

## Dreifing rafeinda í tíma og rúmi í púlsaðri segulspætu

Jón Tómas Guðmundsson<sup>a,b</sup>, Johan Böhlmark<sup>c</sup>, Jones Alami<sup>d</sup>,  
Kristinn Björgvin Gylfason<sup>e</sup> og Ulf Helmersson<sup>c</sup>

<sup>a</sup>Verkfræðideild Háskóla Íslands, <sup>b</sup>Raunvísindastofnun Háskólans,  
<sup>c</sup>Eðlisfræðideild Linköpingháskóla, <sup>d</sup>Eðlisfræðistofnun RWTH, Achen,  
<sup>e</sup>Örsmáðartækni, Konunglegi Tækniháskólinn Stokkhólmi.

Vefútgáfa: 7. febrúar 2006

**Ágrip** — Örvun segulspætu með aflmiklum spennupólusi, sem endurtekin er með tiltölulega lágrí tíðni er nú að ryðja sér til rúms í efnistækni. Hér er fjallað um mælingar með Langmuirmema á dreifingu rafeinda í tíma og rúmi í segulspætu, sem örvuð er með spennupólusi. Spennupólusinn sem lagður er á skotmark (bakskaut) afhleðslunnar veldur rafeindapéttleikapólusi. Rafeindapéttleikinn í púlsinum mælist  $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$  þar sem hann er hæstur í nálægð við skotmarkið. Rafeindapéttleikapólusinn færast síðan með jöfnum hraða frá skotmarkinu. Við sjáum einnig að hluti rafeindanna er hremmdur í segulgildru þar sem segulviðsstyrkurinn er núll vegna ójafnvægi segulspætunnar. Þessi mikli rafeindapéttleiki leiðir til þess að jónunarhlutfall spætra agna er afar hátt.

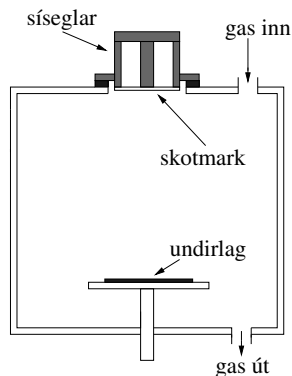
### 1. Inngangur

Segulspætur eru mikið notaðar til ræktunar þunnra húða (Guðmundsson, 2004). Algengast er að þær séu örvaðar með jafnspennu. Hámarksafli sem veita má til afhleðslunnar eru sett efri mörk við bráðnun skotmarks (bakskauts), sem aftur takmarkar rafeinda- og jónapéttleika rafgassins við tiltölulega lág gildi. Nær öll orka jákvæðra jóna, sem hraðað er að skotmarkinu, breytist í varma. Í hefðbundinni flatrí segulspætu er síseglum komið fyrir aftan við skotmarkið eins og sjá má á mynd 1. Segulviðið hremmir rafeindir og heldur þeim nálægt skotmarkinu. Þetta lengir dvalartíma rafeindanna í rafgasinu næst skotmarkinu og veldur þar með aukinni jónun spætunargassins. Jónum spætunargassins er hraðað að skotmarkinu og spæta atóm úr því. Í hefðbundinni dc segulspætu er aðeins lítill hluti spætra agna jónaður, u.þ.b. 1%.

Oft er æskilegt að spætu agnirnar séu jónaðar. Þá má stýra orku og stefnu innkomandi agna með því að leggja spennu á sýnið sem ræktað er á. Á síðustu árum hafa verið þróaðar segulspætur þar sem jónunarhlutfall spætra agna er mjög hátt. Það er gjarnan gert með því að koma fyrir spanafhleðslu eða örbylgjuafhleðslu

milli skotmarks og sýnahaldara (Guðmundsson, 2004; Rossnagel and Hopwood, 1993; Musil et al., 1991). Önnur aðferð til að fá hátt jónunarhlutfall spætra agna er að örva segulspætuna með spennupólusi, sem endurtekin er með tiltölulega lágrí tíðni (Kouznetsov et al., 1999). Með þessari aðferð fæst afar há hlutfallsleg jónun agnaflæðis í afhleðslunni eða 40 – 70% (Macák et al., 2000). Jónunarhlutfallið er allt að 90% í púlsinum (Bohlmark et al., 2005b). Einnig er nýting skotmarksins betri en fyrir hefðbundna dc segulspætu (Kouznetsov et al., 1999). Einn meginkosturinn við þessa aðferð er að notuð er hefðbundin segulspætuuppstilling og aðeins er skipt um aflgjafa.

Hámarksspenna á bakskautið í púlsinum er 500–2000 V sem gefur straupéttleika 2–5 A/cm<sup>2</sup>. Þetta svarar til aflpéttleika 1–3 kW/cm<sup>2</sup>. Púlarnir eru gjarnan 50–500 μs langir og tíðnin 1–500 Hz. Rafeindapéttleikinn hefur verið mældur allt að 10<sup>19</sup> cm<sup>-3</sup> í nálægð við skotmarkið (Guðmundsson et al., 2001, 2002; Böhlmark et al., 2005a). Þetta er tveimur stærðarþrepum hærrí rafeindapéttleiki en mælist í hefðbundinni dc segulspætu. Hár rafeindapéttleiki er lykill að háu jónunarhlutfalli spætra agna (Hopwood,



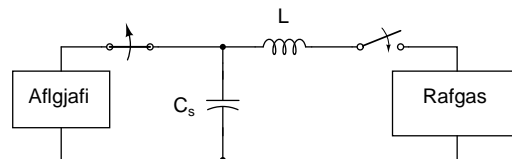
**Mynd 1.** Heðfbundin flöt segulspæta. Síseglum er komið fyrir aftan við bakskautið, skotmarkið. Segulsviðið hremmir rafeindir og heldur þeim nálægt bakskautinu. Þetta lengir dvalartíma rafeindanna í rafgasinu næst bakskautinu og veldur þar með aukinni jónun spætunargassins.

2000). Hér er ný tækni sem bæði gefur háan rafeindaþéttleika og háa hlutfallslega jónun spættu agnanna. Þessi tækni ætti því að henta vel til ræktunar málmleiðara og sveimþröskulda í mjóar og djúpar raufar. Hér verður fjallað um mælingar á rafeindaþéttleika í tíma og rúmi í segulspætu, sem örvuð er með spennupólsum.

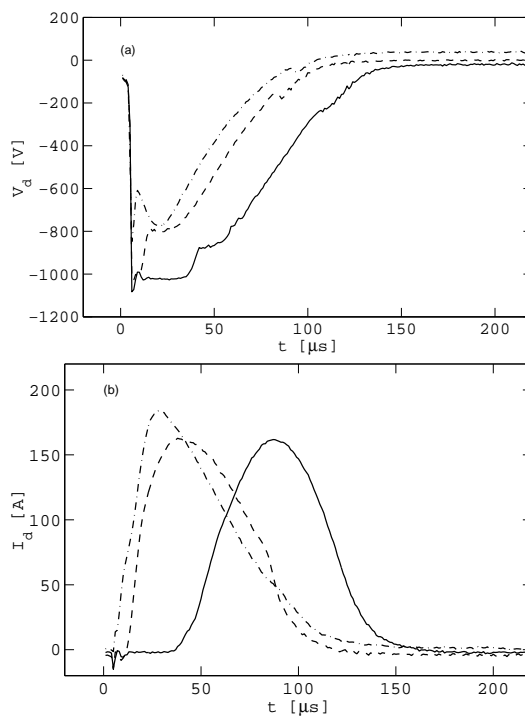
## 2. Tilraunuppsetning og aðferð

Tilraunin var framkvæmd í sívölum klefa 44 cm í þvermál og 75 cm háum. Klefinn var fylltur argon gasi við 0.5–20 mTorr þrýsting. Spennupólur með hámarksþenspu sem er nokkur kV er lagður á skotmark heðfbundinnar flatrar segulspætu (sjá mynd 1). Afleiðingin er straupólur sem er nokkur hundruð Amper sem gefur aflþéttleika upp á nokkur kW/cm<sup>2</sup> á yfirborði skotmarksins, sem er 15 cm í þvermál. Skotmarkið var ýmist tantal eða títan. Spennupólarnir eru endurteknir með tíðninni 50 Hz með pólsvídd 50–100 μm. Pólsgjafinn er byggður á einfaldri LC-rás eins og sjá má á mynd 2. Þéttirinn C<sub>s</sub> er hlaðinn upp af aflgjafa og síðan afhlaðinn á bakskaut segulspætunnar um spólu L. Spólan lengir ristíma straupólusins í gegnum rafgasafhleðsluna.

Notaður var sívalur Langmuirnemi úr þungsteini, 100 μm í þvermál og 5 mm langur. Með tölvustýrðri sveiflusjá var lesin álögð spenna og straumur sem neminn dró. Föst spenna var lögð á nemann og straumurinn var lesinn sem fall af tíma. Þetta var endurtekið fyrir spennugildi á bilinu - 5 V til 10 V í 0.1 V skref-



**Mynd 2.** Dæmigerður pólsgjafi er byggður á einfaldri LC-rás, þéttir C<sub>s</sub> er hlaðinn upp af aflgjafa og síðan afhlaðinn á bakskaut segulspætunnar um spólu L.

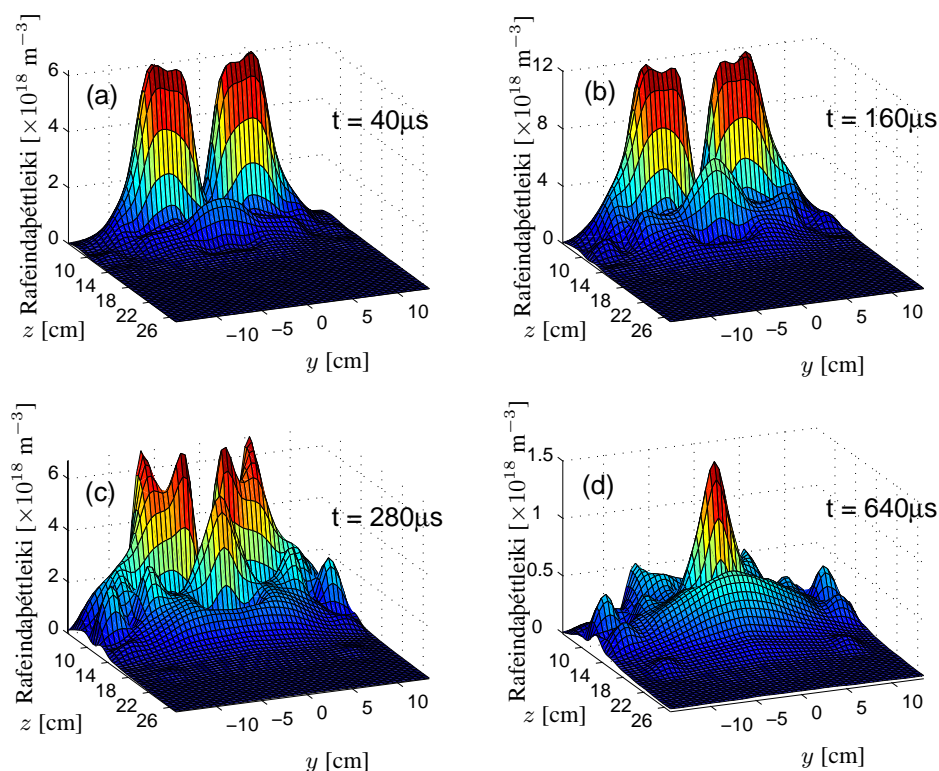


**Mynd 3.** (a) Bakskautsspenna  $v_d(t)$  og (b) straumur um afhleðsluna  $i_d(t)$  sem fall af tíma frá upphafi pólus. Skotmarkið var tantal, 150 mm í þvermál, meðalafi 300 W og argon þrýstingur 0.5 mTorr (heil lína), 2 mTorr (brotalína) og 20 mTorr (punktur strik lína). Eftir Guðmundsson et al. (2002).

um. Fyrir hvert tímagildi er mynduð straum–spennu kennilína og kennstærðir rafgassins lesnar úr þeim. Orkudreififall rafeinda er reiknað út frá mældri straumspennu kennilínu með því að beita jöfnu Druyvesteyn (Lieberman and Lichtenberg, 2005)

$$g_e(V) = \frac{2m_e}{e^2 A_{pr}} \left( \frac{2eV}{m_e} \right)^{1/2} \frac{d^2 I_e}{dV^2} \quad (1)$$

þar sem  $A_{pr}$  er yfirborðsflatarmál Langmuirnema og  $m_e$  er massi rafeindar. Rafeindaþéttleikinn er fundinn



**Mynd 4.** Dreifing rafeindapéttleika í púlsaðri segulspætu. Skotmarkið er títan og spætunargasið argon við 20 mTorr. Myndirnar sýna dreifingu rafeindanna (a) 40  $\mu$ s, (b) 160  $\mu$ s, (c) 280  $\mu$ s, og (d) 640  $\mu$ s frá upphafi púls. Fjarlægð frá miðás klefans er sýnd á  $y$ -ásnum og fjarlægð frá skotmarkinu er sýnd á  $z$ -ásnum.

með

$$n_e = \int_0^{\infty} g_e(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \quad (2)$$

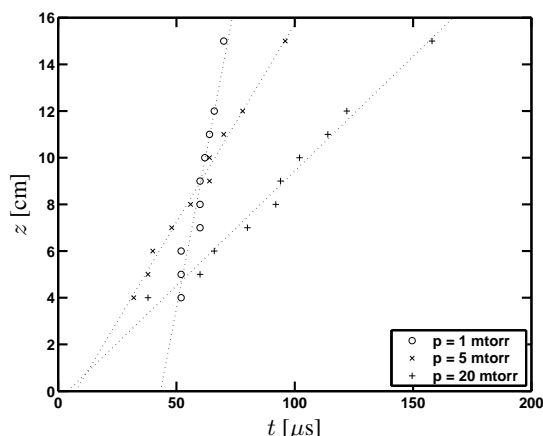
þar sem  $\mathcal{E}$  er orka rafeindanna. Langmuirneminn var staðsettur 2, 4,  $\dots$ , 28 cm frá yfirborði skotmarks og 0, 2, 4,  $\dots$ , 14 cm frá miðás segulspætuklefans. Við gerðum ráð fyrir sívalningssamhverfu, sem einnig var staðfest með nokkrum mælingum. Með þessu var hægt að kortleggja rafeindapéttleikann sem fall af tíma.

### 3. Niðurstöður

Mynd 3 sýnir dæmigerð bylgjuform straums og spennu fyrir púlsaða segulspætu. Lögun bylgjuformsins ræðst af spætunargasinu og þrýstingi. Spennan hækkar hratt í skarpan topp og fellur síðan í gildi sem ákvarðast af eiginleikum rafgassins sem myndast. Að lokum fellur spennan yfir þéttinn niður fyrir markspennuna sem þarf til að viðhalda rafgasinu. Við lágan gasþrýsting (0.5 mTorr) einkennast fyrstu 37  $\mu$ s afhleðslunnar af

hárrí bakskautsspennu og mjög litlum straumi. Þegar gasþrýstingur er aukin styttest þessi tími, í 5  $\mu$ s við 20 mTorr (Gudmundsson et al., 2002).

Mynd 4 sýnir dreifingu rafeindapéttleikans í afhleðslunni í rúmi og tíma. Á myndinni sýnir  $y$ -ásinn fjarlægð frá miðás klefans og  $z$ -ásinn sýnir fjarlægð frá skotmarkinu. Gögnin voru brúuð með þremur auka punktum fyrir sérhvern mældan punkt til að bæta myndgæðin. Í fyrstu myndast hringlaga rafgas af miklum þéttleika (mesti þéttleiki  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) neðan við skotmarkið eins og sjá má á myndum 4 (a) og (b). Á síðari stigum afhleðslunnar (mynd 4 (d)) sést hvernig rafeindir eru hremmdar við  $y = 0$ ,  $z = 10$  cm, en á þessu svæði fellur segulviðsstyrkurinn í núll og veik segulflaska myndast. Við hærri gasþrýsting ( $> 5$  mTorr) sést glögglega annar toppur í rafeindapéttleikanum við  $y = 0$ ,  $z = 14$  cm (Gudmundsson et al., 2002). Hann kemur fram 300–800  $\mu$ s eftir upp-



**Mynd 5.** Staðsetning hámarks rafeindapéttleikans sem fall af tíma frá upphafi púls. Gasþrýstingurinn var 1–20 mTorr, skotmarkið títan, spætunargasið argon og orka púlsins 8 J. Frá Gylfason et al. (2005)

haf púlsins, sem er all nokkru eftir að slökkt var á afli til afhleðslunnar. Þegar radíu klefans var minnkaður birtist þessi síðari toppur fyrr í tíma. Mælingar sýna einnig að síðari toppurinn birtist síðar því þyngra sem atóm (jón) spætunargassins er. Dregin er sú ályktun að þessi toppur stafi af endurkasti frá veggjum klefans (Alami et al., 2005). Mynd 5 sýnir staðsetningu hámarks rafeindapéttleikans sem fall af tíma frá upphafi púls. Rafeindapéttleikapúlsinn færast með jöfnum hraða frá skotmarkinu. Hraðinn er háður þrýstingi spætunargassins og fellur með auknum gasþrýstingi frá  $5.3 \times 10^3$  m/s við 1 mTorr í  $9.8 \times 10^2$  m/s við 20 mTorr en er nær óháður orku spennupúlsins. Rafeindapéttleikapúlsinn hegðar sér eins og einfara hljóðbylgjur jóna (Gylfason et al., 2005).

#### 4. Umraða

Hopwood (2000) skoðaði kennistærðir og jónunarferli rafgass í segulspætu með einföldu meðalrúmmálslíkani. Hann reiknaði jónunarhlutfall spættra atóma fyrir nokkra algenga málma sem fall af rafeindapéttleika í dc segulspætu sem er studd með spanafhleðslu. Hann sýndi fram á að jónun málmatóma fer fyrst og fremst fram með Penning jónun þegar rafeindapéttleiki er tiltölulega lítill ( $n_e \ll 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ). Penning jónun er það nefnt þegar hálfstöðug atóm í örvedu ástandi valda jónun spættu atómanna við áreksur. Fyrir mikinn rafeindapéttleika ( $n_e \gg 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ) myndast málmjónir við áreksur rafeinda og málmatóma. Fyrir rafeindapéttleika  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  er hlutfall spættra atóma um 75%

fyrir Ti og 65% fyrir Al. Ljóst er að mikinn rafeindapéttleika þarf til þess að fá hátt jónunarhlutfall spættra agna. Þar sem péttleiki argon atóma í rafgasi segulspætu er miklu hærri en péttleiki spættu atómanna má gera ráð fyrir að rafeindahitastigið ráðist af jafnvægi milli jónunar argons og flæðis argon jóna til veggja klefans. Jónunarorka argons er 15.76 eV sem er umtalsvert hærri en jónunarorka algengra málma (Cu, Ti, Al, Ta) sem er á bilinu 6–8 eV. Málmatómin eru þess vegna auðjónuð við það rafeindahitastig sem þarf til að viðhalda argon rafgasinu.

Hér hefur verið sýnt fram á að rafeindapéttleiki í púlsaðri segulspætu er afar mikill. Ætla má að þessi mikli rafeindapéttleiki leiði til hás jónunarhlutfalls spættra atóma og til tilsvareandi hás jónunarhlutfalls í flæði spættra agna að undirlagi því sem ræktað er á. Rafeindapéttleikinn er meiri en  $10^{17} \text{ m}^{-3}$  í nálægð við undirlagið jafnvel nokkur hundruð  $\mu\text{s}$  eftir að slökkt hefur verið á afli til bakskautsins. Þetta getur skýrt hátt jónahlutfall í flæði spættra agna að undirlaginu sem hefur mælst 40–70% (Macák et al., 2000; Kouznetsov et al., 1999).

Það er þó rétt að geta þess að þrátt fyrir mikinn rafeindapéttleika og hátt hlutfall jónunar spættra agna er ræktunarhraði í púlsaðri segulspætu nokkru lægri en í dc afhleðslu við sama meðalafli og þrýsting (Christie, 2005). Ein skýring á þessu er að jónir spættu agnanna geta dregist aftur að bakskautinu og ef spætunarnýtni þeirra er lítil í samanburði við argon jónir dregur það úr ræktunahraða vegna tapaðra spættra agna.

#### 5. Lokaorð

Fjallað hefur verið um hegðan rafeindapéttleika í rúmi og tíma í púlsaðri segulspætu. Þegar spennupúlsinn er lagður á skotmark afhleðslunnar myndast rafeindapéttleikapúls. Rafeindapéttleikinn í púlsinum mælist  $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$  þar sem hann er mestur í nálægð við skotmarkið. Rafeindapéttleikapúlsinn færast síðan með jöfnum hraða frá skotmarkinu. Rafeindapéttleikinn í afhleðslunni er afar mikill  $\sim 10^{17} - 10^{18} \text{ m}^{-3}$  í nokkur hundruð  $\mu\text{s}$  eftir að spennupúlsinn á skotmarkið er liðinn hjá, jafnvel í nágrenni undirlagsins sem ræktað er á. Mikilvægi hás rafeindapéttleika í jónunarferli spættu atómanna var rætt og rök færð fyrir því að hár rafeindapéttleiki væri lykill að háu jónahlutfalli spættra agna.

## Þakkir

Verkefnið var styrkt af Rannsóknarsjóði Háskóla Íslands, Vísindasjóði Rannís, Rannsóknarnámssjóði og Sænska Vísindaráðinu.

## Heimildir

- J. Alami, J. T. Gudmundsson, J. Bohlmark, J. Birch, and U. Helmersson. Plasma dynamics in a highly ionized pulsed magnetron discharge. *Plasma Sources Science and Technology*, 14(3):525–531, 2005.
- J. Bohlmark, J. T. Gudmundsson, J. Alami, M. Latteman, and U. Helmersson. Spatial electron density distribution in a high-power pulsed magnetron discharge. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 33(2):346–347, 2005a.
- Johan Bohlmark, Jones Alami, Chris Christou, Arutiun P. Ehiasarian, and Ulf Helmersson. Ionization of sputtered metals in high power pulsed magnetron sputtering. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 23(1):18–22, 2005b.
- D. J. Christie. Target material pathways model for high power pulsed magnetron sputtering. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 23(2):330–335, 2005.
- J. T. Gudmundsson, J. Alami, and U. Helmersson. Evolution of the electron energy distribution and the plasma parameters in a pulsed magnetron discharge. *Applied Physics Letters*, 78(22):3427 – 3429, 2001.
- J. T. Gudmundsson, J. Alami, and U. Helmersson. Spatial and temporal behavior of the plasma parameters in a pulsed magnetron discharge. *Surface and Coatings Technology*, 161(2-3):249–256, 2002.
- Jón Tómas Guðmundsson. Afbrigði segulspæta. *Tímarit um raunvísindi og stærðfræði*, 2(2):41–48, 2004.
- K. B. Gylfason, J. Alami, U. Helmersson, and J. T. Gudmundsson. Ion-acoustic solitary waves in a pulsed magnetron sputtering discharge. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 38(18):3417–3421, 2005.
- Jefferey A. Hopwood. Plasma physics. In Jefferey A. Hopwood, editor, *Thin Films: Ionized Physical Vapor Deposition*, pages 181–207. Academic Press, San Diego, 2000.
- V. Kouznetsov, K. Macák, J. M. Schneider, U. Helmersson, and I. Petrov. A novel pulsed magnetron sputter technique utilizing very high target power densities. *Surface and Coatings Technology*, 122(2-3):290–293, 1999.
- M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. John Wiley & Sons, New York, 2 edition, 2005, bls. 191.
- K. Macák, V. Kouznetsov, J. M. Schneider, U. Helmersson, and I. Petrov. Ionized sputter deposition using an extremely high plasma density pulsed magnetron discharge. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 18(4):1533–1537, 2000.

J. Musil, S. Kadlec, and W.-D. Münz. Unbalanced magnetrons and new sputtering systems with enhanced plasma ionization. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 9(3):1171 – 1177, 1991.

S. M. Rosnagel and J. Hopwood. Magnetron sputter deposition with high levels of metal ionization. *Applied Physics Letters*, 63(24):3285–3287, 1993.

**Summary:** Measurements of the spatial electron density distribution as function of time in a high-power impulse magnetron sputtering (HIPIMS) discharge is discussed. A Langmuir probe was positioned in various positions below the target and the electron density mapped out. The peak electron densities exceeded  $10^{19} \text{ m}^{-3}$  in a close vicinity of the cathode target. The dynamics of the discharge showed a dense plasma expanding from the "race-track" axially into the vacuum chamber. We also record electrons trapped in a magnetic bottle where the magnetron magnetic field is zero, formed due to the unbalanced magnetron. The high-power impulse magnetron sputtering discharge is known to exhibit high ionization fraction of the sputtered species. The relation between high electron density in the discharge and high ionization fraction of the sputtered species is briefly discussed.

**Um höfundana:** Jón Tómas Guðmundsson er dósent í rafmagns- og tölvuverkfræði við verkfræðideild Háskóla Íslands, Johan Bohlmark er doktorsnemi í eðlisfræði við Linköping háskóla í Svíþjóð, dr. Jones Alami fæst við rannsóknir á Eðlisfræðistofnun RWTH í Achen í Þýskalandi, Kristinn Björgvin Gylfason er doktorsnemi í örtækni við Konunglega Tækniháskólann í Stokkhólmi og Ulf Helmersson er prófessor í eðlisfræði við Linköping háskóla í Svíþjóð.

---

<sup>a</sup>Verkfræðideild Háskóla Íslands, Hjarðarhaga 2–6, IS-107 Reykjavík, <sup>b</sup>Raunvísindastofnun Háskólans, Dunhaga 3, IS-107 Reykjavík, tumi@hi.is

<sup>c</sup>Eðlisfræðideild, Linköpingháskóli, Linköping, Svíþjóð, <sup>d</sup>Eðlisfræðistofnun RWTH, Achen, Þýskalandi, <sup>e</sup>Örsmæðartækni, Konunglegi Tækniháskólinn Stokkhólmi, Svíþjóð

Móttekin: 2. febrúar 2006