

Eðlisfræði rafgasa: Nokkur grunnhugtök

Jón Tómas Guðmundsson^{a,b}

^aRafmagns- og tölvuverkfræðideild, Háskóli Íslands, ^bRaunvísindastofnun Háskólans

Vefútgáfa: 15.11.2009

Ágrip — Rafgas kemur víða við sögu. Það gegnir veigamiklu hlutverki í alheimi, en mest af hinum þekktu alheimi er rafgas, þar með talið sólstjörnur, og vetnið í miðgeimsrúminu. Á jörðu niðri gegnir rafgas lykilhlutverki í margskonar iðnaði. Rafgas getur verið annað hvort hlutjónað eða fulljónað. Þrjár kennistærðir, þéttleiki agna, hitastig agna og ytra segulsvið lýsa rafgasi. Að auki er gjarnan notaður nokkur fjöldi afleiddra kennistærða þegar fjallað er um rafgas. Hér eru nokkrar þessara kennistærða skilgreindar og fjallað um helstu hugtök sem notuð eru til að lýsa eiginleikum rafgass eins og vindingstíðni og vindingsradíu, dreififöll, nærhlutleysi, vegalengd Debye, rafgastíðni, slíður, meðalsnerta og árekstratíðni. Þá er fjallað stuttlega um hvar rafgas kemur fyrir.

1. Inngangur

Rafgas er efni sem er hitað umfram gasfasa, svo hátt, að rafeindir á ytri hvelum atóma losna þannig að eftir sitja jákvæðar jónir í hafi frjálstra rafeinda. Ekki er nauðsynlegt að öll atómin séu jónuð, heldur getur meginhluti rafgassins verið hlutlaus atóm og/eða sameindir. Þannig er talað um hlutjónað rafgas þegar það er safn af rafeindum, jónum og hlutlausum atómum eða sameindum. Við hærra hitastig, eins og þörf er á til að fá fram kjarnasamruna, verður rafgasið fulljónað, þ.e. allar agnirnar eru hlaðnar, en það þarf samt ekki að þýða að allir kjarnarnir hafi tapað öllum sínum rafeindum.

Þó 99.9% þekkts alheims sé á formi rafgass, er rafgas nánast ekki til við náttúrulegar aðstæður á jörðu vegna þess hve hitastigið er lágt og þrýstingur andrúmsloftsins hár. Efsti og þynnsti hluti lofthjúpsins (jónahvolfið) er þó rafgas sem myndað er með ljósjónun. Utan jarðar frá jónahvolfinu og í geimnum öllum er nánast allt efni á formi rafgass. Þannig stafa norðurljósin (e. aurora borealis) af útgeislun frá rafgasi, og sólarvindurinn, sólkórónan (ysti hjúpur sólar), innviðir stjarna, og dulstirnir eru samsett úr rafgasi. Rafgas í geimnum spannar mörg stærðarþrep í þéttleika og hitastigi, en er gjarnan fulljónað. Þéttleiki rafgass í geimnum er frá $10^6/m^3$ fyrir jónað vetnið í miðgeimsrúminu til $10^{20}/m^3$ í lofthjúpi sólstjarna og $\sim 10^{32}/m^3$

í miðju sólstjarna. Þétt rafgasið í innviðum sólstjarna er hitað með kjarnasamruna. Til að framkalla kjarnasamruna á jörðu verður að mynda fulljónað rafgas sem er þétt og heitt og myndað úr samsætum vetnis. Rafgasinu má halda afmörkuðu með segulsviði þar sem sviðsstyrkurinn er 1 – 10 Tesla og rúmtak sviðsins formað til að hremma hlaðnar agnir. Rafgas í slíkum tölum hefur þéttleika á bilinu $10^{19} - 10^{21}/m^3$ og rafeindahitastig 10^8 K.

Rafgas í iðnaði er kaldara og flóknara enda gjarnan hlutjónað. Það er notað til að rækta húðir af ýmsu tagi, æta yfirborð, og til sóthreinsunar. En fyrst og fremst gegnir rafgas hlutverki í rafeindaiðnaði í framleiðslu smárása þar sem það er notað til að rækta hálfleiðandi húðir, málmleiðara og rafsvara, sem og að æta raufar í yfirborð og húðir (Guðmundsson, 2001).

Þrjár grunnkennistærðir lýsa rafgasi. Þéttleiki agna, n , mældur í fjölda agna á rúmmálseiningu, hreyfiorkudreifing agna sem er lýst með hitastigi T , og æstætt segulsvið, B . Fjöldi annarra afleiddra kennistærða er einnig notaðar til að lýsa eiginleikum rafgass, eins og vegalengd Debye, vindingsradíu, vindingstíðni, rafgastíðni og hringhraðaltíðni. Fyrir hlutjónað rafgas skiptir einnig máli að þekkja jónunarhlutfall og líkindaþversnið fyrir árekstra við hlutlausar agnir. Hér verður fjallað um þessar helstu

kennistærðir rafgass og nokkur grunnhugtök sem notuð eru til að lýsa eiginleikum rafgasa. Slíka umfjöllun má finna í upphafsköflum kennslubóka eins og Chen (1984), Krall and Trivelpiece (1986), og Nicholson (1983), þar sem fjallað er um fulljónað rafgas, og hjá Lieberman and Lichtenberg (2005), sem fjalla um hlutjónað rafgas. Við skoðum fyrst hreyfijöfnur hlaðinnar agnar í raf- og segulsviði í kafla 2. Þá eru innleidd dreififöll til að lýsa hraðadreifingu agna í rúminu í kafla 3. Út frá orkudreififöllum eru stærðirnar hitastig, flæði og þéttleiki agna skilgreindar. Kafli 4 fjallar um skýlingareiginleika rafgass og hugtakið nærhlutleysi. Í kafla 5 er stuttlega fjallað um bylgjuhreyfingar í rafgasi. Þá skoðum við slíður og rafgasmætti í kafla 6 og stuttlega er fjallað um árekstra í kafla 7. Gefin eru nokkur dæmi um rafgas í stjarnæðlisfræði, lýsingartækni, til orkuframléiðslu og í ðnaði í kafla 8.

2. Hreyfijöfnur agna

Hlutlaus sameind í ójónuðu gasi, t.d. í andrúmsloftinu, ferðast um óáreitt þar til hún rekst á aðra sameind. Þessi árekstur ákvarðar hreyfingu agnanna. Um rafgas sem inniheldur hlaðnar agnir gegnir öðru máli. Agnir í rafgasi eru hlaðnar og víxlverka því hver við aðra, ekki bara með hörðum árekstrum heldur einnig um langdræg raf- og segulsvið. Þegar þessar hlöðnu agnir ferðast um, myndast staðbundinn þéttleiki jákvæðra og neikvæðra hleðslna, sem aftur leiðir til rafsviðs. Hreyfing hleðslna veldur straumum og þar með segulsviði. Þessi svið hafa svo áhrif á færslu annarra hlaðinna agna. Hreyfing hverrar stakrar agnar verður þannig fyrir áhrifum frá öllum hinum ögnunum. Raf- og segulsviðið sem agnirnar sjálfar mynda getur verið verulegur hluti þeirra sviða sem á þær verkar. Þessi svið verður því að taka með og reikna sjálfsamkvæmt með hreyfijöfnum agnanna. Lesendum er bent á ítarlega umfjöllun um hreyfijöfnur hlaðinna agna og rek í raf- og segulsviði hjá Chen (1984, kafli 2).

Hreyfijafna fyrir hlaðna ögn sem er í æstæðu raf- og segulsviði er

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q[\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)] \quad (1)$$

þar sem m er massi agnar, q hleðsla og \mathbf{v} hraði hennar og \mathbf{E} og \mathbf{B} eru ytri raf- og segulsvið sem á ögnina verka. Hér er

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}(t) \quad (2)$$

þar sem $\mathbf{r}(t)$ er staðsetning agnar. Hægri hlið jöfnu (1) er Lorentzkrafturinn. Athuga ber að þetta er hreyfijafna einnar agnar og ekki er tekið tillit til raf- og segulsviða frá öðrum ögnum.

2.1. Fast rafsvið

Í föstu ytra rafsviði $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0$ og $\mathbf{B} \equiv 0$ ferðast ögnin í stefnu \mathbf{E}_0 með fastri hröðun og staðsetning agnar sem fall af tíma er gefin með

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}_0 t + \frac{1}{2} \mathbf{a}_0 t^2 \quad (3)$$

þar sem \mathbf{r}_0 og \mathbf{v}_0 eru staðsetning og hraði agnar við $t = 0$ og föst hröðun agnarinnar er $\mathbf{a}_0 = q\mathbf{E}_0/m$.

2.2. Fast segulsvið

Með föstu segulsviði, $\mathbf{B} = \hat{\mathbf{z}}B_0$ og hverfandi rafsviði $\mathbf{E} \equiv 0$ fást hreyfijöfnurnar

$$m \frac{dv_x}{dt} = qv_y B_0 \quad (4)$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = -qv_x B_0 \quad (5)$$

$$m \frac{dv_z}{dt} = 0 \quad (6)$$

Diffur jöfnu (4) og tenging við jöfnu (5) gefur

$$m \frac{d^2 v_x}{dt^2} + \omega_c^2 v_x = 0 \quad (7)$$

þar sem stærðin

$$\omega_c = \frac{qB_0}{m} \quad (8)$$

er nefnd vindings- eða hringhraðalhorntíðni. Lausn á diffurjöfnunni (jafna (7)) og skilyrði frá jöfnu (4) gefa

$$v_x = v_{\perp 0} \cos(\omega_c t + \phi_0) \quad (9)$$

$$v_y = -v_{\perp 0} \sin(\omega_c t + \phi_0) \quad (10)$$

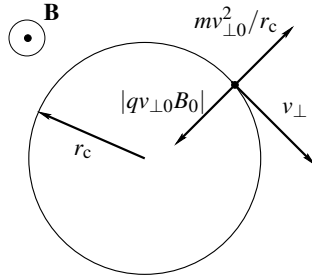
$$v_z = v_{z0} \quad (11)$$

þar sem $v_{\perp 0}$ er hraði hornrétt á B_0 og ϕ_0 er ótiltekinn fasi. Tegrún á jöfnum (9) – (11) gefur staðsetningu agnar

$$x = r_c \sin(\omega_c t + \phi_0) + x_0 \quad (12)$$

$$y = r_c \cos(\omega_c t + \phi_0) + y_0 \quad (13)$$

$$z = z_0 + v_{z0} t \quad (14)$$



Mynd 1. Vindingur hlaðinnar agnar í einsleitu segulsviði \mathbf{B} sem stefnir út úr blaðsíðunni. Lorentzkraftur er í jafnvægi við miðflóttakraft og vindingradí er $r_c = v_{\perp} / \omega_c$.

þar sem

$$r_c = \frac{v_{\perp}}{|\omega_c|} \quad (15)$$

er vindingradí eða Larmor radí agnarinnar. Jöfnur (12) – (14) sýna að ögnin ferðast eftir gormlaga braut hornrétt á \mathbf{B} með horn tíðni ω_c og radía r_c . Það er, ögnin snýst umhverfis stýrimiðju í (x_0, y_0) með jöfnum hraða í stefnu z . Einnig má líta á hreyfingu agnarinnar þannig að Lorentzkraftur sé í jafnvægi við miðflóttakraft,

$$|qv_{\perp} B_0| = \frac{mv_{\perp}^2}{r_c} \quad (16)$$

eins og sýnt er á mynd 1, sem einnig gefur hringhreyfingu með radía r_c sem gefinn er með jöfnu (15).

2.3. Hremming agna

Vindingstíðni og vindingradí eru mikilvægir tíðni- og lengdarkvarðar í segulmöggnuðu rafgasi. Fyrir raf eindir er hringhraðaltíðnin

$$f_{ce} \approx \frac{\omega_{ce}}{2\pi} = 2.80 \times 10^{10} B_0 \quad [\text{Hz}] \quad (17)$$

þar sem B_0 er segulsviðið í Tesla. Vindingradíinn fyrir rafeind er þá

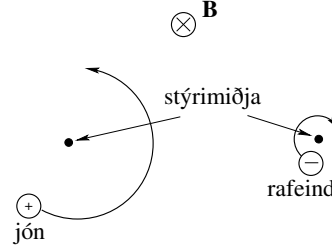
$$r_{ce} \approx \frac{3.37 \times 10^{-7} \sqrt{E}}{B_0} \quad [\text{cm}] \quad (18)$$

og E er orka rafeindar í eV. Fyrir eingilda jón er

$$f_{ci} \approx \frac{\omega_{ci}}{2\pi} = \frac{1.52 \times 10^7 B_0}{A_R} \quad [\text{Hz}] \quad (19)$$

og vindingradíinn

$$r_{ci} \approx \frac{1.44 \times 10^{-4} \sqrt{E A_R}}{B_0} \quad [\text{cm}] \quad (20)$$



Mynd 2. Vindingradíar jónar og rafeindar umhverfis stýrimiðju í einsleitu segulsviði. Segulstefnan er inn í blaðsíðuna.

þar sem A_R er massi jónar í amu. Þegar $B_0 = 5$ mTesla og fyrir jónandi rafeind, 15 eV, fæst $f_{ce} \approx 140$ MHz og $r_{ce} \approx 2.6$ mm, sem þýðir að rafeindir eru vel hremmdar hornrétt á segulsviðið B_0 . Argon jón ($A_R = 40$) sem er í varmajafnvægi við hlutlausar agnir við stofuhita ($E = 26$ meV) hefur hringhraðaltíðni $f_{ci} \approx 1.9$ kHz og vindingradía $r_{ci} \approx 2.8$ cm. Jónir eru þess vegna mun lausar bundnar af segulsviðinu. Vindingradíar jónar og rafeindar í einsleitu segulsviði eru sýndir á mynd 2. Stefna vindingins er alltaf þannig að segulsviðið sem er framkallað með hlöðnu ögninni vinnur gegn ytra segulsviðinu. Agnir í rafgasi leitast því við að minnka segulsviðið og rafgas er þess vegna mótseglandi.

2.4. Agnarek

Þegar bæði raf- og segulsvið verka á hlaðna ögn, kemur fram rek, sem er hornrétt á bæði sviðin. Setjum $\mathbf{B} = \hat{z}B_0$ og $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\perp} + \hat{z}E_z = \hat{x}E_{\perp} + \hat{z}E_0$. Ef við nú setjum $\mathbf{v} = \hat{z}v_z(t) + \mathbf{v}_{\perp}(t)$ inn í kraftjöfnu Lorentz (jöfnu (1)) þá fæst einsleit hröðun í stefnu z og þversum hreyfijafnan er

$$m \frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = q [\hat{x}E_{\perp} + \mathbf{v}_{\perp} \times \hat{z}B_0] \quad (21)$$

Setjum

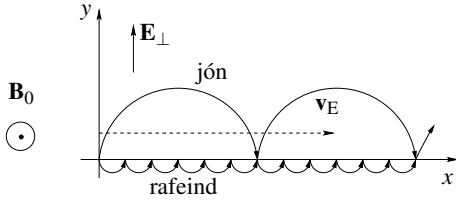
$$\mathbf{v}_{\perp}(t) = \mathbf{v}_E + \mathbf{v}_c(t) \quad (22)$$

þar sem \mathbf{v}_E er fastur hraði. Með jöfnu (21) fæst

$$m \frac{d\mathbf{v}_c}{dt} = q [\hat{x}E_{\perp} + \mathbf{v}_E \times \hat{z}B_0 + \mathbf{v}_c \times \hat{z}B_0] \quad (23)$$

Til að tveir fyrri liðirnir á hægri hlið styttest út verður rekhraðinn að vera

$$\mathbf{v}_E = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (24)$$



Mynd 3. Hreyfing rafeinda og jóna í einsleitu raf- og segulsviði sem eru hornrétt hvort á annað, svokallað $E \times B$ -rek.

sem er nefnt $E \times B$ -rek og er það óháð bæði massa og hleðslu agnarinnar. Hann leggst við hringhraðalsnúninginn. Eftir stendur

$$m \frac{d\mathbf{v}_c}{dt} = q[\mathbf{v}_c \times \hat{z}B_0] \quad (25)$$

Við höfum áður séð að lausnin á jöfnu (25) (sama og jafna (7)) gefur vinding með horntríðni ω_c og radía r_c . Þar með sjáum við að þversum hreyfingin er summa af reki stýrimíðju \mathbf{v}_E og vindingi eða

$$\mathbf{v}_\perp(t) = \mathbf{v}_E + \text{Re}\{\mathbf{v}_{c0} \exp(j\omega_c t)\} \quad (26)$$

Jafna (24) gefur að \mathbf{v}_E er hornréttur á bæði \mathbf{E} og \mathbf{B} og er óháður bæði massa og hleðslu agnar, þ.e. rafeindir og jónir rekur með sama hraða og í sömu stefnu. Ef rafeindir og jónir hafa sama þéttleika $n_i = n_e$ rennur enginn heildarstraumur. Tegrún á jöfnu (26) gefur staðsetningu agnar

$$\mathbf{r}_\perp(t) = \mathbf{r}_{\perp 0} + \mathbf{v}_E t + \text{Re}\left\{\frac{1}{j\omega_c} \mathbf{v}_{c0} \exp(j\omega_c t)\right\} \quad (27)$$

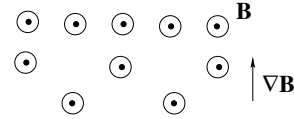
Brautir rafeindar og jónar eru sýndar á mynd 3 í því tilfalli að báðar agnir eru upphaflega kyrrstæðar. Þá er $|\mathbf{v}_{c0}| = |\mathbf{v}_E|$ og hreyfiorka reks og vindings jöfn. Upphaflega hraðar E_\perp ögnunum í y -stefnu og þegar hraðinn vex beinir krafturinn $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ þeim aftur til upphaflegrar y -stöðu. Brautinar verða hjólferill með hámarksútslag $2|\mathbf{v}_E/\omega_c|$ í y -stefnu.

Í raun veldur sérhver þverkraftur \mathbf{F}_\perp , sem verkar á vindandi ögn í föstu segulsviði, reki hornrétt á bæði \mathbf{F}_\perp og \mathbf{B} með rekhraðann

$$\mathbf{v}_F = \frac{1}{q} \frac{\mathbf{F}_\perp \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (28)$$

Þannig veldur þyngdarkraftur reki agna í rafgasi, sem gefur rekhraðann

$$\mathbf{v}_g = \frac{m}{q} \frac{\mathbf{g} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (29)$$



Mynd 4. Misleitni í segulsviði. segulsviðið stefnir út úr blaðsíðunni og styrkurinn hækkar upp á við.

Einnig veldur misleitni í raf- og segulsviði sem og krappi í segulsviði reki. Skoðum annað þessara tilfella. Gerum nú ráð fyrir veikum stigli í segulsviði \mathbf{B} , sem fer hækkandi upp á við eins og sýnt er á mynd 4. Þetta veldur því að vindingsradíinn er stærri í botni hringbrautarinnar heldur en í toppi. Það veldur reki í andstæðar stefnur fyrir jónir og rafeindir, hornrétt á bæði \mathbf{B} og ∇B . Fyrir veikan stígl í segulsviði er rekhraðinn

$$\mathbf{v}_{\nabla B} = \frac{w_\perp \nabla_\perp \mathbf{B}}{eB^2} \quad (30)$$

þar sem $w_\perp = \frac{1}{2}mv_\perp^2$ er hreyfiorka hornrétt á \mathbf{B} .

3. Hitastig og orkudreififall

Nákvæmasta lýsing á rafgasi segir til um staðsetningu og hraða sérhverrar agnar sem fall af tíma. Vegna fjölda agna ($10^6 - 10^{34} \text{ m}^{-3}$) er nær ómögulegt að lýsa raunverulegu rafgasi á þennan hátt. Þess vegna eru dreififöll gjarnan notuð til að lýsa eiginleikum rafgass. Dreififallið segir til um fjölda agna á rúmmálseiningu í sex-víðu hraða-stöðu fasarúmi. Hugtakið hitastig í rafgasi er rætt í kafla 3.1 og orkudreififallið skilgreint í kafla 3.2. Ýmsa eiginleika rafgass má finna með því að taka vægi af orkudreififallinu eins og lýst er í kafla 3.3.

3.1. Hugtakið hitastig

Eins og áður sagði ríkir almennt ekki varmajafnvægi milli ólíkra agna í hlutjónuðu rafgasi. Þá er rafeindahitastigið oftast mun hærra en jónahitastigið. Í rafgasi geta ólíkar agnir, jónir, rafeindir og hlutlausar agnir, haft mismunandi hitastig. Þannig má lýsa jónum og rafeindum með mismunandi Maxwell orkudreififöllum með ólíku hitastigi T_i og T_e . Þetta stafar af því að árekstrar á milli jóna innbyrðis og á milli rafeinda innbyrðis eru tíðari en á milli jóna og rafeinda. Hver agnagerð hefur þannig sitt eigið varmajafnvægi. Þegar ytra segulsvið verkar á rafgas getur hver agnagerð, t.d. jónir, haft tvö ólík hitastig. Þetta stafar af því að kraftar sem verka á jón í stefnu segulsviðs

eru ekki þeir sömu og verka hornrétt á segulsviðið (vegna Lorentzkraftsins). Hraðabættir hornrétt og samsíða segulsviði geta þannig tilheyrt mismunandi Maxwell dreifingum með hitastig T_{\perp} og T_{\parallel} .

Vegna þess hve há hitastigin eru er heppilegra að nota eininguna rafeinda-volt fyrir hitastig. Í textanum er táknið T notað til að vísa til hitastigs á Kelvin-kvarða [K]. Orkujafngildi hitastigs í Joule er kT , þar sem $k = 1.381 \times 10^{-23}$ J/K er fasti Boltzmann's. Táknið T er notað fyrir spennujafngildi hitastigs þar sem $e \times T[\text{V}] = k \times T[\text{K}]$. Þannig er stofuhitastig $T = 297$ K jafngilt $T \approx 0.026$ V = 26 mV.

3.2. Orkudreififall

Látum stærðina $f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v})d^3\mathbf{r}d^3\mathbf{v}$ tákna meðalfjölda agna af gerð j , í rúmmálinu $d^3\mathbf{r}$ með hraða í örmsæðinni $d^3\mathbf{v}$ við \mathbf{v} . Stærðin f_j kallast þá dreififall agna af gerð j . Dreififallið getur breyst með tíma t , svo almennari lýsing rafgassins er gefin með $f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ fyrir öll \mathbf{r} , \mathbf{v} og t . Í rafgasi í varmajafnvægi eru agnir með alla hraða, en líklegasta dreifing þessara hraða er nefnd Maxwell–dreifing gefin sem

$$f(v) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (31)$$

þar sem n er agnaþéttleiki og m er massi agnar. Hér er $f dv$ fjöldi agna á rúmmálseiningu, sem hafa hraða á bilinu v til $v + dv$ og $\frac{1}{2}mv^2$ hreyfiorka agnar. Stærðin T er hitastigið sem ákvarðar breidd dreifingarinnar. Stærðin T er gjarnan kölluð hitastig rafgassins eða agna af tiltekinni gerð. Oftast er hitastigið notað til að lýsa hraðadreifingu þar sem tengsl meðalhraða agna og hitastigs eru gefin með

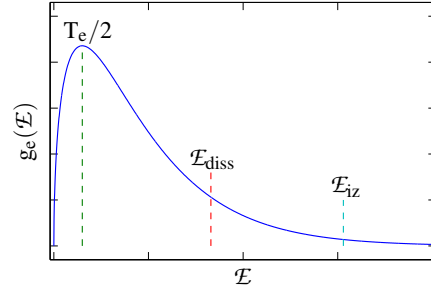
$$\frac{1}{2}mn\langle v^2 \rangle_{\mathbf{v}} = \frac{3}{2}nkT \quad (32)$$

þar sem \mathbf{v} á skör tákna að tekið sé meðaltal yfir alla hraða. Þetta segir að meðalorka agnar er $kT/2$ fyrir hverja svigrúmsvídd.

Rafeindir eru almennt nálægt því að vera í varmajafnvægi innbyrðis í hlutjónuðum afhleðslum, en jákvæðar jónir eru nær aldrei í varmajafnvægi innbyrðis. Jöfnu (31) má rita fyrir rafeindir

$$g_e(\mathcal{E}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n_e \mathcal{E}^{1/2} T_e^{-3/2} \exp\left(-\frac{\mathcal{E}}{T_e}\right) \quad (33)$$

þar sem $\mathcal{E} = \frac{1}{2}m_e v^2$ er spennujafngildi hreyfiorku rafeinda, m_e massi rafeinda og T_e rafeindahitastig.



Mynd 5. Maxwell orkudreififall fyrir rafeindir í hlutjónuðu rafgasi. Rafeindahitastigið er tvöfalt líklegasta gildi dreifingarinnar. Dæmigerð jónunarorka \mathcal{E}_{iz} og klofnunarorka \mathcal{E}_{diss} fyrir sameindir eru merktar inn á myndina.

Maxwell orkudreififall er sýnt á mynd 5. Þegar hugtakið rafeindahitastig er notað er gefið til kynna að rafeindir rafgassins hlíti Maxwell dreifingu og rafeindahitastigið er þá tvöfalt líklegasta gildi þeirrar dreifingar. Hraðfara rafeindar í hala dreifingarinnar hafa næga orku til að kljúfa sameindir eða jóna þau atóm og sameindir sem þær rekast á. Dæmigerð jónunarorka \mathcal{E}_{iz} og klofnunarorka \mathcal{E}_{diss} fyrir sameindir eru merktar inn á grafið á mynd 5.

Mögulegt er að orkudreififall rafeindanna hlíti ekki Maxwell dreifingu. Þar með hefur hugtakið rafeindahitastig ekki merkingu sem kennistærð í rafgasinu. Þá er talað um virkt rafeindahitastig, sem er mælikvarði á meðalorku rafeindanna. Meðalorka rafeindanna fæst með

$$\langle \mathcal{E} \rangle = \frac{1}{n_e} \int_0^{\infty} \mathcal{E} g_e(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \quad (34)$$

þar sem

$$n_e = \int_0^{\infty} g_e(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \quad (35)$$

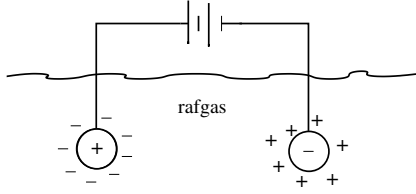
Virkt rafeindahitastig er síðan skilgreint sem

$$T_{\text{eff}} = \frac{2}{3} \langle \mathcal{E} \rangle \quad (36)$$

Fyrir Maxwell dreifingu fæst að $\langle \mathcal{E} \rangle = \frac{3}{2}T$. Á þessum vettvangi hefur áður verið fjallað um hvernig kennistærðir rafgass, rafeindabéttleiki, rafeindahitastig og orkudreififall rafeinda er mælt með Langmuir-nema (Guðmundsson, 2007).

3.3. Þéttleiki og flæði agna

Meðaltalsstærðir eins og þéttleiki agna, meðalhraði agna og orkubéttleiki eru stórsæjar stærðir sem eru



Mynd 6. Hlaðnar kúlur í rafgasi. Rafgasið leitast við að skýla út rafsviðinu umhverfis kúlurnar.

gjarnan notaðar til að lýsa eiginleikum rafgass. Það má finna slíkar stórsæjar stærðir, sem eru bara föll af staðsetningu og tíma, með því að taka vægi af orku-dreififallinu yfir alla hraða. Þegar hraðadreififall agna $f(\mathbf{v})$ hefur verið ákvarðað er agnaþéttleikinn fundinn með tegrun yfir alla hraða

$$n = \int f(\mathbf{v}) d^3v \quad (37)$$

þar sem \mathbf{v} er hraði agnanna. Flæði agna fæst með tegrun margfeldis hraða og orkudreififalls

$$\Gamma(\mathbf{r}, t) = n \langle \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \rangle_{\mathbf{v}} = \int \mathbf{v} f(\mathbf{v}) d^3v \quad (38)$$

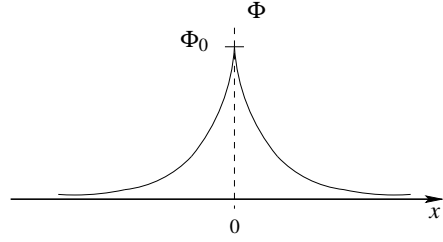
þar sem $\langle \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \rangle_{\mathbf{v}}$ er meðalhraði agna. Hreyfiorka á rúmmálseiningu eða orkuþéttleiki er gefinn með

$$w = \frac{3}{2}p + \frac{1}{2}mu^2n = \frac{1}{2}m \int \mathbf{v}^2 f(\mathbf{v}) d^3v \quad (39)$$

þar sem p er stefnusnaður þrýstingur, u er meðalhraði agna og n er þéttleiki agna. Hér er w summa innri orkuþéttleika $\frac{3}{2}p$ og orkuþéttleikafleði $\frac{1}{2}mu^2n$.

4. Nærhlutleysi og vegalengd Debye

Eitt einkenni rafgass er hæfileiki til rafsviðs-skýlingar. Hugsum okkur að við reynum að byggja upp rafsvið innan rafgass, með því að koma fyrir tveimur hlöðnum kúlum sem tengdar eru rafhlöðu, eins og sjá má á mynd 6. Kúlurnar draga að sér agnir af andstæðri hleðslu, og nær samstundis myndast ský af jákvæðri hleðslu umhverfis neikvætt hlöðnu kúluna og ský af neikvæðri hleðslu myndast umhverfis jákvætt hlöðnu kúluna. (Hér er gert ráð fyrir rafsvara á yfirborði kúlunnar eða að rafhladan viðhaldi spennu sinni). Ef rafgasið er kalt og varmahreyfingar hverfandi, verður jafnstór hleðsla í skýinu og á kúlunni, skýlingin fullkomin og ekkert rafsvið nær út í rafgasið utan þessara skýja. Við endanlegt hitastig geta agnir á jöðrum skýsins, þar sem rafsviðið er veikt, haft



Mynd 7. Mætti í rafgasi sem fall af fjarlægð frá grind þar sem mætti er haldið við Φ_0 við $x = 0$.

næga varmaorku til að sleppa upp úr mættisbrunninum. Þessi jaðar skýsins er við radía þar sem stöðuorka skýsins er jöfn varmaorku agnanna.

Reiknum nú þykktina á slíku hleðsluskýi. Gerum ráð fyrir mætti við $x = 0$ sem er haldið við Φ_0 eins og sýnt er á mynd 7. Við viljum finna hvernig mættið Φ breytist þegar við færum okkur í stefnu x . Til einföldunar gerum við ráð fyrir að hlutfall massa jóna og rafeinda sé óendanlegt, $m_i/m_e \rightarrow \infty$, þar sem m_i er massi jóna. Jónirnar eru því ekki hreyfanlegar en mynda einsleitann bakgrunn jákvæðra hleðslna. Ein af jöfnum Maxwell er jafna Poisson sem við ritum hér í einni vídd

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\epsilon} (n_i - n_e) \quad (40)$$

þar sem ϵ er rafsvörunarstuðullinn, og gert er ráð fyrir að hleðsla jóna sé eingild eða $Z = 1$. Fyrir rafsvið má rita

$$E = -\frac{d\Phi}{dx} \quad (41)$$

þ.a. jöfnu (40) má umrita

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i) \quad (42)$$

Ef rafeindirnar hlíta dreifingu Maxwell fellur þéttleiki þeirra með mættinu samkvæmt

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{\Phi}{T_e}\right) \quad (43)$$

þar sem n_0 er þéttleiki langt frá mættiströfluninni, $n_e(\Phi \rightarrow 0) = n_0$. Þá er

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{en_0}{\epsilon_0} \left(\exp\left(\frac{\Phi}{T_e}\right) - 1 \right) \quad (44)$$

Beitum Taylorrækingu fyrir $\Phi/T_e \ll 1$ þ.a.

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{en_0}{\epsilon_0} \frac{\Phi}{T_e} \quad (45)$$

Samhverf laus jöfnunnar sem deyr út við $x = \pm\infty$ er

$$\Phi = \Phi_0 \exp(-|x|/\lambda_D) \quad (46)$$

þar sem

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 T_e}{en_0} \right)^{1/2} \quad (47)$$

er vegalengd Debye, sem fyrir rafeindir verður

$$\lambda_{De} = 7430 \left(\frac{T_e}{n_e} \right)^{1/2} \quad [\text{m}] \quad (48)$$

ef T_e er í V og n_e er í m^{-3} . Þannig er $\lambda_{De} \approx 41 \mu\text{m}$ ef $T_e = 3 \text{ V}$ og $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$.

Debye skýling kallar á margar agnir í hleðsluskýlinu. Ef aðeins ein eða tvær agnir eru á slíðursvæðinu er hugtakið Debye skýling ekki tölfræðilega marktækt. Það má hinsvegar skilgreina stærðina N_D , sem fjöldi agna í Debye kúlu þ.a.

$$N_D = n^{4/3} \pi \lambda_{De}^3 \quad (49)$$

og þá verður að gilda $N_D \gg 1$.

5. Rafgastíðni og hljóðhraði

Bylgjur eru litlar endurtekna hreyfingar í samfelldu efni. Í rafgasi berast bæði rafsegulbylgjur og hljóðbylgjur. Hljóðbylgjur í rafeindavökvanum eru nefndar rafgasbylgjur eða rafgassveiflur. Þær hafa mjög háa kennitíðni, venjulega á örbylgjusviðinu. Ef hneppi rafeinda í rafgasi, sem samastendur af rafeindum og einni gerð jóna, hliðrast örlítið frá jafnvægisstöðu sinni \mathbf{r}_0 , finna þær fyrir krafti sem leitast við að færa þær aftur í \mathbf{r}_0 . Þegar þær koma aftur í jafnvægisstöðu hafa þær hreyfiorku sem er jöfn stöðuorku upphaflegu færslunnar. Þær halda því áfram fram hjá \mathbf{r}_0 þar til hreyfiorkan er aftur orðin að stöðuorku. Horntíðni þessarar hreintóna hreyfingar er ω_p og er nefnd rafgastíðni. Sveifluhorntíðnin er

$$\omega_p = 2\pi f_p = \left(\frac{ne^2}{\epsilon_0 m} \right)^{1/2} \quad (50)$$

Fyrir rafeindir er rafgastíðnin

$$f_{pe} = 9\sqrt{n_e} \quad [\text{GHz}] \quad (51)$$

og er háð rafeindabéttleika rafgassins n_e sem hér er gefinn í m^{-3} . Umhverfa rafgastíðninnar er mælikvarði á þann tíma sem það tekur rafeind eða jón á varmahraða að færast eina vegalengd Debye.

Hljóðbylgju jóna er lýst með kennihraða fremur en kennitíðni og tíðnin er umtalsvert lægri en rafgastíðnin. Þegar jónir hliðrast frá jafnvægisstöðu sinni geta rafeindir, sem eru mun hreyfanlegri, fylgt þeim eftir og skýlt út hleðslunni. Þessi skýling er hins vegar ekki fullkomin þar sem rafeindirnar hafa tilviljana-kenna varmahreyfingu sem leiðir til rafsviðsleka út úr Debye skýinu. Hljóðbylgjur jóna berast með hljóðhraða jóna

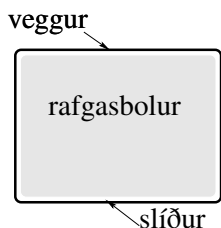
$$c_s \equiv \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (52)$$

þar sem m_i er massi jónar. Takið eftir að c_s er háður rafeindahitastiginu þar sem frávik frá fullkominni Debye skýlingu er háð varmahreyfingu rafeinda.

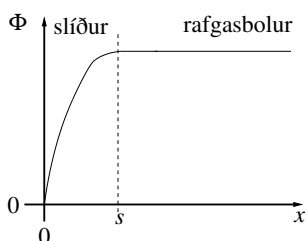
6. Slíður og forslíður

Í tilraunastofu er rafgasið afmarkað og innilokað af veggjum. Þá er nærhlutlaust rafgas, hér nefnt rafgasbolur, þar sem $n_i \approx n_e$, tengt yfirborðum veggja um þunn jákvætt hlaðin lög, sem nefnd eru slíður. Þetta er sýnt á mynd 8 og stafar af því að varmahraði rafeinda $(eT_e/m_e)^{1/2}$, er í það minnsta 100 faldur varmahraði jóna, $(eT_i/m_i)^{1/2}$, vegna þess að $m_e/m_i \ll 1$ og $T_e \geq T_i$. Rafeindir næst veggjum tapast mjög hratt og eftir situr þunnt lag af jákvætt hleðnum jónum næst veggjum, þar sem $n_i \gg n_e$. Jákvæða hleðslan innan slíðursins hefur í för með sér mættissnið $\Phi(x)$ eins og sýnt er á mynd 9. Mættið er jákvætt innan rafgasbolsins en fellur hratt niður í núll við jarðtengdan vegg. Mætti þetta verkar sem dalur fyrir rafeindir en hæð fyrir jónir, þar eð rafsvið innan slíðursins stefnir frá rafgasinu til veggjarins. Þannig verkar krafturinn $-eE_x$ á rafeindir og stefnir inn í rafgasið, það er það speglar rafeindir á leið til veggjar aftur inn í rafgasið. Jónum sem komast inn í slíðrið er hinsvegar hraðað til veggjar af mættinu milli slíðurbrúnar og veggjar.

Gerum ráð fyrir rafgasi af stærð L með $n_i = n_e$, sem upphaflega er á milli tveggja jarðtengdra veggja ($\Phi = 0$). Gerum ráð fyrir vegg við $x = 0$ og að rafgas sé hægra megin við vegginn um langan veg ($x > 0$). Við $x = s$ er dregin ímyndaður flötur sem er nefndur slíðurbrún. Mættið er sýnt sem fall af fjarlægð frá vegg á mynd 9. Vegna skýlingar Debye er $s \sim \lambda_D$ (í raun og veru er $s \sim 5\lambda_D$). Utan við slíðrið ($x \geq s$) er $n_i \approx n_e$ vegna nærhlutleysis. Í slíðrinu er L af svipadri stærð og vegalengd Debye λ_{De} svo að n_i/n_e þarf ekki að vera einn og nærhlutleysi gildir ekki. Innan slíðursins getur verið ójafnvægi í hleðslum. Mættið



Mynd 8. Slíður aðskilur nær hlutlaust rafgas, rafgasbolinn, frá veggjum og stærri hlutum.



Mynd 9. Mætti sem fall af fjarlægð frá vegg. Við $x = s$ er dreginn ímyndaður flötur sem er nefndur slíðurbrún.

innan slíðursins verður að vera neikvætt til að ýta frá sér rafeindum, sem þýðir að $\Phi(x)$ verður að hafa neikvæðan krappa eða $d^2\Phi/dx^2$ er neikvæð stærð og $n_i > n_e$. Þéttleiki rafeinda fellur með mættinu samkvæmt $n_e = n_s \exp(\Phi/T_e)$ fyrir rafeindirnar sem hlíta dreifingu Maxwell þar sem n_s er þéttleiki við slíðurbrún.

Í rafgasbolnum breytist mættið óverulega yfir vegalengd sem samsvarar stærð rafgassins, L . Það að $L \gg \lambda_{De}$ þýðir að þegar staðbundin hleðsla myndast eða ytra mætti er lagt á kerfið þá er þeirri truflun skýlt út með vegalengd sem er mjög stutt í samanburði við L . Rafgasbolurinn er þannig alltaf laus við há mætti eða svið. Þetta má rita

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} \sim \frac{\Phi}{L^2} \sim \left| \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \right| \quad (53)$$

og almennt er út frá jöfnu (47)

$$\Phi \leq T_e = \frac{e}{\epsilon_0} n_e \lambda_{De}^2 \quad (54)$$

sem tekið saman gefur

$$\frac{|n_i - n_e|}{n_e} \leq \frac{\lambda_{De}^2}{L^2} \quad (55)$$

og fyrir $\lambda_{De}^2 \leq L^2$ fæst

$$|n_i - n_e| \ll n_e \quad (56)$$

svo að

$$n_i \simeq n_e \quad (57)$$

sem lýsir nærhlutleysi og er oft nefnt rafgas nálgunin. Þetta þýðir að $d^2\Phi/dx^2$ er mjög lítið í rafgasbolnum og $n_i \approx n_e$. Ef $L = 10$ cm, sem er dæmigert fyrir rafgas á tilraunastofu, þá er $(L/\lambda_{De})^2 \approx 10^8$.

Jónirnar sem koma inn í slíðrið þurfa að hafa tiltekinn hraða. Gert er ráð fyrir að jónir sem flæða að veggnum verði fyrir hröðun vegna rafsviðsins sem liggur yfir slíðrið og að þær verði ekki fyrir endurkasti, svo að jónaflæðið er fast. Við gerum ráð fyrir að hitastig jóna, T_i , sé óverulegt, en gerum ráð fyrir að jónirnar hafi endanlegan hraða v_s þegar þær koma inn í slíðrið. Samfelldnifafnan er þá

$$n_i v_i = n_s v_s \quad (58)$$

og varðveisla orku gefur

$$\frac{1}{2} m_i v_i^2 + e\Phi = \frac{1}{2} m_i v_s^2 \quad (59)$$

Séu þessar tvær jöfnur leystar saman fæst

$$\frac{n_i}{n_s} = \left[1 - \frac{2e\Phi}{m_i v_s^2} \right]^{-1/2} \quad (60)$$

Slíðurskilyrðið $n_i > n_e$ gildir alltaf. Fyrir lítil gildi á $|\Phi|$, rétt innan slíðursins má nálga jöfnu (43) með Taylorrakningu

$$\frac{n_e}{n_s} = 1 + \frac{\Phi}{T_e} + \dots \quad (61)$$

og á sama hátt má nálga jöfnu (60)

$$\frac{n_i}{n_s} = 1 + \frac{e\Phi}{m_i v_s^2} + \dots \quad (62)$$

þar sem Φ er neikvæð stærð leiðir skilyrðið $n_i > n_e$ til

$$\frac{e\Phi}{m_i v_s^2} < \frac{\Phi}{T_e} \quad (63)$$

og

$$v_s > \left(\frac{eT_e}{m_i} \right)^{1/2} = c_s \quad (64)$$

sem er nefnt slíðurviðmið Bohm (Bohm, 1949). Það segir að aðeins er mögulegt að mynda stöðugt slíður þegar jónirnar koma inn í slíðrið með hreyfiorku sem nemur $T_e/2$. Jafnvel þó að skermunin sé það góð að slíðurbrúnin er nærri því við rafgasmættið, er hún ekki alveg fullkomin og örlítill hluti mættisfallsins milli veggjar og rafgasbolsins nær inn fyrir slíðurbrúnina, inn í það sem nefnt er forslíður. Jónum sem koma inn í slíðrið með orku $T_e/2$ er síðan hraðað um sem nemur mættismuninum milli slíðurbrúnar og veggjar.

7. Árekstrar

Þegar tvær agnir rekast á getur ýmislegt gerst. Til dæmis getur skriðþungi eða hreyfiorka annarrar eða beggja agna breyst, hlutlausar agnir jónast, eða jónaðar agnir orðið hlutlausar. Í rafgasi verða bæði fjaðrandi og ófjaðrandi árekstrar á milli agna. Í hlutjónuðu rafgasi eiga sér stað árekstrar milli tveggja rafeinda, árekstrar rafeinda og jóna, árekstrar jóna og jóna og árekstrar rafeinda og hlutlausra agna. Þegar rafeindir rekast á atóm er algengast að áreksturinn sé fjaðrandi og hafi fyrst og fremst áhrif á skriðþunga rafeindarinnar, eða ófjaðrandi sem leiðir til örvunar eða jónunar atómsins. Þegar jónir rekast á atóm er algengast að áreksturinn sé fjaðrandi og skriðþunga og orku sé deilt eða að hleðslutilfærsla eigi sér stað. Önnur ferli geta átt sér stað í sameindagösum, t.d. klofnun eða sameining sem leiðir til klofnunar. Árekstraferlinu er lýst með líkindaþversniði, σ . Skyld hugtök eru meðalsnerta og áreksratíðni. Meðalsnertan, λ_{mfp} , er meðalvegalengd sem ögn ferðast á milli árekstra.

$$\lambda_{\text{mfp}} = \frac{1}{n\sigma} \quad (65)$$

Innkomandi ögn með hraðann v með tilliti til agna skotmarksins, færist eina meðalsnertu á tímanum τ_c . Umhverfa þessa tímabils er árekstratíðnin

$$v_c = n\sigma v \quad (66)$$

Oftast er líkindaþversniðið háð hraða agnanna v og hraði agna í skotmarkinu hefur tiltekna dreifingu. Virk áreksratíðni er meðaltal margfeldis líkindaþversniðs og hraða eða

$$v_c = n\langle\sigma(v)v\rangle \quad (67)$$

Fyrir margar innkomandi agnir er fjöldi atburða á rúmmálseiningu á tímaeiningu gefinn með

$$R = n_1 n_2 \langle\sigma(v_R)v_R\rangle_{1,2} \quad (68)$$

þar sem n_1 er þéttleiki innkomandi agna, n_2 er þéttleiki skotmarks og v_R er afstæður hraði agna 1 og 2.

8. Hagnýting rafgass

Rafgasi er gjarnan lýst með tveimur kennistærðum, þéttleika agna n og hitastigi rafeinda T_e . Rafgös spanna vítt svið bæði í þéttleika og hitastigi. Þéttleiki spannar um 28 stærðarþrep, frá $10^6 - 10^{34}/\text{m}^3$ og rafeindahitastig getur verið frá 0.1 til 10^6 V. Dæmigerð gildi kennistærða fyrir ýmsar gerðir rafgass eru gefnar í töflu 1.

Tafla 1. Dæmigerð gildi kennistærða fyrir ýmsar gerðir rafgass.

| | n [m^{-3}] | T_e [V] | λ_D [m] |
|---------------------------|-------------------------|-----------|---------------------|
| Sólkóróna | 10^{15} | 100 | 10^{-3} |
| Sólvindur | 10^7 | 10 | 10 |
| Jónahvolfið | 10^{11} | 0.1 | 10^{-2} |
| Kjarnasamruni (segulsvið) | 10^{20} | 10^4 | 10^{-4} |
| Kjarnasamruni (tregða) | 10^{27} | 10^4 | 10^{-10} |
| Tilraunastofa | $10^{16} - 10^{20}$ | 3 – 5 | $10^{-6} - 10^{-4}$ |

Á fyrri hluta 20. aldar var leiðni og niðurbrot í gasi, útgeislun rafeinda og örvun frumeinda og sameinda með árekstrum við rafeindir skoðuð á tilraunastofum. Á síðari hluta 20. aldarinnar beindust rannsóknir á rafgasi að kjarnasamruna og rafgasi í geimnum. Undir lok aldarinnar var farið að nota hlutjónað rafgas til yfirborðsmeðhöndlunar í efnisvinnslu. Áhugi á eiginleikum rafgass jókst verulega með rannsóknum á kjarnasamruna upp úr 1950 (McCracken and Stott, 2005). Með því að framkalla kjarnasamruna má framleiða orku á jörðu niðri á sviðaðan hátt og gerist í sólstjörnum. Til þess þarf rafgas sem er við 10^8 K, sem svarar til 10^4 V, og hefur þéttleika á bilinu $10^{19} - 10^{21}/\text{m}^3$. Þetta má gera með því að hremma rafgasið með segulsviði þar sem segulsviðsstyrkurinn er 1 – 10 T og rúmtak segulsviðsins er vel afmarkað. Rafgasið snertir því aldrei veggi sem myndu kæla það og ekkert slíður er myndað. Rafeindir og jónir skrúfa sig eftir segulsviðslínunum og haldast innan rafgassins. Helínkjarnar sem myndast við kjarnasamruna eru einnig hremmdir af segulsviðslínunum og hver þeirra veitir 3.5 MeV orku inn í rafgasið. Rafgasið byrjar að brenna þegar sjálfhitun frá samruna α -agna gefur mest af varmaorkunni sem þörf er á til að halda rafgasinu heitu. Kveiking nefnist það þegar sjálfhitun nægir til að framkalla allan þann varma sem nauðsynlegur er til að halda rafgasinu heitu. og vinna upp varmann sem tapast í rafgasinu með árekstrum, iðustreymi og útgeislun. Rafgas sem myndað er til að fá fram kjarnasamruna með tregðuhremmingu er mun þéttara eða um $10^{27}/\text{m}^3$. Dæmi um slíkt er þegar leysigeislar eru notaðir til að þjappa og hita lítið hylki sem fyllt er blöndu af tvívetni og þrívetni þar til bruni fer af stað. Í þessu ferli verður verulegur hluti eldsneytisins

að hvarfast og brenna áður en hylkið þenst út og kólnar.

Þéttleiki rafgass í geimnum spannar mörg stærðarþrep, og oftast er það fulljónað. Í andrúmslofti jarðar er gasið hlutlaust og ekki rafgas. Hitastig er um 270 K og gasþéttleiki $3 \times 10^{25}/\text{m}^3$. Í hlutjónuðu miðhvolfi gufuhvolfs jarðar er hitastigið um 180 K og þéttleiki rafeinda $10^9/\text{m}^3$. Frá miðju sólar til sólarvindsins nálægt jörðinni fellur þéttleiki rafgassins frá $\sim 10^{32}/\text{m}^3$ í um $10^6/\text{m}^3$. Hitastig sólkórónunnar er mjög hátt eða $1 - 2 \times 10^6$ K (Walsh and Ireland, 2003). Hitastig getur verið $\sim 10^9$ K í grennd við svarthol og nifteindastjörnur. Segulsviðsstyrkur spannar frá 10^{11} Tesla fyrir mjög segulmagnaðar nifteindastjörnur, er um $\sim 10^{-4}$ Tesla við yfirborð jarðar og 10^{-10} Tesla í vetrarbrautum eins og okkar.

Notkun rafgass til spyrnu í geimnum hófst á sjöunda áratug tuttugustu aldar (Kim, 1998). Rafgassspyrnur geta verið litlar jónaspyrnur til að rétta af stöðu geimfara til öflugra spyrna til ferðalaga milli reikistjarna. Rafgassspyrnur eru nú í notkun í geimförum. Í rafgassspyrnu er raforku breytt í hreyfiorku rafgass. Raf- og segulsvið er lagt yfir rafgas hornrétt hvort á annað þannig að fram komi $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ rek (Keidar and Beilis, 2006). Straupþéttleikinn \mathbf{J} í stefnu rafsviðsins \mathbf{E} veldur krafti $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ sem gefur rafgasinu hröðun út úr spyrnunni. Vegna varðveislu skriðþunga fær geimfarið hröðun í gagnstæða stefnu við flæði rafgassins. Rafgassspyrna getur gefið hröðun yfir mun lengra tímabil en venjuleg efnaspyrna. Annar kostur rafgassspyrnu er að útblásturshraðinn getur verið mjög hár. Hár hraði leiðir til góðrar nýtni eldsneytis til að framkalla skriðþunga.

Rafgas gegnir stóru hlutverki í nútíma lýsingartækni. Nálega 95 % allra ljósgjafa byggja á rafgas-tækni (Stoffels et al., 2007). Rafgas-ljósgjafar skiptast í tvo meginflokk; lágþrýsta og háþrýsta. Ljósgjafi sem vinnur við lágan gasþrýsting byggir á afhleðslu sem ekki hefur innbyrðis varmajafnvægi. Ljós er framkallað sem ljósútgeislun frá örvuðum orkustigum atóma eða sameinda, sem örvuð eru með árekstrum við rafeindir. Kvikasilfur (Hg) er heppilegt val því það hefur háan gufuþrýsting og er auðvelt að örva. Það gefur ljós á útfjólubláa sviðinu (254 og 185 nm) sem breyta má í hvítt ljós með fosfór ljómun. Þetta þekkjum við sem flúrlampa. Flúrlampar hafa rafgas með rafeindahitastig $T_e = 1 - 2$ V og rafeindaþéttleika $\sim 10^{18}/\text{m}^3$ (Lister et al., 2004). Lampar sem

vinna við háan gasþrýsting byggja á útgeislun frá ljósboga. Afhleðslan er nálægt því að vera í innbyrðis varmajafnvægi og útgeislun þeirra er nálægt mörkum Planck. Oftast er kvikasilfur eða natúr (Na) notað en málmhalið söltum er gjarnan blandað við til að bæta nýtni og litaeiginleika.

Frá því á áttunda áratug tuttugustu aldar hefur rafgas gengt sífellt veigameira hlutverki í efnisvinnslu. Rafgas sem notað er í iðnaði er kaldara og flóknara enda gjarnan hlutjónað. Það er notað til að lita gler, herða málmyfirborð fyrir sliti og rispum og til tæringarvarna, sem og að rækta húðir af ýmsu tagi (Guðmundsson, 2006). Rafgas er nýlega farið að hasla sér völl í líftækni þar sem því er beitt til sótt-hreinsunar og meðhöndlunar á lifandi vef (Stoffels et al., 2008). Rafgös gegna þó fyrst og fremst veigamiklu hlutverki í framleiðslu smárása (Graves, 1994; Guðmundsson, 2001). Rafgas úr sameindagösum og blöndum þeirra gegna lykilhlutverki í ætingu og ræktun við framleiðslu smárása. Þá er rafgas notað til að fjarlægja húðir með ætingu eða strípun og til að hreinsa yfirborð. Þannig er súrefnisrafgas notað til að fjarlægja ljósviðnámslag og til oxunar og ræktunar á þunnum oxíðum og kísill er ættur í rafgösum sem innihalda flúor og klór. Ætingu með rafgasi er beitt á fjölkristallaðann kísil, kísiloxíð, rafsvara og málma. Húðir úr myndlausum kísli, kísiloxíði, kísilnítíði eru gjarnan ræktaðar úr gasfasa í rafgasi. Notkun rafgasa er eina færa leiðin til að æta út þau smágerðu hálfleiðaratól sem í dag eru ráðandi í nútíma rafeindatækni. Rafgasafhleðslur gegna því lykilhlutverki í hálfleiðaraiðnaðinum. Afhleðslurnar eru rafdrifnar og álagt afl hitar fyrst og fremst upp rafeindirnar, sem með árekstrum við hlutlaus atóm og sameindir framkalla hvarfgjarnar agnir. Á þessum vettvangi hefur verið fjallað um hinar ýmsu útfærslur segulspæta sem eru m.a. notaðar til að rækta þunnar málmhúðir og rafsvara (Guðmundsson, 2004). Um hlutjónað rafgas til notkunar í efnis meðhöndlun ræktun og ætingu er fjallað hjá Lieberman and Lichtenberg (2005).

9. Lokaorð

Fjallað hefur verið um helstu hugtök sem tengjast rafgasi. Rafgas kemur víða fyrir sem manngert fyrirbæri með hagnýtingu í lýsingartækni og iðnaði. Það gegnir einnig mikilvægu hlutverki í alheimi öllum þar sem vetnið í miðgeimsrúminu er rafgas, og allar sólstjörnur og nifteindastjörnur eru úr rafgasi.

Heimildir

- Bohm, D. (1949). Minimum ionic kinetic energy for a stable sheath. In A. Guthrie and R. K. Wakerling (Eds.), *The characteristics of electrical discharges in magnetic fields*, Number I, volume 5 in National nuclear energy series – Manhattan project technical section, Chapter 3, pp. 77–86. New York: McGraw-Hill.
- Chen, F. F. (1984). *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. Volume I: Plasma Physics*. New York: Plenum Press.
- Graves, D. B. (1994). Plasma processing. *IEEE Transactions on Plasma Science* 22(1), 31–42.
- Guðmundsson, J. T. (2001). Rafgas í framleiðslu smárása. *Raflost* 23, 6–10.
- Guðmundsson, J. T. (2004). Afbrigði segulspæta. *Tímarit um raunvísindi og stærðfræði* 2(2), 41–48.
- Guðmundsson, J. T. (2006). Af segulspætum og þunnum húðum. *Raflost* 28, 8–11.
- Guðmundsson, J. T. (2007). Notkun Langmuirnema. *Tímarit um raunvísindi og stærðfræði* 4(1), 53–61.
- Keidar, M. and I. I. Beilis (2006). Electron transport phenomena in plasma devices with $E \times B$ drift. *IEEE Transactions on Plasma Science* 34(3), 804–814.
- Kim, V. (1998). Main physical features and processes determining the performance of stationary plasma thrusters. *Journal of Propulsion and Power* 14(5), 736–743.
- Krall, N. A. and A. W. Trivelpiece (1986). *Principles of Plasma Physics*. San Francisco: San Francisco Press.
- Lieberman, M. A. and A. J. Lichtenberg (2005). *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (2 ed.). New York: John Wiley & Sons.
- Lister, G. G., J. J. Curry, and J. E. Lawler (2004). Power balance in highly loaded fluorescent lamps. *Journal of Physics D: Applied Physics* 38(22), 3099–3106.
- McCracken, G. and P. Stott (2005). *Fusion: The Energy of the Universe*. Elsevier-Academic Press.
- Nicholson, D. R. (1983). *Introduction to Plasma Theory*. New York: John Wiley & Sons.
- Stoffels, E., Y. Sakiyama, and D. B. Graves (2008). Cold atmospheric plasma: Charged species and their interactions with cells and tissues. *IEEE Transactions on Plasma Science* 36(4), 1441–1457.
- Stoffels, W. W., T. Nimalasuriya, A. J. Flikweert, and H. J. Mulders (2007). Discharges for lighting. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 49(12B), B505–B512.
- Walsh, R. W. and J. Ireland (2003). The heating of the solar corona. *The Astronomy and Astrophysics Review* 12(1), 1–41.

Summary: A short tutorial is given on plasma parameters. Three fundamental parameters characterize a plasma, the particle density n , the temperature T of each specie, and the steady state magnetic field B . A number of subsidiary parameters such as gyration radius, gyration frequency, quasi-neutrality, Debye length, plasma frequency, and cyclotron frequency can be derived from these fundamental parameters. For partially ionized plasmas the fractional ionization and cross sections for collisions with neutral species are of great importance. A few examples of plasmas are discussed briefly. The density of space plasma vary from 10^6 m^{-3} in the interstellar space to $\sim 10^{32} \text{ m}^{-3}$ in the solar interior. Thermonuclear fusion is achieved by creating a fully ionized hydrogen, deuterium or tritium plasmas that are magnetically confined and have densities in the range $10^{19} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$ and temperatures in tens of thousands of volts. Partially ionized chemically reactive plasma discharges are widely used in various industries to modify the surface properties of materials. Plasma discharges particularly important in the manufacturing of integrated circuits in modern electronics industry. The most common manmade discharge is a lamp. Over 95 % of the light output from manmade lightsources is from discharge lamps.

Um höfundinn: Jón Tómas Guðmundsson lauk BS prófi í rafmagnsverkfræði og MS prófi í eðlisfræði frá Háskóla Íslands og PhD prófi í kjarnorkuverkfræði frá Kaliforníuháskóla í Berkeley. Hann er nú próffessor við rafmagns- og tölvuverkfræðideild Háskóla Íslands.

^aRafmagns- og tölvuverkfræðideild, Háskóli Íslands, Hjarðarhaga 2–6, IS-107 Reykjavík, ^bRaunvísindastofnun Háskólans, Dunhaga 3, IS-107 Reykjavík, tumi@hi.is

Móttekin: 7. mars 2009

