

Analiza efectului de catod dublu utilizând elemente de dinamică neliniară

1.1. Scop

În prezentul capitol vom dezvolta o teorie a efectului de catod dublu utilizând elemente de dinamică neliniară. Argumentele care ne-au permis un astfel de tratament sunt următoarele:

- i) Lumina negativă și spațiul întunecat Faraday prin electronii primari generați, electroni focalizați prin geometria catozilor, sunt descărcări luminescente esențiale în analiza dinamicilor efectului. De aceea, o primă analiză se va referi la teoria luminii negative și a efectului întunecat Faraday, utilizând elemente de dinamică neliniară;
- ii) Odată acceptată o asemenea teorie, condiția prin care efectul de catod dublu își face simțită prezența (inițierea efectului) este de suprapunere a două astfel de descărcări luminescente.

Rezultatele originale din acest capitol au fost publicate în [1,9].

1.2. Generalități

Pentru dezvoltarea acestui paragraf am urmărit în detaliu expunerea din [2] având în vedere atât conținutul informațional cât și calitatea prezentării.

Descărcarea luminescentă cu catod dublu constituie o modalitate de a obține o plasmă densă la presiuni scăzute ($10^{-1} - 1$ Torr). Dacă într-un tub de

descărcare se introduc doi catodi plani aflați față în față (Figura 1.1), la o distanță astfel încât plasmăle celor două lumini negative să se suprapună, apare efectul de catod dublu. Acesta implică următoarele: i) creșterea intensității curentului de descărcare la valori mult mai mari decât ar rezulta din descărcarea cu catod simplu; ii) micșorarea presiunii gazului, până la o anumită limită, conduce la creșterea densității de curent, în contrast cu descărcarea cu catod simplu. Să notăm că în cazul descărcării cu catod simplu, densitatea curentului de descărcare scade odată cu scăderea presiunii gazului.

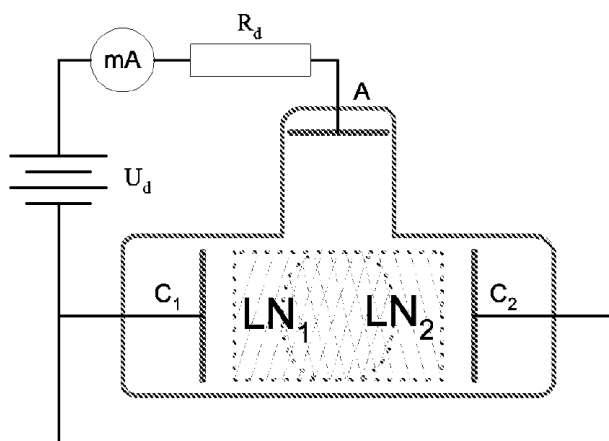


Figura 1.1. Schema electrică a unei descărcări luminescente cu catod dublu (cf. [2]).

Pentru a înțelege fenomenele care au loc în descărcarea cu catod dublu ne vom referi mai întâi la teoria căderii catodice anormale ($U_c > U_{cn}$) în descărcarea luminescentă cu catod simplu. Putem considera catodul un electrod polarizat foarte negativ față de plasma luminii negative, astfel încât între acesta și plasmă se formează o regiune de sarcină spațială pozitivă (electronii fiind respinși spre plasmă și ionii pozitivi accelerați spre electrod) cu o cădere de potențial U_c . Dacă se neglijează ciocnirile dintre ionii pozitivi

și atomii gazului în care are loc descărcarea, distribuția și densitatea de sarcină a electronilor în regiune, atunci densitatea de curent electric este dată exclusiv de ionii pozitivi care ajung pe catod și corespunde legii de tip 3/2:

$$j = \frac{4\sqrt{2}}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{e}{m_i}} \frac{U_c^{3/2}}{l_c^2} \quad (1.1)$$

unde j este densitatea de curent, U_c căderea de potențial, ϵ_0 permitivitatea electrică a vidului, e sarcina electrică fundamentală, m_i masa de repaus a ionului și l_c lungimea căderii catodice.

Pentru căderea catodică anormală, mișcarea ionilor dinspre lumina negativă spre catod este determinată atât de acțiunea câmpului electric cât și de ciocniri. În cazul descărcării în gaze inerte, procesul care determină viteza ionilor spre catod este cu ciocnire cu transfer rezonant de sarcină. În aceste condiții viteza ionilor în stratul de sarcină spațială este dat de:

$$v_i = E/\mu_i \quad (1.2)$$

unde μ_i este mobilitatea ionilor în gazul în care are loc descărcarea și E intensitatea câmpului electric al căderii catodice. Întrucât mobilitatea ionilor în câmpul electric intens din căderea catodică depinde atât de natura proceselor elementare (ciocniri) cât și de intensitatea câmpului electric, în cazul în care principalul proces de ciocnire care duce la limitarea vitezei de drift a ionilor este transferul rezonant de sarcină, se poate considera următoarea expresie a vitezei de drift a ionilor [2-5]:

$$v_i = \sqrt{\frac{2ek_B T_g}{\pi m_i \sigma_{rez}}} \left(\frac{E}{p}\right)^{1/2} \quad (1.3)$$

unde T_g este temperatura gazului de lucru, p presiunea din incintă, k_B constanta lui Boltzmann, iar σ_{rez} este secțiunea eficace de transfer rezonant de sarcină. Prin urmare ecuația lui Poisson ia forma:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho_i}{s_0} = -\frac{j}{s_0 v_i} = \frac{j}{s_0 \sqrt{\frac{2ek_B T_g}{\pi m_i \sigma_{rez}}}} \left(\frac{dV}{dx}\right)^{1/2} \quad (1.4)$$

Integrând (1.4) pe lungimea căderii catodice, l_c , cu condiția ca intensitatea câmpului electric să fie nulă la marginea luminii negative, $(dV/dx)_{x=l_c} = 0$, se obține expresia densității de curent electric sub forma:

$$\frac{j}{p^2} = \left(\frac{10}{9}\right)^{3/2} s_0 \sqrt{\frac{3ek_B T_g}{\pi m_i \sigma_{rez}}} \frac{U_c^{3/2}}{(p \cdot l_c)^{5/2}} \quad (1.5)$$

Se obține tot o lege de tip 3/2 ca în (1.1) cu diferența că intervine și presiunea gazului ca parametru macroscopic al descărcării.

Experimental se găsește că pentru o valoare dată a lui U_c , produsul dintre presiunea gazului și lungimea redusă a căderii catodice este constantă:

$$p \cdot l_c = const. \quad (1.6)$$

Acest lucru se explică prin aceea că pe lungimea căderii catodice trebuie să se realizeze ionizări în avalanșe Townsend care să asigure condiția de autoîntreținere a descărcării:

$$\bar{\alpha} d_c = \ln(1 + \gamma_i^{-1}) \quad (1.7)$$

unde $\bar{\alpha}$ este valoarea medie a coeficientului α Townsend pentru spațiul căderii catodice și γ_i este coeficientul de emisie electronică secundară a suprafeței catodului. Cum valoarea coeficientului α Townsend este proporțională cu presiunea, rezultă că lungimea redusă a căderii catodice ($p \cdot l_c$) rămâne constantă dacă se menține constantă căderea catodică de potențial, U_c . Mai mult, la o valoare constantă a lui U_c , micșorarea presiunii are ca efect mărirea lungimii regiunii de sarcină spațială din fața catodului astfel încât produsul $p \cdot l_c = const.$ și, ca o consecință a ecuației (1.5), o cădere a densității de curent conform legii:

$$\frac{j}{p^2} = const. \quad (1.8)$$

Legile (1.5) și (1.7) se verifică bine în descărcările luminescente anormale în gaze inerte.

Dacă distanța dintre cei doi catodi ai descărcării luminescente cu catod dublu este suficient de mare astfel încât plasmăle celor două lumini negative sunt disjuncte, descărcarea este în regim de catod simplu și legile (1.6) și (1.8) funcționează. Dacă se micșorează distanța dintre catodi, astfel încât cele două lumini negative să se suprapună, apare efectul de catod dublu.

Acesta constă în creșterea eficienței ionizării în spațiul dintre cei doi catozi astfel încât densitatea de curent electric prin descărcare crește, având valori mult mai mari decât cele date de (1.5).

Efectul de catod dublu se poate obține prin micșorarea, fie a distanței dintre cei doi catozi, fie a presiunii gazului de lucru. Parametrul de care depinde efectul de amplificare a densității de curent este distanța redusă dintre cei doi catozi, $a \cdot p$ (a este distanța dintre cei doi catozi plani). Odată cu micșorarea acestui parametru, intensitatea curentului de descărcare crește, după care scade (Figura 1.2).

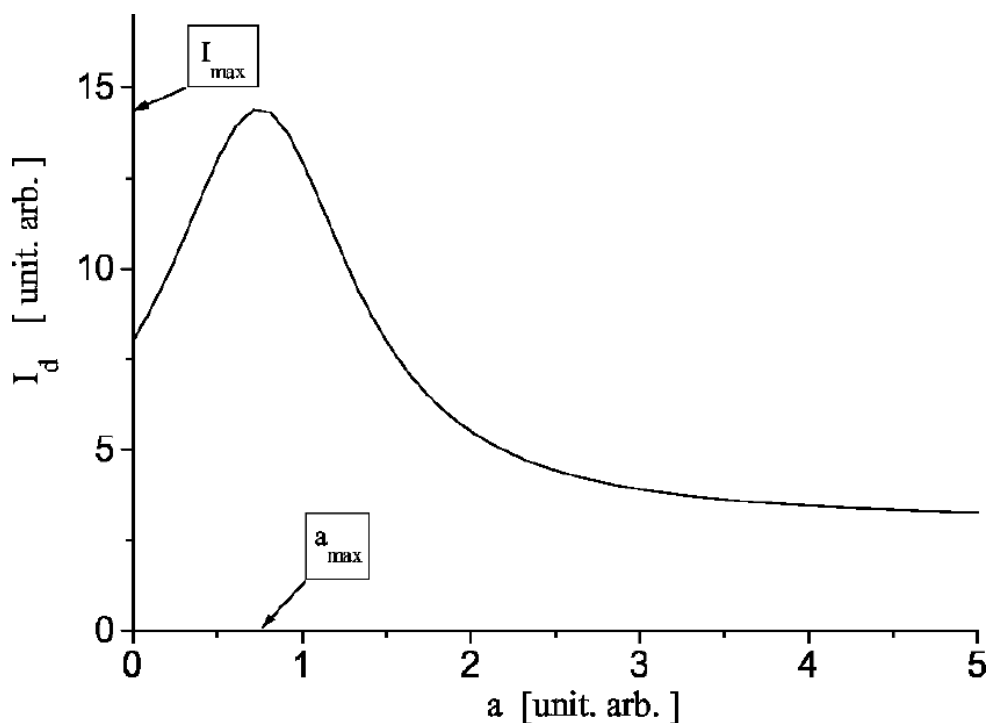


Figura 1.2. Variația curentului de descărcare cu distanța, a , dintre cei doi catozi (cf. [2]).

Creșterea eficienței ionizării în lumina negativă formată în descărcarea luminescentă cu catod dublu este explicată de efectul de capcană electrostatică a electronilor emiși de catozi. Dat fiind că potențialul plasmei luminii negative este mult pozitiv față de potențialele celor doi catozi, electronii care sunt scoși din catod prin procese γ_i sunt captați în groapa de potențial a luminii negative, unde oscilează până își pierd energia cinetică prin ciocniri neelastice (Figura 1.3). În același timp, odată cu micșorarea distanței dintre catozi, unghiul solid de captare de către catozi a radiației electromagnetice provenită din plasma luminii negative crește, ceea ce contribuie la creșterea emisiei fotoelectrice a catozilor.

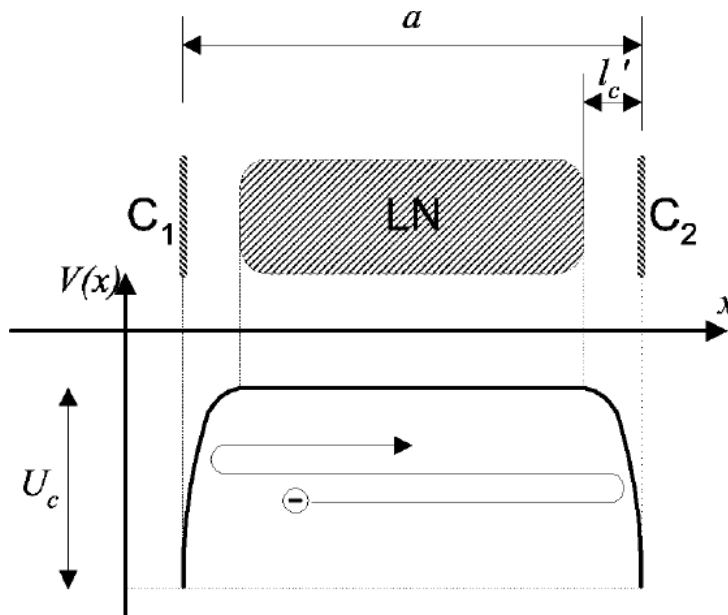


Figura 1.3. Captarea electronilor în câmpul electric din spațiul dintre cei doi catozi ai descărcării luminescente cu catod dublu (cf. [2]).

Aceste efecte fac ca, odată ce se formează o singură lumină negativă între cei doi catozi, lungimea căderii catodice să rămână constantă chiar dacă

presiunea gazului de lucru scade, $l^c = const.$ În aceste condiții (1.5) conduce la o dependență a densității de curent de presiune de forma:

$$jp^2 = const.$$

Rezultă că, odată ce descărcarea trece în regim de catod dublu prin micșorarea presiunii, se obține o creștere a densității curentului electric de descărcare, în contrast cu descărcarea luminiscentă cu catod simplu (Figura 1.4). Firește, la presiuni foarte scăzute legea (1.8) nu se mai respectă (descărcarea se stinge), deoarece la aceste presiuni drumul liber mediu de ionizare a atomilor în ciocniri cu electronii primari (proveniți de la catod) devine mai mare decât spațiul dintre cei doi catozi și lumina negativă nu se mai poate forma.

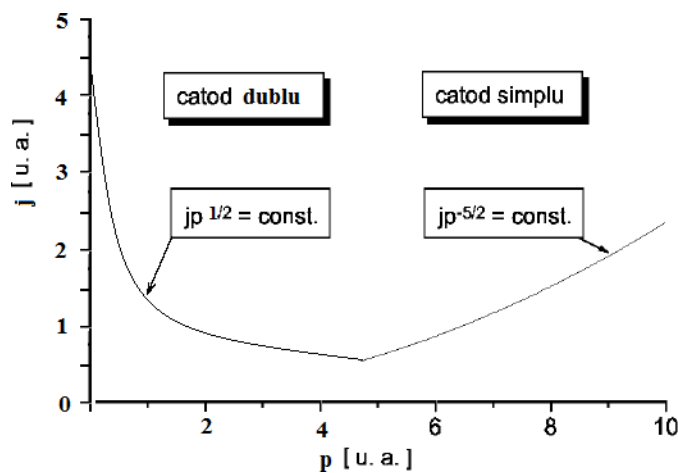


Figura 1.4. Variațiile densității de curent, j , cu presiunea gazului, p , a unei descărcări luminiscente cu catod dublu în regimul de catod simplu (la presiuni mari, când se formează două lumini negative disjuncte) și regimul de catod dublu (la presiuni mici, când în spațiul dintre cei doi catozi se formează o singură lumină negativă) (cf. [2]).

Bibliografie

1. Aflori, M., Amarandei, G., Ivan, L. M., Dimitriu, D. G., Sanduloviciu, M., 2005 Experimental observation of multiple double layers structures in plasma – Part I: Concentric multiple double layers, IEEE Trans. Plasma Sci. 33 542-543.
2. Agop, M., et. al, Experimental and theoretical evidence for the chaotic dynamics of complex structures, Phys. Scr. 87, 2013.
3. Agop, M., Buzea, C. Gh., Nica, P., Cantorian $E^{(\infty)}$ space-time, de Broglie and the pair-breaking time of high-temperature superconductors, Chaos Solitons & Fractals 12, 571–577 (2001).
4. Agop, M., Buzea, C. Gh., Nica, P., Cantorian $E^{(\infty)}$ space-time and the energy gap of high temperature superconductors, Chaos Solitons & Fractals 12, 735–740 (2001).
5. Agop, M., Ciobanu, G., Ioannou, P.D., Buzea, C.Gh., Cantorian $E^{(\infty)}$ space-time in Cartan, de Broglie and field theories, Chaos Solitons & Fractals 14, 863–890 (2002).