

Пријмљено:	9. јул 1994.		
Орг. јед.	Број	Документ	Вредност
С6С3	9/241		

UNIVERZITET U NOVOM SADU

PRIRODNOMATEMATIČKI FAKULTET

INSTITUT ZA FIZIKU

Emilijan Mohora

**Određivanje temperature elektrona
u pozitivnom stubu tinjavog
pražnjenja metodom
elektrostatičke sonde**

- diplomski rad -

NOVI SAD, 1994.

Najtoplje bih se zahvalio Mr Zoranu Mijatoviću na velikoj pomoći oko eksperimentalnog dela rada i rešavanju mnogih problema koji su se svakodnevno pojavljivali u toku izrade rada.

Zahvalio bih se Dr Radomiru Kobilarovu na ponudenoj temi diplomskog rada, pomoći i podršci u toku izrade rada.

SADRŽAJ

• Uvod	2
• 1. Poreklo nanelektrisanih čestica u gasu	4
1.1. Ekscitacija u gasu	4
1.2. Jonizacija u gasu	6
1.3. Procesi zahvata i razmene elektrona	9
1.4. Ostali procesi nastajanja nanelektrisanja	10
1.5. Procesi nestajanja nanelektrisanja	10
• 2. Plazma	11
• 3. Nesamostalno pražnjenje	12
3.1. Procesi multiplikacije nanelektrisanja	13
3.2. Prelaz ka samostalnom pražnjenju	14
• 4. Samostalno pražnjenje	15
4.1. Radna tačka samostalnog pražnjenja	16
• 5. Tinjavo pražnjenje	17
5.1. Fizičke karakteristike oblasti tinjavog pražnjenja	19
5.2. Pojedine vrste tinjavog pražnjenja	21
5.3. Oblast katodnog pada potencijala	22
• 6. Pozitivan stub	27
6.1. Radijalna raspodela nanelektrisanja	29
6.2. Temperatura elektrona	31
6.3. Aksijala komponenta električnog polja	34
• 7. Određivanje temperature plazme pozitivnog stuba tinjavog pražnjenja	35
7.1. Elektrostatičke sonde	35
7.2. Sondni materjali	35
7.3. Teorija jednostrukе elektrostatičke sonde	36
7.4. Dvostrukе sonde	39

• 8. Eksperiment	43
8.1. Aparatura merenja	43
8.2. Merenje i rezultati merenja	44
8.3. Obrada rezultata	48
8.4. Poređenje rezultata teorije i eksperimenta	50
8.5. Analiza rezultata	51
• Zaključak	55
• Literatura	56

UVOD

Osnovni zadatak ovog diplomskog rada je određivanje temperature elektrona plazme pozitivnog stuba tinjavog pražnjenja. Temperatura elektrona biće određena indirektno metodom dvostrukе elektrostatičke sonde po L. Shoot [3].

Tinjavo pražnjenje biće uspostavljano u atmosferi tri gase i to : argona, helijuma i azota. Merenja će se vršiti na različitim pritiscima radnog gasa u intervalu od (40 – 500) Pa

Korišćenje različitih gasova ima za cilj konstatovanje da li vrasta gase utiče na upotrebljivost metode merenja. Merenja na različitim pritiscima omogućava utvrđivanje opsega korektnog rada aparature.

Eksperimentalni rezultati biće uporedivani su sa rezultatima koje daje teorija difuznog režima pozitivnog stuba izložene u ref. [2].

Ovaj rad sadrži uvod, osam poglavlja, zaključak i spisak korišćene literature.

U prvih četiri poglavlja izložena je analiza ekscitacionih procesa, ionizacionih procesa, nesamostalnog i samostalnog pražnjenja kroz gas.

U petom poglavlju analizira se tinjavo pražnjenje kao jedna vrsta samostalnog pražnjenja.

U šestom poglavlju izložena je teorija pozitivnog stuba, fizički najinteresantnije oblasti tinjavog pražnjenja.

U sedmom poglavlju data je metoda merenja jednostrukom elektrostatičkom sondom.[5] Metoda dvostrukе elektrostatičke sonde je posebno izložena.

U osmom poglavlju izložen je opis aparature, način merenja, rezultati merenja i njihova analiza.

1. POREKLO NAELEKTRISANIH ČESTICA U GASU

Pod normalnim uslovima na Zemlji gasovi sadrže mali broj nanelektrisanih čestica. Nanelektrisane čestice se javljaju zahvaljujući ultraljubičastom zračenju Sunca, kosmičkom zračenju i radioaktivnom zračenju okoline. Ova zračenja u gasu produkuju ionizacione procese. Rezultat toga je da u atmosferskom vazduhu nastaje samo 10 jonskih parova po kubnom santimetru što je procentualno zanemarljivo u odnosu na neutralne čestice. Porastom intenziteta ovog zračenja raste i procentualni udio nanelektrisanih čestica.

Zagrevanje gasa do visokih temperatura može biti način za dobijanje veće količine nanelektrisanih čestica. Na visokim temperaturama usled velike brzine haotičnog kretanja molekula (atoma) gase dolazi do intenzivnih sudarnih procesa koji rezultuju stavaranjem nanelektrisanih česticama u gasu. Takođe postoji mnogobrojni drugi procesi dobijanja nanelektrisanih čestica u gasu i oni najznačajniji biće pobrojani u daljem tekstu.

Procesi nastajanja nanelektrisanih čestica u gasu praćeni su procesima nestajanja nanelektrisanih čestica kroz procese rekombinacije, difuzije u slučaju toka struje kao i neutralizacijom na elektrodama. Između procesa nastajanja i nestajanja nanelektrisanih čestica se pod određenim uslovima uspostavlja dinamička ravnoteža. Kao rezultat ove ravnoteže u gasu uvek postoji određena koncentracija nanelektrisanih čestica oba znaka. Koncentracija podrazumeva broj čestica odredene vrste u jedinici zapremeine.

U tekstu koji sledi biće navedeni najvažniji procesi nastajanja i nestajanja nanelektrisanja ali pre toga treba pomenuti ekscitaciju.

1.1. Ekcitacija u gasu

Ekscitacija je proces pri kome jedan kvantiran sistem (atom, jon, molekul) prilikom sudara sa nekom česticom ili interagujući sa kvantima zračenja, prima energiju i prelazi u stanje sa većom unutrašnjom energijom.

Da bi kvant zračenja ili neka čestica pri interakciji sa atomom ili molekulom gase mogla da izazove ekscitaciju mora da ima energiju koja je jednaka ili veća od energije ekscitacije atoma ili molekula sa kojim interaguje:

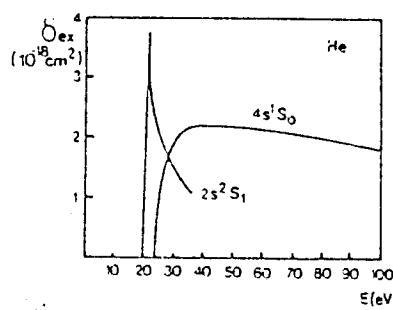
$$E_{h\nu,\text{čestica}} \geq eV_{ex} \quad (1)$$

V_{ex} - potencijal ekscitacije

Do ekscitacije kvantiranog sistema može doći na tri načina:

- sudarom sa elektronima
- sudarom sa jonima i atomima
- apsorcijom kvanta zračenja

Ekscitacija sudarom sa elektronima Dešava se pri neelastičnim sudarima elektron - atom. Pri takvim sudarima mora biti očuvan impuls i moment impulsa sistema elektron - atom. Promena impulsa sistema elektron - atom u odnosu na zajednički centar mase mora biti jednak promeni impulsa atoma koji se pobuduje. U slučaju da elektron ima energiju jednaku energiji pobudjenja sudar mora da se desi pod takvim uglom da elektron posle sudara ostane sa nultom energijom. Ovaj slučaj je malo verovatan, za $E = E_{ex}$ ¹ je jednak nuli. Sa povećanjem energije raste i verovatnoća i elektron odnosi višak energije. Na slici 1. prikazana je kriva preseka² za pobudjenje nekih energetskih nivoa helijuma.



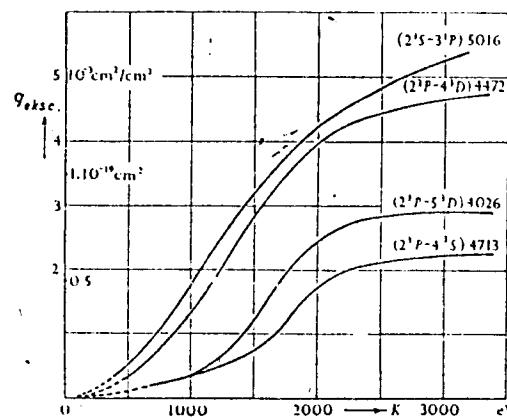
Slika 1. Zavisnost preseka ekscitacije od energije elektrona za pojedine nivoe helijuma

Ekscitacija sudarom sa atomima i jonima Kritični potencijal za ekscitaciju atoma sudarima sa jonima i atomima zbog nedostatka osetljive aparature nije moguće precizno izmeriti. Određeni su ekscitacioni preseci za energije koje su daleko iznad kritične energije u funkciji energije upadnih jona i atoma. Maksimum preseka je istog reda veličine kao odgovarajući maksimum za elektronske sudare. Treba još istaći da kada je brzina kretanja jona u odnosu na atom mala u poređenju sa brzinom kretanja atomskih elektrona i to onih perifernih tada će elektroni imati dovoljno vremena da se preraspodele i vrati ekscitacionu energiju jonu. Verovatnoća za ovaj proces raste što su joni sporiji, tako da presek za ionizaciju raste kako raste brzina jona i dostiže maksimum u kada su brzine

¹energija ekscitacije

²Mera interakcije elektrona ubrzanih električnim poljem sa neutralnim česticama gasa (pri čemu dolazi do ekscitacije ili ionizacije) je efektivan presek za sudare. Definiše se kao srednji broj sudara čestice projektila sa molekulima gasa na jediničnom putu. U praksi se koristi presek obračunat na jednu česticu koji ima dimenziju površine.

vezanih elektrona i jona približne.



Slika 2. Ekscitacioni presek za atome helijuma kao funkcija njihove energije. Cifre koje se pojavljuju su talasne dužine zračenja u angstremima pri vraćanju iz pobuđenog stanja u 2^1s i 2^3p stanje

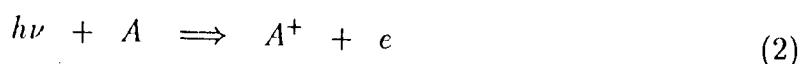
Ekscitacija apsorcijom kvanta zračenja Kvanti zračenja niske energije se elastično rasejavaju prolazeći kroz gas. Povećanjem energije uočava se jaka apsorcija na rezonantnoj energiji gasa. Apsorcija je ograničena na veoma uzak energijski interval, koji odgovara širini rezonantne linije. Presek za apsorciju usrednjeni po širini rezonantne linije može biti veoma velik, za Hg iznosi približno 10^{13} cm^2 za rezonatnu liniju od 257.7 nm .

1.2. Jonizacija u gasu

Jonizacija je proces otkidanja elektrona, najčešće iz valetne ljudske posle čega prvo bitno neutralan atom postaje pozitivan ion. Do jonizacije može doći na sledeći način:

- Jonizacija apsorcijom kvanta zračenja
- Jonizacija sudarom
- Termalana jonizacija

Jonizacija apsorpcijom kvanta zračenja, odvija se po sledećoj šemi:



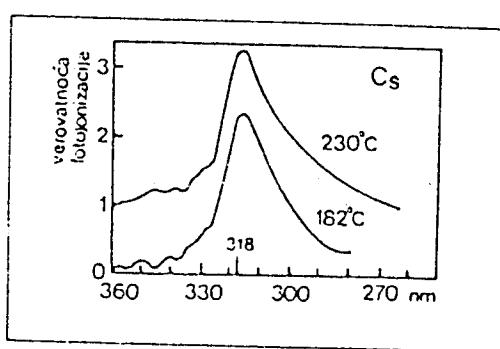
Minimalna energija koju foton mora da ima pri interakciji sa atomom da bi izazvao jonizaciju mora biti jednaka energiji jonizacije posmatranog atoma.

$$h\nu = eU_i \quad (3)$$

Ovoj energiji odgovara talasna dužina :

$$\lambda_0 = \frac{1235}{U_i[V]} \text{ [nm]} \quad (4)$$

Za cezijum koji od svih elemenata ima najnižu energiju jonizacije koja iznosi 3.83eV granična talasna dužina iznosi $\lambda_0 = 318\text{ nm}$. Eksperimentalno merenje varovatnoće fotojonizacije prikazano je naslici 3.



Slika 3. Eksperimentalno merena verovatnoća ionizacije zračenjem cezijuma dobijeni na temperaturi od 182°C i 230°C odnosno dva različita pritiska.

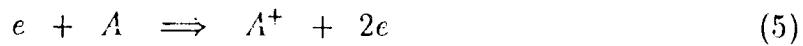
Na graničnoj talasnoj dužini od 318nm krive verovatnoće imaju maksimum, međutim, ionizacija se dešava i na većim talasnim dužinama. Ovo govori da do ionizacije dolazi ne samo iz osnovnog stanje već i sa nekih drugih nivoa.

U ionizovanim gasovima, značajna je ionizacija zračenjem koje nastaje u samom gasu prilikom spontane deekscitacije pobudjenih atoma. Spoljašnje zračenje neigra praktično nikakvu ulogu. Ako se pak, ionizovan gas osvetljava laserskom svetlošću energije jednakoj energiji pobudjenja nekog nivoa tada može doći do pobudjenja tog nivoa spoljnijim zračenjem.

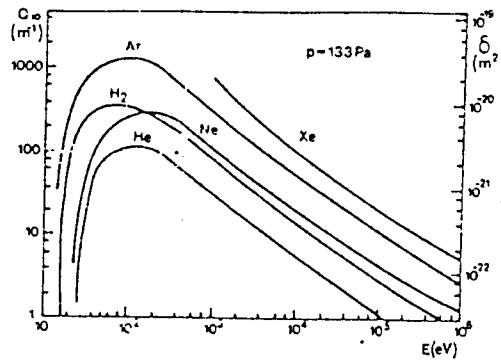
Jonizacija sudarom Jonizacija sudarom može se dogoditi:

- u sudaru sa elektronom
- u sudaru sa pozitivnim jonima
- u sudaru sa pobuđenim atomima
- u sudaru sa neutralnih atomima (termalna ionizacija)

• *Jonizacija sudarom sa elektronima*, odvija se po sledećoj šemi:



Elektron u sudaru sa atmom gasa mora da ima energiju koja je veća od energije jonizacije. Elektron sa manjom energijom ne može izvršiti jonizaciju. Energija jonizacije je tačno odredjena veličina za dati gas. Kriva verovatnoće jonizacije oštro raste prelaskom energije preko vrednosti jonizacionog praga. (skoro linearno *slika 4.*) Mera verovatnoće je jonizaciona efikasnost. Definiše se kao broj jonskih parova koje jedan upadni elektron proizvede po cm puta na 133.3Pa i $0C$. Jonizaciona efikasnost je brojno jednak preseku za jonizaciju q_i .

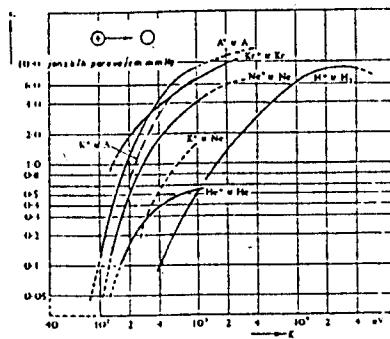


Slika 4. Merene vrednosti jonizacione efikasnosti s_e u funkciji energije elektrona za različite gasove na $0C$ i 133.3Pa

Jonizacija sudarom sa pozitivnim jonima, odvija se po sledećoj šemi:

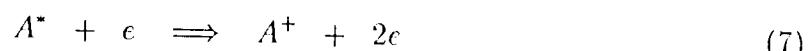


Pozitivni joni velike brzine sudarajući se sa neutralnim gasom izazivaju jonizaciju. Energija tih jona leži u intervalu 10^3 do 10^4eV . Merenjem efikasnosti jonizacije jonica ustanovaljeno je, da je ta efikasnost mnogo manja od odgovarajućih vrednosti za elektrone. Joni, što važi i za atome *šema (6)* zbog njihove velike mase, malih relativnih brzina, niskih energija veoma su neefikasni u ionizovanju gasa. Javlja se efekat (pomenuto kod eksitacije) da spori ion energiju koju je predao atomu preraspodelom perifernih elektrona dobije nazad, čime je njegova jonizaciona efikasnost smanjena. Ovo je jedno od objašnjenja zašto veliki broj sudara ne dovodi do jonizacije.



Slika 5. Efikasnost jonizacije jona kao funkcije energije jona na $0C$ i 133.3Pa

Jonizacija sudarom sa pobuđenim atomima, odvija se po sledećoj šemi:



Pri pražnjenu kroz gas pri velikim gustoma struje ionizovan gas sadrži znatan broj pobuđenih atoma. Jonizacioni presek tih atoma u sudaru sa elektronima je veći od preseka nepobuđenih atoma. Ako se uzme kao primer, vodonik, presek za $n = 2$ je 16 puta veći od vodonika u osnovnom stanju $n = 1$.

Termalna jonizacija, odvija se po sledećoj šemi:

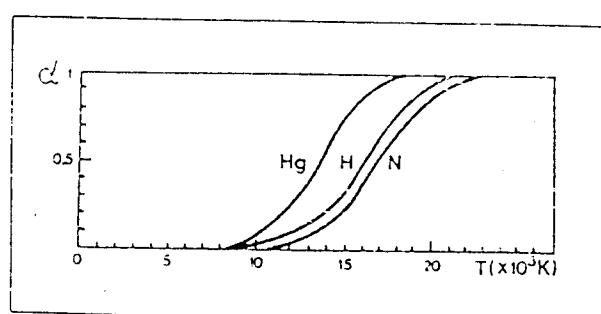


Zagrevanjem gasa do visokih temperatura atomi gasa dobijaju dovoljnu energiju da u njihovim medjusobnim sudarima dodje do jonizacije. Za svaku temperaturu uspostavlja se ravnotežno stanje. Ravnotežno stanje karakteriše stepen jonizacije. Stepen jonizacije je odnos broja jona i ukupnog broja teških čestica u gasu (jona i neutralnih čestica).

$$\alpha = \frac{n_+}{n_+ + n_0} \quad (9)$$

n_0 - koncentracija neutralnih čestica

U slučaju potpune jonizacije stepen jonizacije je jednak jedinici.

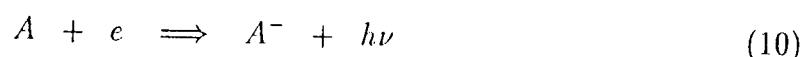


Slika 5. Vrednost stepena termalne ionizacije za pojedine gasove u funkciji njihove temperature

Poslednja zavisnost pokazuje da je stepen jonizacije i pri visokim temperaturama veoma mali.

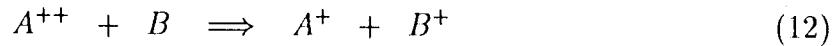
1.3. Procesi zahvata i razmene elektrona

Atomi pojedinih gasova imaju osobinu da u svoj elektronski omotač ugrade jedan prekobrojan elektron. Ti gasovi se nazivaju elektronegativnim (kiseonik, freon). Zahvat se može desiti po nekoj od sledećih šema:





U procesima razmene, elektron iz valentnog sloja jednog atoma prelazi na drugi atom koji je jednostruko ili dvostruko jonizovan. Izmena naelektrisanja je rezonantna ako su čestice koje učestvuju u ovim procesima identične, u suprotnom su nerezonatne.



Ova pojava je nepoželjna pri pražnjenju kroz gas jer smanjuje koncentraciju elektrona potrebnih za mnoštvenu nanelektrisanja, potrebnih za održavanje prežnjenja.

1.4. Ostali procesi nastajanja nanelektrisanja

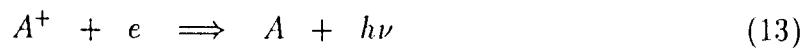
Pri posmatranju pražnjenja kroz gasove moramo uzeti u obzir procese koji se dešavaju na elektrodama. U tim procesima takođe nastaju nanelektrisane čestice.

- Fotoelektronska emisija
- Sekundarna emisija jonima
- Termoelektronska emisija
- Emisija pod dejstvom polja

Mehanizme nastanka nanelektrisanih čestica ovim procesima nećemo ovde razmatrati. Razmatranje gore navedenih procesa prestavlja digresiju u odnosu na cilj izlaganja ovog rada.

1.5. Procesi nestajanja nanelektrisanja

Svi dosada navedeni procesi nastajanja nanelektrisanja u gasu imaju svoje inverzne. Ovi procesi se odvijaju po šemama (2), (5), (6), (7) (8) samo u inverznom smeru. Konačno stanje gasa dobijase uspostavljanjem ravnotože izmedju ovih procesa. Pomenute se samo radijativna i ternerna rekombinacija koje su od većeg značaja za dobijanje plazme u labaratoriskim uslovima.



2. PLAZMA

U kristalnom stanju srednja energija čestice je reda 10^{-2} eV što govori da su položaji čestica u kristalnom stanju potpuno fiksirani i da se njihovo kretanje svodi samo na oscilovanje oko ravnotežnog položaja.

U tečnosti molekuli imaju srednju energiju reda 10^{-1} eV . Molekularne sile su još uvek izražene ali kretanje molekula je ipak neuredjenje posmatrajući kristale. Molekuli se silama organizuju unutar labavo vezanih "grozdova", koji se pri dovodjenju energije raspadaju.

Gas je daleko najneuredjenije stanje. Sile koje se ovde javljaju se ispoljavaju samo u momentima međusobnih sudara. Izmedju ovih sudara imamo slobodno kretanje čestica. Srednja energija čestica je reda 1 eV . Dovodeći energiju takvom gasu dolazimo do srednje energije po čestici od 10 eV . Imamo stanje gasa sa velikom srednjom energijom po čestici i takvo stanje gasa možemo poistovetiti sa novim agregatnim stanjem, plazmom. (gasnom plazmom)

Ovako visoka srednja energija po čestici nam govori da se one veoma brzo, haotično kreću. Njihovi sudarni procesi su intenzivni i rezultuju ionizacionim produktima, pozitivnim jonima i elektronima kao i ekscitovanim atomima i molekulima. Uporedo sa ionizacijom gasa odvija se proces rekombinacije. Izmedju procesa ionizacije i rekombinacije uspostavlja se dinamička ravnoteža. U ravnotežnom stanju u svakoj jedinici zapremine u jedinici vremena broj aktova ionizacije je jednak broju rekombinacionih, tako da se koncentracija ionizovanih atoma ne menja sa vremenom. Prelaz iz stanja gasa u stanje plazme je prelaz izvesnog procenta neutralnih atoma u ionizovano stanje.

Stalna koncentracija ionizovanih čestica u plazmi i postojanje znatnog elektromagnetskog (mikroskopskog) polja čini ga drugačijim od običnog gasa, elektromagnetno polje se veoma brzo enja od tačke do tačke kao i u vremenu. Ovo polje Lorentz-ovom silom deluje na kretanje nanelektrisanih čestica u plazmi. Ovo polje u isto vreme zavisi od položaja i brzina svih nanelektrisanih čestica. Posredstvom elektromagnetskog polja koje potiče od svih čestica plazme zajedno, svaka nanelektrisana čestica interaguje sa ostalima. Predhodno opisana interakcija naziva se kolektivna. Kolektivna interakcija nije specifična samo za gasnu plazmu, ovakva interakcija ispoljava se kod skupa nukleona u jezgru, atoma jedne kristalne rešetke. Ono što je pak karakteristično za gasnu plazmu je to, da je kod nje kolektivna interakcija prouzrokovana Coulomb-ovim silama. Ova interakcija se javlja još i u metalima samo što je fizička situacija komplikovana.

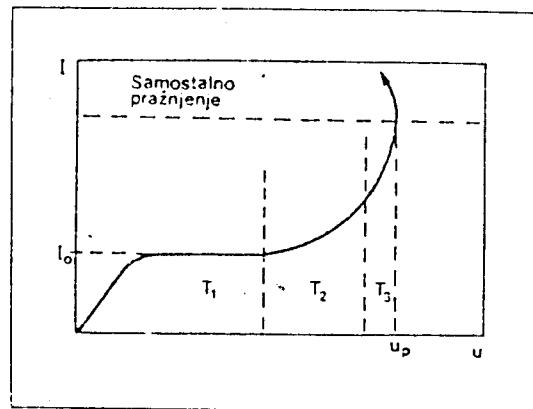
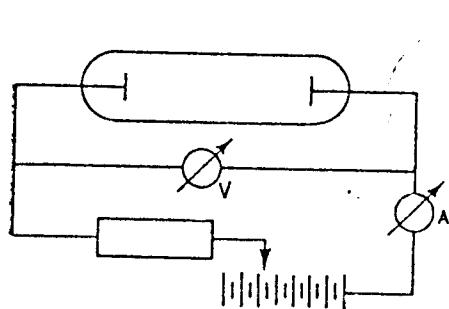
Plazma ja dakle, sistem sastavljen delom od nanelektrisanih, delom neutralnih čestica ali pod uslovom da fizičkim ponašanjem tog sistema dominira kolektivna interakcija uslovljena elektromagnetskim poljem koje potiče od svih prisutnih čestica.

U zemaljskim uslovima plazma predstavlja redku formu postojanja materije (munja, severna svetlost, jonsfera). Nasuprot tome u vasioni je to dominantno stanje materije (90% materije je u stanju plazme).

U labaratoriskim uslovima je praktično neizvodljivo formiranje plazme termalnom ionizacijom. Ionizacija gasa se dobija drugim mehanizmima, (pojedini od njih su nabrojani u predhodnom poglavljju).

3. NESAMOSTALNO PRAŽNJENJE

U staklenoj cevi u kojoj se nalazi gas teči će električna struja između dve elektrode ako između njih postoji razlika potencijala i ako u gasu imamo nanelektrisane čestice. Nanelektrisane čestice u ovoj cevi stvaraju se uticajem spoljnog jonizatora. U takvoj situaciji promenom napona između elektroda može se snimiti zavisnost struje kroz gas od napona na elektrodama.



Slika 6. Šema uređaja za snimanje volt - amperske karakteristike gasnog pražnjenja

Slika 7. Volt - amperska karakteristika nesamostalnog pražnjenja

Na volt - amperskoj karakteristici (karakteristika je snimana na niskim pritiscima) mogu se primetiti tri oblasti. U prvoj oblasti T_1 struja linearno raste sa naponom ali brzo dostiže zasićenje (I_0). To je oblast važenja Ohm - ovog zakona. Pri tako malim naponima samo mali broj jona i elektrona nastalih pod dejstvom jonizatora dospeju do elektroda, dok se ostatak rekombinuje. Porastom napona smanjuje se procenat jona koji se rekombinuju na elektrodama. Na određenom naponu ovaj procenat jednak je nuli. Struja u ovoj prvoj oblasti dostiže zasićenje. Ovo je prva Townsend - ova oblast.

Dalje povećanje napona ne može da izazove porast struje ali nanelektrisanja između dva sudara dobijaju sve veću energiju. Ovo je druga Townsend - ova oblast.

Dalji povećanjem električnog polja ulazimo u treću Townsend - ovu oblast. Pri ovim intenzitetima električnog polja nanelektrisane čestice imaju takvu energiju da počinju neelastični sudari. Broj nanelektrisanih čestica raste preko broja koji je određen spoljnjim ionizatorom. Počinje multiplikacija nanelektrisanja. Jačina struje naglo raste.

3.1. Procesi multiplikacije naelektrisanja

Za kvantitativno karakterisanje multiplikacionih procesa koriste se tri Townsend - ova koeficijenta multiplikacije.

Prvi Townsend - ov koeficijent α - koeficijent definiše se kao broj jonskih parova koje obrazuje jedan elektron prešavši jedinični put u pravcu anode. Realna putanja elektrona je cik - cak linija čija ukupna dužina pri pomeranju elektrona za jedinicu dužine znatno duža. Ovaj koeficijent je karakterističan za dati gas.

$$\alpha = p A e^{-\frac{B}{p}} \quad (15)$$

A - je broj sudara elektrona na jediničnom putu

B - prozvod preseka q_i i potencijala ionizacije

Prvi Townsend - ov koeficijent zavisi od pritiska i intenziteta električnog polja.

Posmatrajmo kretanje nanelektrisanih čestica između elektroda. Ozentišimo x osu od katode ka anodi. Sa $n(x)$ - označimo broj elektrona koji u jedinici vremena prolaze kroz jediničnu površinu, normalnu na x osu, na mestu sa apcisorom x . Na osi sa apcisorom $x + dx$ ovaj broj će se povećati na :

$$dn = \alpha n(x) dx \quad (16)$$

Rešenje ove diferencijalne jednačine je :

$$n(x) = n(0) e^{\alpha x} \quad (17)$$

$n(0)$ - je ukupan broj elektrona koji polaze sa jedinice površine katode. Na jedinicu površine anode stigne

$$n(d) = n(0) e^{\alpha d} \quad (18)$$

elektrona što znači da ovaj proces multiplikacije nanelektrisanja dovodi do formiranja

$$n(0) (e^{\alpha d} - 1) \quad (19)$$

elektron - jonskih parova.

Nastali pozitivni joni kreću se prema katodi ubrzavajući se u polju. U prvobitnoj teoriji Townsend - ovog pražnjenja postojao je koeficijent β ili *drugi Townsend - ov koeficijent*. Ovaj koeficijent je karakterisao broj elektron - jonskih parova koje stvara pozitivan jon na jediničnom putu ka katodi. Eksperimenti su pokazali da je ovaj koeficijenat zanemarljiv. Na putu do katode pozitivni joni trpe uglavnom elastične sudare.

Na kraju svog puta pozitivni joni udaraju u katodu. Tek svaki stoti ili pak hiljaditi jon izbjegla iz katode elektron. Ovaj proces sekundarne emisije elektrona karakterišetreći *Townsend - ov koeficijent* ili γ - koeficijent. Broj pozitivnih jona dat je jed. (19). Broj sekundarnih elektrona emitovanih sa katode usled sekundarne emisije je

$$\gamma n(0)(e^{\alpha d} - 1) \quad (20)$$

Tako da je ukupan broj elektrona emitovanih sa katode u jedinici vremena sa jedinice površine :

$$n_k = \gamma n(0)(e^{\alpha d} - 1) + n_0 \quad (21)$$

n_0 - je broj elektrona emitovanih u jedinici vremena sa jedinice površine usled spoljašnjeg zračenja . Poslednju jednačinu re vsimo po $n(0)$ i unesemo to u jed.(17) , pa dobijamo broj elektrona koji stiž u na anodu kao :

$$n(d) = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (22)$$

Da je pražnjenje pod ovim uslovima nesamostalno vidi se po tome što kada bi $n_0 = 0$ prolaz struje se prekida i imamo da je $n_d = 0$

3.2. Prelaz ka samostalnom pražnjenju

Dok su parametri pražnjenja u jednoj od tri Townsend - ovih oblasti uklanjanje spoljašnjeg jonizatora izazvao bi se prekid toka struje. Povećanjem nasuprot toga napona na elektrodama preko granice treće Townsend - ove oblasti izaziva nagli porast struje. Nagli porast struje prevodi režim rada iz nesamostalno u samostalni tok struje. Kada se to desi, struja nastavlja da teče i posle uklanjanja spoljašnjeg izvora jonizacije. Uslov probija dobijamo iz jed.(22) :

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (23)$$

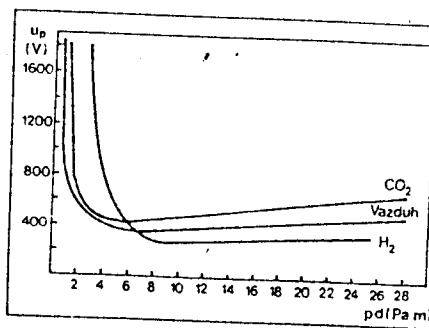
Posmatrajući uslov (23) možemo izvući fizički smisao ovog probaja. Faktor $e^{\alpha d}$ predstavlja jona koje na putu od katode do anode stvor jedan elektron. Taj faktor pomnožen sa γ je broj novih elektrona koje ti joni izbiju sa katode. Taj broj treba da bude jedan , što znači da uslov probaja zahteva da svaki elektron koji podje sa katode u multiplikacionim procesima obezbedi stvaranje novog elektrona na katodi.

Sam prelaz ka samostalnom pražnjenju , probaj, vezan je za određenu vrednost napona.Taj napon nazivamo napon probaja. Napon probaja dat je izrazom :

$$U_p = \frac{B p d}{\ln[\frac{A}{\ln(1 + \frac{1}{\gamma})} pd]} \quad (24)$$

Posmatrajući poslednji izraz nameće se zavisnost napona probaja od proizvoda pd - pritiska i rastojanja između elektroda. Činjenica da napon probaja zavisi od proizvoda

pd predstavlja Pašenov zakon.



Slika 8. Kriva zavisnosti napona probija od proizvoda pd

Na osnovu kriva naslici 8. može se zaključiti da za svaki gas ili smešu gasova, za određen dijametar cevi postoji proizvod pritiska gase u cevi i rastojanja elektroda u cevi za koji je napon probija minimalan. To možemo shvatiti ako uzmemо da je proizvod pd proporcionalan ukupnom broju atoma u gasu izmedju elektroda; tada za mali broj atoma multiplikacija je slaba zbog malog broja sudara koje pretrpi elektron na svom putu ka anodi. U slučaju velikog broja atoma elektron ima na raspolaaganju mali slobodan put između dva sudara na kojima treba da se ubrza što neuspeva i gubi jonizacionu sposobnost. Između ove dve krajnosti postoji jedna optimalna situacija i ona odgovara minimumima na krivama naslici 8. Tada jedan elektron uspeva da u procesima multiplikacije produkuje dovoljno jonskih parova da se još jedan elektron u γ -procesima emituje sa katode.

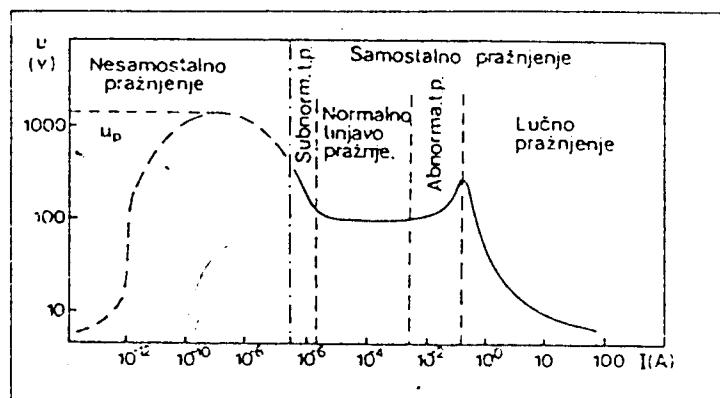
4. SAMOSTALNO PRAŽNjenje

Po postizanju napona probija pražnjenje kroz gas prelazi iz režima nesamostalnog u režim samostalnog pražnjenja. Koja će vrsta pražnjenja da se uspostavi to zavisi od sledećih faktora :

- vrste gase
- pritiska gase
- električnog otpora spoljnog kola
- materijala od koga je elektroda
- rastojanja izmedju elektroda



- dijametra cevi
- temperature gasa



Slika 9. Volt - amperska karakteristika samostalnog pražnjenja

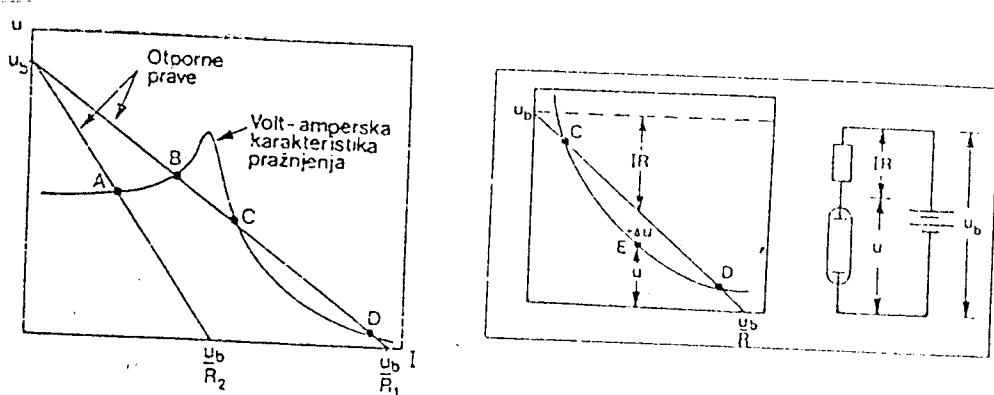
Prelaz iz oblasti nesamostalnog u oblast samostalnog pražnjenja je veoma neodređen. Dešava se u trenutku kada struja dostigne vrednost od $10^{-5} A$. Oblast prelaza odgovara subnormalnom tinjavom pražnjenju. Daljim povećanjem struje prelazi se u oblast tinjavog pražnjenja ($10^{-5} - 10^{-2} A$). Oblast tinjavog pražnjenja se karakteriše konstantnom vrednošću napona izmedju elektroda. Daljim povećanjem struje prelazi se u oblast lučnog pražnjenja. Struje su reda $10^{-1} A$. Vidi se da pri lučnom pražnjenju napon opada sa povećanjem struje.

4.1. Radna tačka samostalnog pražnjenja kroz gas

Radna tačka pražnjenja (vrednost napona i struje) se određuje iz preseka otporne prave sa radnom (pod radnom se podrazumeva volt-amperska karakteristika). Posmatraćemo situaciju za dve vrednosti otpora soljnog kola i konstantan napon izvora U_b .

Za dati napon U_b izvora i veći otpor R_2 , otporna prava će presecati radnu u tački A. Ova tačka odgovara normalnom tinjavom pražnjenju.

U slučaju manjeg spoljašnjeg otpora R_1 otporna prava preseca radnu u tri tačke; B, C, D. Pražnjenje će se stabilisati u tački B ako se do te vrednosti struje došlo postepenim smanjivanjem otpora spoljnog kola.



Slika 10. Određivanje radne tačke pražnjenja

Ako iniciramo pražnjenja dodirivanjem elektroda, pražnjenje će se stabilisati u tački D . Ako se struja smanji do tačke E kada je napon na cevi U i pad napona RI pojavljuje negativna razlika napona i struja se povećava, pražnjenje vratiti u tačku D . U slučaju da se struja poveća pojavljuje negativna razlika napona i struja se smanjuje do vrednosti koja odgovara tački D . Ova tačka je, dakle stabilna. U opštem slučaju važi Kaufmanov uslov stabilnosti :

$$\frac{dU}{dI} < R \quad (25)$$

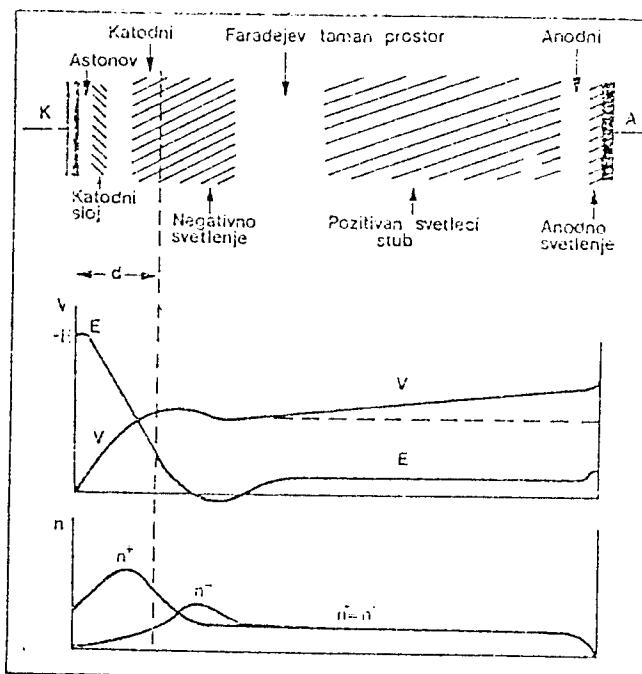
Stabilne su one tačke preseka karakteristike pražnjenja i otporne prave u kojima je nagib karakteristike manji od otporne prave.

5. TINJAVO PRAŽNJENJE

5.1. Uvod

Tinjavim pražnjenjem naziva se pražnjenje u kojem se elektroni emituju iz katode pod dejstvom bombardovanja čestica i svetlosnih kvantata iz gasa. Termalni efekti su odsutni ili bar nisu neophodni za održavanje pražnjenja. Uspostavlja se na nižim pritiscima ($10 - 1000\text{ Pa}$). Otpor spoljašnjeg kola je velik. Ovo pražnjenje karakteriše veliki katodni pad potencijala koji je reda 100 V .

Tinjavo pražnjenje se karakteriše nizom svetlih i tamnih oblasti u blizini katode tako da izgleda kao da katoda tinja. Po tom efektu je ovo pražnjenje dobilo ime. Postoji niz različitih vrsta tinjavog pražnjenja čiji se izgled menja u zavisnosti od prirode gase , pritiska i dimenzije suda kao i dimenzija , vrste i materijala elektroda (neke vrste tinjavog pražnjenja biće pobrojani u daljem tekstu) .



Slika 11. Prostora raspodela svetlih i tamnih zona, električnog polja E , napona V , koncentracije elektrona n^- i pozitivnih jona n^+

Naslici 11. je prikazan raspored svetlih i tamnih zona pri tinjavom pražnjenju. Uz katodu imamo uzak taman prostor , Astonov taman prostor. Do Astonov tamnog prostora ide tanak i relativno svetao sloj katodnog svetla. Po završetku katodnog svetla nastavlja se katodni taman prostor. Kraj ovog sloja predstavlja oštru granicu posle koje počinje sloj negativnog svetla. Kraj ovog sloja koji je neodredjen predstavlja takodjer neodredjen početak Faradejevog tamnog prostora. Idući dalje ka anodi imamo pozitivan stub koji svetli uniformno ili je pak izbraždan svetlim i tamnim prugama koje se zovu strijaci. Na pozitivnom kraju imamo ponekad anodni taman prostor posle koga u pravcu anode sledi anodno svetlo. Uvećini slučajeva od svih pomenuvih slojeva vidljiva su samo tri i to negativno svetlo, Frađejev taman prostor i pozitivan stub.

Aksijalne dužine oblasti koje idu uz katodu zavise od pritiska gase³ . Katodne oblasti ne menjaju svoje aksijalne dužine pri promeni rastojanja imedu elektroda ali to dovodi do kontrakcije dužine pozitivnog stuba. To smanjenje ide dotele da pražnjenja može biti i bez pozitivnog stuba.

Stavimo li ravnu katodu u sferni balon i počnemo je obrnati u odnosu na fiksiranu anodu negativne zone će se obrnati kao da su pričvršćene za nju, dok će pozitivan stub popunjavati preostali deo prostora izmedju Faradejevog tamnog prostora i anode. Iz

³Pre nego što su uvedeni merači vakuma bila je praksa meriti dužine katodnih oblasti i iz njihove kontrakcije ili pak izduženja određivan je potpritisak

ovoga se zaključuje da je kretanje nanelektrisanih čestica u negativnim zonama usmereno u pravcu polja dok je kretanje u pozitivnom stubu haotičnog tipa.

Uticaj prečnika cevi za pražnjenje na katodne oblasti je mali, dok se taj uticaj na pozitivan stub ne može zanemariti.

5.2. Fizičke karakteristike oblasti tinjavog pražnjenja

Astonov taman prostor Prvi taman prostor uz samu katodu, razlog zašto je taman je u tome što elektroni izbijeni nekim od γ procesa iz katode nisu u mogućnosti da dobiju dovoljnu energiju za ekscitaciju na tako kratkom putu. Polje koje vlada uz samu katodu je jako i određeno je prostornim pozitivnim nanelektrisanjem koje se formira u katodnom tamnom prostoru (pogledati prostornu raspodelu pozitivnih jona *naslici 11.*). Na kraju puta u Astonovom tamnom prostoru elektroni imaju energiju reda ($5 - 10 \text{ eV}$). Ovaj sloj je vidljiv u čistim inertnim gasovima kod kojih je ekscitacioni potencijal visok.

Katodni svetleći sloj Elektronu ulazeći u ovu oblast imaju energiju koja je rada maksimuma preseka za eksitaciju. Ta energija nije mnogo veća od ionizacione i zato je ionizacija redka pojava. To govori da u ovoj oblasti nemamo procese multiplikacije nanelektrisanja već samo eksitacije. Pošto različiti nivoi imaju različite energije eksitacije, struktura svetljenja ovog sloja je takva da spektralne linije sa nižim potencijalom svetleće bliže katodi a one sa većim dalje od katode ka kraju ovog sloja.

Katodni taman prostor Elektroni koji ulaze u ovaj sloj ubrzavajući se u električnom polju sada imaju dovoljnu energiju da proces multiplikacije nanelektrisanja započne. To se i dešava, u ovoj oblasti preovladavaju α -procesi. Intenzivni multiplikacioni procesi rezultuju velikom koncentracijom pozitivnih jona koji predstavljaju prostorno nanelektrisanje. Pozitivni joni bivaju privučeni od strane katode gde u γ -procesima izbijaju elektrone iz nje. Ova oblast je važna za tinjavo pražnjenja jer u njoj se ionizacijom stvaraju nanelektrisanja koji su potrebna za održanje pražnjenja. Elektroni ove oblasti bliži anodi postepeno smanjuju svoju energiju zbog ionizacionih procesa na svom putu.

Negativno svetljenje Ovaj sloj počinje na mestu gde ponovo dolazi do eksitacije atoma gasa. Elektrone gasa koji ulaze u ovu oblast možemo podeliti u dve grupe: one koji su proizvedeni na katodi ili blizu nje i imaju veliku brzinu (nisu imali gubitke u sudarima u tamnom prostoru). Druga, veća grupa elektrona koji su izvršili mnogo neelastičnih sudara stvoreni su u tamnom prostoru i zbog toga su spori. Pošto je energija sporih elektrona manja od ionizacionog maksimuma ali je na eksitacionom maksimumu prasek, dešavaju se pomenuti eksitacioni procesi. Po izvršenim eksitacionim procesima energija elektrona postaje toliko mala da je moguća rekombinacija sa pozitivnim jonima. Sa povećanjem rastojanja od granice ove oblasti bliže katodi intenzitet svetlosti opada jer u tom delu ima malo brzih elektrona. Električno polje opada duž ove oblasti da bi sa početkom rasta polja počeo Faradejev taman prostor. Treba još pomenuti prvu grupu elektrona koji ulaze u ovu oblast, njihova energija je dovoljna za ionizaciju i oni obezbeđuju određenu koncentraciju pozitivnih jona koji odlaze na katodu i izbijaju nove elektrone. Ti procesi se po koncentraciji pozitivnih jona nemogu porediti sa procesima u tamnom katodnom prostoru.

Faradejev taman prostor Predstavlja neku vrstu "granice" između oblasti u cevi duž koje se elektroni kreću usmereno (u katodnim oblastima) i haotično (u pozitivnom stubu). Prelaz od negativnog svetla ka Faradejevom tamnom prostoru je postepen i ne može da se napravi oštra granica između ovih oblasti. Faradejev taman prostor je samo relativno taman⁴ jer njega osvetljavaju ostale oblasti. U ovoj prelaznoj oblasti ka pozitivnom stubu nemamo ni ionizacije ni ekscitacije. Do nih dolazi preko radijativne pobude, zračenja koje dolazi iz negativnog svetla. Treba napomenuti i radijaciju metastabilnih atoma u slabim sudarnim procesima. Duž ove oblasti dolazi do ubrzanja elektrona i to ubrzanje je definisao Thomson u referenci koja je napomenuta u fuznoti. Kada elektroni dostignu energiju koja je reda maksimuma ekscitacionog preseka gase u cevi počinje pozitivan stub.

Pozitivan stub Nelektrisane čestice se u ovoj oblasti kreću haotično. U uniformnom pozitivnom stubu aksijalna komponenta električnog polja je konstantna u svakoj tački. Intenzitet električnog polja zbog jednakosti prostorne koncentracije pozitivnih jona i elektrona (slučaj jednostrukе ionizacije) je mali. Električno polje je za nekoliko redova veličine manje nego što je u negativnim oblastima, što i uslovjava haotično kretanje čestica. Pozitivan stub se nalazi u stanju plazme. Elektroni su glavni nosioci električne struje zbog svoje veće pokretljivosti. Elektroni u pozitivnom stubu difunduju ka zidovima cevi. Rezultat nagomilavanja negativnog nanelektrisanja na zidovim cevi je uspostavljanje radijalnog električnog polja. Ionizacija koja postoji u pozitivnom stubu nije rezultat usmerenog kretanja elektrona već haotičnog. Ovo navodi na zaključak da su te brzine velike. U uslovima koji vladaju u pozitivnom stubu brzina haotičnog kretanja je mnogo veća od usmerene brzine.[1]

Plazma pozitivnog stuba je male gustine. Osnovni proces jonizacije gase u pozitivnom stubu je ionizacija sudarom i to sudarom elektrona sa neutralnim atomom. Rekombinacioni proces je radijativni (najveća je verovatnoća za ovaj proces). Ovo zračenje koje je rezultat rekombinacije ima dovoljno energije da izvrši dalju ionizaciju zračenjem ali zbog male gustine plazme koja je reda veličine $(10^{14} - 10^{17}) m^{-3}$ u pozitivnom stubu u vidu rekombinacionog zračenja. Ovaj proces ima uticaja na termodinamičku izotermnost plazme. Plazma nije izotermna, temperature elektrona i pozitivnih jona se razlikuju, delom iz razloga neinverznosti procesa nastajanja i nestajanja nanelektrisanja delom zbog velike razlike u masi izdu elektrona i pozitivnih jona.⁵ Temperatura elektrona je reda $10^4 K$, dok je temperatura jona i neutrala približno jednaka sobnoj.[5]

Anodno svetljenje U blizini anode elektroni bivaju privućeni a joni odbijeni (stvara se negativno prostornoi nanelektrisanje) i to stvara anodni pad potencijala. Elektroni koji izlaze iz pozitivnog stuba bivaju privućeni i ubrzani i posle proleska kroz anodni taman prostor dobijaju dovoljnu energiju da eksituju atome gase u blizini anode stvarajući anodnu svetleću oblast.

Treba naglasiti da je za održavanje tinjavog pražnjenja od najvećeg značaja prostor oko katode. Taj prostor određuje električne karakteristike pražnjenja. U tom delu imamo glavnu produkciju elektrona koji u multiplikacionim procesima stvaraju jone oni

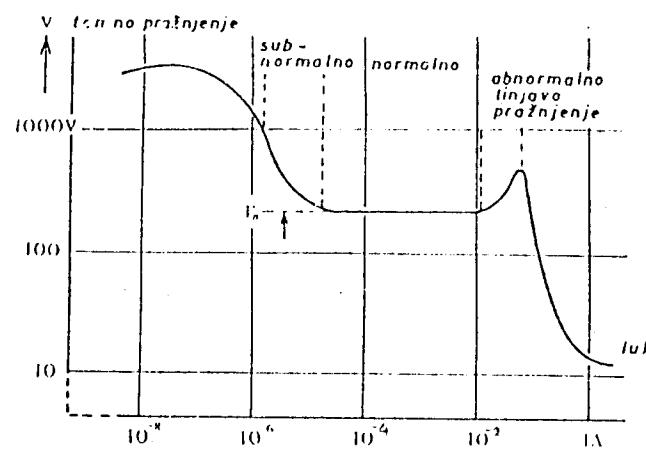
⁴K. G. Emeleus and O. S. Duffendack, *Phys. rev.*, 47, 460, 1935.
J. J. Thomson and G P. Thomson, "Conduction through Gases," Vol 2, pp. 358 - 362

⁵Manja masa elektrona omogućava mu da primi veću energiju od jona u istom električnom polju. Ova razlika u masi sudarne procese elektrona i jona čini neefikasnim u pogledu prenosa energije sa bržih elektrona na jone

u γ -procesima na katodi stvaraju elektrone i krug se zatvara. Pozitivan stub nije bitan za održavanje samog pražnjenja ali je interesantan zbog svojih fizičkih karakteristika. Ovaj rad biće okrenut jednom parametru plazme pozitivnog stuba, temperaturi elektrona.

5.3. Pojedine vrste tinjavog pražnjenja

Subnormalno, normalno i abnormalno tinjavo pražnjenje Posmatra se pražnjenje u gasu pri pritisku 133.3Pa između dve ravne elektrode, pozitivan stub je izostao, katodni pad potencijala u funkciji struje dat je na slici 12.



Slika 12. Potencijali održavanja tri glavne vrste tinjavog pražnjenja. V_n - je katodni pad normalnog tinjavog pražnjenja.

U opsegu struja ($10^{-5} - 10^{-2}\text{A}$) pad napona je stalan. Gustina struje na katodi u tom opsegu ostaje kostantna. To je oblast *normalnog tinjavog pražnjenja*.

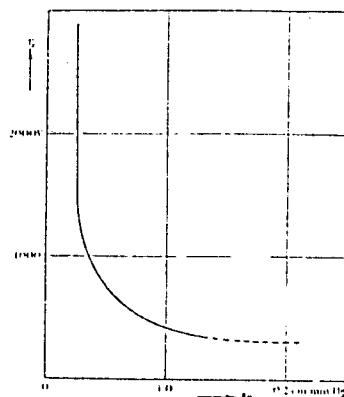
Kada se struja smanji do te mere da prečnik katodne površine pražnjenja postane jednak širini tamnog katodnog prostora, dolazi do povećanja katodnog pada. Površina katode pražnjenja se smanjila zato što više elektrona difunduje radikalno ka zidovima cevi nego što učestvuje u pražnjenju. Gustina struje sa katode se smanjila i da bi se pražnjenje održalo stacionarnim potreban je veliki katodni pad.⁶ Ovo je oblast *subnormalnog pražnjenja*.

Kada celo površina učestvuje u pražnjenju, porast struje može se dobiti jedino po rastom gustine struje. Ovaj problem ponovo rešava povećanje katodnog pada. U ovoj oblasti male promene katodnog pada vezane su za veliku promenu struje. Ovo je oblast *abnormalnog tinjavog pražnjenja*.

Suženo tinjavo pražnjenje Radijus cevi nema skoro uticaja na katodni pad potencijala ukoliko je pritisak gase u cevi visok, odnosno ako je radijus cevi veći od srednje

⁶Sa velikim katodnim padom manji broj elektrona sada ima veću energiju, njihovi multiplikacioni procesi su snažni i svaki elektron stvara toliko ionizacionih produkata elektronai jona da se u γ procesima pojavi još jedan elektron na katodi.

slobodne putanje elektrona.⁷ U slučaju da srednja slobodna putanja elektrona približna radijusu cevi tada katodni potencijal raste.



Slika 13. Katodni pad suženog pražnjenja u funkciji Rp - redukovanih radijusa ($R = 1$)

Takvo pražnjenje u vazduhu nije lako održati ispod Rp manje od $2 \cdot 10^{-2}$, osim pri vrlo visokim naponima. U slučaju visokih napona brzi elektroni izbjegavaju iz katode x -zrake koji zajedno sa brzim pozitivnim ionima izbjegavaju elektrone iz katode i održavaju pražnjenje.

Tinjavо pražnjenje na visokom pritisku Tinjavо pražnjenje se može dobiti na atmosferkom i većem pritisku. Povećanjem pritiska sužavaju se negativne zone tako da je na jednoj atmosferi Faradejev taman prostor jedva vidljiv. Ono što karakteriše ovo pražnjenje je visoka temperatura gasa u oblasti katodnog pada, temperatura je oko $1000C$. Da bi se sprečilo prelaženje tinjavog pražnjenja u lučno neophodno je hladiti katodu.⁸[1]

Difuzno pražnjenje Posmatramo slučaj kada katoda nije prosta površina, već se sastoji od tankog sloja izolatorskog ili poluprovodničkog materijala.⁹ Pražnjenje koje se tada razvija je bez tamnog katodnog prostora postoje samo : negativno svetlo, Faradejev taman prostor i pozitivan stub. Katodni pad pri ovakovom pražnjenju za retke i molekularne gasove je oko deset puta manji nego u slučaju normalnog tinjavog pražnjenja. Reda je oko $40V$ a gustina struje difuznog pražnjenja je oko 1000 puta veća (ovo važi za pritiske reda $10^{-2} - 10^{-1} mmHg$). Katodni pad za katodu $CsO - Cs$ je samo $37V$ u prisustvu gasa neon-a.¹⁰ Odsustvo katodnog pada objašnjava emisijom polja. Pozitivni joni se apsorbuju na površini izolatorskih čestica i polje koje na taj način nastaje u kristalima dovoljno je veliko za izvlačenje elektrona iz katode. Trošenje katode je intenzivno i to sprečava korišenje ove pojave. [1]

⁷Razdaljina koju elektron pređe između dva sudara je srednja slobodna putanja i ona je obrnuto proporcionalna sa pritiskom $\lambda \approx 1/p$ [1]

⁸Tinjavо pražnjenje se može razlikovati od lučnog po tome što je potencijal tinjavog pražnjenja mnogo veći i što u spektru tinjavog pražnjenja imamo linije gase u kom se vrši pražnjenje dok u spektru luka imamo metalne pare katodnog materijala

⁹primer katode od aluminijuma prevučene sa Al_2O_3

¹⁰A. v. Engel and M. Steenbeck, "Elektrische Gasentladungen, ihre Physik u. Technik", vol 2, p. 103.

5.3. Oblast katodnog pada potencijala

Za održanje tinjavog pražnjenja od presudnjog su značaja oblasti u blizini katode. Zato ovoj oblasti treba posvetiti pažnju. U tekstu koji sledi biće analiziran katodni pad potencijala.

Katodni pad normalnog tinjavog pražnjenja zavisi od kombinacije gasa i korišćenog materjala katode. Katodni pad se kreće od vrednosti $64V$ za kalijumske katode u atmosferi argona pa do $640V$ za platinu u ugljen dioksidu. U tabeli 1. sumirane su vrednosti katodnog pada za pojedine kombinacije katodnih materjala i gasova kroz koje se vrši pražnjenje.

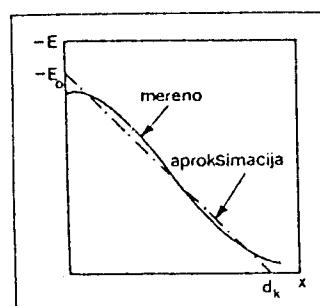
Tabela 1.

Vrednosti katodnog pada za pojedine kombinacije katodnih materjala i gasova u kojima se vrši pražnjenje

katode	vazduh	He	H_2	N_2	CO_2	Ne	Ar
Al	229	140	170	120	180		100
C			240				
Cd	266	167	200	160	213		119
Fe	269	150	250	150	215		165
Mo				115			
Pb	207	177	223	172	210		124
Pt	277	165	276	152	216	475	131
W				125			
K	180	59	94	68	170	460	64

* A. v. Engel and M. Steenbeck, " Elektrische Gasentladungen, ihre Physik u. Technik", vol 2, p. 103. J. J. Thomson and G. P. Thomson, "Conduction of Electricity through Gases," Vol 2, pp. 331-332

Predpostavlja se da u katodnoj oblasti električno polje opada linearno sa apsisom koja je orijentisana od katode ka anodi. Ovu tvrdnju potvrđuju i eksperimenti.



slika 14. Promena električnog polja u blizini katode

Jednačina linearne aproksimacije intenziteta električnog polja u blizini katode je oblika:

$$E(x) = E_0 \left(\frac{x}{d_k} - 1 \right) \quad (26)$$

E_0 - vrednost električnog polja uz samu katodu

d_k - je rastojanje na kome je električno polje jednako nuli.

Prva Maxwell- ova jednačina glasi

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \quad (27)$$

posmatramo jednodimenzionalni slučaj

$$\rho = \epsilon_0 \frac{dE}{dx} = \epsilon_0 \frac{E_0}{d_k} \quad (28)$$

Gustina struje jona koji padaju na katodu je

$$(j_i)_k = n_i e \bar{u}_i = \rho b_i E_0 \quad (29)$$

b_i - je koeficijent jonske pokretljivosti

\bar{u}_i - je srednja brzina jona

Gustina struje elektrona sa katode je tada :

$$(j_e)_k = \gamma (j_i)_k = \gamma \rho b_i E_0 \quad (30)$$

Pošto svaki jon izbije γ - elektrona vrednost ukupne gustine struje je

$$j = (j_i)_k + (j_e)_k = (1 + \gamma) \rho b_i E_0 \quad (31)$$

Uposlednju jednačinu zamenimo jed. (28)

$$j = (1 + \gamma) \frac{\epsilon_0 E_0^2 b_i}{d_k} \quad (32)$$

Zahvaljujući linearnoj aproksimaciji katodnog pada potencijala vrednost električnog polja E_0 možemo izraziti preko katodnog pada potencijala.

Prepostavljamo da je

$$\begin{aligned} x &= d_k & U &= U_k \\ U_k &= \int_0^{d_k} -E dx = E_0 \int_0^{d_k} \left(1 - \frac{x}{d_k}\right) dx \end{aligned} \quad (33)$$

Rezultat integraljenja daje

$$U_k = \frac{E_0 d_k}{2} \quad (34)$$

Transformacijom poslednjeg izraza , izraz za E_0 zamenujemo u jed. (31)

$$j = (1 + \gamma) \frac{4 \epsilon_0 U_k^2 b_i}{d_k^3} \quad (35)$$

Iz poslednje jednačine potrebno je eliminisati d_k . Polazimo od uslova probaja koji je transformisan

$$\ln(1 + \frac{1}{\gamma}) = \int_0^{d_k} \alpha dx \quad (36)$$

Zamenom jednačina (15), (26) u poslednju

$$\ln(1 + \frac{1}{\gamma}) = A p \int_0^{d_k} \exp - [\frac{B p}{E_0(1 - \frac{x}{d_k})}] \quad (37)$$

Da bi pojednostavili poslednji integral uvodimo smenu :

$$\frac{B p}{E_0(1 - \frac{x}{d_k})} = \frac{1}{y}$$

$$dx = - \frac{B p d_k}{E_0} dy$$

Uvrstimo supstituciju :

$$\ln(1 + \frac{1}{\gamma}) = \frac{A B p^2 d_k}{E_0} \int_0^{\frac{E_0}{B p}} \exp - \frac{1}{y} dy \quad (38)$$

Vrednosti integrala u izrazu (37) su tablične [2] i zavise od granica integrala

$$\int_0^z \exp - \frac{1}{y} dy = S(z) \quad (39)$$

Može se napisati

$$\ln(1 + \frac{1}{\gamma}) = \frac{A B p^2 d_k^2}{2 U_k} S(\frac{2 U_k}{b p d_k}) \quad (40)$$

Vrednost aksijalnog rastojanja na kome je polje jednak nuli može se izraziti iz jed. (35)

$$d_k = \frac{4 \epsilon_0 U_k^2 b_i}{j} (1 + \frac{1}{\gamma})^{\frac{1}{3}} \quad (41)$$

Zamenom u jed. (41) u (40)

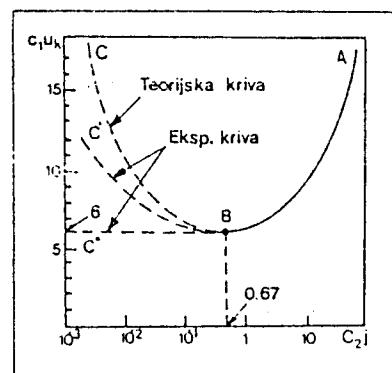
$$\frac{(C_1 U_k)^{\frac{1}{3}}}{(C_2 j)^{\frac{2}{3}}} S[\ [(C_1 U_k)(C_2 j)]^{\frac{1}{3}}] = 1 \quad (42)$$

vrednosti C_1 i C_2 su date kao

$$C_1 = \frac{2 A}{B \ln(1 + \frac{1}{\gamma})}$$

$$C_2 = \frac{1 + \frac{1}{\gamma}}{\epsilon_0 A B^2 p^2 (b_i p)(1 + \gamma)} \quad (43)$$

Zavisnost $C_1 U_k$ od $C_2 j$ prikazana je na *slici 15.*



Slika 15. Zavisnost $C_1 U_k$ od $C_2 j$

Kriva na *slici 15.* je univerzalna i može se primeniti na sve slučajeve. Deo krive AB odgovara uslovima abnormalnog tinjavog pražnjenja, pri povećanju gustine struje poveća se i katodni pad naponu. Tačka B odgovara normalnom tinjavom pražnjenju, pri kome je katodni pad napona kostantan i kod koga se pri promeni jačine struje nemenja gustina struje. Poslednji efekat o kostantnosti gustine struje bez obzira na jačinu struje nije još objašnjen jedino se zna da se sa povećanjem gustine povećava povešina pražnjenja katode. Deo krive BC' odgovara slučaju subnormalnog zračenja, kada je anoda udaljena i postoji pozitivan stub. Dok kriva BC'' odgovara slučaju kada je anoda blizu i napon na cevi je jednak katodnom padu potencijala.

Normalno katodno pražnjenje je okarakterisano minimumom ove krive. (*slika 15.*)

$$C_1 U_k = 6$$

$$C_2 j = 0.67$$

Koristeći ove vrednosti mogu se dobiti vrednosti katodnog pada potencijala, dužine katodnog pada i gustine struje u ovoj oblasti.

Katodni pad potencijala normalnog pražnjenja je

$$(U_k)_n = \frac{3 B \ln(1 + \frac{1}{\gamma})}{A} \quad (44)$$

Gustina struje

$$j_n = \frac{0.67 \epsilon_0 A B^2 p^2 (b_1 p)(1 + \gamma)}{\ln(1 + \frac{1}{\gamma})} \quad (45)$$

Pošto je pokretljivost jona obrnuto proporcionalna pritisku iz poslednjeg izraza sledi da je

$$\left(\frac{j}{p^2}\right)_n = \text{const.} \quad (46)$$

Vrednosti struje katodnog pada date su u *tabeli 2.*

Tabela 2.

j/p^2 struja katodnog pada [$\mu A/cm^2 mm^2 Hg$] na sobnoj temperaturi

katoda	vazduh	Ar	He	N_2	H_2
Al	330				90
Fe		160	2.2	400	72
Pt		150	5	380	90
Au	240				64

* A. v. Engel and M. Steenbeck, "Elektrische Gasentladungen, ihre Physik u. Technik", Vol 2, p. 104.

Koristeći jednačine (34), (42), (43) dobija se izraz za dužinu katodnog pada potencijala

$$(d_k)_n = \left(\frac{36}{0.67} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{\ln(1 + \frac{1}{\gamma})}{A p} \quad (47)$$

Odavde sledi da je

$$(d_k p)^n = const \quad (48)$$

Sa povećanjem pritiska oblast katodnog pada se sužava.

Tabela 3.

Dužina katodnog pada normalnog tinjavog pražnjenja $d_n p = C [cm \ mmHg]$

katoda	vazduh	Ar	H_2	He	N_2
Al	0.25	0.29	0.72	1.32	0.31
Fe	0.52	0.33	0.9	1.3	0.42
Mg			0.61	1.45	0.35
Pt			1.0		

* A. v. Engel and M. Steenbeck, " Elektrische Gasentladungen, ihre Physik u. Technik," Vol.2, p. 104.

Slaganje rezultata teorije sa eksperimentalnim je prihvatljivo [5]

6. POZITIVAN STUB

Osnovne uvodne informacije o pozitivnom stubu date su u poglavlju 5.2. Treba ponoviti da pozitivan stub nije neophodan za održavanje pražnjenja ali je on fizički interesantan kao labaratorijski izvor plazme niske koncentracije i temperature reda $10^4 K$.

Stub je obično uniforman, što se vidi iz kostantnosti aksijalnog gradijenta potencijala ili kostantne srednje energije elektrona u bilo kojoj tački stuba^[1]. Zračenje koje je emitovano iz pozitivnog stuba je istog intenziteta ili je u posebnim uslovima pozitivan stub podeljen na svetlige i tamnije oblasti koje se nadovezuju, gde se svetlige oblasti nazivaju strijelice.

U razmatranju procesa koji se dešavaju u pozitivnom stubu ograničićemo se na :

- retke i molekularne gasove, izuzev elektronegativnih
- pritiske $(10 - 1000) Pa$
- radijus cevi $(1 - 10) cm$
- jačine struja u opsegu $(10^{-4} - 1) A^{11}$

Posmatrajući pozitivan stub ograničavamo se na sledeću situaciju u cevi za pražnjenje :

- srdnji slobodan put elektrona je manji od radijusa cevi $\lambda_e << R$
- električno polje ima takvu vrednost da broj stvorenih elektrona i jona u sekundi pokriva njihov gubitak
- ionizacija se vrši samo u sudarima brzih elektrona i molekula gasa
- gubitak a je uzrokovani ambipolarnom difuzijom, oticanjem elektrona ka anodi i kretanjem pozitivnih jona ka katodi
- elektroni i joni kreću se istom brzinom radijalno prema zidovima
- koncentracije nanelektrisanja je na osi cevi velika dok je na zidovima cevi nula (rekombinacija se vrši na zidovima cevi)
- Koncentracija pozitivnih jona i elektrona je ista
- Struju u pozitivnom stubu nose elektroni
- iz Faradejevog stuba imamo priliv elektrona
- iz anodne oblasti imamo priliv pozitivnih jona

¹¹Misli se na jačine struja u kolu za održavanje pražnjenja u cevi

Pri analiziranju pozitivnog stuba prvo će biti izvedena radijalna raspodela koncentracije nanelektrisanja izjednačavanjem brzine ionizacije i gubitak koncentracije nanelektrisanja putem ambipolarne difuzije. Potom će biti izračunata temperatura elektrona potrebna za održavanje brzine ionizacije. Na kraju aksijalna jačina polja koja je nužna da bi se postigla ova temperatuta elektrona i nadoknadili energetski gubici.

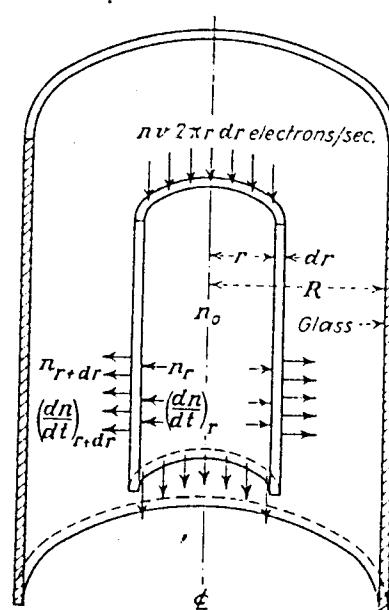
6.1. Radijalna raspodela nanelektrisanja

Radijalnu raspodelu nanelektrisanja dobićemo izjednačavanjem brzine ionizacije i gubitka nanelektrisanja putem ambipolarne difuzije. Polazimo od uslova koji vladaju u gasu

$$\lambda_e \ll R \quad (49)$$

$$n^+ \approx n^- = n \quad (50)$$

$$\frac{dn^+}{dt} \approx \frac{dn^-}{dt} = \frac{dn}{dt} \quad (51)$$



slika 16. Presek pozitivnog stuba tinjavog prežnjenja

Sa slike 16. vidi se da broj jonskih parova koji ulaze radijalno u element zapremine dr nije jednak broju jonskih parova koji izlaze iz elementa zapremine dr . Broj jonskih parova koji ulaze u element zapremine dr radijelno po jedinici dužine cilindra je :

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -2\pi r D_a \left(\frac{dn}{dr}\right)_r \quad (52)$$

Broj koji napušta element zapremine

$$(\frac{dn}{dt})_{r+dr} = -2\pi(r + dr) D_a (\frac{dn}{dr})_{r+dr} \quad (53)$$

D_a - je koeficijenat ambipolarne difuzije¹² i dat je u zavisnosti pokretljivosti jona i elektrona (b_i, b_e) i koeficijenata difuzije elektrona i jona (D_e, D_i) kao :

$$D_a = \frac{b_i D_e + b_e D_i}{b_i + b_e} \quad (54)$$

Na samoj osi cevi imamo odsustvo rekombinacije

$$(\frac{dn}{dt})_{r=0} = 0 \quad (55)$$

rekombinaciju se dešava samo na zidovima cevi. Promena koncentracije sa vremenom treba da raste sa pomeranjem od ose cevi gde je nula (uslovno) ka zidovima cevi. Broj jonskih parova koji izlaze iz jediničnog cilindra je veći od broja koji u njega ulaze. Razlika između ovih koncentracija je :

$$d\nu = -2\pi D_a (\frac{dn}{dr})_r - 2\pi(r + dr) D_a (\frac{dn}{dr})_{r+dr} \quad (56)$$

Može se pisati:

$$d\nu = 2\pi r D_a [\frac{1}{r} \frac{dn}{dr} - \frac{dn^2}{dr^2}] dr \quad (57)$$

Gubitak treba da se nadoknadi ionizacijom u sloju dr . Neka svaki elektron izvrši z ionizacionih sudara :

$$d\nu = 2\pi r z n dr \quad (58)$$

Izjednačavanjem poslednja dva izraza dobija se :

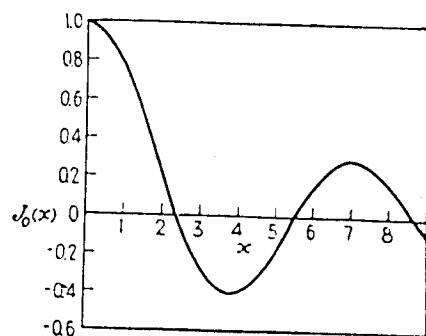
$$\frac{dn^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{z}{D_a} n = 0 \quad (59)$$

Rešenje ove diferencijalne jednačine je Beselova funkcija nultog reda. Njen realni argument je :

$$\frac{n_r}{n_0} = I_0 [r \sqrt{\frac{z}{D_a}}] = I_0 (x) \quad (60)$$

¹²U realnom gasu postoje dve vrste nanelektrisanih čestica elektroni i pozitivni joni. Elektroni su znatno manje mase. Ako je ionizovan gas stvoren električnim pražnjenjem kroz gas u staklenoj cevi, zbog mnogo brže difuzije elektrona zidovi cevi se brzo nanelektrišu negativno, zbog čega se javlja radijalno električno polje. Ovo polje ubrzava jone u radijalnom pravcu. Brzina transporta jona i elektrona je ista. Koeficijenat ambipolarne difuzije karakteriše kretanje nanelektrisanih čestica u takvoj situaciji.

Beselova funkcija je oscilujuća funkcija sa promenljivom periodom oscilovanja.



Slika 17. Beselova funkcija prve vrste nultog reda¹³

n_0 - je koncentracija jona na osi cevi

n_r - radijalna koncentracija

Posmatrajući sliku 17. vidi se da je za $r = 0$ vrednost Beselove funkcije

$$J_0(x = 0) = 1$$

Vidi se da je

$$J_0(x = 2.405) = 0$$

Poslednja vrednost vezuje se za uslove na zidu cevi gde imamo rekombinaciju. Odavde zaključujemo da važi :

$$R \sqrt{\frac{\nu_i}{D_a}} = 2.405 \quad (61)$$

R - je poluprečnik cevi

Jednačina predstavlja uslov ravnoteže plazme pozitivnog stuba za slučaj difuznog režima (pritisci u intervalu $(10 - 1000) Pa$). Iz poslednjih izraza za $r = R$ zaključuje se da je koncentracija elektrona na zidovima nulta. Koncentracija nanelektrisanja u pozitivnom stubu menja se sa rastojanjem od ose cevi radijalno ka zidovima po približno paraboličnom zakonu. Vrednosti Beselove funkcije $x > 2.405$ nemaju fizičkog smisla.

6.2. Temperatura elektrona

U cilju nalaženja izraza za temperaturu elektrona polazi se od izraza za ravnotežu plazme pozitivnog stuba, jed.(61). Vrednost temperature figuriše u izrazu za frekvenciju ionizacije i koeficijentu ambipolarne difuzije.

Iz praktičnih razlika temperaturu elektrona je potrebno izraziti kao funkciju :

- potencijala ionizacije

¹³Kriva preuzeta iz W. E. Byerly, "Fourier Series and Spherical Harmonics", Ginn and Company, Boston, 1893.

- pritiska gasa
- poluprečnika cevi za pražnjenje

Radi ostvarenja predhodno postavljenog cilja uvode se izvesne aproksimacije:[5]

- Temperatura elektrona je mnogo veća od temperature jona. Koefficijent ambipolarne difuzije transformacijom jed(54):

$$D_a = D_i + \frac{b_i}{b_e} D_e = b_i \left(\frac{D_i}{b_i} + \frac{D_e}{b_e} \right) \quad (62)$$

U poslednji izraz uvrstimo Einstein -ov izraz koji povezuje koefficijente difuzije i koefficijente pokretljivosti jona :

$$\frac{D_{e,i}}{b_{e,i}} = \frac{k T_{e,i}}{e} \quad (63)$$

Na kraju izraz za koefficijent ambipolatne difuzije glasi :

$$D_a = b_i \frac{k}{e} T_e \quad (64)$$

- frekvencija ionizacije je

$$\nu_i = n_a \bar{v}_e \bar{\sigma}_i \quad (65)$$

$\bar{\sigma}_i$ - je linearna aproksimacija preseka za ionizaciju data je izrazom

$$\bar{\sigma}_i = K [U_i + \frac{2 k T_e}{e}] \exp[-\frac{e U_i}{k T_e}] \quad (66)$$

K - je koefficijent nagiba prave krive preseka u blizini granice ionizacije $E \geq E_i$ slika 4.

U_i - je potencijal ionizacije osnovnog stanja

Linerano usrednjena brzina elektrona Maxwell - ove raspodele je

$$\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8 k T_e}{\pi m_e}} \quad (67)$$

- Ako pokretljivost jona izrazimo kao pokretljivost na jediničnom pritisku i pritiska gase

$$b_i = \frac{b_{i0}}{p} \quad (68)$$

- Koncentraciju elektrona u osnovnom stanju izražavamo pomoću koncentracije na jediničnom pritisku

$$n_a = n_{a0} p \quad (69)$$

Uvrste se sve navedene aproksimacije u jednačinu ravnoteže plazme pozitivnog stuba i dobija se

$$R^2 \frac{n_{a0} p \sqrt{\frac{8 k T_e}{\pi m_e}} K [U_i + \frac{2 k T_e}{e}] \exp[-\frac{e U_i}{k T_e}]}{b_{i0} \frac{k T_e}{p_e}} = 2.405^2 \quad (70)$$

Uvede se smena

$$\frac{e U_i}{k T_e} = X$$

Zamenom u jed.(70)

$$R^2 p^2 \left[\frac{n_{a0} \sqrt{\frac{8 e U_i}{\pi m_e}} K}{b_{i0} (2.405)^2} \right] = \frac{\exp(X)}{\sqrt{X} (1 + \frac{2}{X})} \quad (71)$$

odnosno

$$R^2 p^2 C^2 = \frac{\exp(X)}{\sqrt{X} (1 + \frac{2}{X})} \quad (72)$$

gde je

$$C^2 = \left[\frac{n_{a0} \sqrt{\frac{8 e U_i}{\pi m_e}} K}{b_{i0} (2.405)^2} \right] \left[\frac{A V s^2 Pa}{kg m^{-3}} \right]$$

Vrednosti kostante C za pojedine gasove date su u tabeli 4.

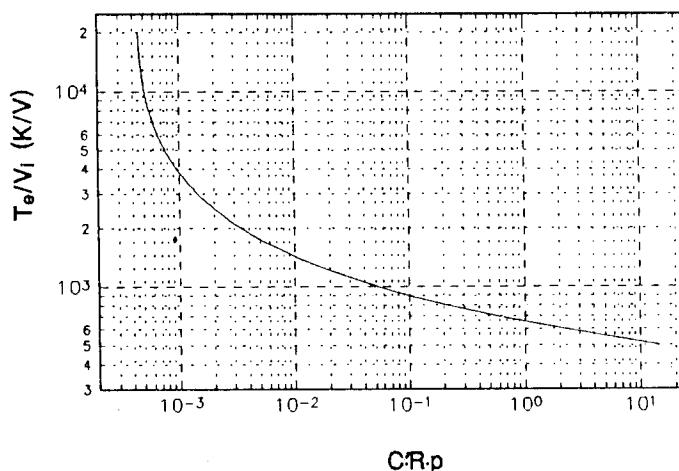
Tabela 4.

Vrednosti kostante C za određene gasove

Gas	He	Ne	A	Hg	N_2	H_2
$C \left[\frac{AV s^2 Pa}{kg m^{-3}} \right]$	3.910^{-3}	5.910^{-3}	5.310^{-2}	1.110^{-1}	3.510^{-2}	1.3510^{-2}

* A. v. Engel and M. Steenbeck, "Elektrische Gasentladungen, ihre Physik u. Technik," vol. 2, p. 86.

Jednačina(72) je transcedentna. Temperatura elektrona se ne može eksplisitno izraziti kao funkcija drugih veličina. Za različite vrednosti X - sa nalaze se vrednosti proizvoda $R^2 C^2 p^2$ i crta se univerzalna zavisnost T_e/U_i od $R^2 C^2 p^2$. Ova zavisnost je data na slici18.



Slika 18. Teoretska zavisnost T_e / U_i od vrednosti $C R p$

Rezultati koje daje ova teorija za merene vrednosti pritiska i poluprečnika cevi uz poznavanje potencijala ionizacije za posmatrani gas su relativno dobri i slažu se sa eksperimentalnim i pored uvedenih aproksimacija. Tu pre svega treba navesti aproksimaciju da se ionizacija elektronskim sudarima dešava sa atomima koji su osnovnom stanju što je veoma gruba aproksimacija.

Teorija predhodno izneta nevaži ni za niske ni za visoke pritiske. U slučaju niskih pritisaka oseća se uticaj sloja prostornog nanelektrisanja sa zidova cevi. Pri visokim pritiscima pozitivan stub se sužava i ne popunjava cev.

Pri visokim temperaturama merenje je otežano zbog pojave efekta elektronegativnosti. Na visokim temperaturama procenat elektronegativnih molekula je neemože se zanemariti. U tim nepoželjnim procesima u kojima se gube elektroni, oni se vezuju za nečistoće kojih ima u cevi, kiseonik iz preostalog vazduha.

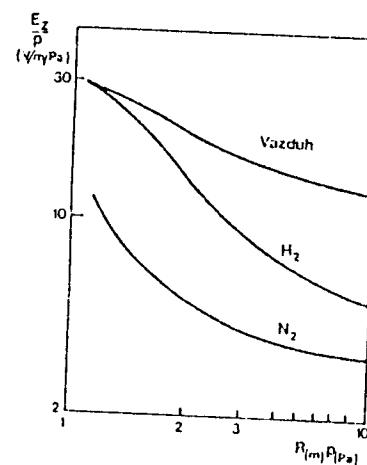
6.3. Aksijalna komponenta električnog polja

Aksijalna komponenta električnog polja dobija se iz prepostavke da se snaga oslobođena tokom struje kroz gas gubi na ionizaciju. Ovo je samo delimično tačno zato što se jedan deo snage gubi u vidu rezonatnog zračenja koje zbog male koncentracije plazme napušta pozitivan stub kao i na druge procese. Ravnoteža oslobođene i utrošene energije se može izraziti kao :

$$j E_z = \nu_i n_e e U_i \quad (73)$$

Pošto je gustina struje

$$j = e n_e (b_e + b_j) E_z \quad (74)$$



Slika 19. Zavisnost E_z/p od R_p za različite gasove

Koristeći uslov (61), uslov stabilnosti pozitivnog stuba dobija se za aksijalno polje

$$E_z = \frac{2.405}{R} \sqrt{\frac{D_a \nu_i}{b_e + b_i}} \quad (75)$$

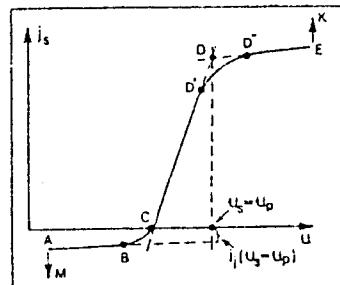
Eksperimentalno dobijene vrednosti E_z/p od R_p za difuzni režim date su na slici 19.

7. ODREDIVANJE TEMPERATURE ELEKTRONA PLAZME POZITIVNOG STUBA

Temperatura elektrona plazme pozitivnog stuba tinjavog pražnjenja u ovom radu određivaće se pomoću elektrostatickih sonda. Biće korišćena metoda dvostrukе sonde. U tekstu koji sledi biće pomenuta metoda jednostrukе sonde koja u mnogome objašnjava metodu dvostrukе sonde.

7.1. Elektrostatičke sonde

Elektrostatička sonda je elektroda malih dimenzija koja se direktno unosi u plazmu pozitivnog stuba, dovodi na određeni potencijal U_p u odnosu na jednu od elektroda između kojih je ostvareno pražnjenje. Uzavisnosti od od sondnog potencijala U_p kroz električno kolo teče određena struja I_p ¹⁴. Menjanjem U_p može se snimiti zavisnost $I_p(U_p)$ - volt - amperska karakteristika. Ovako dobijena volt - amperska karakteristika koristi se u dijagnostici plazme.



Slika 20. Karakteristična volt - amperska kriva merenja jednostrukom sondom

7.2. Sondni materjali

Materijal od koga je napravljena sonda mora biti otporan na visoku temperaturu, hemijske reakcije koje će se u toku rada desiti na njenoj površini, kao i efekat spaterovanja¹⁵. Materijal sonde mora biti takve prirode da efekat sekundarne emisije pod uticajem elektrona, fotona i brzih metastabilnih atoma bude minimalan. U slučaju "toplih" i gustih plazmi koriste se materijali kao što su molibden, volfram i tantal. U slučaju plazmi niže koncentracije i temperature koriste se nikal, platina. U donjoj tabeli date su neke karakteristike materijala koje se koriste.

¹⁴p - "probe" engl.

¹⁵Dislokacija površinskih atoma bombardovanjem sonde visoko energetskim česticama

Tabela 5.

Pojedine karakteristike važnih sondnih materjala

atom	atom. težina	gustina [g/cm^3]	tačka toplj. C°	intenz. sputerov. [g/cm^3h]
Al	27	2.699	660.1	1.07
Fe	55.9	7.87	1535	2.31
Ni	58.7	8.9	1453	2.4
Mo	96.0	10.21	2610	3.9
Ta	181.0	16.6	2996	7.4
W	183.9	19.4	3395	7.7
Pt	195.2	21.45	1769	15.8

* M. v. Ardenne, Tabellen zur angewandten Physik, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1962, p. 689

Treba naglasiti da veličina spaterovanja data u prethodnoj tabeli može biti korišenja samo za grubu procenu uticaja tog efekta na rad sonde.

7.3. Teorija jednostrukog elektrostatičkog sonde

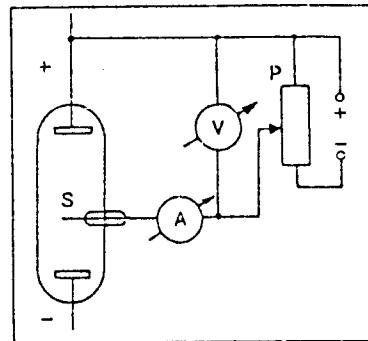
Pri analizi procesa koji se dešavaju u blizini sonde koja je zamočena u plazmi pozitivnog stuba potrebno je uvesti niz aproksimacija na kojima se bazira teorija. Mnoge aproksimacije su iste kao postavljene pri analiziranju pozitivnog stuba. One će biti ponovljene zbog celine analize;

- plazma je bekonačna¹⁶, homogena i kvazineutralna u odsustvu sonde
- elektroni i joni imaju Maxwell - ovu raspodelu brzina
- temperatura elektrona $T_e \gg T_i$ od temperature jona
- srednji slobodni put elektrona i jona je veći od dimenzija sonde zamočene u plazmu
- koncentracija neutralnih čestica je velika u poređenju sa koncentracijom nanelektrisanih čestica
- u sudarnim procesima elektroni ionizuju atome samo iz osnovnog stanja
- elektronegativnost minimalna

¹⁶U odnosu na dimenzije sonde plazma je beskonačna

- udari nanelektrisanih čestica po površini sonde rezultuju absorcijom nanelektrisanja a ne reakcijom čestice koja udara sa materjalom sonde[2]
- između prostora u plazmi u kojoj se oseća uticaj potencijala sonde i prostora ukome sa taj uticaj neoseća postoji oštra granica

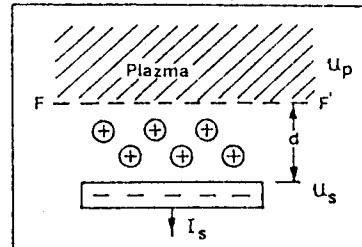
Snimanje volt - amperske karakteristike vrši se električnim kolom na *slici21*



Slika 21. Električno kolo za snimanje volt - amperske karakteristike metodom jednostrukog sonde

Potencijal sonde u odnosu na anodu menja se potenciometrom P i ampermeterom se mjeri jačina struje koja teče kroz kolo.

Pretpostavimo da je sonda umočena u plazmu na mestu gde je potencijal plazme U_p



Slika 22. Sloj pozitivnog prostornog nanelektrisanja u blizini sonde

Elektroni plazme kao pokretljiviji vrlo brzo sondu nanelektrišu negativno. Negativno nanelektrisanje odbija elektrone i stvara pozitivno prostorno nanelektrisanje debljine d , odnosno pad potencijala koji opada sa rastojanjem od sonde da bi na granici sa plazmom polje bilo jednako nuli. Ka sondi teče jonska struja. Joni koji dospeju do sonde uspevaju to samo zbog svojih termalnih brzina. Struja jona koja pada na jedinicu površine FF' , *slika22*. u jedinici vremena je

$$j^+ = \frac{1}{4} n^+ v^+ \quad (76)$$

Gustini ove jonske struje odgovara AB deo krive *slica20*.

Nadjeno je da je poslednji izraz približno tačan u slučajevima kada je $d \ll \lambda_{e,i}$ i kada je sonda dovoljno negativno nanelektrisana. [1]

Povećanjem napona sonde, tako da sonda postane pozitivna u odnosu na jednu od elektroda cevi za pražnjenje, na nju počinju pristizati elektroni. Elektroni koji se kreću ka sondi imaju energiju

$$\frac{m_e v^2}{2} \geq e (U_p - U_s) \quad (77)$$

Iz Maxwell - ove raspodele broj elektrona sa brzinama u intervalu $[v, v + dv]$ je

$$dn_v = \frac{n_e v}{\sqrt{\pi} v_v} e^{-v^2/v_v^2} dv \quad (78)$$

Ukupan broj elektrona koji padaju na površinu FF'

$$N_e = \int_{2eU/m}^{\infty} \frac{n_e v}{\sqrt{\pi} v_v} e^{-v^2/v_v^2} dv = \frac{1}{4} n_e \bar{v} e^{-e U/k T_e} \quad (79)$$

Gde je $U = U_p - U_s$.

Gustina struje elektrona na sondu je tada

$$j_e = N_e e = \frac{1}{4} n_e e \bar{v} e^{-e U/k T_e} = j_h e^{e U/k T_e} \quad (80)$$

j_h - je struja prouzrokovana haotičnim, termalnim kretanjem elektrona plazme. Logaritmovanjem izraza

$$\ln j_e = \ln j_h - \frac{e U}{k T_e} \quad (81)$$

Odavde sledi

$$\frac{\ln j_s}{dU_s} = \frac{e}{k T_e} \quad (82)$$

Pošto je potencijal plazme na mestu gde se nalazi sonda kostantan tada je $dU = -dU_s$. Poslednji izraz omogućava izračunavanje temperature elektrona. Tekst koji predhodi teoretski postavlja metodu indirektnog izračunavanja temperature elektrona *metodom jednostrukih sonde*. Deo karakteristike $C D'$ slike 20. koristi se za ovu dijagnostiku.

Nastavimo li da pratimo karakteristiku sa slike 20., dalje od tačke D' u smeru pozitivnog napona dolazi se do tačke D . Ta tačka odgovara jednakosti potencijala sonde i potencijala plazme.

$$(U_s)_d = U_p \quad (83)$$

Na tom potencijalu nema prostornog nanelektrisanja oko sonde i na sondu pada haotična struja elektrona.

$$(j_s)_d = j_h = e n_e \sqrt{\frac{4 k T_e}{\pi m_e}} \quad (84)$$

Merenjem ove struje daje mogućnost određivanja koncentracije elektrona u plazmi.

Sonda ne daje dobre rezultate za temperaturu jona. Posle primene iste metode izračunavanja na donji deo karakteristike (slika 20.) dobijaju se vrednosti koje su više nego što je stvarna temperatura jona.

$$j_j = \frac{1}{4} e n_j \sqrt{\frac{8 k I_e}{\pi m_j}} \quad (85)$$

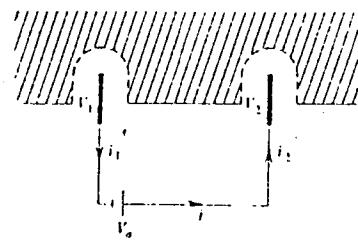
Kada se poveća negativna vrednost potencijala dalje od tačke A struja sonde naglo poraste. Razlog tome je činjenica da se tada sonda ponaša kao katoda pražnjenja. Kroz nju počne da teče celokupna struja pražnjenja. Usled bombardovanja ionima temperatura sonde poraste naglo da dolazi do razaranja sonde. Za potencijal koji je viši od tačke E sonda preuzima ulogu anode i struja naglo poraste. Dovoljno je da U_s bude veći od U_p za svega nekoliko volti pa da sonda pređe u režim anode. [5]

U cilju odvajanja električnog kola sonde od kola za pražnjenje koristi se metoda *dvostrukе sonde*.

7.4. Dvostrukе sonde

Pojava da sonda za određene vrednosti napona postaje anoda ili katoda pražnjenja, kada velika struja usmerena na sondu može da je razori iznudilo je potrebu za odvajanjem strujnog kola sonde od kola za pražnjene. Došlo se do dvostrukе sonde.

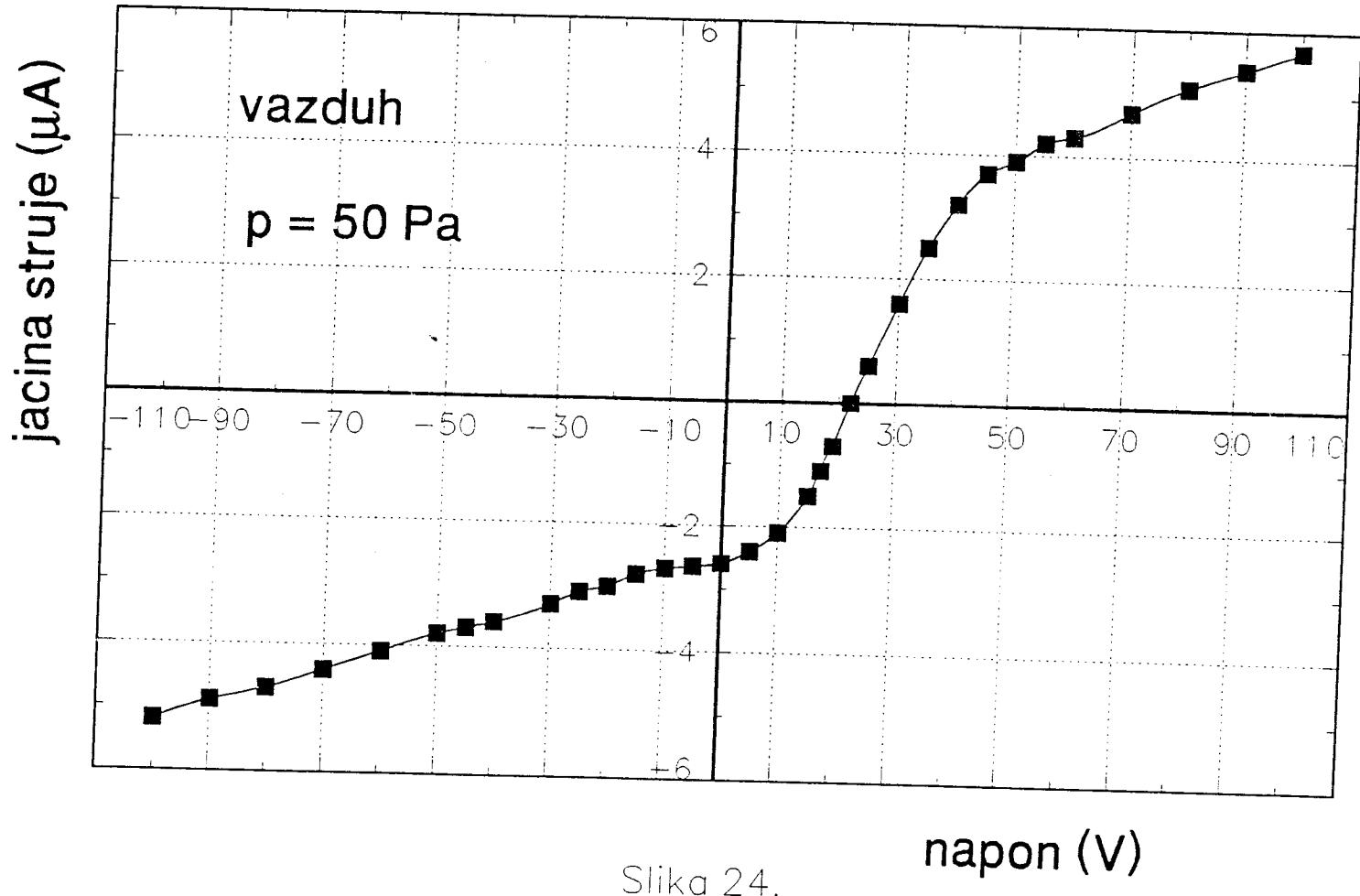
Dvostruka sonda sastoji se od dve jednakе elektrode (sonde) koje su na rastojanju od nekoliko santimetara zamočene u plazmu.



Slika 23. Šema električnog kola dvostrukе sonde

Razmatranje problema dvostrukе zasniva se na pretpostavkama koje su date u predhodnom poglavlju. Jedna od pretpostavki je da se elektroni brže kreću od jona. Samo ovaj uslov daje pravo da se prepostavi, da ubrzo po uspostavljanju pražnjenja obe elektrode (sonde) postaju negatino nelektrisane. Teorija još prepostavlja da su obe sonde istih dimenzija. Kada je potencijalna razlika između sondi jednaka nuli tada kroz kolo ne teće struja. Do pojave toka struje može da dođe samo u slučaju potencijalne razlike u plazmi, asimetrije sondi ili asimetrije graničnog sloja između dela u kome se oseća uticaj potencijala sondi i dela u kome sonde nemaju uticaj.

Kada je $U = U_1 - U_2$ pozitivno odnosno U_1 je manje negativno nego U_2 . U takvoj situaciji elektroni više pristižu na sondu 1 nego na sondu 2. U takvoj situaciji nastaje tok jonske struje od sonde 2 ka sondi 1.



Slika 24.

Slika 24. Volt - amperska karakteristika dvostrukе sonde snimane u vazduhu na $50Pa$ i $U_{AK} = 1182V$

Kada je $U >> 0$, druga sonda postaje još negativnija dok je sonda 1 i dalje negativna ali ne dovoljno da prikupi dovoljno elektrona koji bi poništili jonsku struju sonde 2. Struja druga sonda predstavlja jonsku struju saturacije i prikazana je na slici 24. sa i_{2+} . Za vrednost negativne razlike potencijala kada je $U \ll 0$ imamo istu pojavu jonske saturacije, samo sada na sondi 1. Struja u kolu ne može nikada biti veća od jonske struje saturacije, svaka struja elektrona totalnog sistema uvek je balansirana istom strujom jona. Ovaj način merenja struje u zavisnosti od potencijalne razlike između sondi neutiče na režim pražnjenja i to je dobra osobina ove metode. Ovde treba navesti da zbog negativnosti obe sonde elektroni koje sonde prikupljaju pripadaju krajevima Maxwell-ove raspodele (brzi elektroni).

U cilju dobijanja kvantitativne volt - amperske zavisnosti dvostrukе sonde definišu se sledeće struje

i_{1+}, i_{2+} - struje saturacije prve i druge sonde

i_{1-}, i_{2-} - struje prve i druge sonde

Uslovi u kolu dvostrukе sonde su takvi da važi ;

$$i_{1+} + i_{2+} - i_{1-} - i_{2-} = 0 \quad (86)$$

Struja u kolu

$$i_{2+} - i_{2-} - (i_{1+} - i_{1-}) = 2I \quad (87)$$

Koristeći poslednje dve jednačine dobija se

$$I = i_{1-} - i_{1+} = i_{2+} - i_{2-} \quad (88)$$

Struja elektrona koja pada na sondu 1 je

$$i_{1-} = A_1 j_h e^{\frac{e U_1}{k T_e}} \quad (89)$$

Uvrstimo li ovo u jed.(88)

$$I + i_{1+} = A_1 j_h e^{\frac{e U_1}{k T_e}} = A_1 j_h e^{\frac{e(U+U_2)}{k T_e}} \quad (90)$$

$$I + i_{1+} = \frac{A_1}{A_2} i_{2-} e^{\frac{e U}{k T_e}} \quad (91)$$

Uvrstimo li jed.(91) u (88)

$$\frac{I + i_{1+}}{i_{2+} - I} = \frac{A_1}{A_2} e^{\frac{e U}{k T_e}} \quad (92)$$

Pretpostavka ove teorije dvostrukе sonde, je da su sonde uvek dovoljno negativne da sakupe postojeću struju zasićenja jona. Vrednost te struje može se proceniti ekstrapolacion delu krive u kojem vrednost jačine struje saturira. Uzimajući u razmatranje jed(88) uz sada pomenut uslov da struje saturacije ne zavise od razlike potencijala može se pisati

$$\frac{dI}{dU} = \frac{di_{1-}}{dU} = - \frac{di_{2-}}{dU} \quad (93)$$

$$A_1 j_h e^{\frac{e U_1}{k T_e}} \frac{e}{k T_e} \frac{dU_1}{dU} + A_2 j_h e^{\frac{e U_2}{k T_e}} \frac{e}{k T_e} \frac{dU_2}{dU} = 0 \quad (94)$$

Na početku ovog poglavlja dato je

$$U = U_1 - U_2$$

Dalje se dobija

$$\frac{dU_1}{dU} - \frac{dU_2}{dU} = 1 \quad (95)$$

Zamenom u jed(94)

$$A_1 e^{\frac{e U_1}{k T_e}} \frac{dU_1}{dU} + A_2 e^{\frac{e U_2}{k T_e}} \left[\frac{dU_1}{dU} - 1 \right] = 0 \quad (96)$$

Za $U = 0$

$$U_1 = U_2$$

Predhodni izraz tada postaje

$$\left(\frac{dU_1}{dU} \right)_{U=0} = \frac{A_2}{A_1 + A_2} \quad (97)$$

Koristeći poslednji jednačinu jed(93) postaje

$$\left(\frac{dI}{dU} \right)_{U=0} = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} j_h \frac{e}{k T_e} e^{\frac{e U_1}{k T_e}} \quad (98)$$

$$j_+ = j_h e^{\frac{e U_1}{k T_e}} \quad (99)$$

$$\left(\frac{dI}{dU} \right)_{U=0} = \frac{e}{k T_e} j_+ \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} \quad (100)$$

$$i_{1+} = A_1 j_+$$

$$i_{2+} = A_2 j_+$$

A_1, A_2 - površina prve odnosno druge sonde

Uvrstimo vrednosti jačina struja saturacija u poslednji izraz

$$\left(\frac{dI}{dU} \right)_{U=0} = \frac{e}{k T_e} \frac{i_{1+} i_{2+}}{i_{1+} + i_{2+}} \quad (101)$$

Poslednji izraz pruža mogućnost da se iz struje zasićenja jona i nagiba karakteristike izračuna temperatura elektrona što je cilj ovog rada. Ekstrapoliranje krive u cilju dobijanja vrednosti jonske struje saturacije unosi veliku grešku u rezultat i to unosi "relativnost" u rezultat merenja.[4]

8. EKSPERIMENT

Cilj eksperimenta je određivanje temperature elektrona metodom dvostrukog elektrostatičke sonde. Tinjavo pražnjenje je uspostavljano na različitim pritiscima u intervalu od $(40 - 500) Pa$. U cevi su se na različitim pritiscima nalazila tri gase argon, helijum i azot.

8.1 Aparatura merenja

Tinjavo pražnjenje sa uspostavlja u staklenoj cevi dužine 37cm . Spoljni prečnik cevi je 2.3cm . Debljina stakla je 0.1cm . Cev sa jedne svoje strane ima dva ispusta, jedan u blizini katode drugi u blizini anode. Ispusti su vezani na gasni sistem. Duž cevi je zatopljeno petnaest elektroda. Za snimanje volt - amperske karakteristike korišćene su dve 13. ili 14. brojane od katode (u šesti 24. nacrtane su samo one elektrode koje su korišćene). Rastojanje između elektroda - sondi je $(0.83 \pm 0.01)\text{mm}$.

Aparatura se sastoji iz električnog kola i gasnog sistema. Električno kolo se sastoji od kola za uspostavljanje tinjavog pražnjenja u cevi i i kola za snimanje volt - amperske karakteristike.

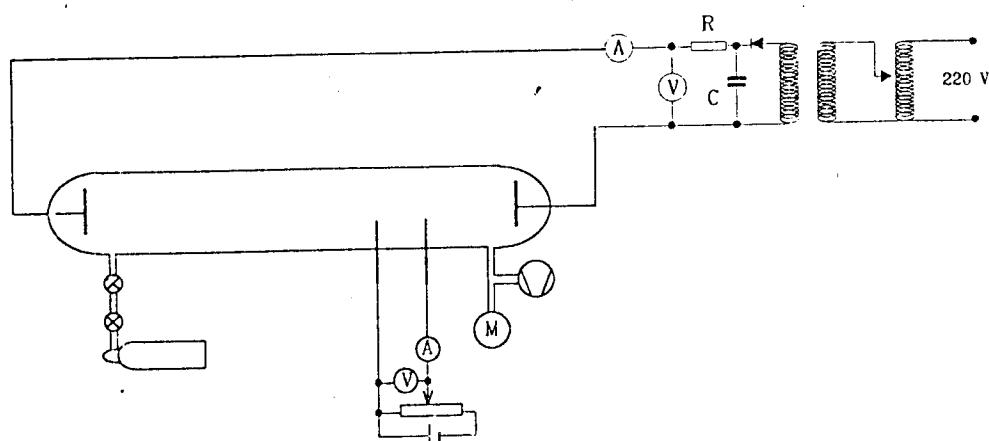
Električno kolo za napajanje cevi za pražnjenje Električno kolo je vezano preko autotransformatora na mrežni napon od $220V$. Autotransformator omogućava promenu ulaznog neizmeničnog napona. Autotransformator je vezan na primar visokonaponskog ispravljača. Jačina jednosmerne struje dobijena iz visokonaponskog ispravljača ograničena je otporom od $82k\Omega$ koji je redno vezan u kolo. Struja u kolu meri se digitalnim miliampmetrom redno vezanim. Napon u kolu meri se digitalnim volmetrom koji je paralelno vezan između katode i anode. Naponi su kolu su reda $1kV$. Promenom ulaznog napona izaziva se promena napona između katode i anode i na određenoj vrednosti potencijalne razlike između katode i anode dolazi do probroja u gasu i uspostavljanja tinjavog pražnjenja. Naponi koji održavaju tinjavo pražnjenje za svaki pritisak i gas posebno su navedeni u tabelama sa rezultatima.

Električno kolo za snimanje volt - amperske karakteristike Razlika potencijala između sondi se uspostavlja pomoću električnog kola koje se sastoji od izvora jednosmernog napona, potenciometra i voltmetra paralelno vezanog između sondi. Voltmetar meri razliku potencijala između sondi. Sonde su od volframa. Debljina sondi je $(1 \pm 0.1)\text{mm}$. Ampermetar meri jačinu struje u kolu i vezan je redno. Promenom potencijala između sondi izaziva se promena struje u kolu što je i cilj merenja, snimanje volt - amperske karakteristike.

Gasni sistem Gasni sistem *slika 25.* služi za kontrolu vrednosti i uspostavljenje niskih pritisaka u cevi za pražnjenje. Sistem radi u protočnom režimu. Sastoji se od vakum pumpe, igličastog i reducir ventila, boce sa radnim gasom i vakummetra. Vakum pumpa evakuše sistem do niskih pritisaka reda 10 Pa . Igličastim ventilom se pušta radni gas u sistem i reguliše protok. Igličast ventil vezan je preko reducir ventila sa bocom u kojoj je radni gas pod visokim pritiskom. Promenom vrednosti protoka gasa kroz sistem menja se pritisak u cevi za pražnjenje.

8.2. Merenje i rezultati merenja

Metoda merenja temperature elektrona plazme pozitivnog stuba pomoću elektro-statičkih sondi je indirektna metoda. Promenom potencijalne razlike između sondi izazivamo promenu jačine struje u kolu za snimanje volt - amperske karakteristike. Rezultat merenja je dakle, volt - amperska karakteristika koja daljom analizom omogućava nalaženje temperature elektrona. Promenom razlike potencijala između sondi merene su vrednosti jačine struje za svaki od tri nabrojana gasa, i to na različitim pritiscima. Rezultati merenja su tabelarno sređeni u *tabeli 6. ; 7. ; i 8.* Rezultati su grafički predstavljeni na *Slici 26. pod a), b), c), d) -helijum ; e), f), -azot i g), h), i) - argon.*



Slika 25. Šema aparature

Tabela 6.

gas	Ar	Ar	Ar
pritisak [Pa]	50	100	150
U_{AK} [V]	786	1100	940
U [V]	I [μA]	I [μA]	I [μA]
90	10.3		5.8
85	9.9		5.5
80	9.5		5.4
75	9.2		5.1
70	8.8		4.9
65	8.4	5.7	4.7
60	8.0	5.3	4.4
55	7.6	5.0	4.2
50	7.2	4.7	3.9
45	6.7	4.4	3.6
40	6.3	4.1	3.2
35	5.8	3.7	2.6
30	5.2	3.2	1.8
25	4.4	2.3	0.9
20	3.2	1.3	0
15	1.7	-0.4	-1.0
12	0.5		-1.5
10	-0.3	-0.8	-1.8
7	-1.5		-1.9
5	-2.1	-1.5	-2.1
0	-3.2	-2.0	-2.4
-5	-3.7	-2.5	-2.7
-10	-4.2	-2.8	-2.9
-15	-4.7	-3.2	-3.2
-20	-5.2	-3.5	-3.4
-25	-5.6	-3.8	-3.6
-30	-6.0	-4.1	-3.8
-35	-6.4	-4.4	-4.0
-40	-6.8	-4.7	-4.2
-45	-7.2	-5.0	-4.5
-50	-7.6	-5.3	-4.6
-55	-8.0	-5.5	-4.9
-60	-8.3	-5.8	-5.1

Rezultati snimanje volt - amperske karakteristike metodom dvostrukih sonde u atmosferi argona pri razlicitim pritiscima

Tabela 7.

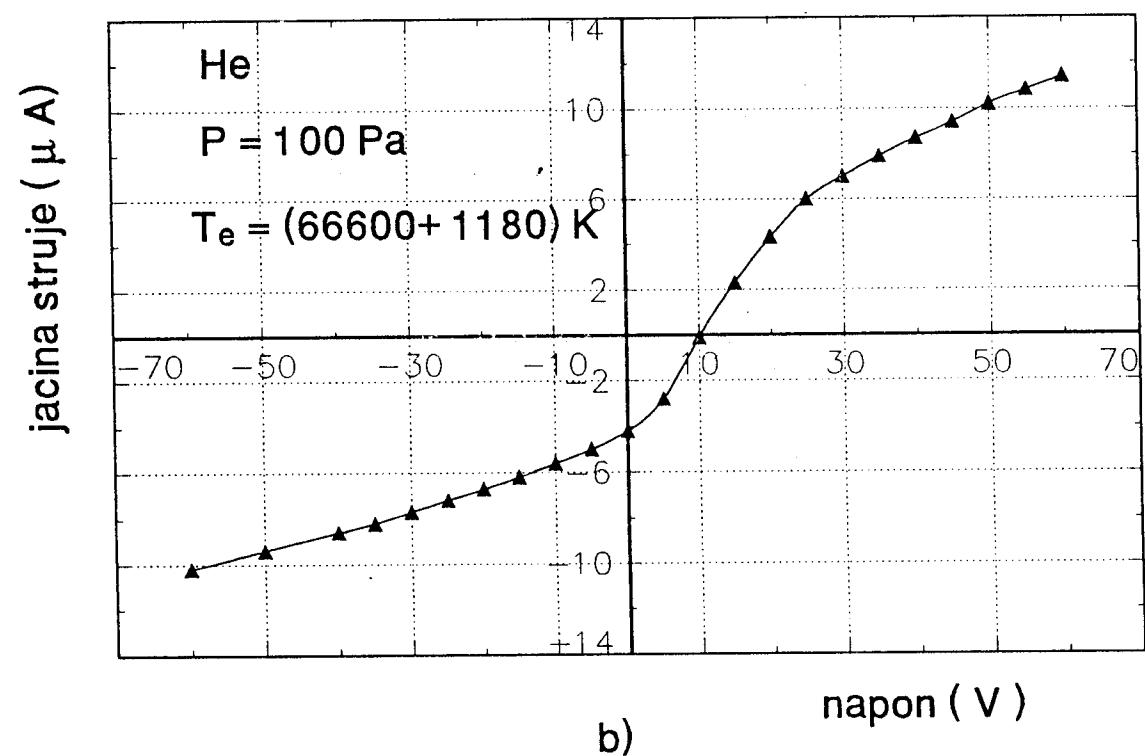
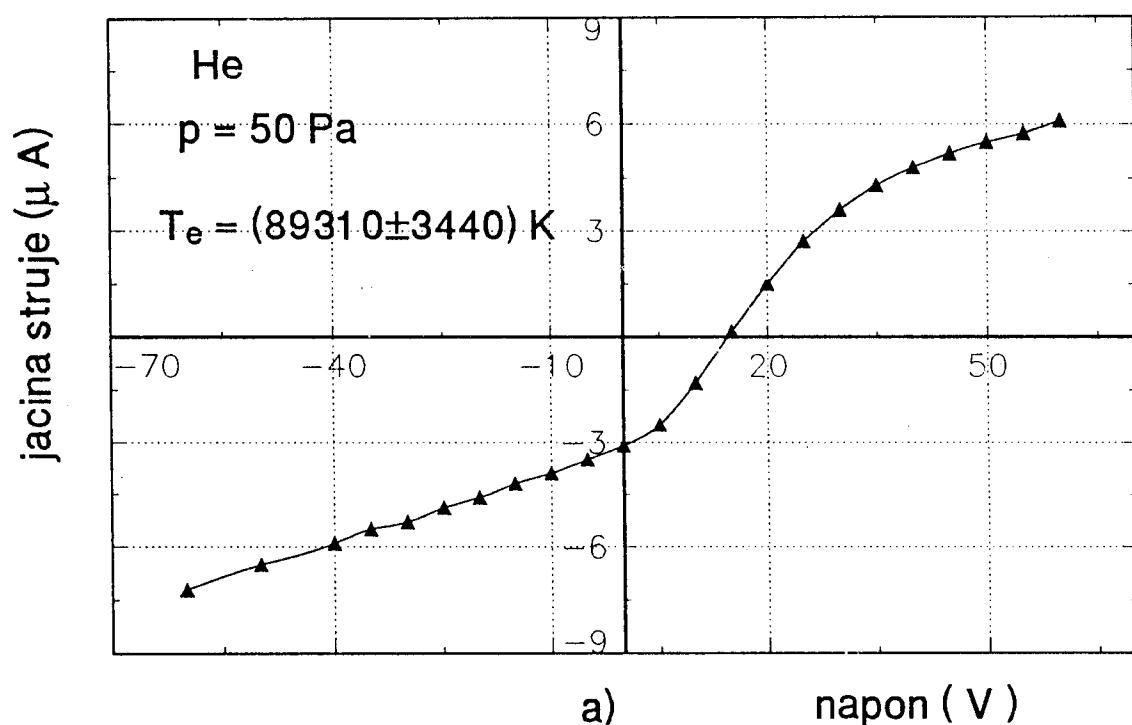
gas	N_2	N_2
pritisak [Pa]	40	50
$U_{AK}[V]$	1094	1204
$U[V]$	$I[\mu A]$	$I[\mu A]$
90	6.2	
80	5.8	
70	5.4	4.0
65		3.8
60	4.9	3.6
55	4.6	3.4
50	4.4	3.1
45	4.1	2.8
40	3.6	2.3
35	3.1	1.7
30	2.3	0.9
25	1.3	0.2
20	0.4	-0.7
10	-1.9	-1.8
5	-2.4	-2.0
0	-2.8	-2.3
-5	-3.1	-2.4
-10	-3.3	-2.6
-15	-3.6	-2.8
-20	-3.9	-3.0
-25	-4.1	-3.2
-30	-4.3	-3.3
-35	-4.5	-3.5
-40	-4.7	-3.7
-50	-4.7	-4.0
-60	-5.6	-4.3

Rezultati snimanja volt - amperske karakteristike metodom dvostrukе sonde u atmosferi azota pri razlicite pritiske

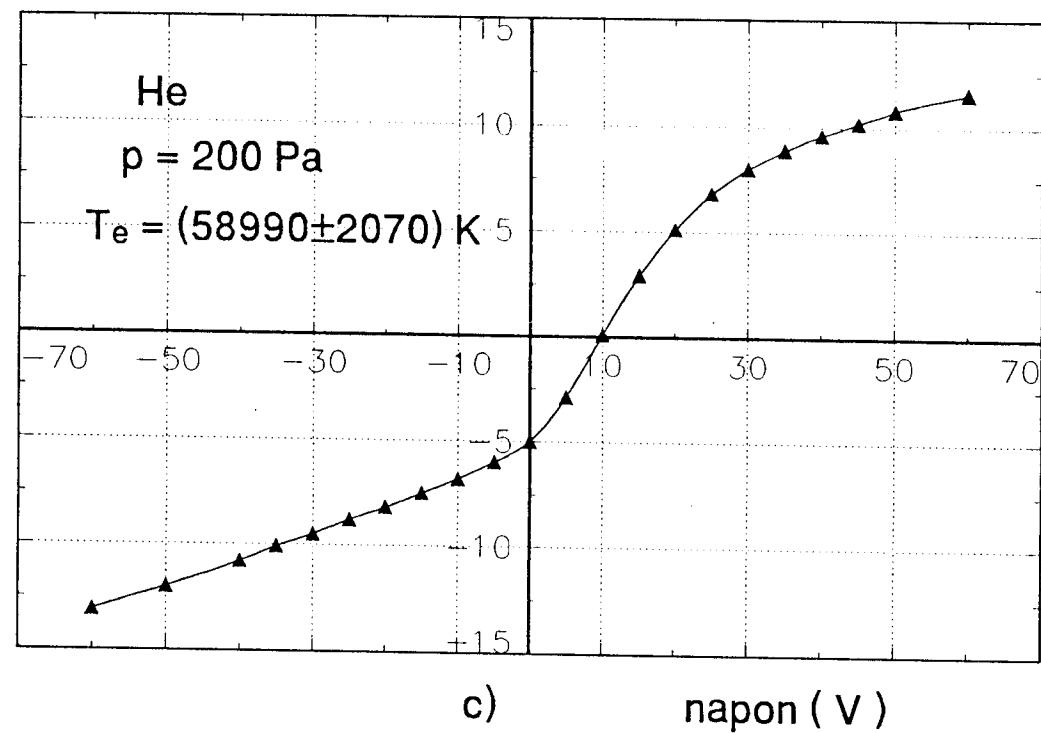
Tabela 8.

gas	<i>He</i>	<i>He</i>	<i>He</i>	<i>He</i>
pritisak [Pa]	50 ,	100	200	500
<i>U_{AK}</i> [V]	780	800	809	880
<i>U</i> [V]	<i>I</i> [μ A]			
60	6.1	11.6	11.6	15.4
55	5.75	10.8		
50	5.5	10.2	10.8	13.8
45	5.2	9.4	10.2	13
40	4.8	8.7	9.6	12.5
35	4.3	7.9	8.9	11.4
30	3.6	7	8	10.3
25	2.7	6.0	6.8	8.6
20	1.5	4.3	5.1	6.2
15	0.15	2.3	2.9	3.0
10	-1.3	-0.1	0.1	-1
5	-2.5	-2.8	-2.9	-4.7
0	-3.1	-4.2	-5	-6.4
-5	-3.5	-5	-6.0	-7.25
-10	-3.9	-5.6	-6.8	-8
-15	-4.2	-6.2	-7.5	-8.75
-20	-4.6	-6.7	-8.2	-9.4
-25	-4.9	-7.2	-8.8	-10.1
-30	-5.3	-7.7	-9.5	-10.8
-35	-5.5	-8.2	-10.1	-11.4
-40	-5.9	-8.6	-10.8	-12
-50	-6.5	-9.4	-12	-13.2
-60	-7.2	-10.2	-13.1	-14.4

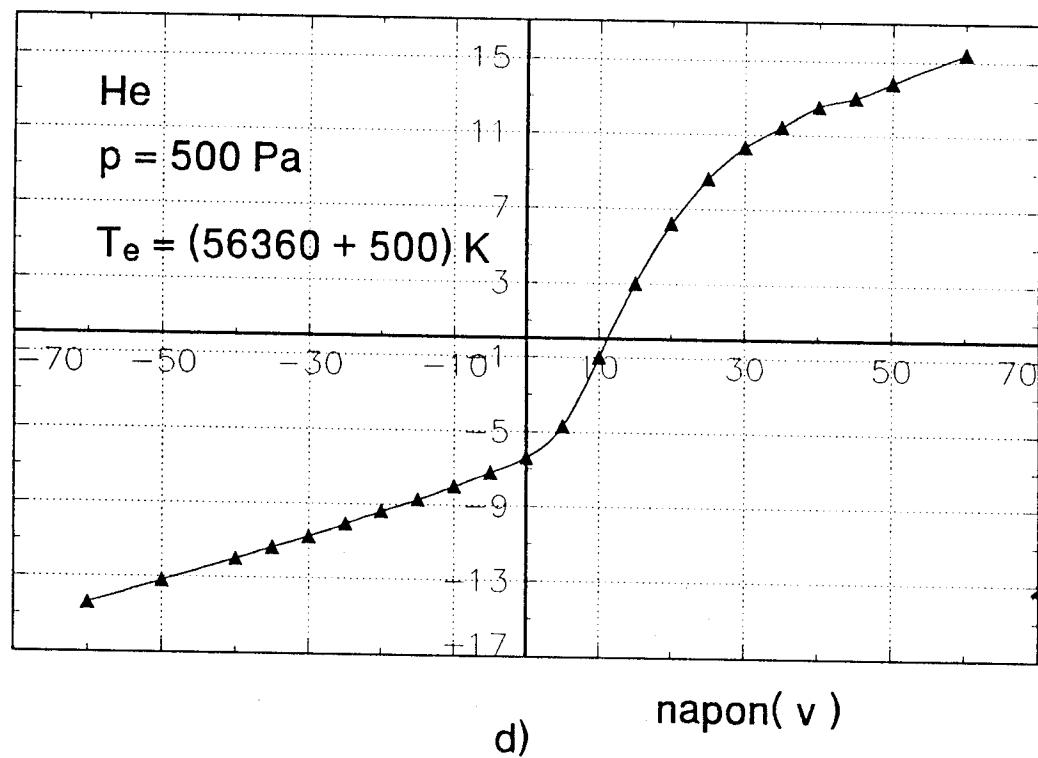
Rezultati snimanja volt - amperske karakteristike metodom dvostrukе sonde u atmosferi helijuma pri razlicitim pritiscima

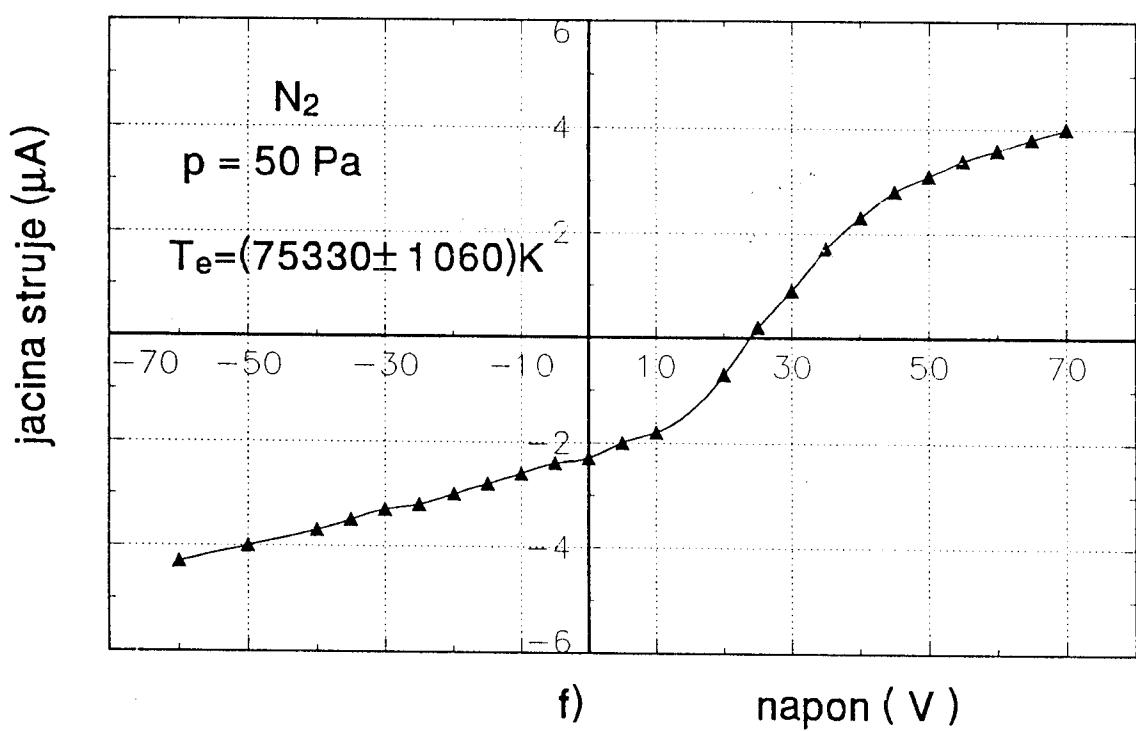
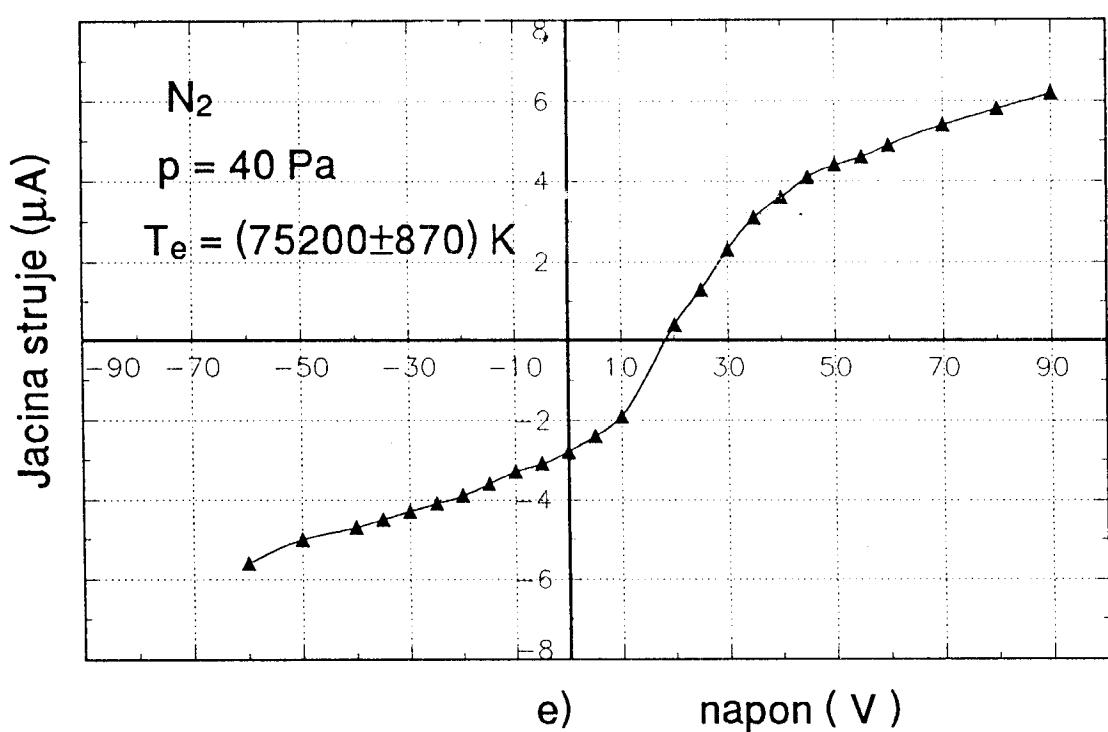


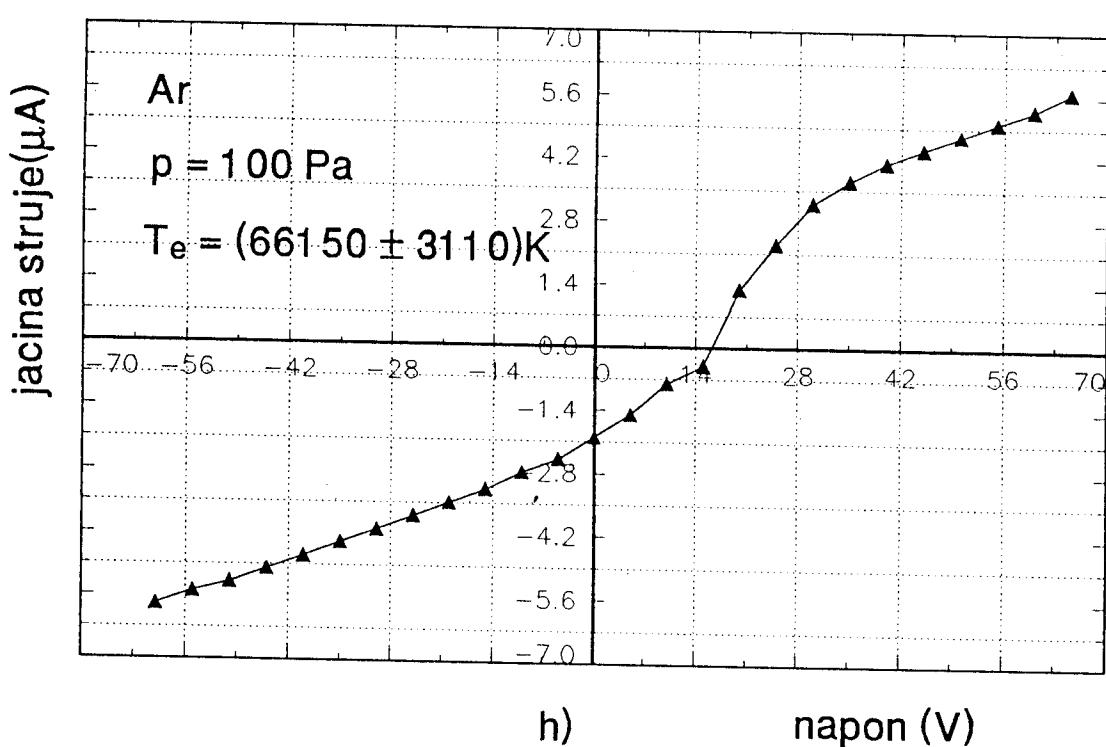
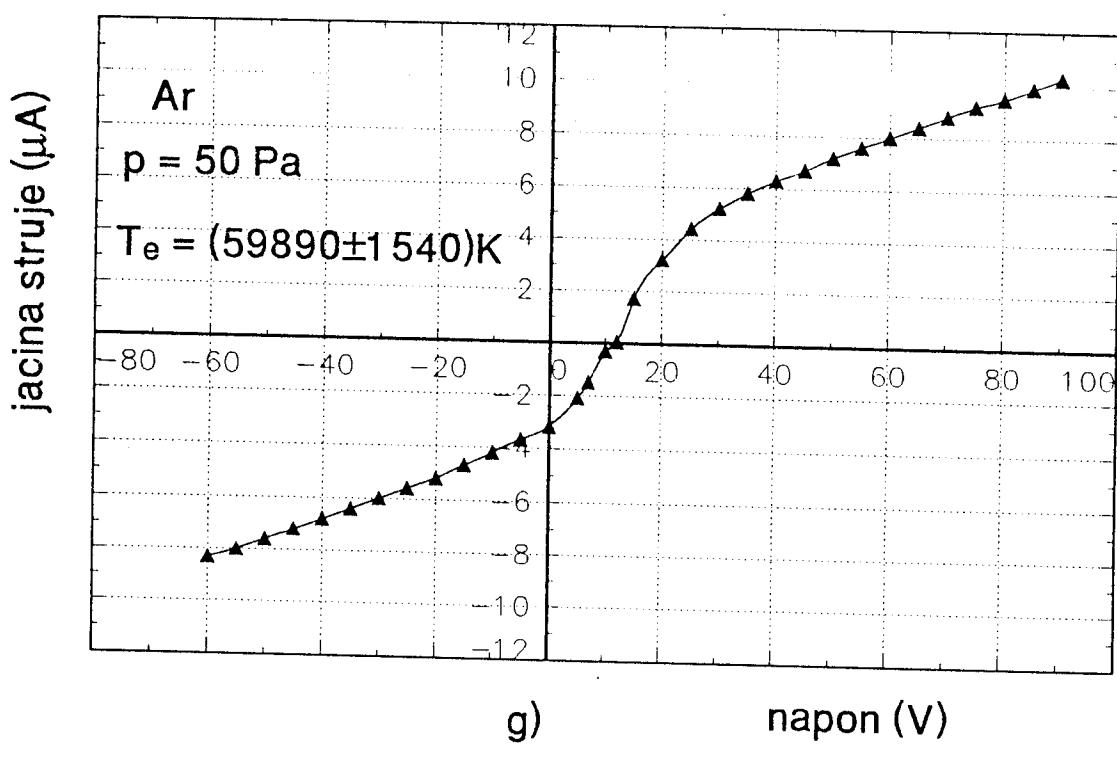
jacina struje (μ A)

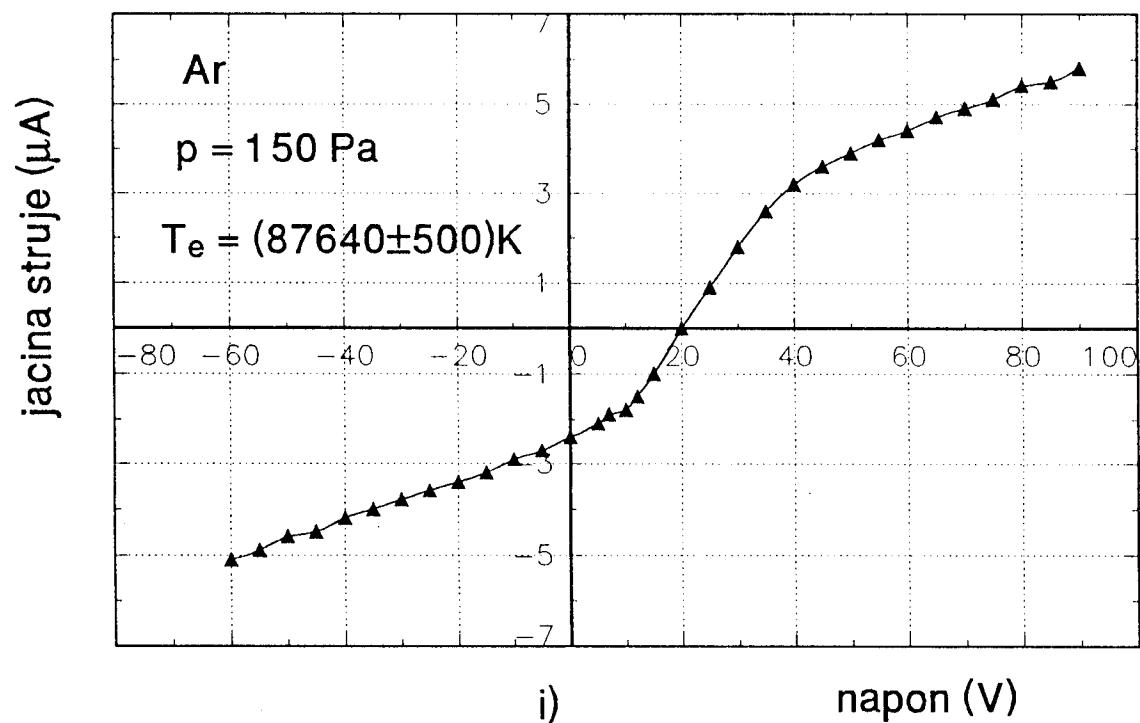


jacina struje (μ A)







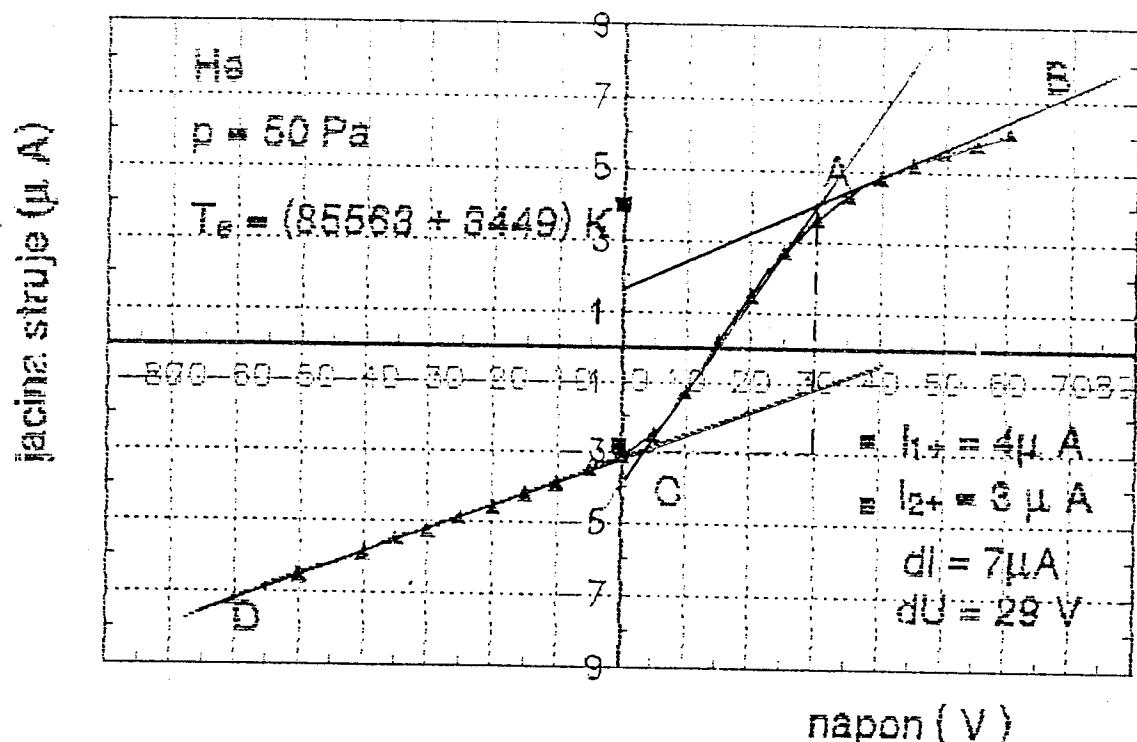


Slika 26. a) - i) Volt-amperske karakteristike snimane u He, N₂, i Ar.

8.3.Obrada rezultata

Na predhodnim stranama dati su rezultati merenja u tabelarnom i grafičkom obliku. Kao primer, analiziraće se volt - amperska karakteristika dvostrukе sonde snimana u helijumu na pritisku od 50 Pa . Analizom krajnje jednačine jed(101) teorije dvostrukе sonde zaključuje se, da nalaženjem vrednosti struje saturacije jona i nagiba dela krive (CA , slika27.) temperatura elektrona se može lako proceniti.

$$\left(\frac{dI}{dU}\right)_{U=0} = \frac{e}{k T_e} \frac{i_{1+} i_{2+}}{i_{1+} + i_{2+}} \quad (102)$$



Slika 27. Volt - amperska zavisnost dvostrukе sonde snimane u atmosferi helijuma na pritisku od 50 Pa pri razlici potencijala između sondi od 780 V

Nalaženje vrednosti jonske saturacione struje vrši se ekstrapolacijom delova volt - amperske karakteristike (slika27.) označenih sa $A B$ i $C D$. Ta dva dela karakteristike odgovaraju jonskim saturacionim strujama. To su

$$i_{1+} = 4 \mu\text{A}$$

$$i_{2+} = 3 \mu\text{A}$$

Nagib dela karakteristike $C A$ u kome se jačina struje linearno menja sa promenom potencijala između sondi iznosi

$$\frac{\Delta I}{\Delta U} = \frac{7}{29} \left[\frac{\mu A}{V} \right]$$

Zamenom vrednosti skinutih sa karakteristike u jed(103) dobijamo za vrednost temperature

$$T_e = \frac{e}{k} \frac{\Delta U}{\Delta I} \frac{i_{1+} i_{2+}}{i_{1+} + i_{2+}}$$

$$T_e(K) = \frac{1.602 \cdot 10^{-19}[C]}{1.3806 \cdot 10^{-23}[JK^{-1}]} \frac{29[V]}{7 \cdot 10^{-6}[A]} \frac{4 \cdot 10^{-6} \cdot 3 \cdot 10^{-6}[A^2]}{4 \cdot 10^{-6}[A] + 3 \cdot 10^{-6}[A]} = 82414.63 K$$

Ekstrapolacija jonske struje saturacije može biti otežana odstupanjem volt - amperske karakteristike od linearne zavisnosti u delu AB i CD . Iz tog razloga ekstrapolacija se vrši više puta i rezultati statistički tretiraju nalaženjem srednje vrednosti i mogućeg intervala rasipanja rezultata. Vrednost temperature elektrona tako dobijene za helijum na pritisku od $50Pa$ je

$$T_e = (85860 \pm 3440)K$$

Ponavljanjem postupka dobijaju se vrednosti za ostale gasove na različitim pritiscima. Rezultati su dati u Tabeli9.

Tabela 9.

Eksperimentalno dobijene vrednosti temperature elektrona za helijum, argon i azot na različitim pritiscima dobijeni metodom dvostrukе sonde

Gas	pritisak [Pa]	temp. elektrona [K]
He	50	85860 ± 3440
He	100	66600 ± 1180
He	200	58990 ± 2070
He	500	56380 ± 500
N_2	40	75200 ± 870
N_2	50	75330 ± 1060
Ar	50	59890 ± 1540
Ar	100	66150 ± 3110
Ar	150	87640 ± 500

8.4. Poređenje rezultata teorije i eksperimenta

Postavlja se pitanje u kom su odnosu rezultati eksperimentalnih merenja sa teorijskim predviđanjem. Pritisici na kojima su vršena merenja nalaze se u intervalu ($40 - 500$) Pa. Srednji slobodni put elektrona je manji od radiusa cevi što navodi na zaključak da se pozitivan stub nalazi u difuznom režimu. Prisutna je ambipolarna difuzija nanelektrisanja ka zidovima cevi i nanelektrisanje je radikalno raspodeljeno po Besselov -ovoj funkciji. Na osnovu pretpostavke da je brzina ionizacije jednaka gubitku nanelektrisanja ambipolarnom difuzijom izvedena je jednačina ravnoteže plazme pozitivnog stuba $jcd(61.)$. Na osnovu ove jednačine uz određene aproksimacije nađena je zavisnost $\frac{T_e}{U_i}$, temperature elektrona u imeniocu potencijala ionizacije od proizvoda $R \cdot p \cdot C$ (slika 18). U_i - je potencijal ionizacije u voltima, R - je poluprečnik u cm, p - je pritisak u mmHg, C - je kostanta čije vrednosti za argon, helijum i azot postoje u tabeli 4.. Poznavanje ovih parametara omogućava procenjivanje temperature elektrona.

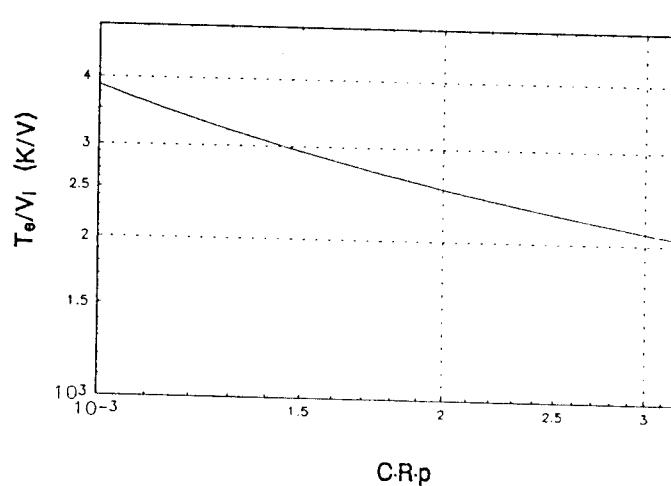
Tabela 10.

Vrednosti potencijala ionizacije za argon, helijum i azot

Gas	He	N_2	Ar
$U_i[V]$	24.587	14.534	15.759

Ionization Potentials and Ionization Limits Derived from The Analyses of Optical Spectra NSRDS - NBS 34, Nat. Stand. ref data ser., Nat Bur. stand. (U. S. 34. 1970)

Za helijum $C = 3.9 \cdot 10^{-3} [\frac{A \cdot V \cdot s^2 \cdot Pa}{kg \cdot m^{-3}}]$, $p = 0.375 \text{ mmHg}$, $R = 1.1 \text{ cm}$



Slika 28. Zavisnost T_e/U_i od RCp za određen interval vrednosti, sa grafika se vidi da vrednost za $CRp = 1.608 \cdot 10^{-3}$ na x osi daje za $T_e/U_i = 2950 [K/V]$

Proizvod iznosi

$$C R p = 1.608 \cdot 10^{-3}$$

Unošenjem ove vrednosti u zavisnost na gornjoj slici nalazi se

$$\frac{T_e}{U_i} = 2950 \frac{K}{V}$$

Potencijal ionizacije za helijum je

$$U_i = 24.587 V$$

Tako da je temperatura elektrona

$$T_e = 72500 K$$

Greška merenja pri očitavanju vrednosti sa zavisnosti na *slici 28.* iznosi

$$\Delta T_e = 1230 K$$

Postupak određivanja teorijske temperature je ponovljen za ostale gasove na različitim pritiscima i rezultati su dati u *Tabeli 11.*

Tabela 11.

Vrednosti temeperature elektrona koje predviđa teorija zasnovana na jednačini ravnoteže plazme pozitivnog stuba u difuznom režimu

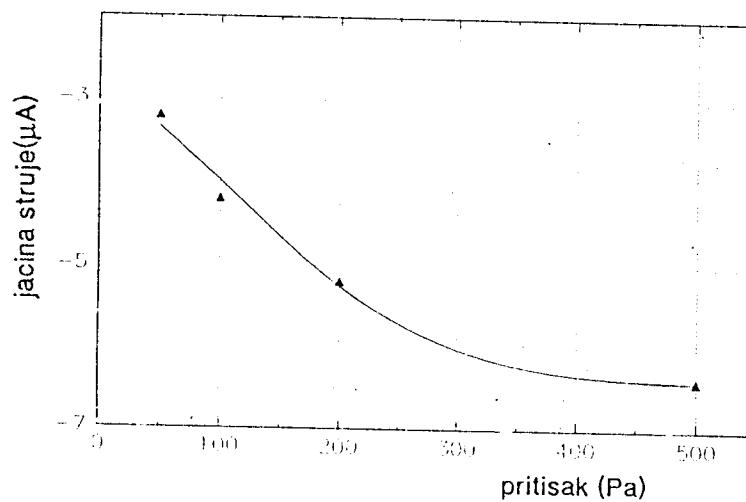
gas	pritisak [Pa]	$T_e^{teor}[K]$	$\Delta T_e[\%]$
He	50	72500 ± 1230	18.5
He	100	49200 ± 1230	35
He	200	40600 ± 1230	45
He	500	31850 ± 1230	77
N_2	40	20350 ± 730	270
N_2	50	19650 ± 730	285
Ar	50	19700 ± 790	204
Ar	100	17350 ± 790	280
Ar	150	14980 ± 790	485

8.5. Analiza rezultata

Najmanje odstupanje rezultata merenja temperature elektrona od rezultata teorije je pri mernjima u atmosferi helijuma. Za helijum na pritisku od $50 Pa$ dobijaju se rezultat merenja koji se za samo 18 procenata razlikuje od rezultata predviđenog teorijom. Odstupanja od teorije pri merenju u atmosferi argona i azota su prilična.

Dimenzijs oblasti dejstva sonde i rezultati merenja Veoma brzo po uspostavljanju pražnjenja u cevi zbog veće brzine haotičnog kretanja elektroni nanelektrišu obe sonde negativno. Oko obe elektrode nastaje pad potencijala koji je najveći u blizini same sonde, radikalno opada udaljavanjem od nje i na rastojanju d opada na nulu. Na tom rastojanju prestaje polje dejstva sonde i počinje prostor u kome sonda nema nikakav uticaj. Ovaj prelaz nije fizički determinisan. Kada je oblast dejstva sonde manja od srednjeg slobodnog puta tada se dobijaju rezultati koji za jonsku struju saturacije na primer, zavise samo od koncentracije jona n^+ i temperatre jona T_+ . Struja jona koja pada na površinu sonde data je jed(76.). Kada to nije slučaj ulaskom u oblast dejstva sondi joni na svom putu dožive određen broj ionizujućih sudara čime izazivaju multiplikaciju gustine struje jona koja pada na sonde. Proširenje oblasti dejstva prati porast razlike potencijala između sondi. Ovaj efekat utiče na rezultate merenja tako što umesto definisane struje saturacije struja raste sa promenom razlike potencijala između sondi.

Asimetrija volt-amperskih karakteristika Ono što je odmah uočljivo posmatranjem bilo koje volt - amperske zavisnosti našeg merenja je asimetrija oblika krive i vrednosti jačine saturacionih struja. Asimetrija se uvek javlja i u ozbiljnijim merenjima [3]. Jedan od uzroka ove asimetrije je nejednakost dimenzija oblasti dejstva sondi oko jedne i druge sonde. Postojanje asimetrije po pitanju nejednakosti zapremine dejstva potencijala sondi, postojanje gradijenta potencijala u plazmi ili nejednakosti dimenzija sondi utiče na rezultate merenja. Asimetrija se najbolje zapaža na volt - amperskim karakteristikama našeg merenja po tome što i kada je razlika potencijala između sondi jednaka nuli u kolu je prisutna struja određene jačine. Analizom volt - amperskih karakteristika uočava se prisustvo struje "asimetrije" na svakoj. Sa porastom pritiska struja "asimetrije" raste što je prikazano na slici 29.. Zajedno sa rastom jačine struje "asimetrije" raste i relativno odstupanje rezultata merenja od teorijskih rezultata.



Slika 29. Zavisnost jačine struje "asimetrije" od promene pritiska u cevi za pražnjenje

Ova struja se pojavljuje i zbog postojanja razlike potencijala u plazmi u okolini sondi.

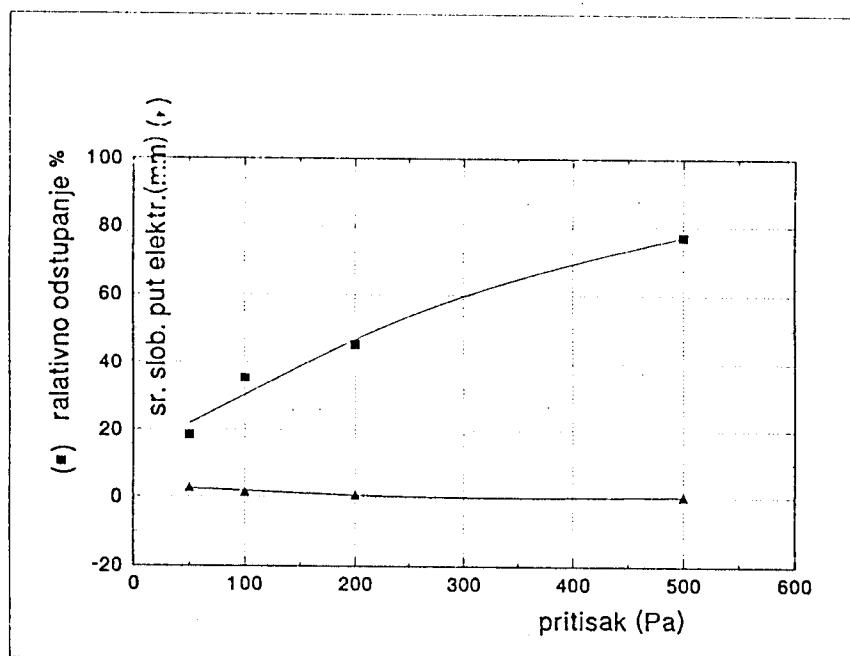
Debljina sonde i rezultati Na rezultate merenja utiče debljina sonde [1]. Optimalni uslovi za merenje su kada je debljina sonde manja od srednjeg slobodnog puta elektrona ili jona. Uzmimo primer merenja navedenih u ovom radu. Srednji slobodni put je recipročno proporcionalan pritisku koji vlada u gasu [1]

Tabela 12.

Vrednosti približnog srednjeg slobodnog puta elektrona u zavisnosti od pritiska

pritisak [Pa]	50	100	200	500
λ_e [mm]	2.66	1.3	0.66	0.266

Debljine sondi koje su korišćene u merenjima su $d = (1 \pm 0.01)mm$. Poređenjem rezultata uslov da je sonda manja od srednjeg slobodnog puta ispoštovan je samo u intervalu pritisaka $(40 - 100)Pa$. Ako se uporedi ova konstatacija sa rezultatima merenja (slika 30.) uspostavlja se očita korelacija.



Slika 30. Zavisnost približne vrednosti srednjeg slobodnog puta od pritiska u cevi za pražnjenje i zavisnost relativnog odstupanja rezultata merenja od teorijskih rezultata od pritiska.

Dok je uslov ispoštovan dobijaju se rezultati koji za oko 40 procenata odstupaju od teorijom predviđenih rezultata. Razlog za ova odstupanja leži u tome što ako je debljina sonde veća od srednjeg slobodnog puta elektrona tada sabrani joni (misli se i na elektrone i pozitivne jone) dolaze iz zapremine plazme koja je veća od zapremine koja bi odgovara površini sonde i rastojanju d . Ivica koja deli oblasti dejsta i odsustva dejstva potencijala sonde postaje razmazana. Rezultati koji se mere na visokim pritiscima (visokim u odnosu na $50Pa$) su nedefinisani tada je srednji slobodni put manji od dimenzija sonde, što se

vidi u rezultatu merenja na pritisku od 500Pa koji odstupa za 77 procenata od rezultata koje predviđa teorija.

Sakupljeni elektroni Metoda dvostrukе sonde radi u režimu u kojem su obe sonde zbog veće brzine elektrona negativno nanelektrisane. Jedna od njih je u saturaciji i njena negativnost je veća nego one druge koja sakuplja elektrone. Koji su to elektroni. Elektroni koji su apsorbovani, su brzi elektroni , elektroni iz repa Maxwell - ove raspodele brzina. Broj njih koji se sakupi je mali. Uopšte struje koje se mere metodom dvostrukе sonde su manje nego struje koje se mere metodom jednostrukе sonde. Mala gustina struje i njihova pripadnost repu raspodele navodi na zaključak da iz plazme ovom metodom teško je doći do reprezentativnog uzorka elektrona. Broj brzih elektrona na višim pritiscima kada temperatura pada se smanjuje. Metoda dvostrukе sonde radi u uslovima ravnoteže jonske i elektronske struje. Kada je broj brzih elektrona smanjen usled pada temperatre elektrona na pritiscima reda 10^2Pa ravnoteža u kolu je narušena što se očituje u tačnosti rezultata. [4]

Maxwell - ova raspodela brzina elektrona Odstupanje vrednosti temperature elektrona pri merenju u atmosferi argona su veliki. Merenja su ponavljana u istoj konfiguraciji električnog kola i na istim pritiscima. Aparatura je time islučena kao uzrok ovako velikih odstupanja. Razlog za dobijene rezultate leži u prirodi argona. Argon , što je veoma verovatno, ima osobinu da se raspodela brzina njegovih elektrona razlikuje od Maxwell - ove. U stacionarnom stanju u argonu ima malo elektrona visoke energije.[1] Samo odstupanje od Maxwell - ove raspodele brzine elektrona dovodi u pitanje smisao dobijenih rezultata.

Elektronegativnost Sondna merenja na višem (500Pa) pritisku moraju uzeti u obzir pojavu elektronegativnosti u merenju. Kiseonik iz vazduha koji se kao nečistoća nalazi u cevi u procesima zahvata elektrona smanjuje koncentraciju brzih elektrona u plazmi. To je veliki problem jer nastali negativni joni kiseonika vezuju se sa pozitivnim jonica , rekombinuju i time smanjuju koncentraciju elektrona u plazmi. [1]

ZAKLJUČAK

U ovom radu su dati rezultati indirektnog određivanja temperature elektrona u plazmi pozitivnog stuba tinjavog pražnjenja metodom dvostrukе sonde po [2].

U okviru eksperimentalnog rada određene su temperature elektrona za radni gas helijum na pritiscima $(50, 100, 200, 500) Pa$, za azot na pritiscima $(40, 50) Pa$ i argon $(50, 100, 150) Pa$. Rezultati merenja dati su u *tabeli 9*.

Dobijeni rezultati su upoređeni sa teoretskim predviđanjem za difuzni režim rada pozitivnog stuba [2]. Relativna odstupanja se kreću u intervalu od 18% - za helijum na pritisku $50 Pa$ do 450% - za argon na pritisku $150 Pa$. Rezultati poređenja eksperimentalnih rezultata sa rezultatima teorije dati su *tabeli 11*.

Odstupanja koja su navedena javljaju se delom zbog aparature, delom prirode gase.

Rezultati merenja i njihova analiza dozvoljavaju da se zaključi da kada srednji slobodni put elektrona postane manji od prečnika sonde tada rezultati merenja odstupaju od teorijskih vrednosti van granica greške merenja. Metoda merenja dvostrukom elektrostatickom sondom u atmosferi helijuma i našom aparaturom iznad pritisaka od $133.3 Pa$ nisu korektna.

Asimetrija volt - amperskih karakteristika merenja navodi nas na zaključak da oblasti dejstva potencijala sondi nisu iste ili da one nisu idealno istih dimenzija. Ova asimetrija utiče na rezultate merenja. Porastom pritisaka radnog gasa asimetrija se povećava što je dato na *slici 29..* Uticaj asimetrije pri merenju našom aparaturom u atmosferi helijuma može se tolerisati do pritisaka od $133.3 Pa$.

Ovom metodom ne mogu se indirektno odrediti temperature elektrona za sve gasove. Gasovi čiji elektroni u formiranoj plazmi pozitivnog stuba tinjavog pražnjenja imaju raspodelu brzina koja nije Maxwell - ova, ne mogu se korektno tretirati ovom metodom. Dobijeni rezultati ovih merenja su nedefinisani. Takav je slučaj sa argonom [1] i to objašnjava relativno odstupanje temperature eksperimenta od teorije za 450%. Pretpostavljamo da su odstupanja koja se javljaju kod azota iste prirode mada u literaturi nije nađena potvrda pretpostavke.

Metodom dvostrukе sonde, zbog postojanja prostornog nanelektrisanja oko obe, na sonde padaju samo brzi elektroni. Ovo ograničava interval pritisaka u kojima se merenjem dobijaju korektni rezultati. Merenja i analiza rezultata su pokazali da su merenja do $133.3 Pa$ prihvatljiva.

Metoda obrade volt - amperskih karakteristika unosi grešku merenja koja se kreće od 1% – 5%. Greške date u *tabeli 9*.

Na osnovu svih rezultata eksperimentalnog rada i njihove analize može se zaključiti da metodom dvostrukе sonde koristeći opisanu aparaturu indirektno određivanje temperature moguće je korektno obaviti do pritiska $133.3 Pa$ i to za gasove čije su brzine elektrona raspodeljene po Maxwell - ovoj raspodeli. Merenja na višim pritiscima i sa ostalim gasovima daju rezultate koji su nedefinisani.

L I T E R A T U R A

- [1] A. von Engel,"Ionized Gases", Oxford At The Clarendon Press, 1965. prevod ,Naučna knjiga, Beograd 1970.
- [2] James Dillon Cobine, "Gaseous Conductore Theory and Engenering Applications ", Dover Publications Ins New York ,1958.str. 205 - 245 ,
- [3] L. Schoot , "Electrical Probes , " u knjizi W. Lochate Holtereven , "Plasma Diagnostics ", Nort Holand Publishing Company , Amsterdam 1968. str. 668 - 731
- [4] Frencis F. Chen , "Duble Probes", u knjizi Richard H. Huddlestone and Stendley L. Leonard , "Plasma Diagnostic", Academic Press, New Yourk 1965. str. 178 - 173
- [5] Jaroslav Labat, "Fizika ionizovanih gasova", Fizički fakultet ,Beograd 1991.
- [6] Božidar S. Milić,"Osnove fizike gasne plazme", Građevinska knjiga, Beograd , 1989. str. 1 - 19 i 320 - 326