpha$ biće opisane u sledećem poglavlju.

4. UNIFICIRANA TEORIJA

Ukoliko se mikropolje plazme razdvoji na mikropolje elektrona (elektronsko mikropolje) i jona (jonsko mikropolje), onda se ovo može iskoristiti za izračunavanje širenja spektralne linije. Tada se ova dva moguća načina širenja linija nazivaju elektronsko i jonsko širenje.

Standardni tretman jonskog širenja je zasnovan na statičkoj aproksimaciji, s obzirom da je brzina kretanja jona daleko manja od brzine kretanja elektrona. Elektronsko širenje je, iz istog razloga, zasnovano na udarnoj teoriji.

Pored ova dva standardna tretmana mikropolja, odnosno širenja linija, postoji i tzv. objedinjena (unificirana) teorija. Unificirana teorija objedinjuje oba pristupa, statički i dinamički. Pored ovoga, ona svakako puno pomaže i u razumevanju tzv. dinamičkog jonskog širenja, gde se u obzir uzima i kretanje, odnosno dinamika jona.

Za naše potrebe, nije neophodno ponavljati sve detalje izvođenja unificirane teorije, ali je potrebno obratiti pažnju na karakteristične korake u izvodjenju i dobijene vrednosti [19,55,56].

Prihvatajući statičku jonsku aproksimaciju $\bar{E}_i(t) \cong \bar{E}_i(0) = \bar{F}$ može se pisati da je profil linije superpozicija profila za fiksno jonsko mikropolje \bar{F}

$$I(\Delta\omega) = \int d^3F P_i(\bar{F}) I(\Delta\omega/\bar{F}) \quad (31)$$

gde je $P_i(\bar{F})$ gustina verovatnoće. $I(\Delta\omega/\bar{F})$ se izražava pomoću frekventno-zavisnog "kolizionog operatora" $\tilde{K}(\Delta\omega)$:

$$I(\Delta\omega|\bar{F}) = -\frac{1}{\pi} \text{Im Tr} \left\{ \bar{d} \bar{d} \left[\Delta\omega + \frac{\bar{d} \cdot \bar{F}}{\hbar} - i\tilde{K}(\Delta\omega) \right]^{-1} \right\} \quad (32)$$

Unificirana teorija je bazirana na "binarnom sudarnom tretmanu", odnosno uzima u obzir da su mogući samo binarni sudari. S osvrtom na dinamički deo elektronskog širenja, može se pisati da je $\bar{E}(t)$ suma svih doprinosa od pojedinačnih neinteragujućih (kvazi) elektrona

$$\bar{E}(t) = \sum_j \bar{E}_e^{(j)}(\bar{r}_j + \bar{v}_j t) = \sum_j \bar{E}^{(j)}(j) \quad (33)$$

Dejstvo elektrona na stanja emitera je opisano serijom sudara tipa atom-elektron. Na prvi pogled, ova slika je podesna za elektrone sa graničnim poljem dometa. Međutim, uvek se zahteva da su sudari sa mnoštvom elektrona istovremeni što nas ponovo vraća na sliku mikropolja. Jedini izlaz iz ove situacije je pravljenje razlike između "slabih" i "jakih" sudara. Po definiciji, slabi sudari ne menjaju primetno stanje emitera. Za sudare sa početnom brzinom v , najniža vrednost Waiskopfovog radijusa za sudarni parametar ρ je [47]:

$$\rho_w(v) = \frac{a_0 e^2 n^2}{\hbar v} \quad (34)$$

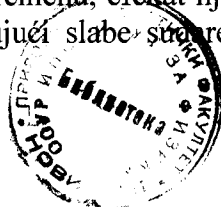
gde je a_0 je Bohrov radijus.

Jaki sudari imaju $\rho < \rho_w$ pa se sudari mogu tretirati kao binarni (emiter + jedan perturber), ako istovremeno uzme da jaki sudari postoje samo u retkim slučajevima:

$$N^{-1/3} \gg \rho_w = \frac{a_0 e^2 n^2}{\hbar v} \quad (35)$$

U prethodnom izrazu \bar{v} je srednja vrednost elektronske brzine, a služi za definisanje tipičnog Waiskopfovog radijusa ρ_w . Uvršćujući \bar{v} u izraz (35), temperatura raste sa povećanjem koncentracije.

Ako su jaki sudari bitno razdvojeni u vremenu, efekat njihovog uticaja na emiter može biti uračunat odvojeno, jedan po jedan (zanemarujući slabe sudare koji se dešavaju u isto vreme),



sumiranjem u $\tilde{K}(\Delta\omega)$. S druge strane, slabi sudari se mogu dešavati istovremeno, binarni tretman za njih je dozvoljen čak i u drugoj perturbaciji. Za izotropnu plazmu, odgovarajući doprinos za \tilde{K} (ukoliko se zanemari Starkovo cepanje u statičkom jonskom polju \tilde{F}) je:

$$\tilde{K}(\Delta\omega) = -\frac{1}{3\hbar^2} \overline{dd} \int_0^\infty dt \cdot e^{i\Delta\omega t} \langle \bar{E}_e(t) \bar{E}_e(0) \rangle_e = -\frac{1}{3\hbar^2} \overline{dd} \tilde{\Gamma}_e(\Delta\omega) \quad (36)$$

Puna korelaciona funkcija za potpuno elektronsko mikropolje je sada oblika

$$\Gamma_e(t) = \langle \bar{E}_e(t) \bar{E}_e(0) \rangle = J \langle \bar{E}_e^{(1)}(\bar{r} + \bar{v}t) \cdot \bar{E}_e^{(1)}(\bar{r}) \rangle_e \quad (37)$$

Ona postaje autokorelaciona za jednostruko perturbujuće vremensko polje numerisanih perturbera, J, ako se koristi (33) i uzme u obzir da članovi $\bar{E}_e^{(1)}(j) \cdot \bar{E}_e^{(1)}(j')$ nestaju u zavisnosti za nekorelacione perturbere ($j \neq j'$). Sve ovo se kompletno redukuje na dvostruki sudarni tretman ako se usvoje prethodne pretpostavke. Dakle, jednostruki slabi sudari moraju imati mali efekat na emiter, kao i njihova istovremena superpozicija[57]. To zahteva uslov

$$\bar{\rho}_w^{-2} DN \cdot \ln(D/\bar{\rho}_w) \ll 1 \quad (38)$$

koji za visoke vrednosti N više ograničava nego (35).

Unificirana teorija pokriva ceo profil linije i kombinuje sudarnu teoriju (koja opisuje elektronsko širenje u centru linije) sa statičkom teorijom (koja opisuje širenje elektronima na krilu linije). U centru linije, slabi sudari su najvažniji, pa je rezultat (u drugom redu) sudarne teorije[47] dobijen preko kolizionog operatora $\tilde{K}_w(\Delta\omega) = 0$ datog u (36) sa računanjem Lorenc-Waiskopfove procene za udeo jakih sudara. Jaki sudari su dominantni na krilima linije zato što proizvode jaka elektronska polja. U skladu sa uslovima za binarne sudare, statičko krilo po unificiranoj teoriji nije “potpuno” statičko krilo koje je saglasno sa raspodelom $P_e(\bar{E}_e)$ punog elektronskog mikropolja, već je statičko krilo u saglasnosti sa aproksimacijom jedan-perturber [54]. Razlog za ovo je to što P_e teži rezultatima koje daje aproksimacija “najbližeg suseda” ukoliko $E/E_0 \rightarrow \infty$, pa ova razlika nije bitna. Veličina $E_0 = 2.6eN^{2/3}$ je Holtsmarkova jačina polja koja je aproksimativno najverovatnija jačina polja. U stvari, (35) može biti uslov da polje koje je uzrok statičkog širenja bude podesno, za jedan perturber: elektron sa brzinom v smešten na rastojanje ρ od emitera stvara polje $E = e/\rho^2$ koje je grubo konstantno za $\tau_e = \rho/v$. Srednji statički Starkov pomeraj koji odgovara vrednosti E je $\Delta\omega_e = n^2 e a_0 E / \hbar = n^2 e^2 a_0 / (\rho^2 \hbar)$, ali statičke vrednosti biće dostignute jedino ako je zadovoljeno $\Delta\omega_e \cdot \tau_e \gg 1$, ili $\rho \ll \frac{n^2 e^2 a_0}{\hbar v} = \rho_w$.

S druge strane, P_e se asimptotski približava rezultatima koje daje aproksimacija najbližih suseda jedino kada je $E \gg E_0$ tako da koristeći $\bar{\rho}_w = \rho_w(\bar{v})$ se može doći do uslova da je $\frac{e}{\rho_w^2} \gg \gg 2.6eN^{2/3}$ što je isto kao (35).

Treba zapaziti da gore navedeni argumenti ne odgovaraju centru linije, posebno u slučaju ako tu postoji nepomerena Starkova komponenta sa $\Delta\omega_E = 0$. Bez obzira na sve, binarni jaki sudari nisu efektivni u centru linije, već su za elektronsko širenje u ovom delu profila linije odgovorni isključivo slabi sudari. Njihov uticaj je “čisto dinamički” izvan oblasti elektronske plazmene frekvence $\Delta\omega \cong \omega_{pe} = (4\pi e^2 N / m_e)^{1/2}$, zato što je realni deo od $\tilde{\Gamma}(\Delta\omega)$ koji je najvažniji u (31) približno konstantan za $|\Delta\omega| \leq \omega_{pe}$ [59].

Na osnovu svega razmotrenog profil linije sadrži tri dela u pogledu elektronskog širenja: sudarni centar koji je određen sa $\Gamma_e(t)$, statičko krilo određeno direktnom relacijom $P_e(\bar{E}_e)$, a prelazna oblast između njih ne može biti jednostavno opisana.

Unificirana teorija obuhvata puni interval, od sudarne granice u centru linije do kvazistatičke granice na krilima linije. U ovaj interval spada i prelazni region, koji je posebno kritičan u slučajevima niske elektronske koncentracije. Za ovaj interval, tabele Kepplea i Griema[47] procenjuju intenzitet, a posebno za linije kod kojih je značajna interakcija nižeg nivoa (karakteristični primer su linije H_α i H_β). Kod ovih tabela takođe postoje i neki problemi normiranja. Između ovih teorija (KG[17] i VCS[18]) postoje i znatna razilaženja u rezultatima i van granica elektronske koncentracije i temperature u kojima se centar linije opisuje sudarnom aproksimacijom. To je posebno izraženo kod linija za koje je značajna interakcija nižeg nivoa.

Za elektronske koncentracije $10^{22} - 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i elektronske temperature 12000 K - 20000 K, slaganje rezultata koje daje VCS teorija[18] sa izmerenim profilima za $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma$ [66] je puno bolje od rezultata koje daje KG teorija[17].

Za niže elektronske koncentracije reda veličine 10^{19} m^{-3} i elektronske temperature od 2000 K primećeno je bolje slaganje sa eksperimentima [10]. Unificirana teorija ovde opisuje ukupan profil viših članova Balmerove serije unutar 5% odstupanja i posebno objašnjava daleka krila koja se ne moraju poklapati sa asimptotskim Holtsmarkovim $\Delta\lambda^{\frac{5}{2}}$ krilima. VCS teorija predviđa da sa opadanjem glavnog kvantnog broja, udeo elektronskog širenja ka centru linije se takođe smanjuje što je potvrđeno eksperimentima u [60] i [61]. Ovo potvrđuje empirijska modifikacija za statički profil koje je dao Edmonds [62].

Za više elektronske koncentracije, neslaganja između rezultata koje daje VCS teorija i eksperimenata su puno veća [63]. Ova teorija ne uzima u obzir nikakvu asimetriju ili pomeraj linija. VCS teorija[18] i ostale udarne teorije daje prenaplašenu centralnu strukturu linije. To se lepo može ilustrovati na primeru nepomerene komponente H_α i H_γ linije i na primeru dva maksimuma u centru H_β linije koji su po teoriji puno intenzivniji nego što pokazuju eksperimenti. Dobro slaganje VCS teorije[18] i eksperimenata je u oblasti poluširine linije. Iz tog razloga se profili koje predviđa VCS teorija[18] pre svega koriste za određivanje elektronske koncentracije (greška određivanja elektronske koncentracije pomoću poluširine ovih profila iznosi 5 - 10 %). Ovo važi samo za profile koji nemaju izraženo Dopplerovo širenje.

4.1. VIDAL-COOPER-SMITH (VCS) TEORIJA

Opis tabela

Na osnovu napred iznetih postavki, Vidal, Cooper i Smith[18] su izneli svoju teoriju koja je danas poznata pod imenom VCS teorija. Ne ulazeći u izvodjenje ove teorije, napred će biti dat opis tabela u kojima su dati poluprofil spektralnih linija dobijeni po ovoj teoriji.

U tabelama[18] koje daje pominjana VCS teorija postoje profili spektralnih linija oblika $S(\Delta\alpha)$ gde je

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta\lambda}{F_0} \quad (39)$$

U ovom izrazu je $\Delta\lambda$ rastojanje (talasna dužina) linije u odnosu na nepomerenu položaj linije ($u \text{ \AA}$),

$$F_0 = 1.25 \cdot 10^{-9} N_e^{\frac{2}{3}} \quad (40)$$

F_0 je normalna jačina polja (u ESU) a N_e elektronska koncentracija (cm^{-3}). Vrednosti za $\Delta\alpha$, N_e i T_e su date u logaritamskoj skali. Tabele počinju sa vrednošću višeg i nižeg glavnog kvantnog broja i talasnom dužinom. U tabelama su date i koncentracije koje rastu za po polovinu dekade od tabele do tabele, faktor konverzije $\frac{\Delta\lambda}{\Delta\alpha} = F_0$ i Holtsmarkova asimptota $\Delta\alpha^{-\frac{5}{2}}$ za krila jonskih linija.

Svaka tabela je podeljena na šest kolona. U prvoj koloni su date vrednosti za $\Delta\alpha$ koje počinju od centra linije. U ostalim kolonama su date vrednosti normirane funkcije $S(\alpha)$ za temperature koje su navedene na vrhu svake kolone. Rezultati za $S(\alpha)$ koje su date u zagradi su dobijeni na osnovu unificirane teorije, a vrednosti ispred zagrade su dobijene posle konvolucije sa Doplerovim profilom, računavajući iste konstituente plazme i plazmu sa temperaturom $T = T_e$.

Svaki profil je tabeliran za vrednosti $\Delta\alpha$ za koje je ispunjen uslov $\hbar\Delta\omega < kT$. Opseg elektronskih koncentracija za koje je tabeliran dati profil je određen oblašću važenja unificirane teorije. Za najveće koncentracije su uzete one za koje je profil linije i dalje odvojen od ostalih članova iste serije za najmanje red veličine magnitude intenziteta. Zbog ovoga se uzima za visoke koncentracije vrednost $\frac{n_{IT}}{30}$ gde je n_{IT} vrednost elektronske koncentracije dobijena na osnovu Inglis-Tellerove relacije. Za male elektronske koncentracije često je dovoljno koristiti Doplerov profil sa dodatim asimptotskim krilima uz pomoć $\Delta\alpha^{-\frac{5}{2}}$.

Na vrhu svake kolone je dat parametar ekraniranja $\frac{r_0}{D} = 0.0898 \cdot N_e^{\frac{1}{6}} \cdot T^{-\frac{1}{2}}$. Za najniže temperature u slučaju da je $\frac{r_0}{D} > 0.9$ profili su izostavljeni, jer je za ove vrednosti $\frac{r_0}{D}$ teorija koja daje raspodelu mikropolja diskutabilna.

U svakoj koloni se ispod vrednosti temperature nalazi i konstanta k koja je definisana kao

$$k = \frac{\sum_k -f_k \ln(4C^2)}{\sum_k f_k} \quad (41)$$

gde je f_k jačina oscilatora k -te Starkove komponente isključujući nepomerene komponente a

$$C = 4.565 \cdot 10^{-7} (nq - n'q') N_e^{\frac{1}{2}} T^{-1} \quad (42)$$

gde je N_e u cm^{-3} a T u $^\circ\text{K}$ [74]. Kvantni brojevi za viši n, q i niži n', q' nivo odgovaraju k -toj Starkovoj komponenti. Konstanta K [64] [65] opisuje kvalitet udarne teorije. U udarnim granicama, granica termalne srednje vrednosti za duga vremena je oblika:

$$\bar{F}(t)_{t \rightarrow \infty} = - \left[\frac{3}{2} (nq - n'q') \frac{\hbar}{m} \right]^2 N_e t \left[\frac{8\pi m}{kT} \right]^{\frac{1}{2}} [B - \ln(4C^2)] \quad (43)$$

Iz prethodnih jednačina ili iz tabela se može primetiti da K opada kada opada temperatura i raste elektronska koncentracija. To ne šteti puno jer se za $K \leq 5$ profil približava statičkoj granici. Za takve vrednosti konstante K , konstanta udarnog širenja za elektrone ima zanemarljiv uticaj na finalni profil linije.

U odnosu na izračunavanja u [66] i [64], u VCS teoriji [18] je konstanta B blago modifikovana. Ova konstanta se u ranijim izračunavanjima bazirala na prosečnoj termalnoj veličini u kojoj je integral preko svih sudarnih parametara proširen od $\rho_{\min} = \lambda + \frac{3}{2} n^2 a_0$ do reda veličine Debajevе dužine D ; λ je de Broglie-jeva talasna dužina. Sudari sa udarnim parametrima $\rho < \rho_{\min}$ se za sve klasične aproksimacije putanja potpuno zanemaruju. U ovom intervalu S matrica već jako

osciluje. Iz tog razloga, za slučaj $\rho < \rho_{\min}$ u VCS izračunavanjima je termalna srednja vrednost zamenjena jedinicom. Na ovaj način se B dobija nešto malo veće od ρ_{\min} . Za sudarne parametre reda Debajevе dužine D primenjiva je aproksimacija drugog reda za klasične putanje. Gornji parametar odsecanja αD je određen tako što je kvadrat neekraniranog Coulombovog potencijala sa gornjom granicom αD jednak sa rezultatom dobijenim korišćenjem korektnog Debajevog ekraniranog potencijala, gde integral po sudarnim parametrima teži ka beskonačnosti. Na taj način se dobija da je gornji parametar odsecanja jednak $\rho_{\max} = 2e^{-\gamma}D = 1.123D$, gde je γ Eulerova konstanta. Ova prosečna termalna vrednost je ispunjena unutar sfere radijusa $1.1D$ a u VCS teoriji je proširena na beskonačno dug cilindar radijusa $1.1D$. Zbog ovih razlika u [67] i [66] se koristi vrednost data u [49] koja iznosi $\rho_{\max} = 0.68D$ što ostavlja otvorenim mnoga pitanja vezana za izmenu B.

U VCS tabelama je korišćeno da je:

$$B = 0.501 + 2 \left(\frac{\cos z}{z^2} - \frac{\sin z}{z} \right) + C_i(z) \quad (44)$$

gde je

$$z = 3(nq - n'q') \frac{\lambda}{\lambda + \frac{3}{2}(nq - n'q')a_0} \quad (45)$$

C_i kosinusni integral, a_0 Bohrov radijus.

Mnoge nesigurnosti za B su vezane za aproksimaciju tretiranja vremena u vremensko-razvojnom operatoru. Tu se očekuje da razmatranje vremenskog poretka poboljša odstupanja u centru linije, koja rastu sa porastom elektronske koncentracije. Ovo se jasno vidi na primeru L_α [68,69] i H_α [80]. U izračunavanjima VCS tabela [18] je korišćen vremenski razvoj kao u [71] koji u slučaju vodonika daje analitički izraz za operator vremenskog razvoja.

Za većinu profila, unutar područja važenja udarne teorije, rezultati koje daje KG teorija [17] se razlikuju od onih koje daje VCS teorija [18]. Sada će ukratko biti objašnjeni razlozi ovih neslaganja. Naime, metodi izračunavanja S matrica u ove dve teorije se dosta razlikuju, a te razlike daju rezultate koji se posebno razlikuju za slučaj linija koje su osetljive na interakciju nižeg stanja. U VCS teoriji [18] se u osnovi koristi potpuna eksponencijalna S matrica (bez vremenskog razvoja) koja sadrži faktor $C^2 [B - \ln(4C^2)]$ gde B i C u saglasnosti sa (42), (44) i (45) zavise od kvantnih brojeva. Rezultati koje daje KG teorija su bazirani na aproksimaciji drugog reda S matrice. Razlike su značajne pošto je u KG teoriji zavisnost $\ln(4C^2)$, koje zavisi od kvantnih brojeva, prikriena i

zamenjena sa $\frac{y_1}{y_2} = \frac{2\pi N_e}{m} \left[\frac{e\hbar}{(n^2 - n'^2)kT} \right]^2$ [17]. Ostale značajne razlike se javljaju za linije kod

kojih je važna interakcija nižeg nivoa (kao npr. za liniju H_α). U uobičajenoj udarnoj aproksimaciji [73], funkcija elektronskog širenja Φ_{ab} je proporcionalna sa $(R_a R_b - 2R_b R_a^* + R_a^* R_a)$. U radovima [72,74] su izračunavanja bazirana na $(R_a R_b - 2R_b R_a + R_a R_a)$. Sledeći izrazi koji su tačni a koje daje Griem [49], koriste reprezentaciju u kojoj je matrični element R_a realan, ali sva dalja izračunavanja koriste sferne ili parabolične sferne funkcije u kojima su matrični elementi R_a kompleksni. Ovo odstupanje je značajno samo kada je značajno $R_b R_a^*$ (tj. u slučaju kada je interakcija nižeg stanja bitna). Važno je naglasiti i da su joni u VCS teoriji [18] tretirani statički.

5. TEORIJA ASIMETRIJE A. V. DEMURE I G. V. SHOLINA, STARKOVIH PROFILA VODONIČNIH LINIJA U GUSTOJ PLAZMI

Kao što je već rečeno, precizna merenja Starkovih profila vodoničnih spektralnih linija [1-12] su pokazala da je neophodno razvijati teorije širenja, a sve u svrhu objašnjenja asimetrije, pomeraja, kao i veličine dipa kod linija bez centralnih komponenti. Uzroci postojanja navedenih osobina profila su vezani za prostorno-vremenske osobine električnog mikropolja jona [75]. Simetrična deformacija profila i "anomalno" ponašanje dipa kod linija bez centralnih komponenti su teoretski istraživani u radovima [18, 76-79], i mogu se povezati sa popravkama na nestatičnost jonskog polja.

Prostorne karakteristike jonskog polja uslovljavaju pojavu asimetrije vodoničnih spektralnih linija. Asimetrija ovih linija je povezana [80] sa nehomogenošću ovog jonskog polja. U [80] je razvijena teorija perturbacije po parametru $n^2 a_0 / R_0$, gde je n - glavni kvantni broj, a_0 - Bohrov radijus, R_0 - srednje međučestično rastojanje. U ovoj teoriji je pomoću aproksimacije najbližeg suseda dobijen izraz za asimetriju na krilima spektralne vodonične linije u okviru popravki prvog reda po parametru $n^2 a_0 / R_0$, uslovljenih uticajem nehomogenog polja jona na jačinu i učestanost Starkovih komponenti. Ovako dobijena zavisnost za asimetriju dobro opisuje rezultate eksperimenta [94] za liniju $L_y - \alpha$. Za izračunavanja u [80] je korišćena kvazistatička aproksimacija i aproksimacija najbližeg suseda pa ova teorija ne može poslužiti za opisivanje celih profila izmerenih u [10] već samo za daleka krila linije. Rezultati dobijeni u [80] se mogu koristiti i u blizini centra linije, naprimer razliku maksimumima H_β linije [9, 82].

Metod razvijen u [80] je korišćen i u [83]. Naime, u [83] je asimetrija krila linije $L_y - \alpha$ izračunavana uzimanjem u obzir elektronskog udarnog širenja a u aproksimaciju najbližeg suseda su bile uključene popravke na frekvenciju, udarnu elektronsku širinu i jačinu Starkovih komponenti, do članova drugog reda po $n^2 a_0 / R_0$. Pored toga, korišćene su i stvarne funkcije raspodele polja. Moramo naglasiti da iako su računi u [83] najpotpuniji i oni su takođe ograničeni okvirima aproksimacije najbližeg suseda.

U radu [84] je razvijena teorija zasnovana na korišćenju potpune funkcije raspodele $W(F; \partial F_i / \partial X_k)$ električnog polja jona F i komponenti tenzora nehomogenosti $\partial F_i / \partial X_k$. Joni su tretirani kvazistatičkom aproksimacijom a elektroni su tretirani udarnom aproksimacijom.

Upoređivanjem se može primetiti da se na ovde prikazan način dobijaju popravke na simetriju koje se slažu sa popravkama izračunatim u aproksimaciji najbližeg suseda samo na dalekom krilu linije. U centralnom delu linije se može primetiti bitna razlika između ova dva prilaza.

5.1. PROFIL STARKOVE KOMPONENTE PRI FIKSIRANOM POLJU JONA I TENZORA NEHOMOGENOSTI POLJA JONA

Sada će biti razmotren uticaj karakteristika mikropolja na formiranje profila spektralnih linija atoma vodonika u optički tankoj neturbulentnoj plazmi.

Biće posmatrana takva plazma gde udeo dejstva električnog polja jona F proizilazi iz kvazistatičke aproksimacije [77] a udeo polja elektrona $E(t)$ iz udarne aproksimacije [85]. S obzirom da mikropolje ima uticaj na profil linije, osnovna prostorna karakteristika mikropolja, koja ima najveći uticaj

na profil je nehomogenost jonskog polja [80]. Ako se pretpostavi da je gustina plazme dovoljno velika a temperatura jona dovoljno mala tada se može zanemariti uticaj termalnog kretanja na profil linije [77].

Hamiltonijan atoma vodonika sa uračunatom nehomogenšću jonskog polja se može napisati u obliku [84]:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - dF - \frac{1}{6} Q_{ik} \frac{\partial F_i}{\partial X_k} \quad (46)$$

Ovde je \hat{H}_0 - neperturbovani Hamiltonijan, d - vektor dipolnog momenta, Q_{ik} - tenzor kvadropolnog momenta atoma vodonika, F - polje jona, $\frac{\partial F_i}{\partial X_k}$ - tenzor nehomogenosti jonskog polja.

Polje jona i tenzor nehomogenosti jonskog polja se izračunavaju pomoću [84]:

$$F = -\sum_{\alpha} \frac{e_{\alpha} R_{\alpha}}{R_{\alpha}^3} \quad (47)$$

$$\frac{\partial F_i}{\partial X_k} = \sum_{\alpha} \frac{e_{\alpha}}{R_{\alpha}^5} (3X_{\alpha i} X_{\alpha k} - \delta_{ik} R_{\alpha}^2) \quad (48)$$

Ovde je α - označava sumiranje po različitim jonima, e_{α} - naelektrisanje jona, $R_{\alpha} = \{X_{\alpha i}\}$ - radijus vektor jona, $F = \{F_i\}$ - vektor polja jona, u koordinatnom sistemu za čiji je početak uzet položaj jezgra atoma vodonika. Izraz (48) zadovoljava relaciju:

$$\frac{\partial F_i}{\partial X_k} = \frac{\partial F_k}{\partial X_i}, \text{ Spur} \left\{ \frac{\partial F_i}{\partial X_k} \right\} = 0 \quad (49)$$

Ako se sada uvedu sada za talasne funkcije nulte aproksimacije, parabolične talasne funkcije $\Psi_{n_1 n_2 m}$ sa osom kvantovanja duž F , dijagonalizujući operator $\hat{H}_0 - dF$ [86]. Kada je kvadropolna popravka

$\hat{U} = -\frac{1}{6} \hat{Q}_{ik} \frac{\partial F_i}{\partial X_k}$ mala u poređenju sa dipolnom dF , dobijaju se talasne funkcije $\Phi_{n_1 n_2 m}$ i svojstvene vrednosti $E_{n_1 n_2 m}$ (vidi [80]):

$$\Phi_{n_1 n_2 m} = \Psi_{n_1 n_2 m} + \Psi_{n_1 n_2 m}^{(1)}, \Psi_{n_1 n_2 m}^{(1)} = \sum_{\nu} \wp_{\nu} \Psi_{\nu} \quad (50)$$

$$E_{n_1 n_2 m} = E_{n_1 n_2 m}^{(0)} + E_{n_1 n_2 m}^{(1)}, E_{n_1 n_2 m}^{(1)} = E_n - \langle \Psi_{n_1 n_2 m} | dF | \Psi_{n_1 n_2 m} \rangle \quad (51)$$

$$E_{n_1 n_2 m}^{(1)} = \langle \Psi_{n_1 n_2 m} | \hat{U} | \Psi_{n_1 n_2 m} \rangle \quad (52)$$

$$\wp_{\nu} = \langle \Psi_{\nu} | \hat{U} | \Psi_{n_1 n_2 m} \rangle / (E_{n_1 n_2 m}^{(0)} - E_{\nu}^{(0)}) \quad (53)$$

Ovde je $E_n = -\frac{e^2}{2a_0} \frac{1}{n^2}$ - neperturbovana vrednost energije vodoničnog atoma u stanju sa kvantnim brojem n , indeks ν - označava skup paraboličnih kvantnih brojeva pri čemu važi $n = n_1^{(\nu)} + n_2^{(\nu)} + |m^{(\nu)}| + 1, \{n_1 n_2 m\} \neq \nu$.

Promena frekvencije $\Delta\omega_k$ i jačina I_k emitovane Starkove k -te komponente $n_1 n_2 m \rightarrow n_1' n_2' m'$ pri fiksiranom F i U sa tačnošću do članova prvog reda $\varepsilon \equiv \left| \frac{U}{dF} \right|$ (vidi [18]) iznosi:

$$\Delta\omega_k = \Delta C_k + \Delta U_k \quad (54)$$

$$I_k = I_k^0 \left\{ 1 + \sum_v a_v \varphi_v + \sum_\mu a_\mu \varphi_\mu \right\} \quad (55)$$

$$\Delta C_k = \langle \Psi_{n_1 n_2 m} | dF | \Psi_{n_1 n_2 m} \rangle - \langle \Psi_{n_1' n_2' m'} | dF | \Psi_{n_1' n_2' m'} \rangle \quad (56)$$

$$\Delta U_k = \langle \Psi_{n_1 n_2 m} | \hat{U} | \Psi_{n_1 n_2 m} \rangle - \langle \Psi_{n_1' n_2' m'} | \hat{U} | \Psi_{n_1' n_2' m'} \rangle \quad (57)$$

$$a_v = 2 \frac{\langle \Psi_v | d_i | \Psi_{n_1' n_2' m'} \rangle \langle \Psi_{n_1' n_2' m'} | d_i | \Psi_{n_1 n_2 m} \rangle^*}{\left| \langle \Psi_{n_1 n_2 m} | d | \Psi_{n_1' n_2' m'} \rangle \right|^2} \quad (58)$$

$$a_\mu = 2 \frac{\langle \Psi_\mu | d_i | \Psi_{n_1 n_2 m} \rangle \langle \Psi_{n_1 n_2 m} | d_i | \Psi_{n_1' n_2' m'} \rangle^*}{\left| \langle \Psi_{n_1 n_2 m} | d | \Psi_{n_1' n_2' m'} \rangle \right|^2} \quad (59)$$

Ovde su d_i - komponente vektora dipolnog momenta u sistemu koordinata sa OZ \parallel F, I_k^0 - neperturovana jačina emitovane k-te Starkove komponente, indeksi v, μ numerišu Starkova stanja višeg n i nižeg n' nivoa.

S obzirom da elektronsko udarno širenje ima najveći uticaj na integralno najvažniji deo profila, Starkove komponente se mogu smatrati izolovanim linijama. Zbog toga pri fiksiranom polju jona F i tenzoru nehomogenosti polja, profil izolovane Starkove komponente $I_k(\Delta\omega)$ ima disperzioni oblik:

$$I_k(\Delta\omega) = \frac{1}{G\pi} \frac{\gamma_k I_k}{(\Delta\omega - \Delta C_k - \Delta U_k)^2 + \gamma_k^2} \quad (60)$$

Ovde je $G \equiv \sum_k I_k^0$; $\Delta\omega \equiv \omega - \omega_0$, ω - emitovana frekvencija, ω_0 - neperturovana frekvencija prelaza

$n \rightarrow n'$; $\gamma_k = \gamma_k^0 \left(1 + \frac{\Delta\gamma_k}{\gamma_k^0}\right)$, γ_k - pojedinačna udarna elektronska poluširina Starkovih komponenti

$n_1 n_2 m \rightarrow n_1' n_2' m'$, a odnos

$$\frac{\Delta\gamma_k}{\gamma_k^0} = \frac{8}{9} \left\{ \sum_a \left[\left\langle \sum_v \varphi_v \Psi_v | r_n | \Psi_a \right\rangle \left\langle \Psi_a | r_n | n_1 n_2 m \right\rangle + \left\langle n_1 n_2 m | r_n | \Psi_a \right\rangle \left\langle \sum_v \varphi_v \Psi_v | r_n | n_1 n_2 m \right\rangle \right] + \right. \\ \left. \sum_b \left[\left\langle \sum_\mu \varphi_\mu \Psi_\mu | r_n | \Psi_b \right\rangle \left\langle \Psi_b | r_n | n_1' n_2' m' \right\rangle + \left\langle n_1' n_2' m' | r_n | \Psi_b \right\rangle \left\langle \sum_\mu \varphi_\mu \Psi_\mu | r_n | n_1' n_2' m' \right\rangle \right] \right\} / \{ n^2 / \\ / 2[n^2 + (n_1 - n_2)^2 - |m|^2 - 1] + n'^2 / 2[n'^2 + (n_1' - n_2')^2 - |m'|^2 - 1] - 2nn'(n_1 - n_2)(n_1' - n_2') \}$$

- odražava uticaj nehomogenosti polja jona na veličinu elektronske udarne poluširine sa tačnošću do članova prvog reda po ε ; $r_n, r_{n'}$ su radijus vektori elektrona atoma u stanju sa glavnim kvantnim brojem n i n' ; Ψ_a, Ψ_b - parabolične talasne funkcije stanja koja se nalaze na izoenergijskim površinama višeg n i nižeg n' nivoa.

5.2. POTPUNI PROFIL VODONIČNE SPEKTRALNE LINIJE SA URAČUNAVANJEM UTICAJA NEHOMOGENOSTI JONSKOG POLJA

Potpuni profil Starkove komponente se u ovom slučaju određuje iz (60) sa potpunom funkcijom raspodele $W\left(F; \frac{\partial F_X}{\partial X}, \frac{\partial F_Z}{\partial Z}, \frac{\partial F_X}{\partial Y}, \frac{\partial F_X}{\partial Z}, \frac{\partial F_Y}{\partial Z}\right)$ (vidi (49)) triju komponenti vektora električnog jonskog polja i pet komponenti tenzora nehomogenosti jonskog polja. Ukoliko se uvede u prostoru nepokretan i proizvoljan koordinatni sistem XYZ(OZ \neq F) može se metodom Markova (vidi [5]):

$$W\left(F; \frac{\partial F_X}{\partial X}, \frac{\partial F_Z}{\partial Z}, \frac{\partial F_X}{\partial Y}, \frac{\partial F_X}{\partial Z}, \frac{\partial F_Y}{\partial Z}\right) = \int_{|\rho|=0}^{\infty} d\rho \int_{-\infty}^{+\infty} \dots \int \prod_{\alpha=1}^5 d\sigma_{\alpha} \exp\left[-i\left(\rho F + \sigma_1 \frac{\partial F_X}{\partial X} + \sigma_2 \frac{\partial F_Z}{\partial Z} + \sigma_3 \frac{\partial F_X}{\partial Y} + \sigma_4 \frac{\partial F_X}{\partial Z} + \sigma_5 \frac{\partial F_Y}{\partial Z}\right)\right] \cdot A(\rho; \sigma_1, \dots, \sigma_5) \quad (61)$$

$$A(\rho; \sigma_1, \dots, \sigma_5) = \exp[-NC(\rho; \sigma_1, \dots, \sigma_5)] \quad (62)$$

$$C(\rho; \sigma_1, \dots, \sigma_5) = \int_{|r|=0}^{\infty} dr \left[1 - \exp\left[ie\left(-\frac{\rho r}{r^3} + \sigma_1 \frac{3x^2 - r^2}{r^5} + \sigma_2 \frac{3z^2 - r^2}{r^5} + \sigma_3 \frac{3xy}{r^5} + \sigma_4 \frac{3xz}{r^5} + \sigma_5 \frac{3yz}{r^5}\right)\right] \right] \quad (63)$$

Ovde je N - koncentracija naelektrisanih čestica u plazmi. Pošto je (60) napisano u koordinatnom sistemu OZ||F a funkcija (61) se izračunava u sistemu XYZ nezavisnom od polja, neophodno je (60) preračunati za sistem XYZ. Posle ovoga se izraz za profil spektralne linije vodonika za prelaz $n \rightarrow n'$ može napisati u obliku:

$$I_{nn'} = \frac{1}{G\pi} \left[\int_{|F|=0}^{\infty} dF \int_{-\infty}^{+\infty} \dots \int \prod_{\alpha=1}^5 dg_{\alpha} W(F; g_1, \dots, g_5) \right] \left\{ \sum_k \gamma_k^{(0)} I_k^{(0)} \cdot \left[(1 + \sum_v \bar{a}_{v, \nu} \bar{\wp}_{\nu} + \sum_{\mu} \bar{a}_{\mu, \nu} \bar{\wp}_{\mu} + \frac{\Delta\gamma_k}{\gamma_k^{(0)}}) [(\Delta\omega - \overline{\Delta C_k} - \overline{\Delta U_k})^2 + (\gamma_k^{(0)})^2]^{-1} - 2(\gamma_k^{(0)})^2 \frac{\Delta\gamma_k}{\gamma_k^{(0)}} [(\Delta\omega - \overline{\Delta C_k} - \overline{\Delta U_k})^2 + (\gamma_k^{(0)})^2]^{-2} \right\} \quad (64)$$

Ovde su $\overline{\Delta C_k}$, $\overline{\Delta U_k}$, $\frac{\Delta\gamma_k}{\gamma_k^{(0)}}$, $\bar{a}_{\mu, \nu}$, $\bar{\wp}_{\mu, \nu}$ matrični elementi ΔC_k , ΔU_k , $\frac{\Delta\gamma_k}{\gamma_k^{(0)}}$, $a_{\nu, \mu}$, $\wp_{\nu, \mu}$ koji su podvrgnuti prelazu između koordinatnih sistema;

$g_1 \equiv \frac{\partial F_X}{\partial X}$, $g_2 \equiv \frac{\partial F_Z}{\partial Z}$, $g_3 \equiv \frac{\partial F_X}{\partial Y}$, $g_4 \equiv \frac{\partial F_X}{\partial Z}$, $g_5 \equiv \frac{\partial F_Y}{\partial Z}$; ovde je izvršeno razlaganje imenioca (60) po

malom parametru $\frac{\Delta\gamma_k}{\gamma_k^{(0)}} \ll 1$ pri čemu su u (64) izostavljeni članovi veći od prvog stepena po ϵ .

Uz pomoć izraza (61) - (64) se mogu naći opšta rešenja problema uticaja nehomogenosti jonskog polja na profil linije, i to, na frekvenciju, jačinu i udarnu elektronsku širinu Starkove komponente.

Sada je pogodno izraz (64) napisati u sledećem obliku:

$$I_{nn}(\Delta\omega) = I_0(\Delta\omega) + I_1(\Delta\omega) \quad (65)$$

gde je $I_0(\Delta\omega)$ udeo centralne komponente, a $I_1(\Delta\omega)$ udeo bočnih komponenti u profilu linije.

5.3. PROFIL BOČNIH KOMPONENTI SA URAČUNAVANJEM UTICAJA NEHOMOGENOSTI POLJA JONA

Tačno izračunavanje $I_1(\Delta\omega)$ u (64) nije moguće izvesti. U slučaju bočnih komponenti je $|\overline{\Delta C_k}| > 0$. U tom slučaju kvadropolna interakcija je uvek mala u pordjenju sa dipolnom $|\overline{\Delta U_k}| \ll |\overline{\Delta C_k}|$ pa se može izvršiti razlaganje disperzionog imenioca u (64):

$$\begin{aligned} [(\Delta\omega - \overline{\Delta C_k} - \overline{\Delta U_k})^2 + (\gamma_k^{(0)})^2]^{-1} &\approx [(\Delta\omega - \overline{\Delta C_k})^2 + (\gamma_k^{(0)})^2]^{-1} \\ &\left\{ 1 + \frac{2(\Delta\omega - \overline{\Delta C_k})\overline{\Delta U_k}}{(\Delta\omega - \overline{\Delta C_k})^2 + (\gamma_k^{(0)})^2} + \dots \right\} \end{aligned} \quad (66)$$

Koristeći (66) i zadržavajući u izrazu za profil $I_1(\Delta\omega)$ samo članove prvog reda po U_k i integraljenjem po komponentama tenzora nehomogenosti u (64) predstavljajući matrice elemente operatora \hat{U} u obliku:

$$\begin{aligned} \langle \psi_1 \hat{R}^+ | \hat{U}(X, Y, Z) | \hat{R} \psi_2 \rangle &\equiv \\ -\frac{1}{6} \langle \psi_1 \hat{R}^+ | \frac{\partial F_X}{\partial X} (2Q_{XX} + Q_{ZZ}) + \frac{\partial F_Z}{\partial Z} (2Q_{ZZ} + Q_{XX}) + \\ + 2 \frac{\partial F_X}{\partial Y} Q_{XY} + 2 \frac{\partial F_X}{\partial Z} Q_{XZ} + 2 \frac{\partial F_Y}{\partial Z} Q_{YZ} | \hat{R} \psi_2 \rangle & \end{aligned} \quad (67)$$

gde su korišćene relacije (49) za $\frac{\partial F_i}{\partial X_k}$ i Q_{ik} .

Integraljenje po komponentrama $\frac{\partial F_i}{\partial X_k}$ izraza tipa (67) i (64) dovodi do pojave prvih momenata funkcije

$W(F; g_1, \dots, g_5)$ po odgovarajućim komponentama tenzora nehomogenosti. Izraz prvih momenata $\langle g_\alpha \rangle_F$ funkcije $W(F; g_1, \dots, g_5)$ ima oblik (vidi [87])

$$W(F) \langle g_\alpha \rangle_F = -\frac{i}{8\pi^3} \int_{|\rho|=0}^{\infty} d\rho e^{-\rho F} \left[\frac{\partial}{\partial \sigma_\alpha} A(\rho; \sigma_1, \dots, \sigma_5) \right] \quad (68)$$

Ovde je $W(F)$ funkcija raspodele vektora polja F , vezana sa Holtsmarkovom raspodelom

$\mathfrak{N}(\beta) = \frac{2}{\pi_0} \int dX (\beta X) \sin(\beta X) e^{-X^2}$ odnosom $W(F) = 1/F_0^3 \cdot \mathfrak{N}(\beta) / 4\pi\beta^2$ gde je $\beta \equiv F/F_0, F_0 = \lambda e N^{\frac{2}{3}}$.

normalno polje Holtsmarkove raspodele, $\lambda = 2\pi(4/15)^{2/3}$ - razmera Holtsmarkovog polja [46].

Konačni rezultati izračunavanja $\langle g_\alpha \rangle_F$ su [84]:

$$\left\langle \frac{\partial F_X}{\partial X} \right\rangle_F = -\frac{2\pi Ne}{3} B(\beta) \left[P_2^{(2)}(\cos\theta) \frac{\cos 2\Psi}{2} + P_2(\cos\theta) \right] \quad (69)$$

$$\left\langle \frac{\partial F_Z}{\partial Z} \right\rangle_F = \frac{4\pi Ne}{3} B(\beta) P_2(\cos\theta) \quad (70)$$

$$\left\langle \frac{\partial F_X}{\partial Y} \right\rangle_F = -\frac{\pi Ne}{3} B(\beta) P_2^{(2)}(\cos \theta) \sin 2\psi \quad (71)$$

$$\left\langle \frac{\partial F_X}{\partial Z} \right\rangle_F = \frac{2\pi Ne}{3} B(\beta) P_2^{(1)}(\cos \theta) \sin \psi \quad (72)$$

$$\left\langle \frac{\partial F_Y}{\partial Z} \right\rangle_F = -\frac{2\pi Ne}{3} B(\beta) P_2^{(1)}(\cos \theta) \cos \psi \quad (73)$$

Ovde je univerzalna funkcija $B(\beta) = \left(\frac{3 \int_0^\beta \aleph(\beta') d\beta'}{\beta \aleph(\beta)} - 1 \right)$ [88], a P_2 su Legendreovi polinomi.

Rezultati (69) - (73) rešavaju problem integraljenja po komponentama tenzora nehomogenosti u (64). Sledeći potrebnii korak je integraljenje po uglovima θ i ψ i svođenje na integral po modulu polja $|F|$. Posle ovih izračunavanja možemo pisati da je:

$$I_1(\Delta\omega) = \frac{1}{G\pi} \sum_k I_k^{(0)} \gamma_k^{(0)} \int_0^\infty d\beta \aleph(\beta) [(\Delta\omega - C_k \beta)^2 + (\gamma_k^{(0)})^2]^{-1} \left\{ 1 + P_k \frac{B(\beta)}{\beta} \left[1 - \frac{2(\gamma_k^{(0)})^2}{(\Delta\omega - C_k \beta)^2 + (\gamma_k^{(0)})^2} \right] + \delta_k \frac{B(\beta)}{\beta} + \kappa_k \frac{(\Delta\omega - C_k \beta) B(\beta)}{(\Delta\omega - C_k \beta)^2 + (\gamma_k^{(0)})^2} \right\} \quad (74)$$

Ovde je :

$$C_k = \frac{3 e^2 a_0}{2 \hbar} F_0 \Delta_k^d, \delta_k = \frac{2\pi Ne}{3 F_0} \varepsilon_k, \kappa_k = \frac{2\pi Ne}{3 F_0} Q_k, P_k = \frac{2\pi Ne a_0}{3 F_0} Q_k^\gamma,$$

$$Q_k = \frac{3 e^2 a_0^2}{2 \hbar} \Delta_k^q, Q_k^\gamma = \frac{3 e^2 a_0}{2 \hbar} \Delta_k^\gamma, \Delta_k^d \equiv [-n(n_1 - n_2) + n'(n_1' - n_2)']$$

$$\Delta_k^q \equiv \frac{1}{3} [n^4 - n^2 - 6n^2(n_1 - n_2)^2 - n'^4 + n'^2 + 6n'^2(n_1' - n_2)']$$

$$\varepsilon_k \equiv [-n\sqrt{n_1(n - n_1)(n_2 + 1)(n - n_2 - 1)a_{k1}} + n\sqrt{n_2(n - n_2)(n_1 + 1)(n - n_1 - 1)a_{k2}} - n'\sqrt{n_1'(n_1' - n_1')(n_2' + 1)(n_1' - n_2' - 1)a_{k1}'} + n'\sqrt{n_2'(n_1' - n_2')(n_1' + 1)(n_1' - n_1' - 1)a_{k2}'}]$$

$$\Delta_k^\gamma \equiv \frac{2}{3} [n^3 \{ (n-1)(|m|+1) + 2n_1 n_2 \} (n_2 - n_1) + n^3 \{ (n'-1)(|m'|+1) + 2n_1' n_2' \} (n_2' - n_1')] / \left[\frac{n^2}{2} \{ n^2 + (n_1 - n_2)^2 - |m|^2 - 1 \} + \frac{n'^2}{2} \{ n'^2 + (n_1' - n_2')^2 - |m'|^2 - 1 \} - 2nn'(n_1 - n_2)(n_1' - n_2') \right]$$

a veličine $a_{k1}, a_{k2}, a_{k1}', a_{k2}'$ se određuju iz izraza (58) i (59) pri čemu je $v_1 = \{n_1 - 1, n_2 + 1, m\}$, $v_2 = \{n_1 + 1, n_2 - 1, m\}$, $\mu_1 = \{n_1' - 1, n_2' + 1, m'\}$, $\mu_2 = \{n_1' + 1, n_2' - 1, m'\}$

Profil bočnih komponenti (ili linije u celini u slučaju odsustva centralne komponente) se lako dobija i ima oblik [84]:

$$I_1(\Delta\omega) = \frac{1}{G\pi} \cdot \sum_{k>0} I_k^{(0)} \gamma_k^{(0)} \int_0^\infty d\beta \left[\frac{\aleph(\beta) + (\delta_k + P_k \{1 - \frac{2(\gamma_k^{(0)})^2}{(\Delta\omega - C_k\beta)^2 + (\gamma_k^{(0)})^2}\}) \Lambda(\beta) + q_k \chi(\beta)}{(\Delta\omega - C_k\beta)^2 + (\gamma_k^{(0)})^2} + \right. \\ \left. + \frac{\aleph(\beta) - (\delta_k + P_k \{1 - \frac{2(\gamma_k^{(0)})^2}{(\Delta\omega - C_k\beta)^2 + (\gamma_k^{(0)})^2}\}) \Lambda(\beta) - q_k \chi(\beta)}{(\Delta\omega - C_k\beta)^2 + (\gamma_k^{(0)})^2} \right] \quad (75)$$

Ovde je

$$q_k = \frac{\kappa_k}{|C_k|} = \frac{2\pi N e a_0}{3 F_0} \frac{\Delta_k^q}{|\Delta_k^d|} \quad (76)$$

i važe relacije $\Delta_{-k}^d = -\Delta_k^d$, $\Delta_{-k}^q = -\Delta_k^q$, $\varepsilon_{-k} = -\varepsilon_k$, $\Delta_{-k}^y = -\Delta_k^y$.

Izraz (75) opisuje profil bočnih komponenti sa uračunatim uticajem nehomogenosti polja jona. Članovi proporcionalni sa $\aleph(\beta)$ određuju “neperturbovan” profil koji je formiran linearnim Starkovim

efektom a ostali članovi proporcionalni sa $\Lambda(\beta)$, $\Lambda(\beta)(1 - \frac{2(\gamma_k^{(0)})^2}{(\Delta\omega - C_k\beta)^2 + (\gamma_k^{(0)})^2})$, $\chi(\beta)$ određuju uticaj

nehomogenosti polja na jačinu, udarnu elektronsku poluširinu i frekvenciju Starkovih komponenti. Razlika u znakovima popravki za “plave” i “crvene” komponente dovodi do pojave asimetrije profila spektralne linije datog izrazom (75).

Napred upotrebljene univerzalne funkcije su:

$$\Lambda(\beta) \equiv \frac{\aleph(\beta)B(\beta)}{\beta} = \frac{3 \int_0^\beta \aleph(\beta') d\beta'}{\beta^2} - \frac{\aleph(\beta)}{\beta} \quad (77)$$

$$\chi(\beta) \equiv -\frac{d}{d\beta} [\aleph(\beta)B(\beta)] = \frac{3 \int_0^\beta \aleph(\beta') d\beta'}{\beta^2} + \frac{d\aleph(\beta)}{d\beta} - \frac{3\aleph(\beta)}{\beta} \quad (78)$$

Važno je napomenuti da su granice važenja dobijenog rezultata u (75) određene uslovom

$$\beta \ll \left(\frac{R_0}{3n^2 a_0} \right)^2 \quad (79)$$

pa se onda npr. pri $N \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $n = 4$ integraljenje u (75) može izvesti do $\beta \approx 30$. Ovde određeni kriterijum određuje oblast u kojoj je dozvoljeno korišćenje popravki prvog reda po parametru $\frac{n^2 a_0}{R_0}$ u profilu linije.

5.4. PROFIL CENTRALNE STARKOVE KOMPONENTE SA URAČUNATOM NEHOMOGENOŠĆU MIKROPOLJA JONA

Analiza profila centralne komponente $I_0(\Delta\omega)$ sa funkcijom raspodele $W(F; g_1, \dots, g_5)$ je veoma teška jer je u tom slučaju $|\overline{\Delta C_0}| = 0$ a kvadropolni pomeraj frekvencije $|\overline{\Delta U_0}|$ je efekat prvog reda koji određuje karakteristike kvazistatičkog širenja komponente.

Osnovne karakteristike profila $I_0(\Delta\omega)$ možemo dobiti koristeći aproksimaciju najbližeg suseda.

Posmatrajući relativno široku oblast parametara plazme u kojoj je ispunjeno [84]:

$$\gamma_0^{(0)} > \langle \Delta U_0 \rangle \text{ ili } \left(\frac{E_H}{T_e} \right)^{1/2} \ln \frac{\rho_D}{\rho_B} > 1 \quad (80)$$

$E_H = 13.6\text{eV}$, $[T_e] = \text{eV}$, ρ_D -Debyeov radijus, ρ_B -Veiskopfov radijus [85].

S obzirom na (80) profil centralne komponente možemo predstaviti u obliku [84]:

$$I_0(\Delta\omega) = D \int_0^\infty dR W(R) \frac{\gamma}{(\Delta\omega - Q_0/R^3)^2 + \gamma^2} \quad (81)$$

Ovde se radi pojednostavljenja uzima da se centralna komponenta obrazuje kao rezultat jednog prelaza, koji karakterišemo sa $\gamma_0^{(0)}$. U prethodnom izrazu je

$$D \equiv \frac{I_0^{(0)}}{G\pi}, Q_0 = \frac{3}{2} \frac{e^2 a_0^2}{\hbar} \Delta_0^q, \gamma_0^{(0)} \equiv \gamma, W(R) = 4\pi N R^2 \exp\left(-\frac{4\pi N}{3} R^3\right)$$

Koristeći $x \equiv (4\pi N/3)R^3$ (81) možemo napisati u obliku:

$$I_0(\pm\Delta\omega) = D \left[\frac{\gamma}{\Delta\omega^2 + \gamma^2} + \left(-\frac{\alpha}{\Delta\omega^2 + \gamma^2} + \frac{2\Delta\omega^2\alpha}{(\Delta\omega^2 + \gamma^2)^2} \right) I_1(\pm\Delta\omega) \pm \frac{2|\Delta\omega|\alpha\gamma}{(\Delta\omega^2 + \gamma^2)^2} I_2(\pm\Delta\omega) \right] \quad (82)$$

gde je $\alpha = \frac{4\pi N}{3} Q_0$, $I_1(\pm\Delta\omega) = \int_0^\infty dx \frac{e^{-x} a}{(x \mp b)^2 + a^2}$, $I_2(\pm\Delta\omega) = \int_0^\infty dx \frac{e^{-x} (x \mp b)}{(x \mp b)^2 + a^2}$,

$a \equiv \frac{\alpha\gamma}{\Delta\omega^2 + \gamma^2}$, $b \equiv \frac{|\Delta\omega|\alpha}{\Delta\omega^2 + \gamma^2}$. Znaci \pm odgovaraju "plavoj" i "crvenoj" polovini profila a $\gamma \equiv \gamma_0^{(0)}$. Prvi

član u (82) opisuje neperturbovani udarni profil centralne komponente a druga dva člana opisuju uticaj nehomogenosti jonskog polja.

Nadalje će biti razmotrena tri slučaja: $|\Delta\omega| \gg \gamma$, $|\Delta\omega| \approx \gamma$, $|\Delta\omega| \ll \gamma$.

Kada je $|\Delta\omega| \gg \gamma$, tada je $1 \gg b \gg a$, pa je onda $I_1(+\Delta\omega) \approx \pi e^{-b}$, $I_1(-\Delta\omega) \approx 0$ a takođe i

$I_2(+\Delta\omega) = e^{-b} \left[\int_{-b}^b + \int_b^\infty \right] dy \frac{e^{-y} y}{y^2 + a^2}$, $I_2(-\Delta\omega) = e^b \int_b^\infty dy \frac{e^{-y} y}{y^2 + a^2}$. Koristeći ove ocene, dobijaju se raspodele

intenzivnosti na krilima profila u obliku:

$$|\Delta\omega| \gg \gamma \begin{cases} I_0(-\Delta\omega) \approx D \frac{\gamma}{\Delta\omega^2} \\ I_0(+\Delta\omega) \approx D \left(\frac{\gamma}{\Delta\omega^2} + \frac{\pi\alpha}{\Delta\omega^2} \right) \end{cases} \quad (83)$$

Iz (83) vidimo da se “negativno” i “pozitivno” krilo linije razlikuju u intenzitetu za član $D(\pi\alpha / \Delta\omega^2)$ koji opisuje asimetriju na krilima linije, a koja je uslovljena dejstvom nehomogonog jonskog polja na frekvenciju komponenti.

U slučaju da je $|\Delta\omega| = \gamma$ integrali $I_1(\pm\Delta\omega)$ se mogu predstaviti ($1 \gg a \geq b$) u obliku:

$$I_1(+\Delta\omega) = e^{-b} \left[\int_{-b}^b + \int_b^{\infty} \right] dy \frac{e^{-y} a}{y^2 + a^2}, \quad I_1(-\Delta\omega) = e^b \int_b^{\infty} dy \frac{e^{-y} a}{y^2 + a^2} \quad (84)$$

U slučaju $|\Delta\omega| \approx \gamma$ dobija se :

$$\begin{aligned} I_0(+\gamma) &\approx \frac{D}{2\gamma} \left[1 - (\ln 2) \frac{\alpha}{\gamma} \right] \\ I_0(-\gamma) &\approx \frac{D}{2\gamma} \left[1 - \left(\frac{\pi}{2} - \ln 2 \right) \frac{\alpha}{\gamma} \right] \end{aligned} \quad (85)$$

U slučaju $|\Delta\omega| \approx 0$ dobija se:

$$I_0(0) \approx \frac{D}{\gamma} \left[1 - \frac{\pi}{2} \frac{\alpha}{\gamma} \right] \quad (86)$$

Iz izraza (82) se takođe može oceniti pomeraj maksimuma:

$$\Delta\omega_{\max} \approx \alpha \left(\ln \frac{\gamma}{\alpha} - 1 \right) \quad (87)$$

Iz izraza (84) - (87) se vidi da se izmene centralnog dela profila, uslovljene nehomogenošću jonskog polja, određuju parametrom α/γ . U eksperimentima međjutim, postoje poteškoće kod određivanja pomeraja centralne komponente [10]. Treba takođe primetiti da su u kvazistatičkom domenu, popravke na profil linije koje su uslovljene nehomogenošću polja proporcionalne koncentraciji naelektrisanih čestica. Zato se može očekivati da će pomeraj linije, ukoliko je uslovljen asimetrijom, biti proporcionalan koncentraciji N .

6. REZULTATI I DISKUSIJA

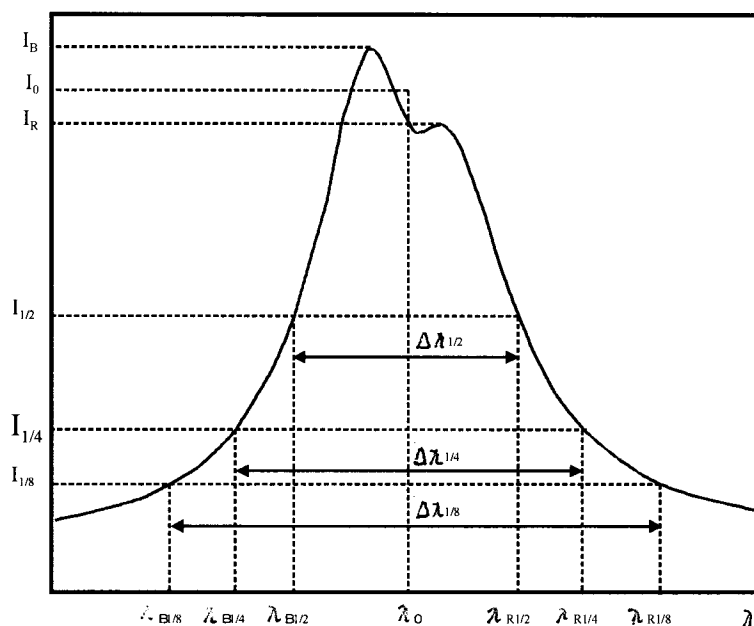
Zadatak ovog rada je poredjenje teorijskih profila za Balmerovu H_β liniju talasne dužine $\lambda = 486.133 \text{ nm}$. Poznavanje teorijskih i eksperimentalnih profila za ovu spektralnu liniju je od veoma velikog značaja, pre svega u dijagnostici plazme. Naime, poznavanjem poluširine ove spektralne linije, može se na jednostavan način odrediti koncentracija plazme, jer poluširina spektralne linije veoma jako zavisi od elektronske koncentracije, a veoma slabo od temperature.

Potpuni profil H_β linije, u centru linije ima izražen dip tj. udubljenje. Ovo je posledice toga što je ovo linija bez prisustva centralne komponente. Pored ovoga, eksperimenti pokazuju da ova linija ima izražena dva maksimuma koja su različitih intenziteta. Iz tog razloga se maksimum ovakve linije definiše kao srednja vrednost ovih maksimuma:

$$I_0 = \frac{I_B + I_R}{2} \quad (88)$$

gde je I_B intenzitet plavog (blue) a I_R intenzitet crvenog (red) maksimuma.

Poluširina linije se definiše kao širina linije na polovini maksimalne visine linije ($I_{1/2} = \frac{I_0}{2}$). Na potpuno identičan način se mogu definisati i širine linije na četvrtini ($I_{1/4} = \frac{I_0}{4}$) i osmini ($I_{1/8} = \frac{I_0}{8}$) visine linije, jer i ovi parametri mogu biti dobro iskorišćeni u dijagnostici plazme. Definisani parametri su slikovito prikazani na slici 8.



Slika 8.

Na osnovu napred iznesenog, sada mogu se definisati širine linija na polovini, četvrtini i osmini maksimalne visine linije kao:

$$\begin{aligned}
\Delta\lambda_{1/2} &= \lambda_{R1/2} - \lambda_{B1/2} \\
\Delta\lambda_{1/4} &= \lambda_{R1/4} - \lambda_{B1/4} \\
\Delta\lambda_{1/8} &= \lambda_{R1/8} - \lambda_{B1/8}
\end{aligned}
\tag{89}$$

U ovom radu su za Griemovu teoriju poluširine na polovini, četvrtini i osmini visine linije, uzimane iz tabela [47]. U ovim tabelama su date polu-poluširine na polovini, četvrtini i osmini visine linije za fiksne vrednosti elektronske koncentracije N_e i temperature T_e . Talasne dužine, a time i razlike talasnih dužina su izražene u angstromima po jedinici jačine električnog polja u CGS sistemu, pa je bilo neophodno preračunati ih u angstreme, kao jedinice koje se najčešće koriste pri eksperimentalnim merenjima.

Kod VCS teorije[18], u tabelama nisu date poluširine već spektralni poluprofil linija za određene parametre plazme (fiksne vrednosti elektronskih koncentracija N_e i temperatura T_e). Iz tog razloga su svi profili od interesa, uneseni u računar radi dalje obrade. Kroz date tačke profila je uz pomoć programa ORIGIN 5.0 provučen splajn radi tačnijeg očitavanja karakterističnih tačaka. Takođe, u ovom programu su iscrtani svi profili sa kojih su visokom tačnošću potom očitane talasne dužine $\lambda_{R1/2}, \lambda_{B1/2}, \lambda_{R1/4}, \lambda_{B1/4}, \lambda_{R1/8}, \lambda_{B1/8}$ na osnovu kojih su izračunate poluširine linija $\Delta\lambda_{1/2}, \Delta\lambda_{1/4}, \Delta\lambda_{1/8}$.

Za teoriju Demura-Sholin[84] ne postoje tabele ni za poluširine niti za profile linija. Iz tog razloga, neophodno je izračunati potpune profile za ovu teoriju. Na osnovu teorije izložene u prethodnim poglavljima, napravljen je program za izračunavanje potpunog profila spektralnih linija vodonika. Ovaj program je napisan u Mathematica 3.0 i daje zavisnost intenziteta od talasne dužine. Naime, za postavljene vrednosti talasnih dužina on izračunava intenzitet spektralne linije, za unapred definisanu elektronsku koncentraciju i temperaturu. Kao izlazni podatak se dobija datoteka u kojoj su smeštene talasne dužine i njima odgovarajući intenziteti. Ovu datoteku je kasnije nužno uvući u ORIGIN 5.0 radi dalje obrade, potpuno identične kao i kod VCS teorije[18].

Parametri plazme, elektronska koncentracija N_e i temperatura T_e pri ovim izračunavanjima su imali vrednosti kao i u tabelama za Griemovu teoriju[17]. Ovako je urađeno zbog lakšeg poredjenja dobijenih rezultata.

Kao rezultat napred opisanih postupaka i izračunavanja, dobijeni su podaci o teorijskim poluširinama koji su predstavljeni u tabelama 1, 2, 3, odnosno na graficima 1-12.

Razmatrajući dobijene rezultate za zavisnost poluširine linije na $I_{1/2}, I_{1/4}$ i $I_{1/8}$ od elektronske koncentracije, odnosno linearni fit za ove podatke, može se primetiti, da generalno gledano, na svim temperaturama, najveće vrednosti poluširina daje teorija Demura-Sholin[84] a potom Griem-ova teorija[17]. Najmanje vrednosti daje VCS teorija[18].

Ukoliko se rezultati izračunavanja predstave u obliku $\Delta\lambda_{1/2} = \log \Delta\lambda_{1/2}(\log N_e, T_e = \text{const})$, $\Delta\lambda_{1/4} = \log \Delta\lambda_{1/4}(\log N_e, T_e = \text{const})$ i $\Delta\lambda_{1/8} = \log \Delta\lambda_{1/8}(\log N_e, T_e = \text{const})$ dobijaju se linearne zavisnosti kao na graficima 1-12. Potrebno je primetiti da sa porastom $\log N_e$ rastu i vrednosti za $\Delta\lambda_{1/2}$, $\Delta\lambda_{1/4}$ i $\Delta\lambda_{1/8}$, odnosno plazma više elektronske koncentracije daje šire spektralne linije. Generalno gledano, najveće vrednosti širina $\Delta\lambda_{1/2}$, $\Delta\lambda_{1/4}$ i $\Delta\lambda_{1/8}$, daje teorija Demura-Sholin[84] a najmanje VCS teorija[18].

Za fiksiranu vrednost elektronske temperature vidi se da su najbolja slaganja izmedju ovih teorija na niskim koncentracijama, odnosno, sa porastom elektronske koncentracije raste i stepen medjusobnog neslaganja ovih teorija.

$\Delta\lambda_{1/2} \left[\overset{\circ}{\text{A}} \right]$												
$N_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	T = 10000 K			T = 20000 K			T = 30000 K			T = 40000 K		
	Griem [17]	VCS [18]	Demura -Sholin (aproksimacija najbliži sused) [84]	Griem [17]	VCS [18]	Demura -Sholin (aproksimacija najbliži sused) [84]	Griem [17]	VCS [18]	Demura -Sholin (aproksimacija najbliži sused) [84]	Griem [17]	VCS [18]	Demura -Sholin (aproksimacija najbliži sused) [84]
10^{14}	0.417	0.393	0.430	0.419	0.393	0.424	0.424	*	0.434	0.426	0.398	0.433
$3.162 \cdot 10^{14}$	*	0.848	*	*	0.859	*	*	*	*	*	0.861	*
10^{15}	2.008	1.855	2.092	2.038	1.879	2.033	2.035	*	2.006	2.035	1.889	1.986
$3.162 \cdot 10^{15}$	*	4.075	*	*	4.135	*	*	*	*	*	4.148	*
10^{16}	9.747	8.967	10.603	9.979	9.140	10.259	9.979	*	10.049	9.991	9.173	9.906
$3.162 \cdot 10^{16}$	*	19.657	*	*	20.269	*	*	*	*	*	20.392	*
10^{17}	45.836	42.438	52.706	48.583	44.856	51.767	49.498	*	51.647	49.929	45.506	50.855
$3.162 \cdot 10^{17}$	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
10^{18}	195.25	*	241.97	224.00	*	255.16	236.50	*	256.19	244.25	*	254.60

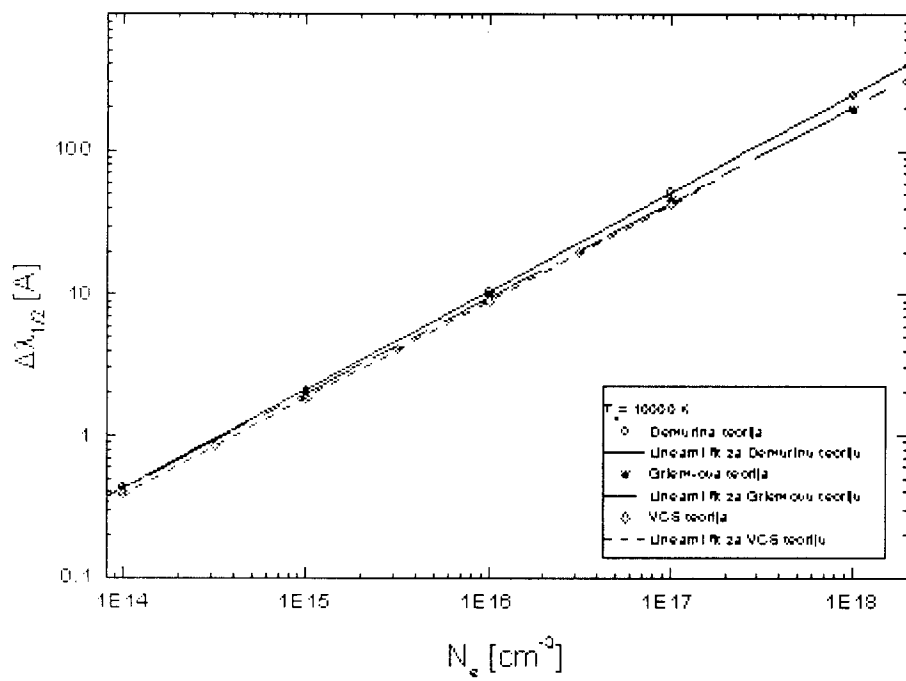
Tabela 1.

$\Delta\lambda_{1/4} \left[\overset{\circ}{\text{A}} \right]$												
$N_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	T = 10000 K			T = 20000 K			T = 30000 K			T = 40000 K		
	Griem [17]	VCS [18]	Demura -Sholin (aproksimacija najbliži sused) [84]	Griem [17]	VCS [18]	Demura -Sholin (aproksimacija najbliži sused) [84]	Griem [17]	VCS [18]	Demura -Sholin (aproksimacija najbliži sused) [84]	Griem [17]	VCS [18]	Demura -Sholin (aproksimacija najbliži sused) [84]
10^{14}	0.609	0.562	0.602	0.609	0.574	0.613	0.609	*	0.589	0.609	0.575	0.592
$3.162 \cdot 10^{14}$	*	1.237	*	*	1.242	*	*	*	*	*	1.255	*
10^{15}	2.950	2.684	3.170	2.950	2.707	3.069	2.950	*	3.073	2.950	2.751	3.036
$3.162 \cdot 10^{15}$	*	6.045	*	*	6.079	*	*	*	*	*	6.053	*
10^{16}	14.621	13.103	16.322	14.737	13.492	15.614	14.737	*	15.287	14.737	13.209	14.999
$3.162 \cdot 10^{16}$	*	29.427	*	*	30.057	*	*	*	*	*	29.978	*
10^{17}	70.019	62.742	80.988	73.251	66.744	80.040	74.328	*	79.926	74.328	66.602	78.384
$3.162 \cdot 10^{17}$	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
10^{18}	307.50	*	372.43	342.50	*	396.28	365.00	*	397.63	375.00	*	394.31

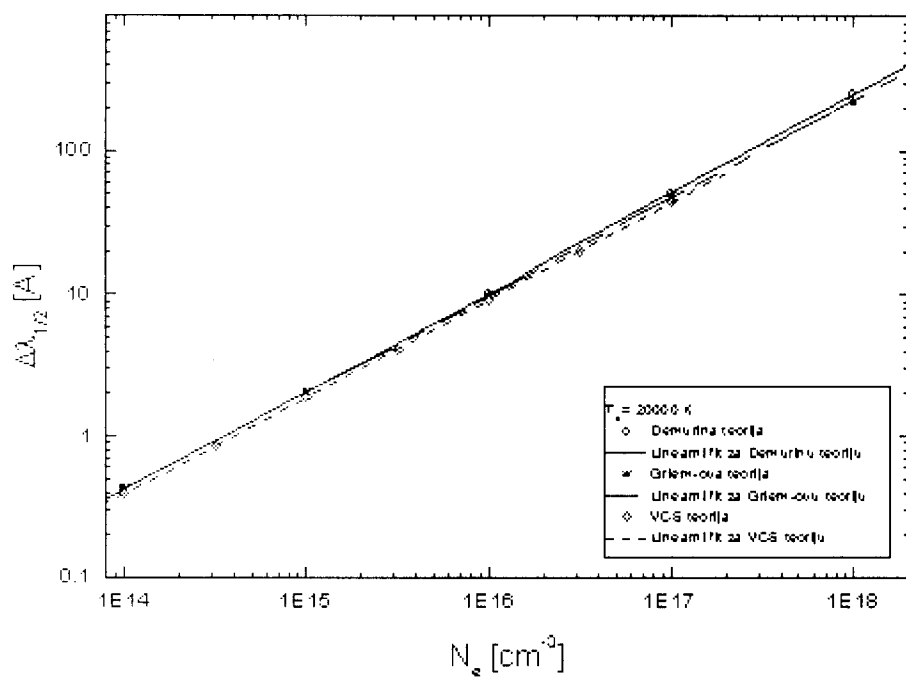
Tabela 2.

$\Delta\lambda_{1/8} \left[\overset{\circ}{\text{Å}} \right]$												
$N_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	T = 10000 K			T = 20000 K			T = 30000 K			T = 40000 K		
	Griem [17]	VCS [18]	Demura -Sholin (aproksimacija najbliži sused) [84]	Griem [17]	VCS [18]	Demura -Sholin (aproksimacija najbliži sused) [84]	Griem [17]	VCS [18]	Demura -Sholin (aproksimacija najbliži sused) [84]	Griem [17]	VCS [18]	Demura -Sholin (aproksimacija najbliži sused) [84]
10^{14}	0.819	0.768	0.914	0.813	0.769	0.902	0.813	*	0.919	0.808	0.766	0.911
$3.162 \cdot 10^{14}$	*	1.690	*	*	1.707	*	*	*	*	*	1.681	*
10^{15}	4.050	3.746	4.502	4.000	3.733	4.337	3.975	*	4.243	3.950	3.705	4.182
$3.162 \cdot 10^{15}$	*	8.343	*	*	8.319	*	*	*	*	*	8.207	*
10^{16}	20.539	18.543	23.481	20.423	18.469	22.356	20.191	*	21.850	19.843	18.386	21.452
$3.162 \cdot 10^{16}$	*	41.117	*	*	41.519	*	*	*	*	*	41.195	*
10^{17}	100.18	88.355	114.44	103.41	91.973	113.97	103.95	*	115.49	103.95	92.437	112.79
$3.162 \cdot 10^{17}$	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
10^{18}	442.50	*	530.91	*	*	566.26	*	*	566.80	*	*	559.53

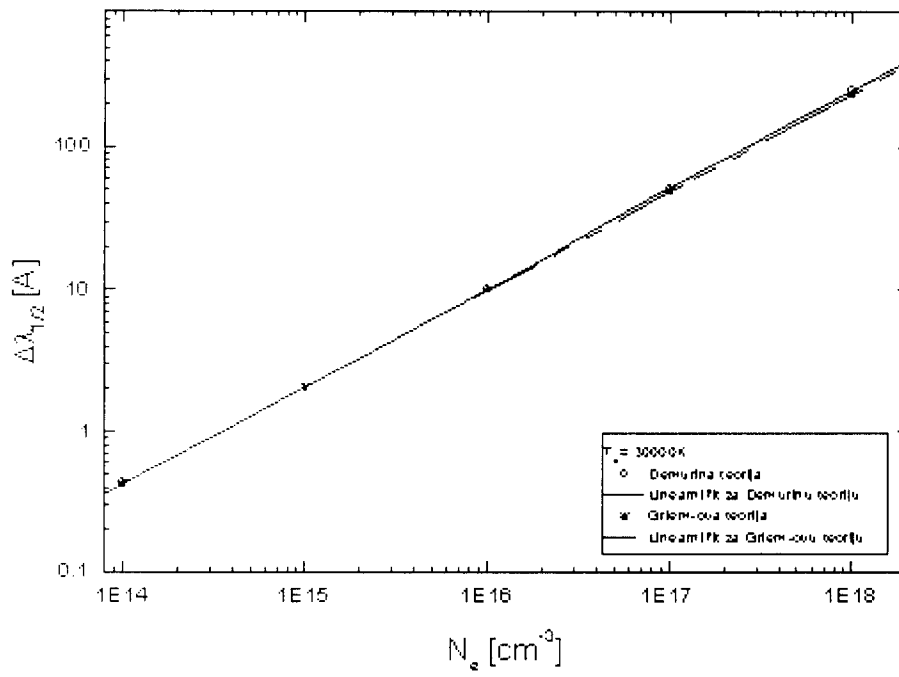
Tabela 3.



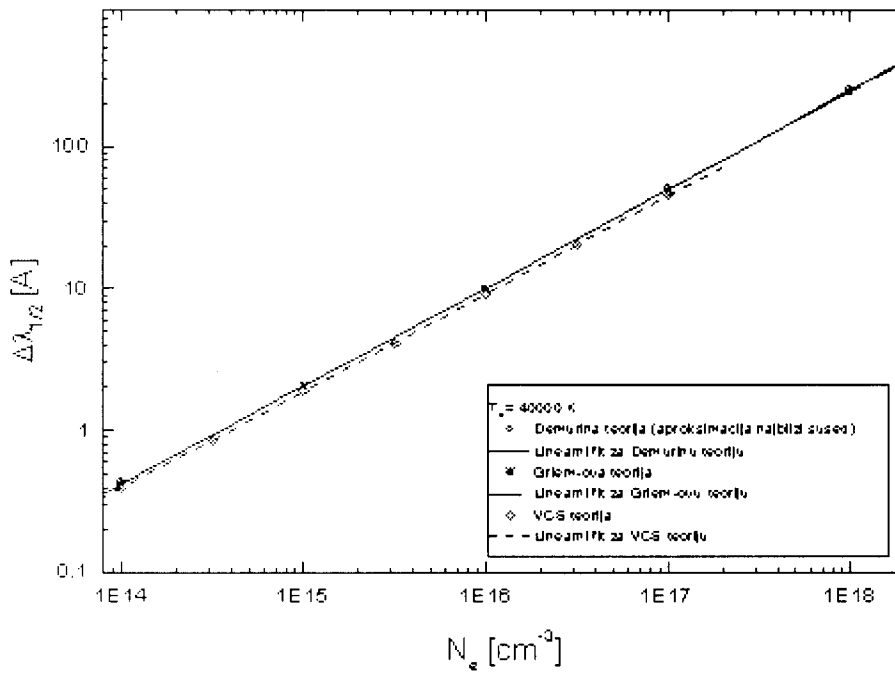
Grafik 1.



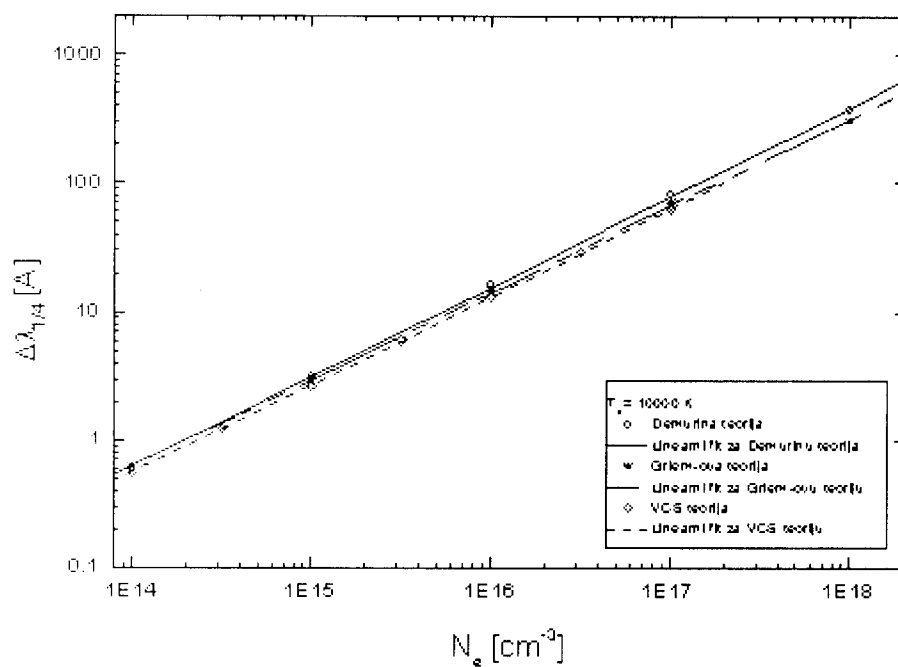
Grafik 2.



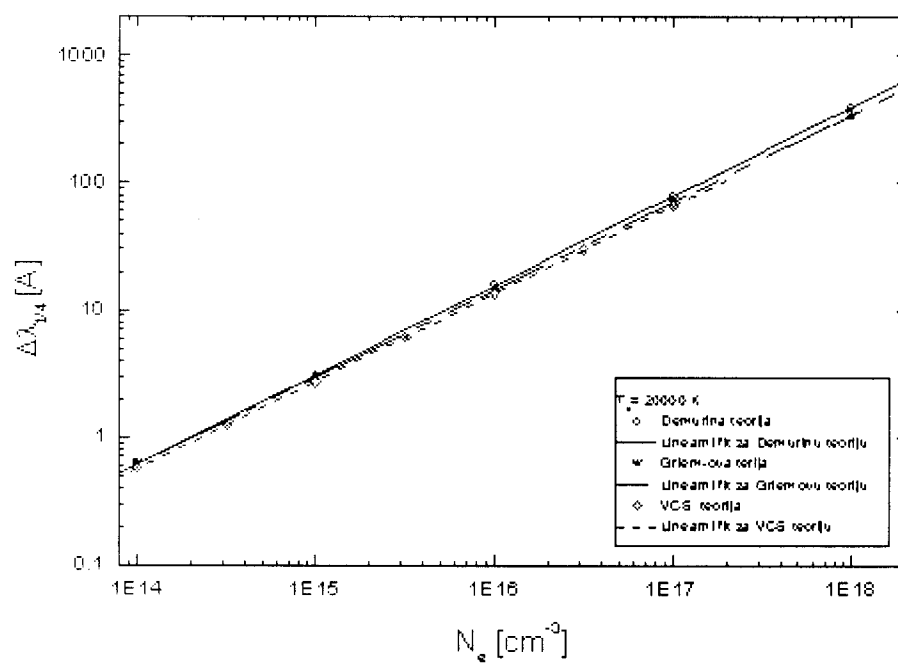
Grafik 3.



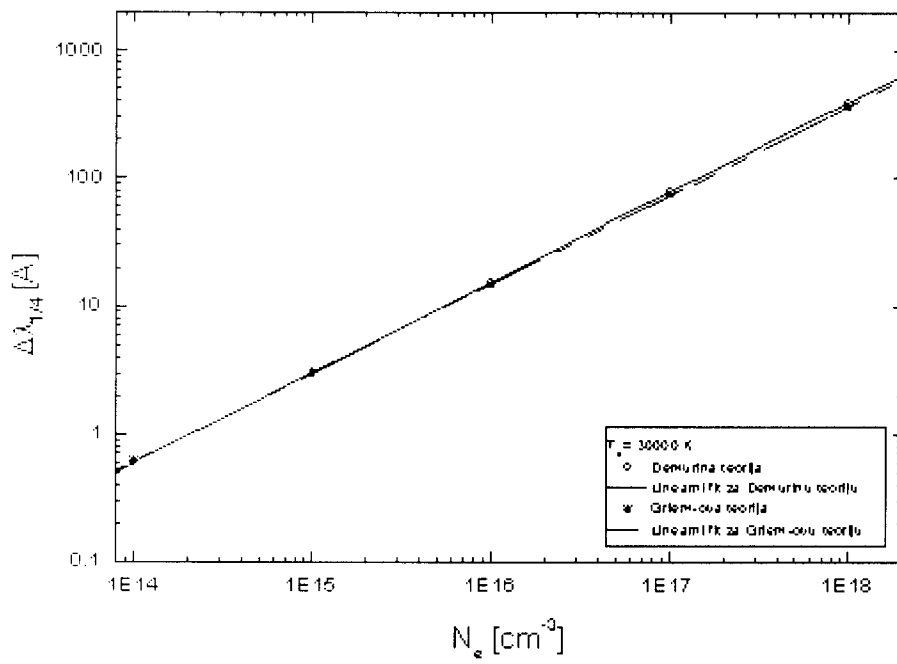
Grafik 4.



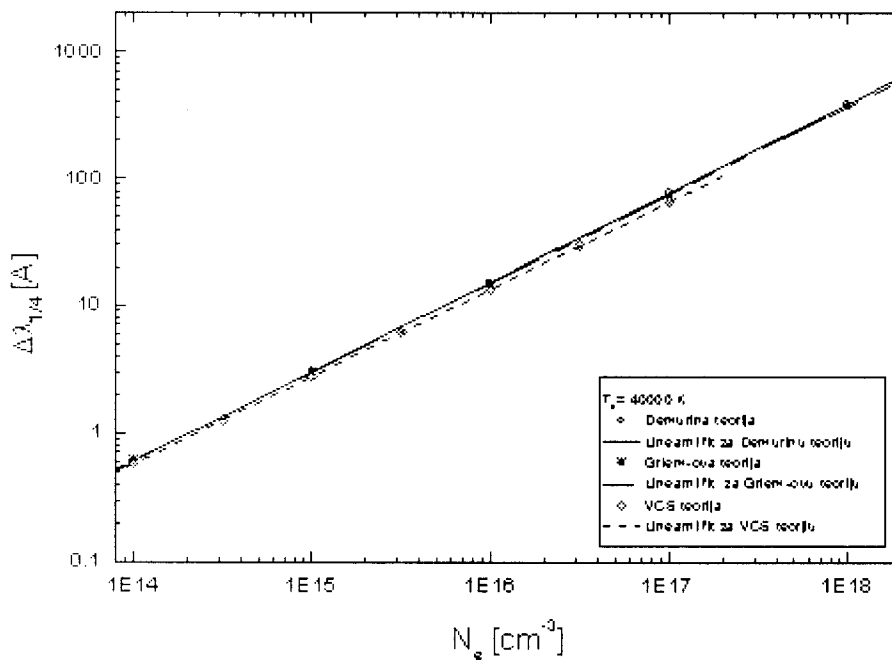
Grafik 5.



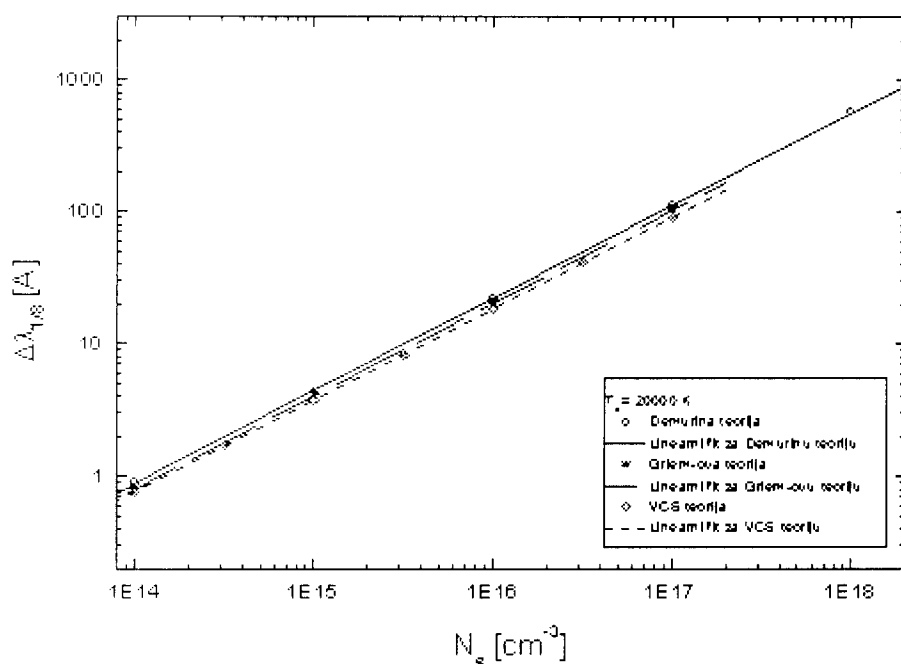
Grafik 6.



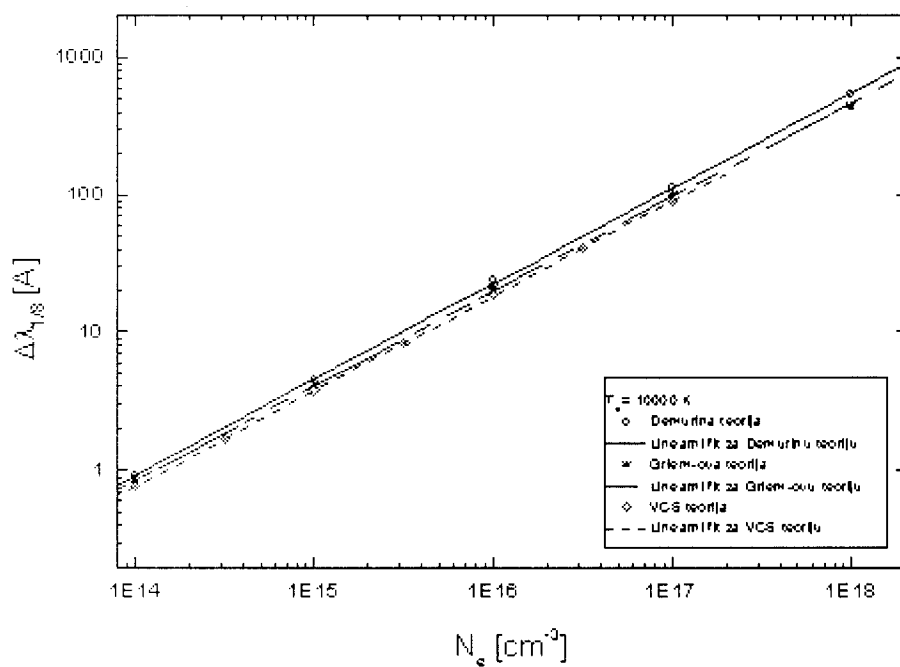
Grafik 7.



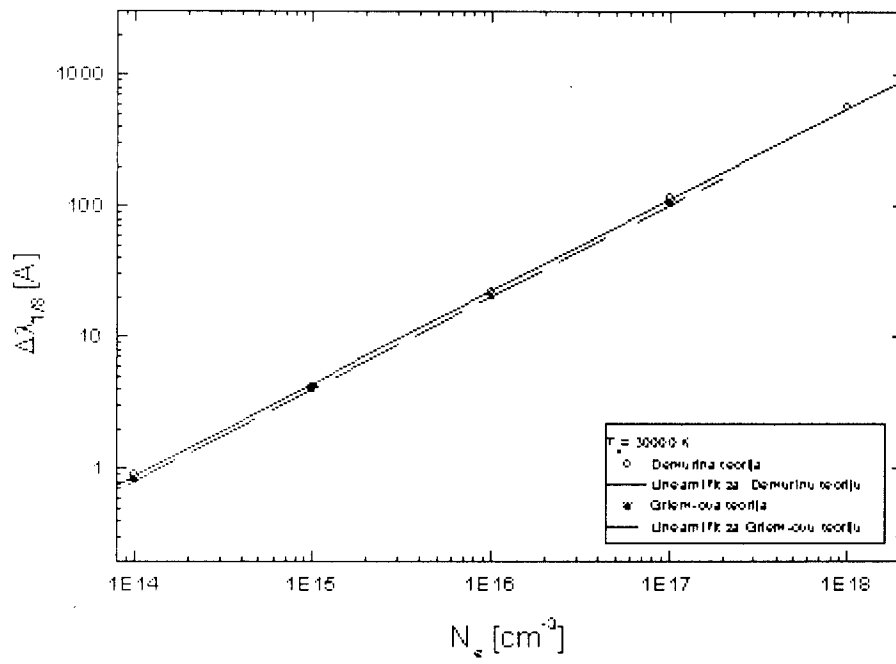
Grafik 8.



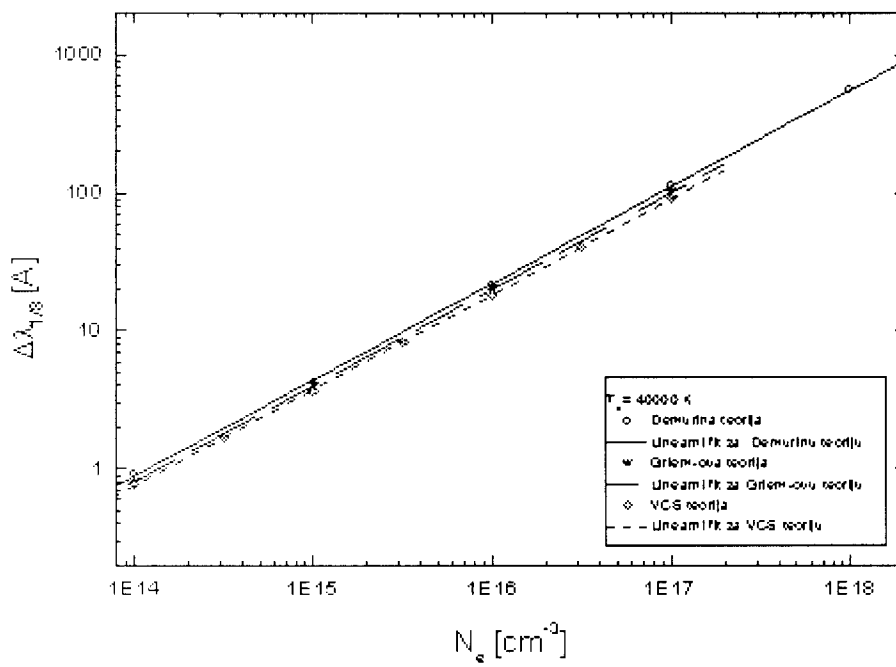
Grafik 9.



Grafik 10.



Grafik 11.



Grafik 12.

U ovom radu je takodje ocenjen stepen neslaganja teorija VCS i Griem-ove teorije u odnosu na teoriju Demura-Sholin. Teorija Demura-Sholin je uzeta da se u odnosu na nju porede druge dve teorije iz prostog razloga što ona daje najveće vrednosti za $\Delta\lambda_{1/2}$, $\Delta\lambda_{1/4}$ i $\Delta\lambda_{1/8}$.

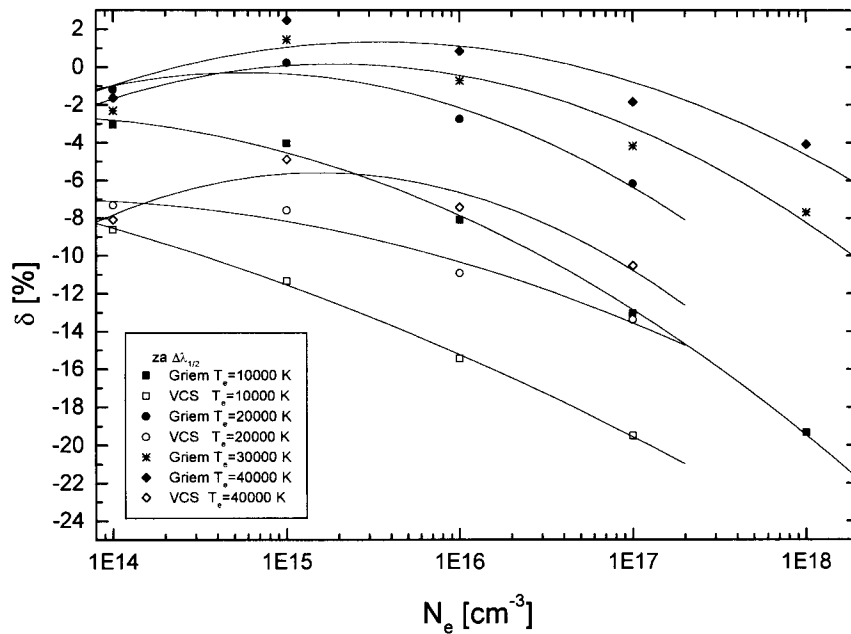
Za ocenu odstupanja Griemove i VCS teorije u odnosu na teoriju Demura-Sholin korišćen je parametar δ definisan kao:

$$\delta = \left(\frac{\Delta\lambda_G}{\Delta\lambda_{DS}} - 1 \right) \cdot 100 \quad [\%] \quad \text{za Griemovu teoriju}$$

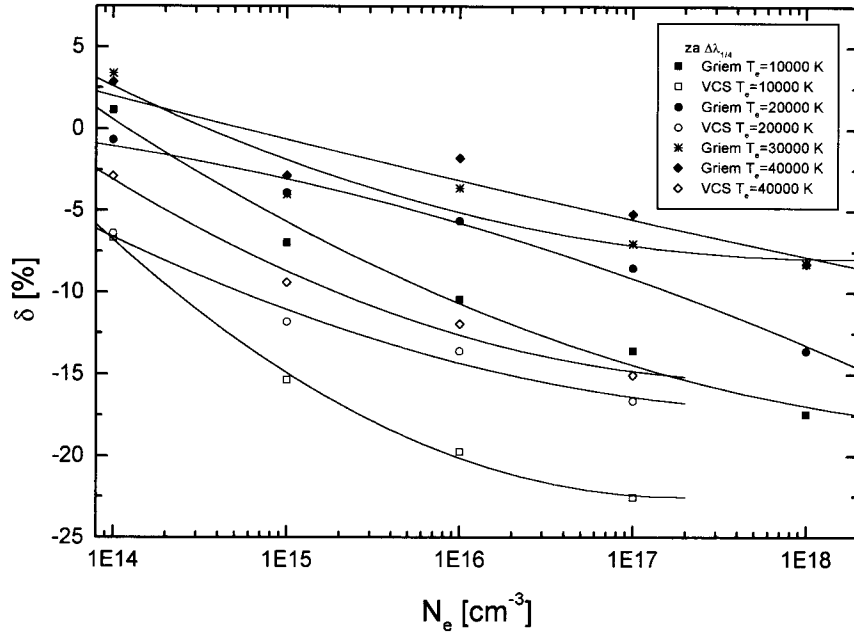
$$\delta = \left(\frac{\Delta\lambda_{VCS}}{\Delta\lambda_{DS}} - 1 \right) \cdot 100 \quad [\%] \quad \text{za VCS teoriju}$$
(90)

gde su $\Delta\lambda_G$, $\Delta\lambda_{DS}$ i $\Delta\lambda_{VCS}$ širine linija dobijene po teoriji Griem-a, Demura-Sholin i VCS, redom. Naravno, pri poredjenju, ovo su širine linija posebno na polovini, četvrtini i osmini maksimuma intenziteta linije.

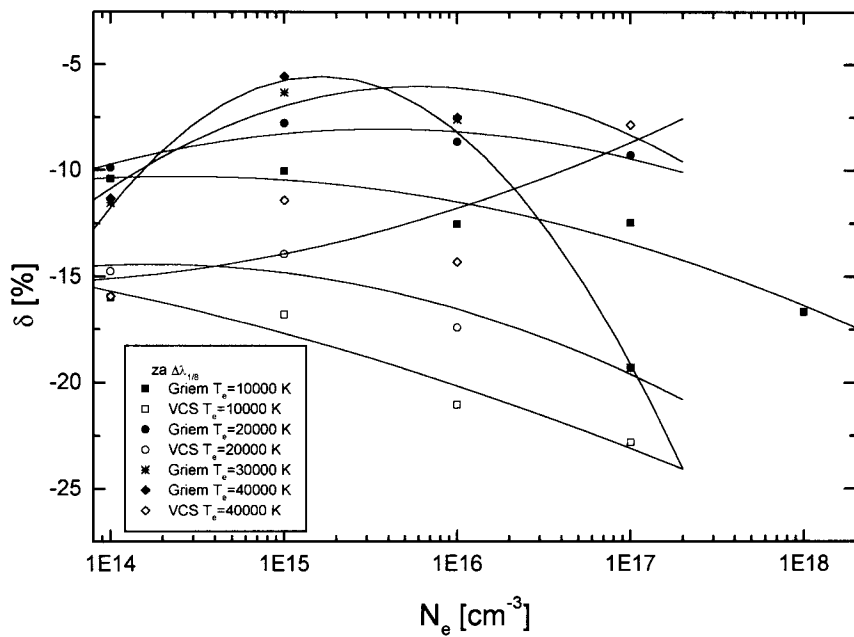
Izračunavanjem parametra δ dobijeni su grafici 13-15.



Grafik 13.



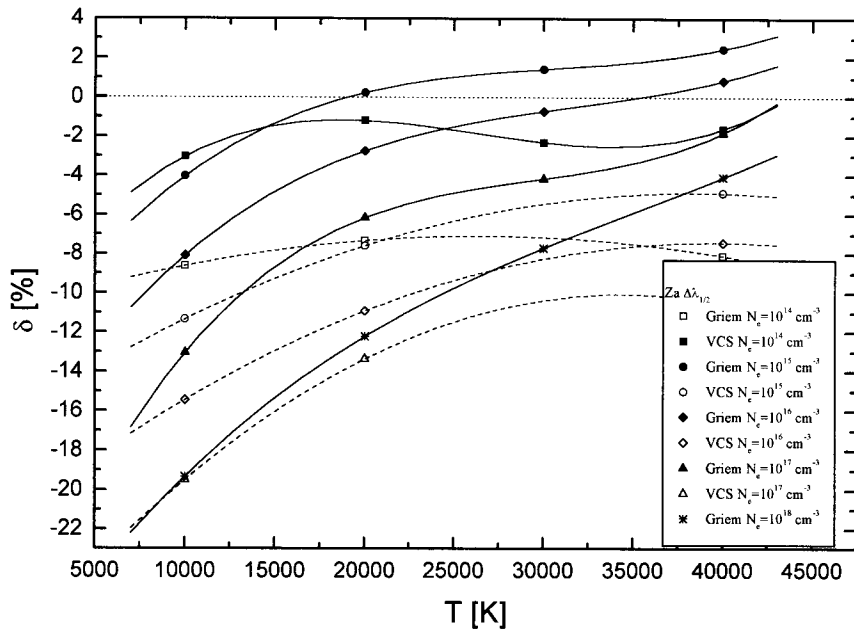
Grafik 14.



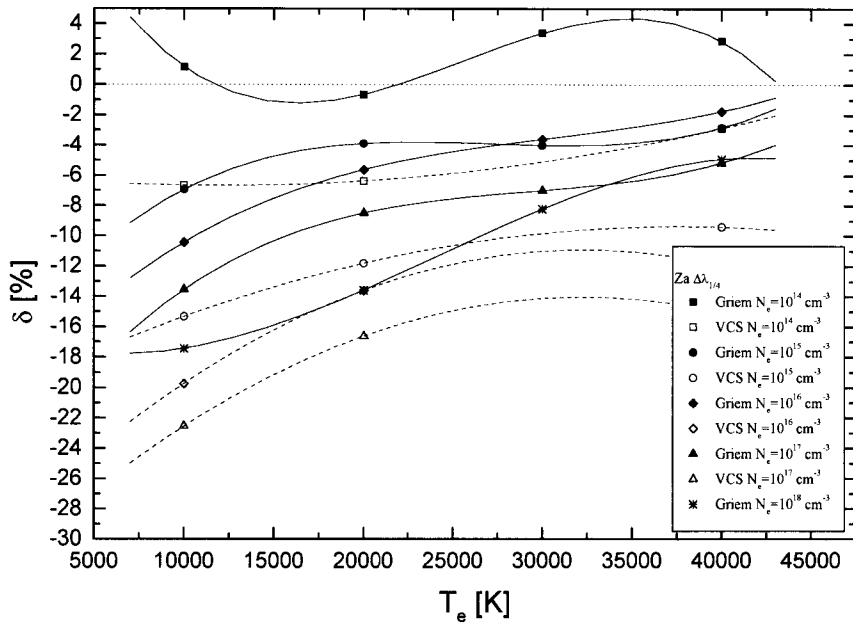
Grafik 15.

Sa ovih grafika se može uočiti da se ove teorije najbolje međusobno slažu za $\Delta\lambda_{1/2}$ u oblasti niskih koncentracija $10^{14} \leq N_e \leq 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Za veličine $\Delta\lambda_{1/4}$ i $\Delta\lambda_{1/8}$ najbolja slaganja su takodje u oblasti niskih koncentracija.

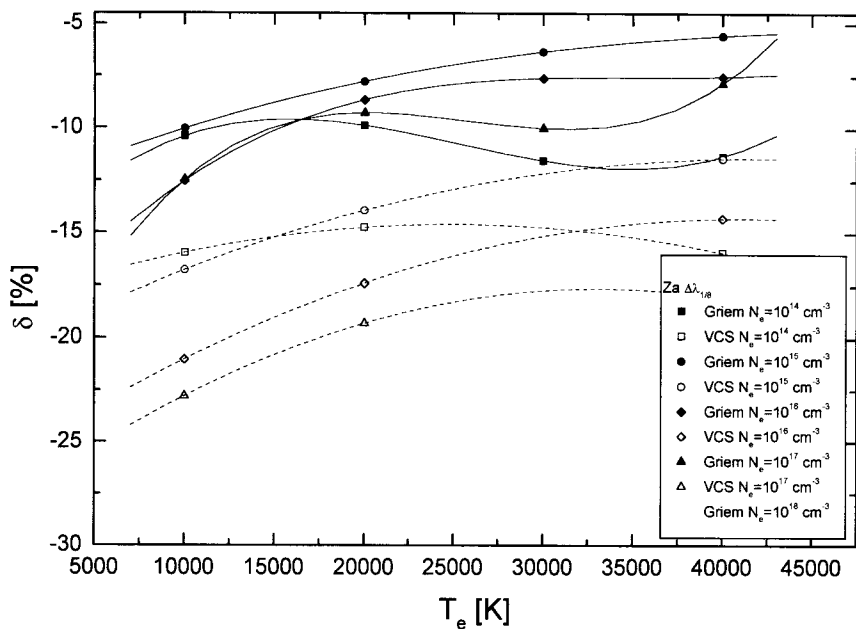
Sa grafika 13-15 može se primetiti da stepen neslaganja vidno zavisi i od elektronske temperature. Iz tog razloga, na graficima 16-18 predstavljena je funkcija $\delta = \delta(T_e, N_e = \text{const})$.



Grafik 16.



Grafik 17.



Grafik 18.

Sa ovih grafika se može videti da se medjusobna odstupanja teorija smanjuju sa povećanjem temperature T_e .

Kao zaključak prethodnih razmatranja, može se reći da su najmanja odstupanja između nabrojane tri teorije pri malim elektronskim koncentracijama i visokim elektronskim temperaturama. Bitno je naglasiti da je slaganje teorije Griem-a[17] sa teorijom Demura-Sholin[84] daleko bolje nego slaganje VCS teorije[18] sa teorijom Demura-Sholin[84]. Odstupanja VCS teorije[18] su generalno oko 2 puta veća od odstupanja Griem-ove teorije[17].

Da bi se odgovorilo na pitanje koja od ovih teorija najbolje opisuje realne procese u plazmi, trebalo bi snimiti eksperimentalne profile linija i za njih nezavisnom metodom odrediti N_e i T_e . Tek tada, poredjenjem sa ovim profilima, bilo bi moguće reći koja je od ovih teorija koja daje najbolje rezultate.



REFERENCE

1. H. F. Berg, A. W. Ali, R. Lincke and H. R. Griem., *Phys. Rev* 125, 199 (1962).
2. E. A. McLean and S. A. Ramsden, *Phys. Rev.*, 140, A1122 (1965).
3. B. Wende, *Z. Angew. Phys.*, 22 , 181 (1967).
4. R. A. Hill and J. B. Gerardo, *Phys. Rev.*, 162, 45 (1967).
5. J. C. Morris and R. U. Krey, *Phys. Rev. Lett.*, 21, 1043 (1968).
6. J. B. Shumaker, Jr. and C. H. Popenoe, *Phys. Rev. Lett.*, 21, 1046 (1968).
7. N. Konjevi}, L. Jirkovi} and J. Labat, *Fizika* 2, 121 (1970).
8. R. A. Hill, J. Gerardo and P. C. Kepple, *Phys. Rev.*, A3, 855 (1971).
9. W. L. Wiese and D. E. Kelleher, *Proc. of the 10th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Parsons, Oxford (1971).
10. W. L. Wiese, D. E. Kelleher and D. E. Paquette, *Phys. Rev.*, A6, 1132 (1972).
11. Z. Mijatovi}, M. Pavlov and S. Djurovi}, *Phys. Rev. A* 43, 6095 (1991)
12. Z. Mijatovi}, S. Djurovi}, M. Pavlov, R. Kobilarov and B. T. Vuji~i}, *Contrib. Plasma Phys.* 35, 453 (1995).
13. V. Helbig and K. P. Nick, *J. Phys. B*, 14, 3573 (1981).
14. Z. Mijatovi}, M. Pavlov and S. Djurovi}, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 38, 209 (1987).
15. J. Halenka, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 39, 347 (1988).
16. R. D. Bengtson and G. R. Chester, *Phys. Rev A* 13, 1762 (1976).
17. P. Kepple and H. R. Griem, *Phys. Rev.*, 173, 317 (1968).
18. C. R. Vidal, J. Cooper and E. W. Smith, *Astrophys. J. Suppl.*, No 214, 25, 37 (1973).
19. D. Voslamber, *Z. Naturforsh.* 24a , 1458 (1969).
20. C. H. Popenoe and J. B. Shumaker, Jr., *J. Res. Natl. Bur. Stds*, 69A, 495 (1965).
21. K. Behringer, *Z. Phys.* 246, 333 (1971).
22. J. B. Shumaker, Jr. and C. R. Yokley, *Appl. Optics* 3, 83 (1964).
23. W. L. Wiese, *Invited Paper of SPIG '74, Dubrovnik 1974*, p. 637.
24. I. Savi}, B. Vuji~i}, S. Djurovi} and M. Pavlov, *Contributed Paper of SPIG '96, Kotor 1996.*, p. 294.
25. J. W. Dufty, *Phys. Rev. A* 2, 534 (1970).
26. R. W. Lee, *J. Phys. B* 6, 1060 (1973).
27. J. Cooper, E. W. Smith and C. R. Vidal, *J. Phys. B* 7, L101 (1974).
28. H. R. Griem, *Comm. At. Mol. Phys.* 2, 19 (1970).
29. H. Capes, R. Stamm and D. Voslamber, *Paper G.6, Second Intl. Conf. on Spectral Lines*, Eugene, Oregon (1974).
30. R. A. Hill and P. Kepple, *Sandia Labs. Report No. SC-M-70-584*, (1970) (unpublished).
31. S. Djurovi}, Z. Mijatovi}, M. Pavlov, B. Vuji~i}, R. Kobolarov and D. Nikoli}, *Contributed Paper of the first YCSLS, Krivaja 1995*, p. 65.
32. S. Djurovi}, Z. Mijatovi}, M. Pavlov, B. Vuji~i}, R. Kobilarov and I. Savi}, *Contributed Paper of PDP-I'96, Minsk 1996*, p.109.
33. S. Djurovi}, Z. Mijatovi}, M. Pavlov, B. Vuji~i}, R. Kobilarov and D. Nikoli}, *Contributed Paper of SPIG '96, Kotor 1996*, p. 298.
34. Z. Mijatovi}, *spektroskopija ispitivane plazme proizvedene u T-cevi u prisustvu magnetnog polja, Magistarski rad*, (Beograd 1990).
35. M. Mitchner, C.H. Kruger Jr., *Partially Ionized Gasses*, John Wiley & Sons, New York (1973).
36. A.W. Ali, H.R. Griem, *Phys. Rev.* 140 A, 1044 (1965.)
37. A.W. Ali, H.R. Griem, *Phys. Rev.* 144, 366 (1966.)
38. H. R. Griem, A. C. Kolb and K. Y. Shen, *Phys. Rev.* 116, 4 (1959.)
39. D. Voslambev, *Z. Naturfosch.* 27A, 1733 (1972.)

40. J.W. Duffy, Phys. Rev. 187, 305 (1969.)
41. E.W. Smith, J. Cooper, C.R. Vidal, Phys. Rev. 185, 140 (1969.)
42. H.R. Griem, M. Baranger, A.C. Kolb, G.K. Oertel, Phys. Rev. 125, 177 (1962.)
43. S.M. Benett, H.R. Griem, Technical Report No 71-097, University of Maryland (1971.)
44. W.W. Jones, S.M. Benett, H.R. Griem, Technical Report No 71-128, University of Maryland (1971.)
45. H.R. Griem, Phys. Rev. A144, 366 (1965.)
46. J. Holtsmark, Ann. Physik 58, 577 (1919.)
47. H.R. Griem, Spectral line Broadening by Plasmas, Academic Press, New York (1974.)
48. H.R. Griem, A.C. Kolb and K.Y. Shen, Phys. Rev. 116, 4 (1959.)
49. H.R. Griem, A.C. Kolb and K.Y. Shen, Astrophys. Journ. 13, 272 (1962.)
50. P. Kepple, Rep. 831, Univ. Maryland, Colledge Park, Maryland (1968.)
51. Huges J. W. B., Proc. Phys. Soc. London, 91, 810 (1967.)
52. Tarter C.B., Journ. Math. Phys., 11, 3192, (1970.)
53. H.R. Griem, Comments At. Mol. Phys., 3, 181 (1972).
54. H.R. Griem, Comments At. Mol. Phys., 4, 74 (1973).
55. T. Hussey, J. W. Dufty, and C. F. Hooper, Phys. Rev. A 12 1084 (1975.)
56. J. Seidel, Theory of Hydrogen St. Broadening, Walter de Cruyter & Co., Berlin, New York (1991.)
57. H. Capes and D. Voslamber, Phys. Rev. A 5, 2528 (1972.)
58. R.W. Lee, J. Phys. B 4, 1640 (1971.)
59. R.W. Lee, J. Phys. B 12, 1145 (1979.)
60. Boldt, G., and Cooper, W. S. 1964, Zs. f. Naturforschung, 19a, 968.
61. Schluter, H., and Avila, C. 1966, Ap. j. 144, 785.
62. Edmonds, F. N., Schluter, H., and Wells, D. C. 1967, Mem. R.A.S., 71, 271.
63. Wiese, W. L., Kelleher, D. E. 1971, ap. J. (letters), 166, L59.
64. Vidal, C. R., 1971a, J. Quant. Spetrsc.and Rad. Transf., 11,263.
65. Vidal, C. R., 1971b, NBS Monog., No. 120.
66. Vidal, C. R., Cooper, J., and Smith, E. W. 1970, J. Quant. Spetrsc.and Rad. Transf., 10, 1011.
67. Chappel, W. R., Cooper, J., and Smith, E. W. 1969, J. Quant. Spectrosc. and Rad. Transf., 9, 149.
68. Bacon, M. E., Shen, K. Y., and Cooper, J. 1969, Phys. Rev., 188, 50.
69. Godfry, T., Vidal, C. R., Smith, E. W., and Cooper, J. 1971, phys. Rev. A, 3, 1543.
70. Bacon, M.E. 1971, Phys. Rev. A, 3, 825.
71. Pfenning, H. 1971, Phys. Letters, 34A, 292.
72. H.R. Griem, 1964, Plasma Spectroscopy (New York: McGraw-Hill Book Co.)
73. Baranger, M. 1962, in Atomic and Molecular Processes, ed. D. Bates (New York: Academic Press), chap. 13.
74. Bacon, M. E., and Edwards, D. F. 1970, J. Quant. Spetrosc. and Rad. Transf., 10, 563.
75. D.D. Burgess, Space Science Reviews, 13, 493 (1972).
76. V. I. Kogan, v sb. Fizika plazmi i problema termo@dernih reakciy 4, Izd. AN SSSR 258 (1958).
77. G. V. [olin, V. S. Lisica i V. I. Kogan, @ÖTF 59, 1390 (1970).
78. R. W. Lee, J. Phys., B 6, 1060 (1973).
79. E. Segre and D. Voslamber, Phys. Lett., 46A, 397 (1974).
80. G. V. [olin, Optika i spektroskopi@ 26, 489 (1969).
81. G. Boldt and W. S. Cooper, Z. Naturforsch, 19a, 968 (1964).
82. V. F. Kitaeva, V. V. Obuhov-Denisov i N. N. Sobolev, Optika i spektroskopi@ 12,179 (1962).
83. M. E. Bacon, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer , 13, 1161 (1973).
84. A. V. Demura i G. V. Sholin, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer , 15, 881 (1974).

85. G. V. [olin, A. V. Demura i V. S. Lisica, @ÖTF 64, 2097 (1973).
86. H. A. Bethe and E. E. Salpeter, Quantum Mechanics of one and two Electron Atoms, Springer, Berlin, (1957).
87. Chandrasekhar, Rev. Mod. Phys. 15, 1 (1943)
88. Chandrasekhar and J. Von Neuman, Astrophys. J. 97, 1 (1943)

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: *Diplomski rad*
VR
 - Autor: *Mirjana Miljatić, br. dos. 936/91*
AU
Mentor: *Dr. Radomir Kobilarov, vanr. profesor, PMF, Novi Sad*
 - **MN**
 - Naslov rada: *Analiza teorijskih profila starkovski proširene vodonikove H_{β} linije*
NR
 - Jezik publikacije: *Srpski (latinica)*
JP
 - Jezik izvoda: *Srpski*
JI
 - Zemlja publikovanja: *Jugoslavija*
ZP
 - Uže geografsko područje: *Vojvodina*
UGP
 - Godina: *2000.*
GO
 - Izdavač: *Autorski reprint*
IZ
 - Mesto i adresa: *Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad*
MA
- Fizički opis rada: (6/43263/0/102/0) **FO**
- Naučna oblast: *Fizika*
NO
 - Naučna disciplina: *Fizika plazme*
ND
 - Predmetna odrednica/ključne reči: *Spektralna linija, plazma, asimetrija*
PO
 - Čuva se: *Biblioteka Instituta za fiziku, PMF Novi Sad*
ČU
 - Važna napomena: *Nema*
VN
 - Izvod: *U radu je data analiza teorijskih profila H_{β} linije. Ova linija je od izuzetnog značaja za dijagnostiku plazme tj. za određivanje elektronske koncentracije i temperature plazme. Analizirani su profili linija koji odgovaraju eksperimentalnim uslovima koji vladaju u impulsnim izvorima*

plazme kao što je naprimer elektromagnetna udarna T-cev.

IZ

- Datum prihvatanja teme od strane Veća: 21.03.2000.

DP

- Datum odbrane: 31.05.2000.

DO

- Članovi komisije:

Predsednik:

Dr. Darko Kapor, redovni profesor, PMF, Novi Sad

Članovi:

Dr. Stevica Đurović, redovni profesor, PMF, Novi Sad

Dr. Radomir Kobilarov, vanr. profesor, PMF, Novi Sad

KO

