

## NIZKOTLAČNA ARGONSKA PLAZMA V NAPRAVI ZA IONSKO PREKRIVANJE

Boštjan Peršak, Andrej Cvelbar in Boris Navinšek, Institut "Jožef Stefan", Jamova 39, 61111 Ljubljana

### Low pressure argon plasma in an ion plating chamber

#### ABSTRACT

Low pressure argon plasma in a Balzers BAI 730 coating chamber is the basic medium for a vacuum deposition of hard protective coatings. The plasma confined by magnetic mirrors is sustained by means of a narrow beam of accelerated electrons. The radial distribution of the plasma density and the electron temperature on a half of the chamber height is presented. Plasma parameters were measured by means of the electrical (Langmuir) probe. Obtained experimental results for the density of the described plasma agree well with the results of the derived diffusion model.

#### POVZETEK

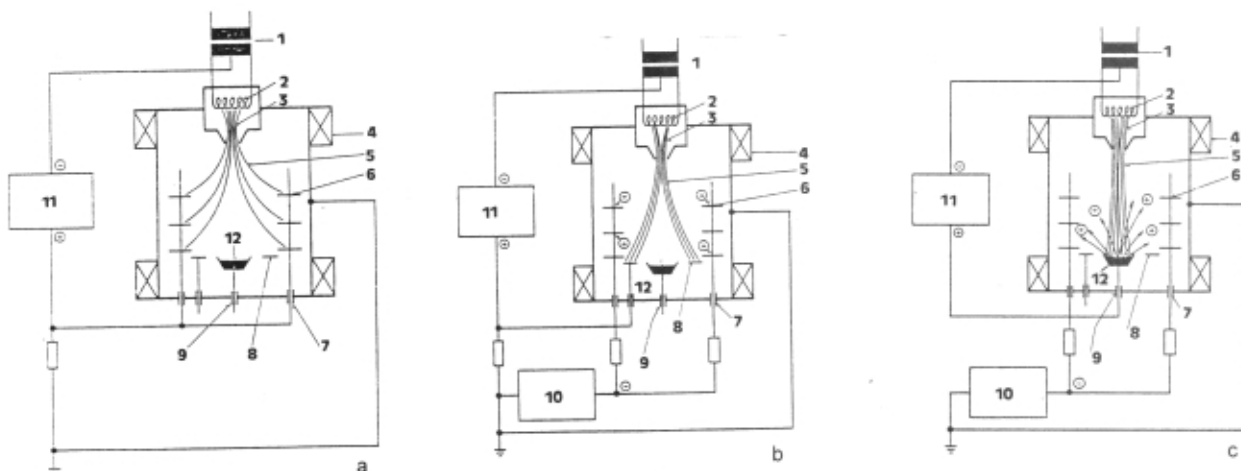
Nizkotlačna argonska plazma v Balzersovi napravi BAI 730 je osnovni medij vakuumskega nanašanja trdih prevlek. Plazmo, ki se nahaja med magnetnimi zrcali, vzdržuje curek pospešenih elektronov. Prikazana je radialna porazdelitev gostote plazme in temperature elektronov na polovici višine komore. Parametre plazme smo izmerili z električnim (Langmuirjevim) tipalom. Izmerjeno gostoto lokovne plazme smo primerjali z vrednostjo, ki smo jo izračunali iz difuzijske enačbe.

#### 1 UVOD

V Centru za trde prevleke Instituta "Jožef Stefan" uporabljamo za nanos zaščitnih trdih prevlek (TiN, CrN) Balzersovo napravo BAI 730. Osnovni medij vakuumskega postopka nanašanja (PVD) trdih prevlek je nizkotlačna argonska plazma ( $p_{Ar}=0,15$  Pa), ki jo vzdržuje curek hitrih elektronov. Celotni postopek je sestavljen iz treh delov (slika 1): plazemskega segrevanja, čiščenja (jedkanja) ter nanosa prevlek na orodja iz hitroreznega jekla. Z elektroni iz plazme segrejemo orodja do  $400^{\circ}\text{C}$ , tako da z njihovih površin odstranimo kondenzirane nečistoče (adsorbirane atome in mole-

kule). Kemosorbiranih in oksidnih nečistoč s pregrevanjem ne odstranimo, zato si pomagamo z ionskim jedkanjem, pri čemer površine obstreljujemo z visokoenergijskimi nereaktivnimi argonovimi ioni ( $200$  eV). Ko so površine orodij očiščene, se prične postopek nanašanja kovinskih nitridov. Z elektronskim curkom segrejemo kovinsko pogačo (Ti, Cr) do temperature tališča. Ko se pogača raztali, pričnejo z njene površine intenzivno izparevati kovinski atomi, ki pri prehodu skozi področje elektronskega loka delno ionizirajo. Med nanosom uvajamo v vakuumsko posodo poleg argona še dušik, ki se v plazmi delno ionizira. Z negativno električno napetostjo na podlagah ( $-125$  V) vse ione pospešimo proti površinam orodij. S tem povečamo verjetnost za kemijsko reakcijo med kovinskimi in dušikovimi ioni, hkrati pa zagotovimo rast nitridne plasti z ustrežno mikrostrukturo. Hitrost napačevanja titan-nitridne prevleke (TiN) je približno  $30-50$  nm/min.

Posebnost naprave BAI 730 je vzdrževanje argonske plazme z ozkim curkom primarnih elektronov, ki preseva komoro v njeni navpični osi. Primarne elektrone dobimo iz razžarjene tantalove katode in jih na izhodu iz ionizacijske komore pospešimo do kinetične energije  $E=50$  eV. Gostota primarnih elektronov je približno  $10^{15}$   $\text{m}^{-3}$ , njihova kinetična energija pa blizu vrednosti, pri kateri ima ionizacijski sipalni presek argonovih atomov maksimalno vrednost. Pogostost ionizacijskih trkov v območju elektronskega curka (plazemskega loka) je zato velika. Novonastali elektroni, ki imajo večjo kinetično energijo, kot je ionizacijski potencial argona ( $E_i=15,7$  eV), tudi ionizirajo nevtralne atome, zato se plazma razširi po celotni komori. Gostoti elektronov in ionov sta v plazmah z veliko koncentracijo nabitih delcev enaki. V območju plazemskega loka ta presega  $10^{18}$   $\text{m}^{-3}$ , medtem ko gostota termične plazme zunaj tega območja z oddaljenostjo pada (do  $10^{16}$   $\text{m}^{-3}$ ).



Slika 1. Poenostavljene sheme posameznih postopkov nanašanja trdih prevlek: a) segrevanje, b) jedkanje in c) nanos prevlek. (1 - transformator, 2 - žareča tantalova nitka, 3 - ionizacijska celica, 4 - tuljave za fokusacijo plazme, 5 - plazemski tok, 6 - podlage, 7, 9 - električni priključki, 8 - pomožna anoda, 10, 11 - električni napajalniki, 12 - lonček s talino)

Plazmo postavimo še v zunanje magnetno polje, ki ga ustvarimo s parom Helmholtzovih tuljav ob dnu in na vrhu komore. Gostota polja ( $B=5$  mT) je majhna, vendar dovolj velika, da omeji radialno gibanje elektronov, s tem pa zmanjša rekombinacijske pobege elektronov in ionov proti stenam komore. Prav tako se zaradi kroženja pot elektronov po komori podaljša, zato je število ionizacijskih trkov večje. Gostota plazme v magnetnem polju se tako poveča za faktor deset in več.

Za popolnejši opis plazme je potrebno navesti tudi povprečno kinetično energijo (temperaturo) elektronov. Energija se med delci plazme prenaša s trki. Termični elektroni pridobijo energijo ob trkih s primarnimi. V komori je gostota termične plazme mnogo večja od gostote primarnih elektronov. Povprečna kinetična energija plina termičnih elektronov je med  $kT_e=1-4$  eV, odvisno od gostote magnetnega polja in oddaljenosti od curka primarnih elektronov. Termični energiji  $kT_e=1$  eV ustreza temperatura  $T_e=11600$  K. Energijska izmenjava med delci je odvisna od njihovih mas, zato je izmenjava kinetične energije med elektroni in ioni ali atomi zaradi velike razlike v masah zanemarljiva. V nizkotlačnih plazmah se temperatura ionskega plina ne razlikuje od temperature nevtralnega plina ( $T=500$  K).

V nadaljevanju so prikazane radialne porazdelitve osnovnih parametrov argonske plazme. Izmerili smo jih na sredini višine komore, kjer je plazma najbolj homogena. Osnovne spremenljivke, kot so gostota plazme, elektronska temperatura in potencial plazme, lokalno učinkovito izmerimo z električnim (Langmuirjevim) tipalom. Ker nas je zanimala le ocena parametrov, smo uporabili enostavno izvedbo tipala, ki smo ga izdelali iz tanke volframove žice. Z Langmuirjevim tipalom merimo skupen elektronski in ionski tok na površino tipala v odvisnosti od napetosti na njem, iz tokovno-napetostne karakteristike pa določimo želen parameter. Za izračun je uporabljen Bohmov model. Prikazana je primerjava gostote plazme in temperature elektronov pri različnih vrednostih magnetnega polja, v območju od 0 do 5 mT. Za opisani sistem smo z magnetno hidrodinamiko (MHD) napovedali radialno porazdelitev gostote plazme po komori.

## 2 MERJENJE PARAMETROV PLAZME

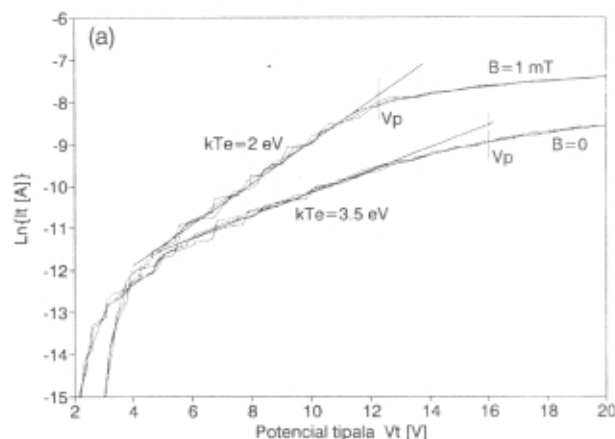
Langmuirjevo tipalo je v fiziki plazme kljub enostavni izvedbi eno od najuporabnejših diagnostičnih orodij, s katerim lahko študiramo lokalno porazdelitev osnovnih spremenljivk termičnega gibanja elektronov. Če nas ne zanimajo specifične lastnosti elektronskega plina, npr. natančna hitrostna porazdelitev elektronov, lahko izdelamo tipalo na zelo enostaven način: vzamemo volframovo žičko in jo po površini izoliramo s tankim steklenim valjem. En konec žičke priključimo na zunanjo napetost, drugega pa pustimo neizoliranega in ga postavimo v plazmo na želeno mesto. Prosto čelo žičke predstavlja planarno Langmuirjevo tipalo. Premer žičke moramo izbrati tako, da je mnogo večji od razdalje, pri kateri še lahko govorimo o električni nevtralnosti plazme (Debyejeva dolžina), po drugi strani pa mnogo manjši od proste poti elektronov ali ionov. Premer uporabljenega tipala je 1 mm. Debyejeva dolžina opazovane plazme je reda velikosti 0,05 mm; prosta pot elektronov 10 cm, prosta pot ionov pa 1 cm.

Za obdelavo tokovno-napetostne karakteristike uporabimo enodimenzionalni planarni Bohmov model [1].

Celotni tok na tipalo je vsota elektronskega in ionskega toka, pri čemer je potrebno vedeti, da je termični tok elektronov zaradi njihove velike hitrosti mnogo večji od ionskega toka. Posebej zanimiv del tokovne karakteristike je napetostno območje, ki je za elektrone odbojno. V tem primeru je elektronski tok na tipalo sorazmeren produktu povprečne hitrosti elektronov ter njihove gostote v polju odbojnega potenciala. Idealno termodinamično ravnotežje elektronskega plina opišemo z maxwellsko hitrostno porazdelitvijo. Gostota takšnih elektronov je v polju odbojnega potenciala zmanjšana za Boltzmanov faktor, tako da je elektronski tok na tipalo enak:

$$I_e = \frac{1}{4} e_0 S_t n_{\infty} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left[-e_0(V_t - V_p) / kT_e\right], \quad (1)$$

pri čemer je  $S_t$  površina tipala,  $V_p$  pa potencial plazme, t.j. potencial, pri katerem tipalo ne vpliva na gibanje nabitih delcev. Iz zapisane enačbe je razvidno, da lahko iz nagiba logaritmirane tokovne karakteristike tipala enostavno določimo temperaturo elektronov. Na sliki 2a sta prikazani tokovno-napetostni karakteristiki za plazmo v magnetnem polju in zunaj njega. Že pri majhnem polju (1 mT) je opazen občuten padec elektronske temperature (iz 3,5 eV na 2 eV).



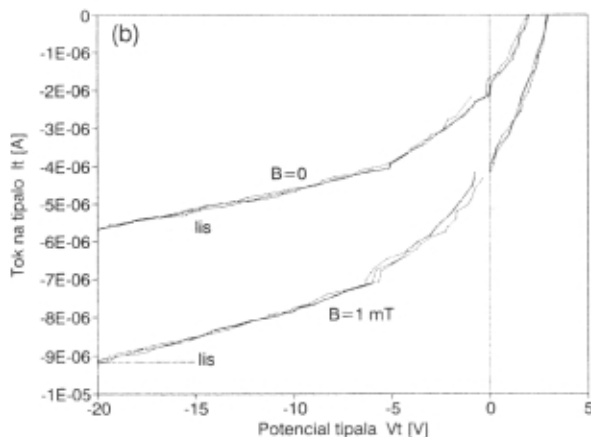
Slika 2a. Logaritmično izmerjene tokovne karakteristike za plazmo v magnetnem polju  $B=1$  mT in zunaj njega  $B=0$ ; tlak argona je bil  $p_{Ar}=0,15$  Pa, meritev pa je bila narejena na razdalji  $r=20$  cm od središča komore.

Ko večamo potencialno razliko med plazmo in tipalom, vedno manj elektronov premaga njegovo odbojno polje. Pri potencialu lebdenja  $V_t$  sta tokova elektronov in ionov izenačena, tako da je celotni tok na tipalu enak nič. Pod to napetostjo je tok na tipalu enak nasičenemu ionskemu toku. Ionski tok na tipalu lahko opišemo z Bohmovim modelom. Potencialna energija ionov (1 eV) je v privlačnem polju tipala mnogo večja od njihove termične energije ( $kT_i=0,05$  eV). Tok ionov je tako pogojen s hitrostjo, ki jo ioni pridobijo med pospeševanjem v polju tipala. Če hočemo natančneje opisati ionski tok na tipalu, moramo poznati spreminjanje potenciala plazme v njegovi okolici. Ker je tipalo za elektrone

odbojno, se v njegovi okolici oblikuje pozitivna prostorska naelektritev. To območje imenujemo mejna plast /2/. Zunaj tega območja je plazma nevtralna. Privzamemo, da je gostota ionskega toka v mejni plasti zaradi njene majhne širine (5-10 Debyejevih dolžin) konstantna. Z rešitvijo Poissonove enačbe določimo potencial plazme na meji med nevtralno plazmo in mejno plastjo. Izkaže se, da morajo biti ioni kljub začetnemu privzetku, da je plazma zunaj mejne plasti nevtralna, pospešeni že pred vstopom v mejno plast, če hočejo doseči tipalo. Poznavanje odvisnosti ionskega toka od osnovnih parametrov plazme je pomembno zato, ker lahko z uporabljenim tipalom najlažje izračunamo njeno gostoto ravno iz nasičenega ionskega toka  $I_{is}$ . Bohmov model daje za izračun gostote plazme naslednji izraz:

$$n = \frac{|I_{is}|}{0.61 e_0 A_i \sqrt{k T_e / M_i}} \quad (2)$$

Na sliki 2b je prikazano območje nasičenega ionskega toka. Ta z nižanjem napetosti še vedno pada, vendar se zadovoljimo z izmerjeno oceno nasičenega toka pri -20 V. Ugotovimo, da je gostota plazme, ki je potopljena v magnetno polje, večja od plazme, ki ni v njem.



Slika 2b. Območje nasičenega ionskega toka; gostota plazme se v magnetnem polju poveča.

Z Bohmovim modelom lahko ocenimo tudi vrednost potenciala plazme proti ozemljeni referenčni elektrodi. V ta namen moramo izmeriti potencial lebdenja  $V_f$ , ki je enak potencialu v plazmo potopljene izolirane elektrode. Če poznamo termično energijo elektronov, uporabimo za oceno potenciala argonske plazme naslednji izraz:

$$V_{pAr} = V_f + 5.2 k T_e / e_0 \quad (3)$$

Potencial plazme natančneje določimo s prvim odvodom tokovne karakteristike po napetosti tipala. Drugi odvod karakteristike namreč podaja hitrostno porazdelitev elektronskega plina /3/. Ko je napetost tipala enaka potencialu plazme, ga dosežejo vsi elektroni. Odbojni

potencial je takrat enak nič; v višjih odvodih takšnemu potencialu ustreza začetna hitrost ( $v=0$ ). Ker je porazdelitvena funkcija strogo pozitivna, je zato pri potencialu plazme enaka nič. Prvi odvod ima pri potencialu plazme ekstrem. Vendar je numerično odvajanje karakteristike zaradi napake meritve pogojeno z njenim poprejšnjim glajenjem. Glajenje funkcij je zamudno opravilo, zato se raje zadovoljimo z grobo Bohmovo oceno. Potential plazme je glede na ozemljene stene pozitiven in se spreminja v odvisnosti od razdalje in magnetnega polja med 15 in 20 V. Razlika med potencialom plazme, izračunanim z Bohmovo oceno in iz maksimalne vrednosti prvega odvoda, je od 1 do 5 V.

Površina tipala je bila ves čas meritve postavljena vzporedno s smerjo magnetnega polja. Pri uporabljenih magnetnih poljih ioni še niso namagneteni, kar pomeni, da magnetno polje ne vpliva na njihovo gibanje. Prav tako rotiranje elektronov ne spremeni preveč hitrostne porazdelitve. Privzamemo, da je hitrostna porazdelitev izotropna v radialni in longitudinalni smeri, tako da za spremembo gostote namagnetene elektronov v odbojnem polju tipala še vedno uporabljamo Boltzmannov zakon. Rečemo lahko, da je izračun parametrov plazme z Bohmovim modelom uporaben pri magnetnih poljih, ki še ne vplivajo na gibanje ionov (pri tlaku  $p_{Ar}=0,15$  Pa je mejna gostota  $B=20$  mT), ter za tipala, katerih površina je vzporedna s smerjo magnetnega polja.

Izmerjena karakteristika je zaradi enostavne izvedbe tipala pri napetostih nad potencialom plazme dvomljiva. Steklina izolacija je ves čas na potencialu lebdenja. Pri velikih potencialnih razlikah med izolacijo in tipalom se homogenost plazme v okolici tipala poslabša. Pri izmerjeni karakteristiki zato ne opazimo območja termičnega toka elektronov, iz katerega bi lahko enostavno določili njihovo gostoto, prav tako pa se nagib logaritmirane tokovne karakteristike pri napetostih v bližini potenciala plazme začne spreminjati. Obstajajo boljše izvedbe, npr. cilindrično ter kroglno tipalo, pri katerih je zasenčenje tipala z izolacijo manj izrazito.

### 3 RADIALNA PORAZDELITEV PARAMETROV PLAZME

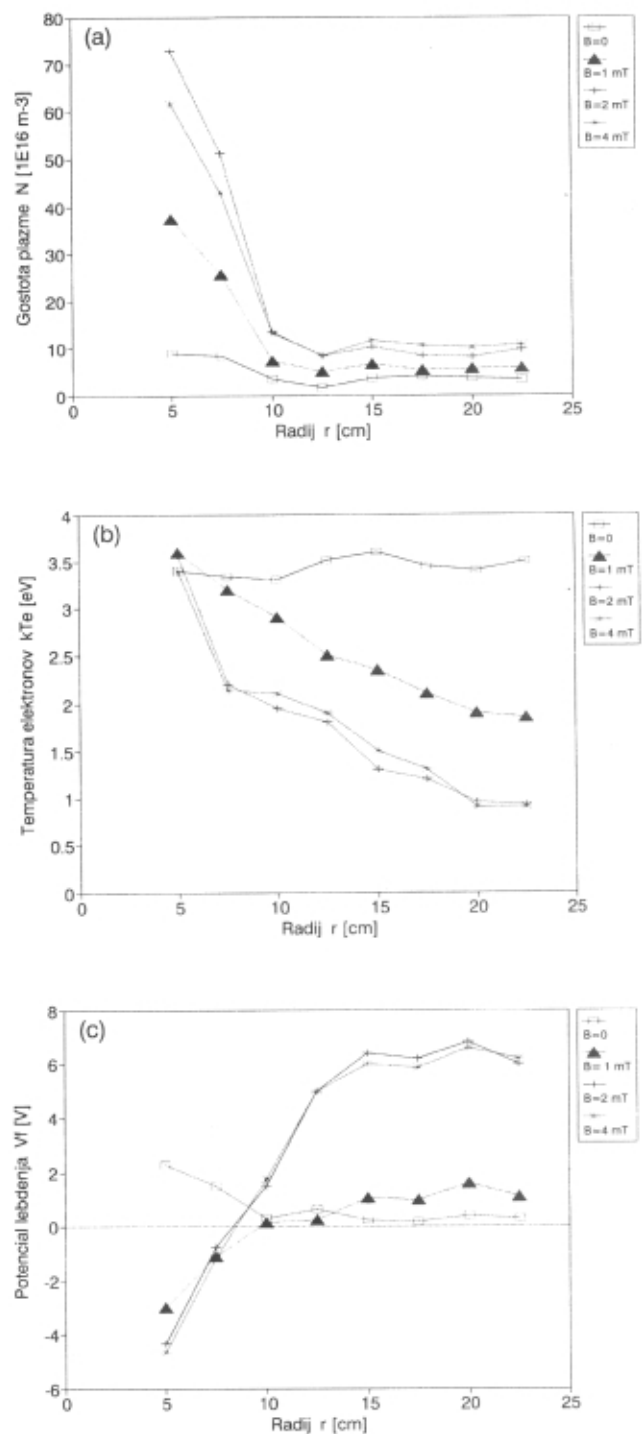
Obravnavana plazma se bistveno razlikuje od običajnih laboratorijskih - tlivnih plazem. Te prižge in vzdržuje zunanje električno polje. Če damo plin argona med plošči kondenzatorja, se redki nabiti delci v polju pospešijo. Ioni, ki priletijo na katodo, izbijajo z njene površine sekundarne elektrone. Ti elektroni se nato pospešijo do hitrosti, ki je zadostna za ionizacijo nevtralnih atomov. Pri ionizacijskem trku takšnega elektrona z argonovim atomom nastaneta dva elektrona in ion. Ker je verjetnost za ionizacijske trke sorazmerna z gostoto elektronov, prične gostota plazme hitro naraščati (približno eksponentno). Z večjim številom nabitih delcev pa prične naraščati tudi verjetnost za rekombinacijske izgube. Te so lahko posledica pobegov nabitih delcev proti stenam komore ali rekombinacijskih procesov (trkov) v sami plazmi. Plazma se ustali v ravnotežnem in stacionarnem stanju, ko se stopnji izgub in izvirov izenačita. Za tlivno plazmo, posebej za njen najbolj homogeni del, tj. pozitivni steber termične plazme, je značilno temperaturno ravnotežje plina elektronov. Termična energija elektronov mora namreč biti tako velika, da je število ionizacijskih dogodkov glede na izgube zadostno. Odvisna je predvsem od tlaka nevtralnega plina in jakosti električnega polja in je med

2 in 4 eV. V tlivni plazmi se elektronska temperatura po komori ne spreminja, ker pa se mora z zunanjim vzbujanjem sama oblikovati, jo imenujemo samovzdržljiva plazma.

Velikih gostot plazme in nekaterih njenih specifičnih lastnosti (npr. termoionskih tokov), ki so za tehnološko uporabo pogosto zelo zanimivi, s tlivno razelektrivijo ne moremo doseči. V teh primerih si pomagamo z lokovno plazmo (plasma arc). Pri tem elektrone, izparele iz segrete katode (tantalove ali volframove žičke), pospešimo do ustrezne hitrosti (50 eV) in jih v ozkem curku usmerimo proti anodi. Elektronski curek lahko za potrebe taljenja kovinske pogače z magnetnim poljem še dodatno zgostimo. V napravi BAI 730 je vrednost toka elektronskega loka, ki ga merimo na bakreni anodi ( $2r=10$  cm), približno 50 A. Hitri elektroni z veliko verjetnostjo ionizirajo nevtralne atome. Čeprav je gostota primarnih elektronov majhna,  $n_{\text{lok}}=10^{15} \text{ m}^{-3}$ , je stopnja ionizacije v območju plazemskega loka (pogostost ionizacijskih trkov primarnih elektronov je  $10^6 \text{ s}^{-1}$ ) mnogo večja kot v ostali plazmi (do  $10^3 \text{ s}^{-1}$ ). V območju loka je gostota plazme za faktor sto večja kot zunaj tega področja. Preostalo plazmo zaradi njenih termodinamičnih ravnovesnih lastnosti imenujemo termična plazma. Na meji med obema plazmama gostota izrazito pade, proti stenam komore pa se ne spremeni bistveno. Vedeti moramo, da so stene komore kovinske in ozemljene, zaradi česar v plazmi tečejo tokovi, njeno električno polje pa se v bližini sten izniči. Gostota argonske plazme je v bližini kovinskih nosilcev orodij približno  $10^{16} \text{ m}^{-3}$ , pri čemer je plazma v večjem magnetnem polju gostejša, slika 3a.

Termični elektroni dobijo večji del kinetične energije s trki ob primarne elektrone. Ko plazma ni v magnetnem polju, gibanje elektronov ni omejeno v nobeni smeri. V takšnem primeru se temperatura termičnih elektronov po komori ne spreminja ( $kT_e=3,5 \text{ eV}$ ), kar je podobno kot pri tlivni plazmi. Razmere pa se povsem spremenijo, ko plazmo potopimo v magnetno polje. Ciklotronska frekvenca elektronov v uporabljenih poljih presega  $10^8 \text{ s}^{-1}$ , kar je mnogo več od števila elastičnih trkov delcev plazme ( $10^6 \text{ s}^{-1}$ ). Elektron se tako večkrat zavrti okoli magnetne silnice, preden trči z ostalimi delci, tako da je gibanje elektronov v smeri pravokotno na smer magnetnega polja omejeno na razdaljo Larmorovega radija (0,5 cm). V splošnem vsaka magnetna "steklenica" omeji pobeg (difuzijo) delcev na stene komore, zaradi česar se gostota plazme poveča po celotni komori. Ciklotronsko kroženje podaljša tudi pot elektronov, zato se število ionizacijskih in vzbuditvenih trkov v magnetnem polju poveča. Da je to res, se lahko prepričamo s prostim očesom, saj plazma v magnetnem polju žari močneje.

Posebnost obravnavane plazme je velik padec elektronske temperature zunaj območja plazemskega loka. Ta pojav opazimo v plazmi, ki je potopljena v magnetno polje, slika 3b. Če je termična energija elektronov v plazemskem loku enaka kot pri plazmi zunaj magnetnega polja (3,5 eV), proti stenam komore pade na presenetljivo nizko vrednost (pri  $B=2 \text{ mT}$  na 0,8 eV). Pri plazmi, ki ni v magnetnem polju, je značilna razdalja, pri kateri lahko govorimo o spremembi parametrov elektronov, velikost njihove proste poti (10 cm). O spremembi temperature elektronskega plina v magnetnem polju pa je smiselno govoriti šele, ko so razdalje večje od povprečnega Larmorovega ciklotronskega radija



Slika 3. Radialne porazdelitve a) gostote plazme, b) elektronske temperature in c) potenciala lebdjenja v odvisnosti od jakosti magnetnega polja.

elektronov ( $R_L=0,5$  cm). Razlog tega je v tem, da je v magnetnem polju izmenjava energije med primarnimi in termičnimi elektroni omejena na bližino elektronskega curka, na razdalji nekaj ciklotronskih radijev pa plazmo tvorijo pretežno hladni elektroni, ki energije primarnih elektronov zaradi oddaljenosti curka niso sposobni sprejeti. Pri takšnih energijah je za popolnejšo obravnavo plazme potrebno oceniti tudi vpliv ionizacij metastabilno vzbujenih argonovih atomov na gostoto in

temperaturo elektronov /4/. Argon ima močno vzbudljivi metastabilni stanji  $^3P_0$  (11,2 eV) in  $^3P_2$  (11,5 eV). Za ionizacijo takšnih atomov potrebujejo elektroni le kinetično energijo nad 4,2 eV, število hladnih elektronov, ki presegajo to energijo, pa je mnogo večje od števila elektronov, ki so sposobni ionizirati nevtralne atome. Zato kljub temu da je gostota metastabilnih argonovih atomov (groba ocena je  $10^{16} \text{ m}^{-3}$ ) mnogo manjša od gostote nevtralnih atomov ( $10^{19} \text{ m}^{-3}$ ), pričakujemo, da je pri počasnih elektronih (1 eV) število ionizacij metastabilno vzbujenih argonovih atomov večje kot število ionizacij nevtralnih atomov.

Za obravnavani plazemski sistem smo izdelali tudi enostavni difuzijski model, ki opisuje porazdelitev gostote plazme po komori /5/. Plazmo zaradi velike gostote nabitih delcev obravnavamo kot zmes kontinuumskih tekočin posameznih delcev. Povezavo med osnovnimi spremenljivkami posameznih zmesi podajata Navier-Stokesova in kontinuitetna enačba. Za območje termične plazme uporabimo klasično obravnavo, pri kateri upoštevamo, da se argonovi atomi ionizirajo le ob trkih s termičnimi elektroni. V območju plazemskega loka pa je potrebno upoštevati še ionizacijo atomov s primarnimi elektroni. Uporabljena kontinuitetna enačba je vsota gostote pogostosti ionizacijskih trkov s termičnimi in primarnimi elektroni:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\mathbf{v}) = \Omega = n v_{\text{max}w} + K_I \quad (4)$$

Za plazmo je značilno kolektivno vedenje. Značilen primer je difuzija elektronov in ionov. Če bi namreč nabiti delci pronicali neovirano, bi v plazmi nastal primankljaj hitrih delcev - elektronov. Zato se v plazmi ustvari mikroskopsko električno polje velikih jakosti, ki elektrone zavre, ione pa pospeši. V ravnovesnem stanju ioni in elektroni difundirajo z enako hitrostjo. Takšno kolektivno vedenje delcev plazme imenujemo ambipolarna difuzija, v kateri sta gostoti in difuzijska tokova elektronov in ionov enaka. Vpliv magnetnega polja na transversalno gibanje elektronov opišemo v Navier-Stokesovi enačbi z Lorentzovo silo. Ker pa imamo opravka s komoro velikih dimenzij ( $2R=1 \text{ m}$ ), je potrebno v osnovni enačbi MHD upoštevati še silo trenja, ki je posledica razlike v difuzijskih hitrostih med nabitimi in nevtralnimi delci. Ta sila je v uporabljenem modelu sorazmerna s pogostostjo trkov med posameznimi delci plazme /5/, pri tem pa upoštevamo trke med elektroni in težkimi delci (atomi ali ioni) ter med argonovimi ioni in atomi. Difuzijska enačba za območje termične plazme je v tem primeru homogena:

$$D_{A\perp} \left[ \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} \right] + D_{A\parallel} \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + v_{\text{max}v} n = 0, \quad (5)$$

medtem ko je za območje plazemskega loka nehomogena:

$$D_{A\perp} \left[ \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} \right] + D_{A\parallel} \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + v_{\text{max}v} n + K_I = 0. \quad (6)$$

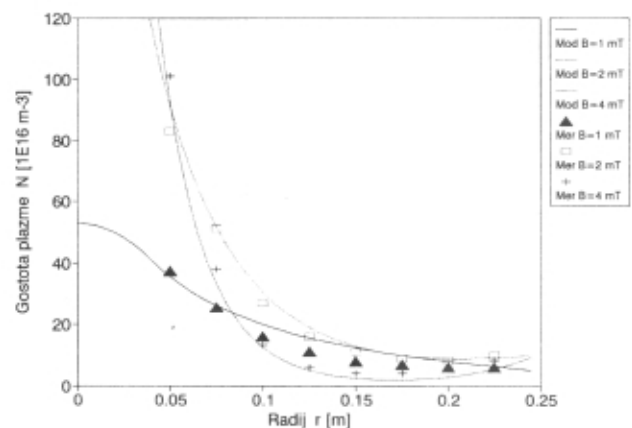
Ambipolarna difuzijska koeficienta delno ionizirane nizekotlačne plazme v smeri vzporedno in pravokotno na smer magnetnega polja imata naslednjo obliko:

$$D_{A\parallel} \cong \frac{2kT_e}{M_i v_{i,n}},$$

$$D_{A\perp} = \frac{D_{A\parallel}}{\left[ 1 + \frac{2m_e v_{e,n}}{M_i v_{i,n}} \left( 1 + \left[ \frac{\omega_e}{(v_{e,n} + v_{e,i})} \right]^2 \right) \right]} \quad (7)$$

Rešitvi obeh parcialnih diferencialnih enačb lahko zapišemo s tabeliranimi funkcijami (navadne in modificirane Besselove funkcije realnega ter imaginarnega argumenta) /5/. Za končno rešitev moramo upoštevati še robne pogoje. V modelu privzamemo, da gostota plazme na stenah komore ni enaka nič,  $n(R)=n_0$ , kot je pri plazmi v izolirani posodi, saj so stene komore kovinske in ozemljene. Prav tako predpostavimo, da je magnetno polje homogeno po celotni komori ter da je elektronski curek vzdolž osi z simetričen ( $r_0=4 \text{ cm}$ ), gostota in kinetična energija primarnih elektronov pa konstantni. Na meji med obema plazmama ( $r=r_0$ ) je potrebno rešitvi še "zlepiti", saj mora biti funkcija gostote zvezna in gladka po celotnem radiju. Na sliki 4 je prikazana primerjava med rezultati modelskih izračunov in meritev za plazmo, ki se nahaja v različno močnih magnetnih poljih ( $B=1, 2, 4 \text{ mT}$ ). V polju z gostoto  $2 \text{ mT}$  je ujemanje obeh rezultatov najboljše. Izpeljana rešitev za plazmo zunaj magnetnega polja ni preveč uporabna. V izpeljavi smo namreč privzeli, da je pogostost ionizacijskih trkov manjša od pogostosti elastičnih trkov. Za lokovno vzdrževano plazmo, ki ni v magnetnem polju, pa je ravno obratno. Za takšno plazmo dobimo drugačno difuzijsko enačbo, vendar je zaradi zapletenosti nismo rešili:

$$\frac{kT_e}{K_I M_i} \left[ n \nabla^2 n + (\nabla n)^2 \right] + K_I = 0. \quad (8)$$



Slika 4. Primerjava rezultatov modelskih izračunov in meritev za plazmo v magnetnem polju

Izpeljane rešitve se zelo razlikujejo od porazdelitve gostote tlivne plazme. Pri tlivni razelektritvi ima porazdelitev gostote približno obliko Besselove funkcije ničtega reda /6/, ki izrazitega skoka gostote v ozkem območju plazemskega loka ne opiše. Iz rezultatov meritev in modelskih izračunov je razvidno, da prične gostota plazme nad določeno gostoto magnetnega polja proti stenam komore padati. Na mestu, kjer so orodja najbolj izpostavljena delovanju plazme ( $r=20$  cm), je gostota plazme največja pri gostoti polja 20 Gauss. Zanimivo je, da je tudi elektronska temperatura pri takšnem polju na tem mestu najnižja ( $T_e=0,8$  eV). Sklepamo lahko, da je plazma najhomogenejša in magnetno najbolj zgoščena ravno pri gostoti polja 2 mT. Večja polja plazmo preveč zgoščijo (gostota proti stenam pade), za obstoj termične plazme zunaj plazemskega loka pa je zaradi pomanjkanja elektronov potrebna rahlo večja elektronska temperatura ( $T_e=1,2$  eV).

#### 4 SKLEP

Poznavanje parametrov plazme v tehnološki napravi za nanašanje trdih zaščitnih prevlek je za doseganje optimalnejših delovnih razmer pomemben podatek. Delovne razmere v napravi lahko spreminjamo predvsem z jakostjo magnetnega polja in gostoto toka primarnih elektronov. Izkazalo se je, da sta porazdelitvi gostote in temperature elektronov zelo občutljivi predvsem na spremembo magnetnega polja. Tako je plazma pri majhnih poljih (1 mT) premalo zgoščena in tehnološko nezanimiva, medtem ko pri večjih poljih (nad 5 mT) postane proti stenam posode nestabilna. Da na mestu, kjer so orodja najbolj izpostavljena delovanju plazme, dosežemo optimalne razmere, moramo izbrati takšno polje, pri katerem je gostota plazme največja. Zanimivo je, da je pri tem pogoju ( $B=2$  mT) elektronska temperatura proti stenam komore najnižja, kar je dodaten dokaz, da je tako oblikovana plazma magnetno najstabilnejša. Osnovni podatki o plazmi se dajo izmeriti na zelo enostaven način z navadno kovinsko žičko, ustreznim napajanjem in priročnim ampermetrom. Prikazane meritve so bile narejene v najbolj homogeni plazmi, ki

jo v opisani komori še lahko oblikujemo, to pa zato, ker lahko čisto plazmo teoretično najuspešneje opišemo. Z uporabo osnovnih enačb magnetne hidrodinamike, predvsem prireditve kontinuitetne enačbe, lahko naredimo zadovoljiv model za opis porazdelitve gostote plazme, ki jo vzdržuje curek hitrih elektronov. Pri takšni obravnavi plazmo razdelimo na območje plazemskega loka in termične plazme. Izpeljana rešitev dobro opisuje radialno porazdelitev gostote lokovne plazme, posebej tiste, ki je potopljena v ne premočno magnetno polje. Določitev ravnotežne temperature elektronov je pri opazovani plazmi zapletena. Pri samovzdržljivih plazmah (tlivnih razelektritvah) jo lahko izračunamo iz ravnovesne enačbe med stopnjo difuzijskih izgub in ionizacijskih izvirov /6/. Pri lokovni plazmi pa lahko določimo ravnotežno temperaturo le na velikih razdaljah od curka primarnih elektronov, kjer je plazma še najbolj podobna pozitivnemu stebriču termične plazme. Modelsko vrednost temperature določimo z iskanjem največje stabilnosti rešitve parcialne diferencialne enačbe /5/. Pri tem opazujemo vedenje modelske gostote na nekem mestu v komori v odvisnosti od temperature elektronov. Izkaže se, da ima ta odvisnost pri določeni temperaturi izrazit minimum. Ker tako določene temperature zadovoljivo ustrezajo izmerjenim vrednostim, predvidevamo, da je opisani postopek iskanja ravnotežne temperature elektronskega plina pravičen.

#### 5 LITERATURA

- /1/ Lipschultz, B., Hutchinson, I., Labombard, B., and Wan, A., J. Vac. Sci. Technol. A 4 (1985) 1810-1816;
- /2/ Franklin, R., Plasma Phenomena in Gas Discharges, Oxford University Press 1976, Oxford;
- /3/ Medicus, G.J., J. Appl. Phys. 27 (1956) 1242-1248;
- /4/ Chapman, B., Glow Discharge Processes, John Wiley and Sons Inc. 1980, New York;
- /5/ Peršak B., Diplomsko delo, Univerza v Ljubljani, Oddelek za fiziko 1995, Ljubljana;
- /6/ Golant, V. E., Zhilinsky, A. P., Sakharov, I. E., Fundamentals of Plasma Physics, John Wiley and Sons Inc. 1980, New York.

## IZOBRAŽEVANJE

Vse uporabnike vakuumske tehnike obveščamo, da so letu 1995 predvideni naslednji strokovno izobraževalni tečaji:

#### VZDRŽEVANJE VAKUUMSKIH NAPRAV 12. in 13. april ter 28. in 29. november 1995

Obravnavana bo predvsem tematika, ki jo srečujemo v tehniki grobega vakuumu. To je: delovanje, vzdrževanje in popravila rotacijskih črpalk, pregled in uporaba različnih črpalk, ventilov in drugih elementov, meritve vakuumu, hermetičnost in odkrivanje netesnosti v vakuumskih sistemih, materialih za popravila, tehnike čiščenja in spajanja, skupno 16 ur, od tega tretjina praktičnih prikazov in vaj.

Cena tečaja je 28.000 SIT. Vsak tečajnik bo prejel tudi brošuro "Vzdrževanje vakuumskih naprav" in potrdilo o opravljenem tečaju.

#### OSNOVE VAKUUMSKE TEHNIKE 13.- 15. junij ter 9.-12. oktober 1995

Ta tečaj je popolnejši od prvega, obravnava podrobneje vsa prej omenjena področja in poleg tega še: pomen in razvoj

vakuumske tehnike, fizikalne osnove, črpalke za visoki vakuum, tankoplastne in druge vakuumske tehnologije, čiste postopke, analize površin ter doziranje, čiščenje in preiskave plinov - skupno 20 ur z vajami in ogledom Inštituta.

Cena tečaja je 24.000 SIT. Udeleženci prejmejo zbornik predavanj "Osnove vakuumske tehnike" in potrdilo o opravljenem tečaju.

Vsi tečaji se prično ob 8.00 uri v knjižnici Inštituta za elektroniko in vakuumsko tehniko, Teslova 30, Ljubljana.

Prosimo zainteresirane, da se informativno javijo čimprej, za dokončno potrdilo udeležbe pa velja kopija položnice o plačilu - najkasneje tri dni pred pričetkom tečaja na naslov: Društvo za vakuumsko tehniko Slovenije, Teslova 30, 61111 Ljubljana (štev. žiro računa: 50101-67852240). Prijave sprejema organizacijski odbor (Koller, Spruk, Mozetič, Nemanič), ki daje tudi vse dodatne informacije (tel. 061263-461).