

UNIVERZITET U BEOGRADU

ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Bojan Jovanović

**INICIRANJE I RAZVOJ PROBOJA U
TAČKAMA LEVO OD PAŠENOVOG
MINIMUMA**

Doktorska disertacija

Beograd, 2013

UNIVERSITY OF BELGRADE

SCHOOL OF ELECTRICAL ENGINEERING

Bojan Jovanović

**INITIATION AND PROGRESS OF
BREAKDOWN IN THE RANGE TO THE
LEFT OF THE PASCHEN MINIMUM**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2013

Mentor:

dr. Predrag Osmokrović, redovni profesor
Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički fakultet

Članovi komisije:

dr Jovan Cvetić, redovni profesor
Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički fakultet

dr Aleksandra Vasić-Milovanović, redovni profesor
Univerzitet u Beogradu – Mašinski fakultet

dr Miloš Vujisić, docent
Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički fakultet

dr Koviļjka Stanković, docent
Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički fakultet

Datum odbrane:

INICIRANJE I RAZVOJ PROBOJA U TAČKAMA LEVO OD PAŠENOVOG MINIMUMA

Rezime

Pašenovom krivom se prikazuje zavisnost vrednosti probojnog napona dvoelektrodnog sistema izolovanog gasom od proizvoda pritiska (p) i međuelektrodnog rastojanja (d). Jednoznačna zavisnost vrednosti dc probojnog napona od proizvoda pd direktna je posledica važenja zakona sličnosti za električno pražnjenje u gasovima. Pašenova kriva ima oblik asimetrične U-krive sa izrazitim minimumom koji se naziva Pašenovim minimumom. Pašenov minimum je određen vrednošću pritiska gasa (tj. gustine) pri kojoj Tausendov jonizacioni koeficijent ima maksimalnu vrednost u zavisnosti od odnosa međuelektrodnog rastojanja srednje slobodne dužine puta elektrona. U tačkama desno od Pašenovog minimuma dc probojni napon se može, uslovno, smatrati determinističkom veličinom tj. veličinom prilikom čijeg određivanja je dominantna merna nesigurnost tip B. To je posledica činjenice da se u tačkama desno od Pašenovog minimuma dc proboj odvija samoodržavajućim gasnim multiplikativnim procesom uz vremensku konstatu promene napona mnogo veću od vremena karakterističnog za odvijanje elementarnih procesa gasnog pražnjenja. U tačkama levo od Pašenovog minimuma dc proboj se odvija kombinacijom gasnih mehanizama i vakuumskih mehanizmima, a javlja se i takozvani anomalni Pašenov efekat. To uslovljava da dc probojni napon u tačkama levo od Pašenovog minimuma bude statistička veličina tj. veličina prilikom čijeg određivanja je dominantna merna nesigurnost tip A. Vrednost impulsnog probojnog napona je stohastička veličina i levo i desno od Pašenovog minimuma. To je posledica činjenice da je vremenska konstanta promene impulsnog napona istog reda veličine kao vreme karakteristično za odvijanje elementarnih proces gasnog pražnjenja. U radu se razmatraju mehanizmi iniciranja i razvoja proboja gasova u tačkama levo od Pašenovog minimuma. Statističkom analizom eksperimentalnih rezultata, dobijenih pod dobro kontrolisanim laboratorijskim uslovima, pokazano je da se oblast levo od Pašenovog minimuma može, uslovno, podeliti na tri podoblasti. Pokazano je da se u prvoj podoblasti, neposredno uz Pašenov minimum proboj odvija se iverničnim mehanizmima često tumačenim kao anomalni Pašenov efekat. U sledećoj

podoblasti do proboja dolazi vakuumskim mehanizmom lavinskog tipa, a u trećoj podoblasti proboj se odvija vakuumskim emisionim mehanizmom katodnog tipa.

Ključne reči: Pašenov minimum - anomalni Pašenov efekat - vakuumski mehanizam lavinskog tipa - vakuumski emisioni mehanizam katodnog tipa.

Naučna oblast: Elektrotehnika

Uža naučna oblast: Elektrotehnički materijali

UDK broj: 6:621.383

INITIATION AND PROGRESS OF BREAKDOWN IN THE RANGE TO THE LEFT OF THE PASCHEN MINIMUM

Abstract

Paschen curve illustrates the dependence of the breakdown voltage of a gas insulated two-electrode system on the product of pressure (p) and inter-electrode distance (d). The validity of the similarity law for gas electrical breakdown produces direct dependence of the dc breakdown voltage on the pd product. Paschen curve is an asymmetrical U shape with a prominent minimum, called the Paschen minimum. The Paschen minimum corresponds to the gas pressure (i.e. density) at which the Townsend ionization coefficient is largest, with respect to the ratio between the inter-electrode distance and the electron mean free path.

The dc breakdown voltage which occurs in the region to the right of the Paschen minimum, can be regarded as a deterministic quantity, i.e. a quantity for which type B uncertainty dominates its measurement. This results from the fact that to the right of the Paschen minimum dc breakdown occurs via self-sustained multiplication process in the gas, where the time constant of voltage change is much greater than the time characteristic of elementary gas discharge processes. In the range to the left of the Paschen minimum, dc breakdown occurs through a combination of gas mechanisms and vacuum mechanisms, and also as the so called anomalous Paschen effect. Because of this, in the range to the left of the Paschen minimum the dc breakdown voltage is a stochastic quantity, i.e. a quantity for which type A measurement uncertainty is dominant. The impulse breakdown voltage value is stochastic both to the left and to the right of the Paschen minimum. This derives from the fact that the time constant of a voltage pulse change is on the same order of magnitude as the time characteristic of elementary gas discharge processes. Mechanisms of gas breakdown initiation and development in the range to the left of the Paschen minimum are investigated in this paper. Experiments were conducted for gas pressures from 10^{-9} to 10^{-1} bar and inter-electrode gaps from 0.1 to 1 mm. The statistical analysis shows that the region left of the Paschen minimum can be divided into three subregions. It is established that the so called anomalous Paschen effect refers to breakdown occurring by way of the edge mechanisms in the first subregion, just next to the Paschen minimum. In the second

subregion, breakdown emerges through the vacuum avalanche mechanism, and in the third subregion it occurs through the vacuum cathode emission mechanism.

Keywords: Gas breakdown, Paschen minimum, anomalous Paschen effect, vacuum avalanche mechanism, vacuum cathode emission mechanism

Scientific field: Electrical Engineering

Special topic: Materials in Electrical Engineering

UDK No: 6:621.383

SADRŽAJ

| | |
|--|----|
| 1. UVOD..... | 1 |
| 2. PREDPROBOJNA JONIZACIJA U GASOVIMA U STABILNIM USLOVIMA ($V < V_s$)..... | 3 |
| 2.1 (I, V) karakteristike | 3 |
| 2.2 Prostorni priraštaj predprobojne jonizacije pri konstantnom odnosu E/n | 5 |
| 2.3 Townsend-ova opšta teorija električnog proboja..... | 8 |
| 2.3.1 Jonizacija i električni proboj u elektronegativnom gasu | 9 |
| 2.3.2 Jonizacija i električni proboj u slučaju zanemarljivog broja negativnih jona 13 | |
| 2.3.3 Značaj stabilnog stanja | 15 |
| 2.4 Opšta Townsend-ova teorija i Paschen-ov zakon..... | 20 |
| 2.5 Procesi sekundarne jonizacije..... | 24 |
| 2.5.1 Promena koeficijenta ω/α sa promenom E/n | 25 |
| 2.5.2 Promena koeficijenta ω/α sa promenom stanja površine katode | 26 |
| 2.5.3 Promena koeficijenta ω/α sa promenom pritiska | 27 |
| 2.6 Električni proboj u jakim električnim poljima ($E > 10^7 \text{ Vm}^{-1}$)..... | 29 |
| 3. ELEKTRONSKA LAVINA ($V < V_s$) | 33 |
| 3.1 Lavine u kojima je zanemarljiva sekundarna jonizacija..... | 34 |
| 3.1.1 Zanemarivanje efekta primarne jonizacije | 35 |
| 3.1.2 Pojava primarne jonizacije uz zanemarivanje zahvata elektrona | 36 |
| 3.1.3 Prisutna primarna jonizacija sa sekundarnim efektom zahvata elektrona, uz zanemarivanje efekta gubljenja (otpuštanja) elektrona | 39 |
| 3.1.4 Prisutna primarna jonizacija sa sekundarnim efektom zahvata i gubljenja elektrona | 42 |
| 3.2 Uzastopne lavine..... | 45 |

| | | |
|----------|---|----|
| 3.2.1 | Sekundarna jonizacija kao posledica zahvata elektrona sa katode od strane pozitivnih jona | 46 |
| 3.2.2 | Sekundarna jonizacija kao posledica upada fotona | 47 |
| 3.3 | Statistika elektronskih lavina i električnog proboja | 49 |
| 3.3.1 | Statistika jednostrukih lavina..... | 50 |
| 3.3.2 | Statistika serija lavina i električnih proboja | 52 |
| 3.3.3 | Statistika elektronskih lavina u jakim električnim poljima | 56 |
| 4. | EKSPERIMENTALNI PODACI ZA KOEFICIJENTE PRIMARNE I SEKUNDARNE JONIZACIJE | 58 |
| 4.1 | Eksperimentalne metode..... | 58 |
| 4.1.1 | Metode u stabilnom stanju..... | 58 |
| 4.1.1(a) | Merenje struja jonizacije | 58 |
| 4.1.1(b) | Merenje fotonskog fluksa | 61 |
| 4.1.2 | Impulsne metode | 63 |
| 4.1.2(a) | Merenje struja elektronskih lavina | 63 |
| 4.1.2(b) | Merenja fotonskog fluksa iz lavina | 67 |
| 4.2 | Eksperimentalni rezultati | 68 |
| 4.2.1 | Koeficijenti primarne jonizacije | 68 |
| 4.2.1(a) | Jednoatomske gasovi. | 69 |
| 4.2.1(b) | Molekularni gasovi koji nisu elektronegativni | 71 |
| 4.2.1(c) | Elektronegativni gasovi | 73 |
| 4.2.2 | Koeficijenti sekundarne jonizacije | 77 |
| 5. | PRIRAŠTAJ JONIZACIJE U JEDINICI VREMENA PRI DOVEDENIM IMPULSNIM NAPONIMA ($V > V_s$) | 78 |
| 5.1 | Vremenski priraštaj jonizacije za $V > V_s$ kada je prostorno naelektrisanje zanemarljivo | 81 |

| | | |
|----------|---|-----|
| 5.1.1 | Primarna jonizacija i emisija sekundarnog elektrona sa katode usled interakcije pozitivnih jona i nezakasnelih fotona | 81 |
| 5.1.1(a) | Egzaktno rešenje jednačine za struju jonizacije, bez početne raspodele naelektrisanja..... | 82 |
| 5.1.1(b) | Davidson-ovo aproksimativno rešenje jednačine za struju jonizacije, bez početne raspodele naelektrisanja..... | 85 |
| 5.1.2 | Drugi sekundarni jonizacioni procesi na katodi, zahvat i gubljenje elektrona | 86 |
| 5.1.3 | Eksperimentalni rezultati..... | 88 |
| 5.1.3(a) | Merenje vremena formativnog kašnjenjem..... | 89 |
| 5.1.3(b) | Merenje priraštaja struje jonizacije u jedinici vremena | 92 |
| 5.2 | Vremenski priraštaj jonizacije kada prostorno naelektrisanje postane značajno | 95 |
| 5.2.1 | Razvoj strimera (strujnog mlaza) | 95 |
| 5.2.2 | Kompjuterske simulacije | 103 |
| 6 | ELEKTRIČNI PROBOJ U VAKUUMU | 114 |
| 6.1 | Mehanizmi električnog proboja u vakuumu..... | 114 |
| 6.1.1 | Elektronska emisija..... | 115 |
| 6.1.2 | Proboj uzrokovan elektronskom emisijom..... | 116 |
| 6.1.3 | Proboj usled mikrodelića..... | 119 |
| 6.1.4 | Proboj uzrokovan lavinskim efektom..... | 121 |
| 7. | EKSPERIMENT SNIMANJA PASCHEN-ove KRIVE..... | 121 |
| 8. | POKRETANJE I RAZVOJ ELEKTRIČNOG PROBOJA U OBLASTI LEVO OD PASCHEN-OVOG MINIMUMA | 125 |
| 8.1 | Mehanizam pokretanja i razvoja električnog proboja levo od Paschen-ovog minimuma..... | 126 |
| 8.2 | Opis eksperimenta i obrade dobijenih rezultata merenja | 128 |

| | | |
|-----|-----------------------------|-----|
| 8.3 | Rezultati i diskusija | 130 |
| 9 | ZAKLJUČAK..... | 145 |

1. UVOD

Prilikom postepenog podizanja potencijalne razlike koja je primenjena na par ravnih paralelnih elektroda (tzv. sistem sa plan-paralelnom geometrijom), koje se nalaze na međusobnom ratojanju d , koje su pri tome zaronjene u potpunosti u gas gustine n (n je broj molekula gasa u jedinici zapremine [cm^{-3}]), dobro je poznato, da se za određenu, kritičnu vrednost potencijalne razlike, javlja električni proboj u gasu. Taj električni proboj je karakterisan naglim promenama provodnosti u gasu, tako što gas od lošeg provodnika, sa otpornošću reda veličine $10^{14} \Omega\text{m}$, postaje relativno dobar provodnik, sa npr. tipičnom vrednošću otpornosti od oko $10^3 \Omega\text{m}$ tokom varničnog pražnjenja. Ta nova vrednost stečene otpornosti u gasu pod izmenjeni uslovima, tj. pri dovođenju odgovarajućeg potencijala na elektrode, zavisi od određenih uslova. Potencijalna razlika, pri kojoj se javlja ova promena, naziva se probojni ili varnični potencijal V_s , koji načelno zavisi od prirode i gustine gasa, stanja elektroda i materijala od koga su iste izrađene, kao i stepena predhodne jonizacije u gasu u čiju atmosferu su elektrode zaronjene.

Eksperiment [1] je pokazao sličnost sa relacijom koja je poznata kao Paschen-ov zakon [2], i koja je saglasna sa:

$$V_s = f(nd)_s \quad (1)$$

gde f predstavlja funkciju od $(nd)_s$, a vrednost proizvoda nd odgovara uslovima pod kojima, u gasu dolazi do pojave varnice, i koja važi za veoma širok spektar uslova. Bilo koja fundamentalna teorija električnog proboja mora računati na ovu zavisnost, i radovi koji polaze od ove zakonitosti često mogu dati korisne informacije u vezi fundamentalnih procesa koji se tom prilikom javljaju [3, 4]. Kao što je prikazano na **slici 10**, krive koje opisuju V_s u funkciji od $(nd)_s$ postižu minimume pri relativno niskim vrednostima za $(nd)_s$ (od oko $3,5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$).

Ovaj rad će se uglavnom baviti električnim probojem u gasu, počev od koncentracija za $(nd)_s$ koje prelaze minimalne vrednosti, i naviše, gde je pritisak u gasu $p \geq 1\text{Torr}^1$, tako da procesi interakcije kako u gasu, tako i na elektrodama igraju važnu

¹ 1 Torr $\approx 1,316 \cdot 10^{-3} \text{ atm} \approx 1,333 \cdot 10^{-3} \text{ bar} \approx 133,322368 \text{ Pa}$

ulogu u mehanizmu električnog proboja (kod električnog proboja u atmosferama gasa gde je vrednost $(nd)_s$ daleko ispod minimuma i gde se govori o veoma razređenom gasu, elektrode igraju dominantnu ulogu). Ovo je oblast od velikog tehnološkog značaja, gde vrednosti za $(nd)_s$ odgovaraju primeni u velikom broju praktičnih uređaja kao što su npr.: živini ispravljači, svetiljke sa električnim pražnjenjem, naponski stabilizatori i laseri, uklopni prekidači - rasavljači u visokonaponskoj opremi, gde se za potrebe izolacije koriste gasovi pod visokom pritiskom, kako za potrebe fundamentalne fizike, tako i u elektroinženjerstvu.

Iako je u mnogim realnim uređajima električno polje daleko od homogenog, bez obzira na to, radovi o električnom pražnjenju u homogenom električnom polju pružaju puno korisnih informacija u vezi koeficijenata koje opisuju fundamentalne interakcione procese, a koji su od suštinskog značaja za ovaj rad.

Dok je najveći broj osnovnih interakcionih procesa nezavisan od električnog polja, pojednostavljenje koje se postiže uvođenjem homogenog električnog polja u posmatrani sistem je naročito privlačno za potrebe fundamentalnih radova, gde se predmet proučavanja dovodi u vezu sa fenomenom koji je u vezi sa električnim pražnjenjem, a koje je posledica interakcije elektrona, jona i fotona sa atomima ili molekulima gasa, kao i sa površinom metalnih elektroda, koje su integralni dela proučavanog sistema.

U ovim razmatranjima postavljaju se dva suštinska pitanja:

I - da li je moguće objasniti, i ukoliko jeste, da li je moguće i predvideti, na osnovu baznih podataka kolizionih procesa, najniži napon za koji je moguća pojava varničenja, za zadati set elektroda i unapred definisano međuelektrodno rastojanje d , koje su pri tom zaronjene u poznati gas na poznatom pritisku p ? Drugim rečima, postavlja se pitanje: da li je moguće rastumačiti mehanizam električnog proboja i izvesti kriterijum na osnovu kojeg, za određenu veličinu probojnog napona, dolazi do pojave električnog proboja u gasu?;

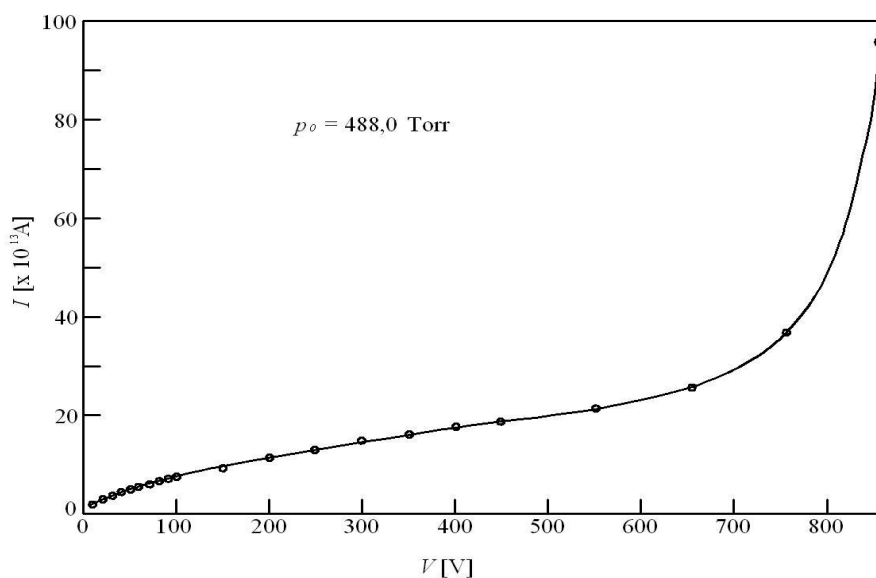
II - da li je moguće proračunati, uzimajući u obzir osnovne kolizione procese, priraštaj jonizacije u vremenu, koja potiče od jednog ili više elektrona, a čije je prisustvo neophodno da bi proces električnog proboja uopšte započeo, zaključno sa konačnim oblikom pražnjenja, kao rezultantom ovog procesa?

Da bi se dobili odgovori na postavljena pitanja, neophodno je uzeti u obzir dva aspekta fenomena jonizacije u gasovima: ponašanje elektronskih i jonskih oblaka (rojeva) u gasovima kada je na elektrode doveden jednosmeran DC ili impulsni napon manji od V_s , i priraštaj jonizacije u vremenu, u gasu, kada su naponski impulsi veći od primenjenog napona V_s .

2. PREDPROBOJNA JONIZACIJA U GASOVIMA U STABILNIM USLOVIMA ($V < V_s$)

2.1 (I, V) karakteristike

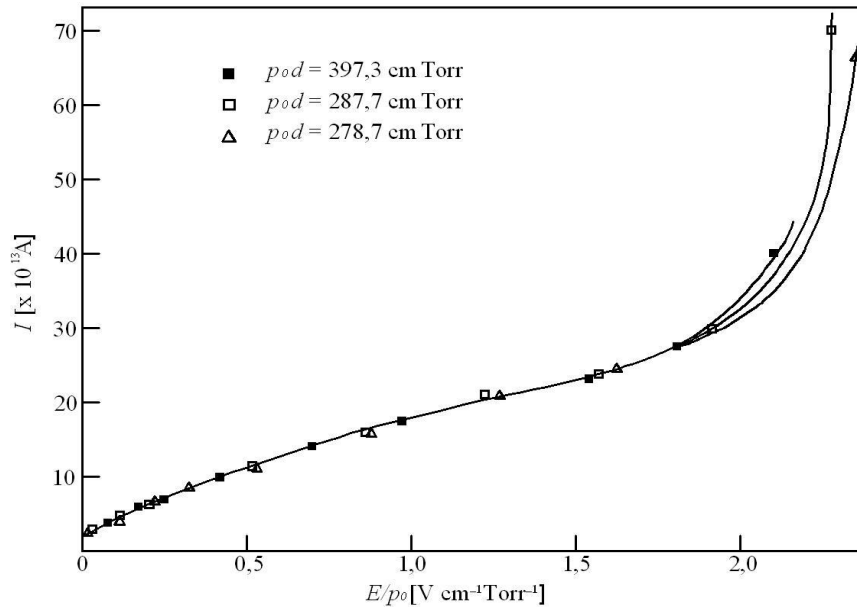
Jedan od najočiglednijih i najjasnijih metoda istraživanja električnih stanja u gasovima u homogenom električnom polju E , koje predhodi električnom probiju, je prilikom postupka dovođenja jednosmernog DC napona na plan-paralelne elektrode odgovarajućeg profila (Rogowski, 1923; Bruce, 1947; Harrison, 1967) radi postizanja homogenog električnog polja u centralnoj oblasti, gde se standardno javlja pražnjenje i merenje struje I , kao funkcije dovedenog napona. Da bi se obezbedila konstantna polazna struja, ista se može npr. generisati ravnomernim osvetljavanjem katode ultraljubičastim zrakom. Na slici 1 data je kriva zavisnosti $I = f(V)$, [4].



Slika 1 – (I, V) karakteristika za helijum (He)
(Prema Rees, D.B. [4].).

Do početnog, inicijalnog rasta struje i njene tendencija da kasnije uđe u zasićenje, dolazi zbog toga što se neki od emitovanih elektrona sa katode ponovo vraćaju na nju, tokom procesa difuzije. Broj vraćenih elektrona na katodu opada sa porastom napona između elektroda, ali i bez obzira na to, svi emitovani elektroni ipak ne stižu do anode, čak ni za vrednosti napona pri kojoj započinje proces jonizacije u gasu. Iz tih razloga, načelno, plato na (I, V) karakteristici nije najbolje definisan, te struja na kraju procesa naglo raste sa porastom napona V , sve do momenta, kad se u jednom jasno definisanom okviru za $V = V_s$ ne pojavi električni proboj u gasu.

Na osnovu dobijenih (I, V) karakteristika u datom gasu, pri različitim vrednostima za n i d [4, 5], ustanovljeno je da se u polaznoj (inicijalnoj) oblasti dobija jednostavna kriva $(I, E/p_0)$, kao što je prikazano na slici 2.



Slika 2 – $(I, E/p_0)$ kriva za helijum (He). Simboli predstavljaju eksperimentalne podatke. Puna linija krive je proračunata iz jednačine (2), koristeći vrednost za n proračunate iz merne radne funkcije $\Phi = 4,52$ eV i na osnovu izmerenih brzina nošenja (drifta), koje su izvršili Phelps, Pack i Frost [6] (Prema Rees, D.B.[4]).

Ova kriva može se protumačiti u skladu sa Thomson-ovom teorijom povratne difuzije ili pozadinskog rasipanja [7] koja ukazuje na činjenicu da se od N_0 elektrona oslobođenih sa katode, N njih u celini udaljilo u procep između elektroda. Veza između N_0 i N data je relacijom:

$$N = \frac{N_0}{1 + u / \sqrt{6\pi W_-}} \quad (2)$$

gde je u brzina sa kojom elektroni napuštaju katodu i koja odgovara najvećoj verovatnoći za veličinu u , dok je W_- brzina nošenja (drifta) elektrona.

Iako se početni deo krive (I, V) može objasniti na ovaj način, mali broj informacija se može dobiti iz dela krive koji odgovara visokim naponima gde nastaje proces jonizacije, mada je to jedna od najinteresantnijih oblasti posmatrano iz ugla električnog proboja. Razlog tome, iako je eksperiment sam po sebi jednostavan, leži u velikom broju relevantnih parametara koji se menjaju istovremeno, a u cilju dobijanja korisnih informacija.

U ranim istraživanjima u ovoj oblasti, Townsend kao čovek koga je karakterisala velika pronicljivost kao naučnika i istraživača na polju fizike, shvatio je [9] da električni proboj u gasu zavisi od ponašanja jonskih i elektronskih oblaka, i da je to značajan parametar koji je u direktnoj zavisnosti od odnosa E/n . Taj parametar određuje srednju energiju, i energiju raspodele partikularnog opterećenja u naelektrisanom oblaku. Iz navedenih razloga, ukoliko se menja odnos E/n , kao što je to bio slučaj u navedenom razmatranju, svako merenje se zapravo odnosi na različiti naelektrisani oblak. Uzimajući sve to u obzir, Townsend [9, 8] je razvio metodu koja je još uvek jedna od najboljih u postupku dobijanja podataka u vezi mehanizma električnog proboja, merenjem struje I kao funkcije od d , pri $E/n = const$.

2.2 Prostorni priraštaj predprobojne jonizacije pri konstantnom odnosu E/n

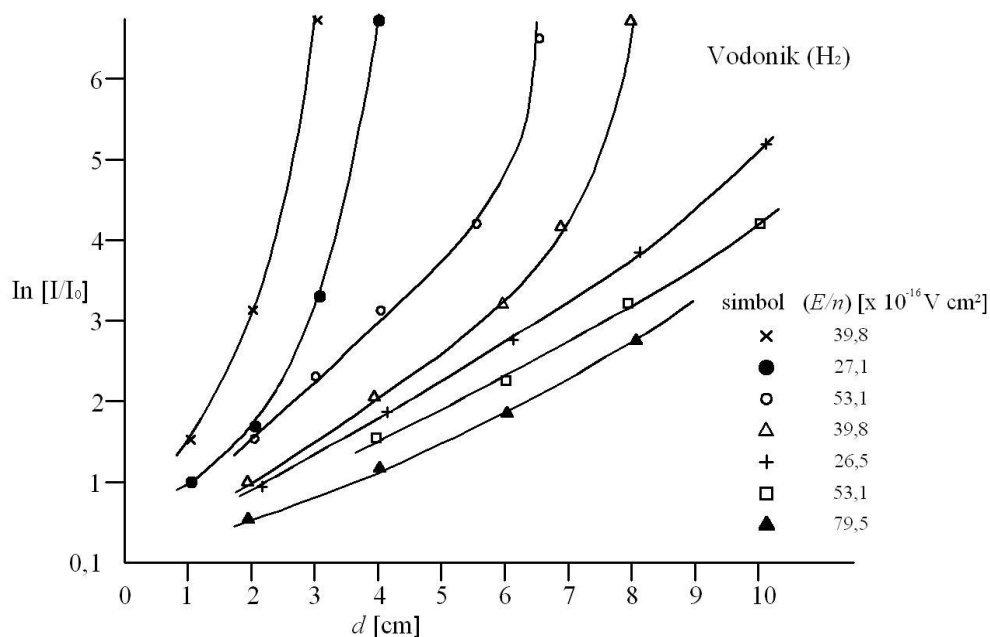
Tipični rezultati niza eksperimenata koje je izveo Townsend da bi odredio struju I kao funkciju od razmaka d između elektroda, za nekoliko različitih, konstantnih vrednosti E/n , pri niskim vrednostima za n , prikazani su na slici 3.

Dobijene krive su karakteristične za gasove u kojima je nivo nečistoća zanemarljiv i u kojima nema formiranih negativnih jona; one ukazuju na pojavu da početna struja raste sa rastojanjem d između elektroda po eksponencijalnoj zakonitosti, ali sa daljim povećanjem d , priraštaj struje postaje strmiji od eksponencijalnog, sve do momenta pojave električnog luka za jasno definisano d pri svakom unapred utvrđenom odnosu

$E/n = const.$ Utvrđeno je, uključujući eksperimentalnu nepreciznost prilikom merenja, da se dobijene krive empirijski uklapaju u relaciju oblika

$$I = Ke^{(c_1 d)} / \{1 - c_2 (e^{(c_1 d)} - 1)\} \quad (3)$$

gde su K , c_1 i c_2 konstante. Townsend je prvo protumačio konstantu K kao početnu struju oslobađanja naelektrisanja sa katode u procep između elektroda, c_1 kao koeficijent jonizacije koji potiče od slobodnih elektrona, a c_2 kao koeficijent jonizacije atoma gasa koja potiče od pozitivnih jona. Koeficijent c_1 poznat je i kao Townsend-ov koeficijent primarne jonizacije.



Slika 3 – $\ln[(I, I_0), d]$ krive za vodonik (H_2), nacrtane korišćenjem Townsend-ovih podataka (Prema Ress, D.B. [4])

U slučaju kad se difuzija može zanemariti (tj. broj elektrona koji se vraća na katodu), a što je čest slučaj pri visokim vrednostima za n i niskim vrednostima za E/n , na osnovu relacije (3) c_1 je jednak koeficijentu α , koji se definiše kao linearna veza između N elektrona koji se nalaze na početnoj razdaljini x od katode u plan-paralelnom međuelektrodnom procepu, i koji pri prelasku puta dx u smeru postojećeg električnog polja uspostavljenog između elektroda, povećaju svoj broj za dN . Taj priraštaj novonastalih elektrona dN odgovara sledećoj proporciji:

$$dN = N\alpha dx.$$

Ukoliko se difuzija elektrona ne može zanemariti, izraz za priraštaj elektrona na pređenom putu dx postaje [10]:

$$dN = N\alpha(1 - \alpha D/W_-)dx.$$

Razlika može biti značajna kada se poredi vrednost za α dobijena u eksperimentima u kojima je korišćen jednosmeranim DC naponom, poznat još i kao tzv. stacionarno stanje, u odnosu na vrednosti koje su teoretski proračunate iz poznavanja raspodele partikularnog opterećenja naelektrisanja, efikasnog preseka jonizacije i na osnovu raspodela energije [11, 12], ili iz eksperimenata u kojima je bio primenjen impulsni napon [13]. U kasnijim eksperimentima impulsni napon je bio uobičajen, i u tom slučaju je važila korigovana relacija

$$\alpha(1 - \alpha D/W_-).$$

Interesantna karakteristika jednakosti (3), posmatrano iz ugla razvoja teorije električnog proboja, za neke od vrednosti d , tačnije za vrednost $d = d_s$ su takve da imenioc postaje jednak nuli, te prilikom limea $d \rightarrow d_s$ struja postaje $I \rightarrow \infty$. Kako je ovo nestabilno stanje sa pozicija realnih fizičkih pojava, d_s se može protumačiti kao rastojanje između elektroda na kome dolazi do pojave električnog luka, a koji je određen Townsend-ovim kriterijumom:

$$1 - c_2(e^{c_1 d_s} - 1) = 0. \quad (4)$$

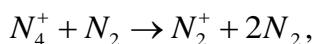
S obzirom da struja I ne može beskonačno da rase, jednakost (4) se može predstaviti kroz uslov zamene, prema kojem, u proseku, svaki elektron koji se izbije sa katode biva zamenjen u procesima primarne i sekundarne jonizacije.

Praktična korist od kriterijuma za električni proboj je u tome da je iz izmerenih vrednosti malih predprobojnih jonizacionih struja moguće dobiti koeficijente c_1 i c_2 , koji, ukoliko se uvrste u Townsend-ov kriterijum za nastank električnog proboja u gasu, mogu predvideti napon $V_s = Ed_s$ pri kojem dolazi do pojave varnice. Oblik (I, d) krive za $E/n = const.$ sada se dobija na osnovu eksperimentalnih merenja za veliki broj gasova i za širok opse parametara, a teorija načelno uzima u obzir i formacije negativnih jona u elektronegativnom gasu, kao i veliki broj drugih jonizacionih procesa, kako u gasu tako i na katodi.

2.3 Townsend-ova opšta teorija električnog proboja

Razvijanje opšte teorije električnog proboja povezuje probojni napon sa fundamentalnim procesima jonizacije, i tom prilikom je neophodno uzeti u obzir sve relevantne procese interakcija koji menjaju stanje jonizacije u gasu. Osim primarnih procesa jonizacije, prisutni su i:

- a) *Procesi sekundarne jonizacije*, koji obuhvataju procese koji su posledica prenosa energije elektrona iz lavine na atome, i u okviru tih procesa sekundarne jonizacije i jonizacija gasa od strane pozitivnih jona i fotona, kao i izbijanje elektrona sa katode od strane pozitivnih jona, fotona ili pobuđenih atoma;
- b) *Procesi zahvata elektrona*, koji se javljaju u elektronegativnim gasovima i karakterišu ga ograničena verovatnoća da se slobodni elektron nađe u blizini atoma gasa i da tom prilikom bude zahvaćen, gradeći stabilan negativni jon. U procesima u kojima dolazi do zahvata slobodnog brzog elektrona iz elektronskog oblaka od strane elektrofilnog atoma gasa, nastaje relativno težak i slabo pokretan jon, koji direktno utiče na rast jonizacije, a time i na pojavu električnog proboja;
- c) *Proces gubljenja ili otpuštanja elektrona*, u kome elektroni napuštaju negativan jon;
- d) *Proces konverzije jona*, kao što je



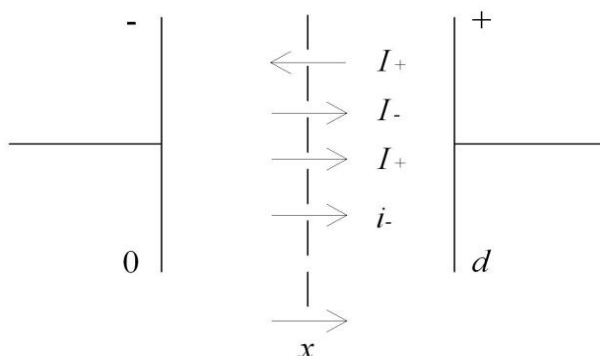
gde se joni konvertuju iz jednog u drugi tip, kroz proces interakcije sa molekulima gasa. U slučaju pozitivnih jona ova reakcija ima mali uticaj na priraštaj jonizacije i na električni proboj, jer je red veličine pokretljivosti određenog tipa jona koji su uključeni u proces isti. U slučaju negativnih jona, jonska konverzija može biti od značaja [14], jer negativni joni zbog malog efikasnog preseka u procesu gubljenja elektrona mogu biti konvertovani u jone koji stiču daleko veći efikasni presek za proces interakcije, tj. situacija postaje u celini inverzna u odnosu na polazno stanje – *vite versa*. Iz tih razloga, od značaja je proporcionalni odnos partikularnog negativnog naelektrisanja u oblaku negativnih jona i elektrona, a iz razloga što brzi elektroni u daleko većoj meri utiču na jonsko-molekularne reakcije u gasu od sporih, negativnih jona.

Rešenje kontinualnih jednačina, koje uzima u obzir sve gore pomenute procese, može značajno zakomplikovati ovo razmatranje. Na svu sreću, neki od procesa se

najčešće mogu zanemariti. Na primer, poznato je da u homogenim električnim poljima verovatnoća jonizacije u gasu, koja potiče od pozitivnih jona, a koja bi bila neophodna da dovede do električnog proboja, je mala [15]; foto-jonizacija kao sekundarni proces može dovesti do električnog proboja samo pod veoma ograničenim uslovima [16], tako da zanemarivanje ovog procesa dovodi do samo manjih grešaka u konačnom rezultatu. Primer primenjene metode uz prateću proceduru dat je u nastavku izlaganja, a za slučaj elektronegativnog gasa, u kome je konverzija jona značajna i gde su procesi sekundarne jonizacije u celini procesi na katodi.

2.3.1 Jonizacija i električni proboj u elektronegativnom gasu

Razmatra se ravna elektroda umetnuta na rastojanju x od katode, unutar plan-paralelnog procepa, sa dovedenim potencijalom, čime je ostvarena potencijalna razlika između elektrode (x) i katode (pogledati sliku 4).



Slika 4 – Elektronska i jonska struja u ravni na rastojanju x od katode, u sistemu elektroda sa homogenim električnim poljem

Neka su struje elektrona, pozitivnih i negativnih jona na umetnutoj ploči i , I_+ , I'_- i I_- , gde su I'_- i I_- struje negativnih jona tipa A i B, respektivno, i neka je pri tome tip jona A^- sa značajnim efikasnim presekom za slučaj interakcije gubljenja (otpuštanja) elektrona, te se tom prilikom on, jona A^- , konvertuje u jon tipa B^- , koji raspolaže zanemarljivim efikasnim presekom za koliziono gubljenja elektrona u interakciji sa atomima gasa. Zanemarujući difuzione radijalne gubitke, proces fotojonizacije i pozitivne jonizacije u gasu, razmatrani proces koji se odvija u navedenom sistemu može se opisati kontinualnim jednačinama, koje moraju zadovoljiti sledeće uslove:

$$\begin{aligned}
\frac{di_-}{dx} &= \alpha i_- + \Delta I'_- - \eta' i_- - \eta i_- \\
\frac{dI_+}{dx} &= -\alpha i_- \\
\frac{dI'_-}{dx} &= \eta' i_- - \Delta I'_- - c I'_- \\
\frac{dI_-}{dx} &= \eta i_- + c I'_-
\end{aligned}
\tag{5}$$

U ovim jednakostima, α je koeficijent primarne jonizacije, a η' i η su koeficijenti koji opisuju procese zahvata elektrona tokom kojih nastaju joni tipa A^- i B^- , respektivno; Δ je koeficijent gubljenja (otpuštanja) elektrona i njime je opisan proces u kome joni tipa A^- gube elektron, dok je c koeficijent konverzije jona i njime je opisan proces konverzije jona tipa A^- u jone tipa B^- , tokom njihove interakcije sa atomima ili molekulima gasa. Veličine η' , η , Δ i c su koeficijenti pomaka po jedinici rastojanje u smeru dejstva električnog polja, i definisani su u egzaktnoj analogiji sa definicijom koeficijenta α , koji opisuje proces primarne jonizacije.

Navedene jednačine moraju se rešiti uz odgovarajuće granične uslove, gde je struja pozitivnih jona na anodi jednaka nuli ($I_+ = 0$), kao i struja negativnih jona na katodi ($I, I'_- = 0$), pa je tako

$$\begin{aligned}
i_-(d) &= 0 \\
I_+(0) &= 0 \\
I'_-(0) &= 0
\end{aligned}
\tag{6}$$

zajedno sa daljim, graničnim uslovima, koji se tiču struje elektrona na katodi. Predpostavljajući da su procesi sekundarne jonizacije obuhvaćeni emisijom elektrona na katodi, a kao posledica upada pozitivnih jona, fotona i pobuđenih atoma, sekundarna

elektronska struja na katodi može se opisati sa $\omega \int_0^d i_-(x) dx$, gde je ω konstanta.

Dok je struja pozitivnih jona na anodi jednaka nuli

$$I_+(0) = \int_0^d i_-(x) dx,$$

i granični uslovi na katodi mogu se opisati kao

$$i_-(0) = I_0 + \left\{ \frac{\omega}{\alpha} \right\} I_+(0), \quad (7)$$

gde je I_0 struja na katodi tokom osvetljavanja njene površi upadnim ultraljubičastim zračenjem.

Rešavanjem jednačina (5), uz usvajanje graničnih uslova opisanih u relacijama (6) i (7), dobija se struja I koja teče između elektroda u plan-paralelnoj konfiguraciji [17] i ima oblik:

$$I = \frac{I_0 \left[\frac{\alpha(\lambda_1 + c + \Delta)}{\lambda_1(\lambda_1 - \lambda_2)} e^{\lambda_1 d} - \frac{\alpha(\lambda_2 + c + \Delta)}{\lambda_1(\lambda_1 - \lambda_2)} e^{\lambda_2 d} + \frac{(\eta + \eta')c + \eta \Delta}{\lambda_1 \lambda_2} \right]}{I - \left\{ \frac{\omega}{\lambda_1 - \lambda_2} \right\} \left[\frac{\lambda_1 + c + \Delta}{\lambda_1} (e^{\lambda_1 d} - I) - \frac{\lambda_2 + c + \Delta}{\lambda_2} (e^{\lambda_2 d} - I) \right]}, \quad (8)$$

gde su λ_1 i λ_2 koreni jednačine

$$\lambda^2 - (\alpha - \eta - \eta' - c - \Delta)\lambda - (\alpha - \eta - \eta')(c + \Delta) - \eta' \Delta = 0. \quad (9)$$

Ukoliko se procesi konverzije negativnih jona mogu zanemariti, jednakost (8) se pojednostavljuje i tada je struja jonizacije

$$I = \frac{I_0 \left[\frac{\alpha(\lambda_1 + \Delta)}{\lambda_1(\lambda_1 - \lambda_2)} e^{\lambda_1 d} - \frac{\alpha(\lambda_2 + \Delta)}{\lambda_1(\lambda_1 - \lambda_2)} e^{\lambda_2 d} \right]}{I - \left\{ \frac{\omega}{\lambda_1 - \lambda_2} \right\} \left[\frac{\lambda_1 + \Delta}{\lambda_1} (e^{\lambda_1 d} - I) - \frac{\lambda_2 + \Delta}{\lambda_2} (e^{\lambda_2 d} - I) \right]}, \quad (10)$$

gde su λ_1 i λ_2 koreni jednačine

$$\lambda^2 - (\alpha - \eta - \eta' - \Delta)\lambda - \alpha \Delta = 0. \quad (11)$$

Osim toga, ukoliko se može zanemariti i gubljenje (otpuštanja) elektrona, jednakost se dodatno pojednostavljuje i postaje

$$I = I_0 \frac{\frac{\alpha}{\lambda_1} e^{\lambda_1 d} - \frac{\eta^*}{\lambda_1}}{I - \frac{\omega}{\lambda_1} (e^{\lambda_1 d} - I)}, \quad (12)$$

gde je $\lambda_1 = \alpha - \eta^*$ (13)

i $\eta^* = \eta + \eta'$, (14)

a što su jednakosti u poznatom obliku, koje su prvi izveli Geballe i Reeves [18], pod uslovom da je u obzir uzet samo slučaj zahvata elektrona, kao oblika procesa sekundarne jonizacije.

U svim tim slučajevima, ukoliko postoji odgovarajuća vrednost za d , recimo d_s , za koju imenioc teži nuli, tada u analitičkom smislu egzistiraju limesi $I \rightarrow \infty$ za $d \rightarrow d_s$, a što u fizičkom smislu znači da struja postaje nezavisna i samoodrživa za $d = d_s$. Kriterijumi za električni proboj u tri razmatrana slučaja, od kojih prvi uzima u obzir sve procese sekundarne jonizacije, dok drugi zanemaruje evekat zahvata, a treći i gubljenja elektrona, respektivno, dati su sledećim izrazima:

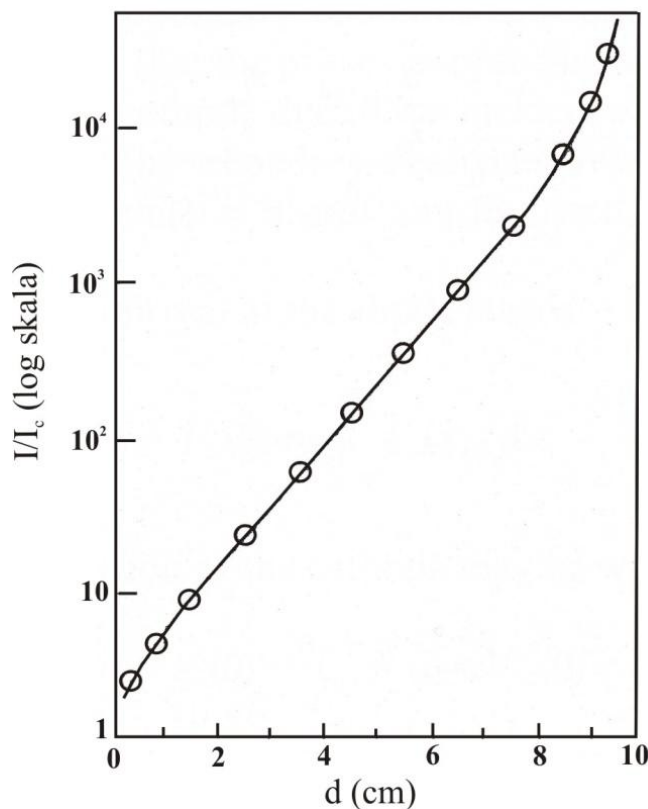
$$1 - \left\{ \frac{\omega}{\lambda_1 - \lambda_2} \right\} \left[\frac{\lambda_1 + c + \Delta}{\lambda_1} (e^{\lambda_1 d} - 1) - \frac{\lambda_2 + c + \Delta}{\lambda_2} (e^{\lambda_2 d} - 1) \right] = 0, \quad (15)$$

$$1 - \left\{ \frac{\omega}{\lambda_1 - \lambda_2} \right\} \left[\frac{\lambda_1 + \Delta}{\lambda_1} (e^{\lambda_1 d} - 1) - \frac{\lambda_2 + \Delta}{\lambda_2} (e^{\lambda_2 d} - 1) \right] = 0, \quad (16)$$

$$1 - \left\{ \frac{\omega}{\lambda_1} \right\} (e^{\lambda_1 d} - 1) = 0. \quad (17)$$

Ukoliko se vrednost koeficijenata može odrediti merenjem predprobojnih jonizacionih struja, vrednosti za d_s , a prema tome i za $V_s = Ed_s$, mogu se predvideti iz navedenih kriterijuma. Suštinska provera ispravnosti navedenih stavova je u tome što je predviđena vrednost za V_s u saglasju sa eksperimentalno određenim vrednošću, i tada je prostorni priraštaj predprobojne jonizacije dat u obliku jednakosti opisanih u izrazima (8), (10) i (12). Ukoliko se nacрта grafikon logaritamske zavisnosti $d = f(\ln I)$, njegov oblik zavisice od relativne veličine koeficijenata, ali najčešći oblik dobijene krive sličan je funkcionalnoj zavisnosti koja je prikazanoj na slici 5 [19, 20]. U srednjoj oblasti za d , kriva je izrazito linearna sa nagibom λ_1 ; iz tih razloga, a po analogiji za slučaj gde nema zahvata elektrona kroz proces sekundarne jonizacije, kriva $d = f(\ln I)$ je linearna sa nagibom α pri malim vrednostima za d , a koeficijent λ_1 poznat je i kao "vidljivost" ili koeficijent efektivne primarne jonizacije. Kako $d \rightarrow d_s$, procesi sekundarne jonizacije

postaju značajni, a samim tim unose sve veće odstupanje na krivoj $d = f(\ln I)$ u odnosu na njen predhodni, linearni karakter, i ta osobina je poznata kao "uzdizanje krive".



Slika 5 – Eksperimentalna kriva zavisnosti $\ln[(I, I_c), d]$ za vazduh.
(Prema Davies, W.E.V.J. i ostali [19])

U slučaju kad $d \rightarrow 0$, uticaj zahvata i gubljenja elektrona za posledicu ima "pad krive", kao što je i pokazano na slici 5. Sve to ne bi imalo nikakvog smisla, međutim, pošto se u elektronegativnom gasu formiraju negativni joni sa zanemarljivim efikasnim presekom pri kome dolazi do procesa gubljenja elektrona kao efekta sekundarne jonizacije, moguće je da i λ_1 i λ_2 budu negativni, i tada ne bi postojala vrednost koja bi odgovarala rastojanju d_s između elektroda, a koje bi zadovoljila jednakost (15). U tom slučaju, struja ima tendenciju da postigne neku graničnu vrednosti, iako d nastavlja da raste, i nebi došlo da pojave električne varnice.

2.3.2 Jonizacija i električni proboj u slučaju zanemarljivog broja negativnih jona

U jednoatomnim i molekularnim gasovima, kao što su vodonik (H_2) i azot (N_2), pod uslovima koji se ovde razmatraju, broj negativnih jona je zanemarljiv. Uzimajući u obzir samo procese sekundarne jonizacije na katodi, tokom koje dolazi do emisije

elektrona usled njihovog zahvata od strane pozitivnih jona, fotona i pobuđenih atoma, i pored procesa primarne jonizacije, važe kontinualne jednačine:

$$\frac{di_-}{dx} = -\frac{dI_+}{dx} = \alpha i_-,$$

uz granični uslov

$$i_-(0) = I_0 + \left\{ \frac{\omega}{\alpha} \right\} I_+(0),$$

te rešenje za struju jonizacije dobija oblik

$$I = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - (\omega/\alpha)(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (18)$$

Na osnovu dobijenog rešenja za struju jonizacije, za navedene uslove, dolazi se do kriterijum koji odgovara pojavi električnog proboja i koji se može zapisati u sledećem obliku:

$$(\omega/\alpha)(e^{\alpha d} - 1) = 1. \quad (19)$$

Jednačina (18) je istog analitičkog oblika kao i jednakost (3), dobijena empirijskom analizom eksperimentalnih podataka. Upoređivanjem ove dve jednačine, koeficijent $c_2 = \omega/\alpha$ protumačen je kao opšti koeficijent sekundarne jonizacije i predstavlja broj sekundarnih elektrona nastalih u procesu primarne jonizacije. Koeficijent ω/α je zbir pojedinačnih koeficijenata koji opisuju različite procese sekundarne jonizacije, gde se se za svaki od njih ω/α odnosi na emisione elektrone koji potiču sa katode, za različite tipove interakcija koje su obuhvaćene tim procesima. Tako, ukoliko broj nastalih elektrona putem dejstva pozitivnih jona odgovara vrednosti γ , tada broj elektrona koji su uleteli u gas sa katode odgovara vrednosti $\gamma N_x \alpha dx$, kada je broj od N_x elektrona na rastojanju x od katode načinilo pomeraj za dx u smeru električnog polja. Ukoliko broj nastalih elektrona usled interakcije fotona sa katodom odgovara vrednosti k , odgovarajući izraz koji opisuje broj oslobođenih elektrona u gasu može se iskazati sa $kgN_x \theta dx = \delta N_x dx$, gde je θdx prosečan broj fotona nastalih tokom pomeraja jednog elektrona za rastojanje dx u pravcu električnog polja, a g je faktor koji uzima u obzir geometriju sistema i apsorpciju fotona u gasu. Na osnovu navedenog, broj sekundarnih

elektrona nastalih putem primarne jonizacije u oba slučaja je γ i δ/α , respektivno. Treba napomenuti da γ i k ne predstavljaju sposobnost emisije elektrona sa površine katode izazvane dejstvom jona i fotona, kao što se to uobičajeno definiše i meri za površine elektroda u vakuumu, jer je prisutan efekat pozadinskog rasipanja [7].

Ukoliko je sekundarna jonizacija u gasu određena pozitivnim jonima, taj efekat menja kontinuitet jednačina i vodi u donekle različiti oblik izraza za struju jonizacije I kao funkciju od d [21], koja međutim, eksperimentalno ne pravi razliku od oblika jednakosti (18), a za uslov kada je $\beta \ll \alpha$ (β predstavlja koeficijent jonizacije atoma gasa od strane pozitivnih jona), što je poznat slučaj u homogenim poljima.

Kada se pojavi i fotojonizacija zajedno sa drugim procesima sekundarne jonizacije, pod određenim ograničenim uslovima, uključuje se i koeficijent apsorpcije fotona [16], tada se veza između I i d može prikazati preko koeficijent sekundarne jonizacije. Stoga se opšti koeficijent sekundarne jonizacije može zapisati kao [22]:

$$\omega/\alpha = (\beta/\alpha) + \gamma + (\delta/\alpha) + (\varepsilon/\alpha) + \dots \quad (20)$$

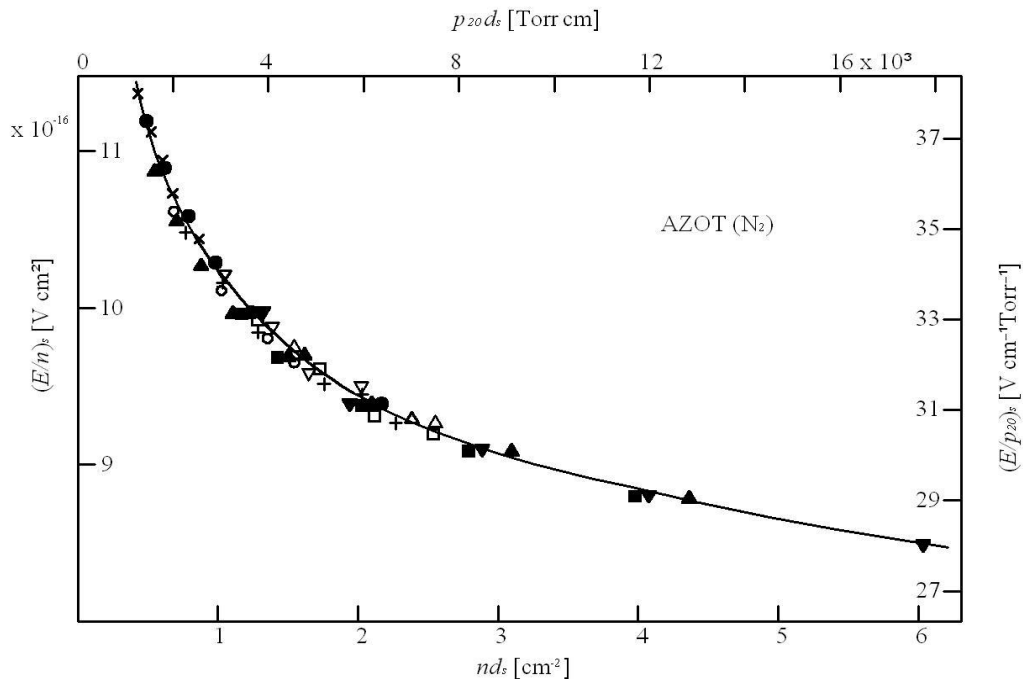
2.3.3 Značaj stabilnog stanja

U daljem razvijanju teorije, strateški se pretpostavilo da je broj sudara elektrona sa atomima gasa, koji prelaze put između dve elektrode, dovoljno veliki, te je postignuto *stabilno stanje* elektronskog oblaka. Tada se pretpostavlja da elektronski oblak raspolaže srednjom energijom i energijama raspodele, koja je iste vrednosti u svim tačkama između elektroda, i koja zavisi od veličine odnosa E/n . U praksi, polazni elektroni oslobođeni sa katode, usled njenog osvetljavanja eksternim ultraljubičastim svetlom, imaju srednju energiju koja je načelno manja, i raspodelu koja je različita od one u naelektrisanom oblaku, i oni se nalazi u ravnoteži. Efektivni razmak između elektroda se povećava sa pojačanjem razmatrane jonizacije, ali je manji od aktuelnog razmaka, i to se formalno može uzeti u obzir [23], kao aproksimacija u izrazu za struju jonizacije (jednakost (18)), koji dobija oblik:

$$I = \frac{I_0 e^{\alpha(d-d_0)}}{1 - (\omega/\alpha)(e^{\alpha(d-d_0)} - 1)}, \quad (21)$$

gde je d_0 rastojanje koje predstavlja potreban razmak između elektroda za koji, elektroni koji su emitovani sa katode, dospevaju u stabilno stanje.

Relativno mala vrednost za $(E/n)_s$, pri kojoj nastaje varnični električni proboj korespondira sa relativno visokom vrednošću za nd_s , te je u tim uslovima nd_0 mali deo od nd_s i često se zanemaruje, uzimajući u obzir vrednosti za nd za koje se vrše merenja.



Slika 6 – $((E/n)_s, (nd_s)_s)$ za vodonik (H_2). Različiti simboli ukazuju na različite vrednosti za n , u opsegu od $1,65 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ do $9,9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
(Prema Daniel, T.N. i ostali [3])

Slika 6 predstavlja tipičnu krivu zavisnosti $(E/n)_s = f(nd_s)$, koja pokazuje da sa porastom vrednosti za $(E/n)_s$, vrednost za nd_s opada, te nd_0 postaje veliki deo od nd_s , i ta činjenica se mora uzeti u obzir. Granica se postiže kada nd_0 dostigne isti red veličine kao i nd_s , jer se tada postiže stabilno stanje u prostoru između elektroda, i merenja priraštaja jonizacije se više ne mogu prikazivati kroz izraze za stabilno stanje naelektrisanog oblaka, preko jonizacionih koeficijenta, a o čemu je predhodno bilo reči. Vrednost za (E/n) , pri kome uslovi za slučaj stabilnog stanja prestaju da važe, ispitivani su detaljno za azot (N_2) [24, 25, 26] i za manje opsege u atmosferi neona (Ne) [27, 12]. Pokazano je da se dobija bolje objašnjenje fizičke pojave prelaza iz stabilnog u nestabilno stanje kad se u jednačini (21) izvrši potrebna zamena sa

$$I(d) = \frac{I_0(d'_0)e^{\alpha(d-d'_0)}}{1 - (\omega/\alpha)'(e^{\alpha(d-d'_0)} - 1)}, \quad (22)$$

gde je

$$(\omega/\alpha)' = (\omega/\alpha)I(d'_0)/I_0, \quad (23)$$

a d'_0 je aktuelno rastojanje od katode, na kojem elektroni nisu u stabilnom stanju.

U cilju eksperimentalnih istraživanja prelaza iz stabilnog u nestabilno stanje, uočeno je da je korisno meriti jonizacione struje na rastojanjima od d_1 , $d_1 + \Delta d$, $d_1 + 2\Delta d$, itd., gde Δd predstavlja mali priraštaj rastojanja. Na osnovu njega dobijen je Gosserie-ov dijagram [28] kao funkcionalna zavisnost $Y_d = f(Y_{d+\Delta d})$, gde su Y_d i $Y_{d+\Delta d}$ recipročne vrednosti jonizacionih struja na razmacima d i $d + \Delta d$, respektivno.

Iz jednačine (22) se dobija

$$Y_d = \frac{\left[1 + (\omega/\alpha)'\right]e^{-\alpha(d-d'_0)}}{I(d'_0)} - \frac{(\omega/\alpha)'}{I(d'_0)}. \quad (24)$$

Na osnovu

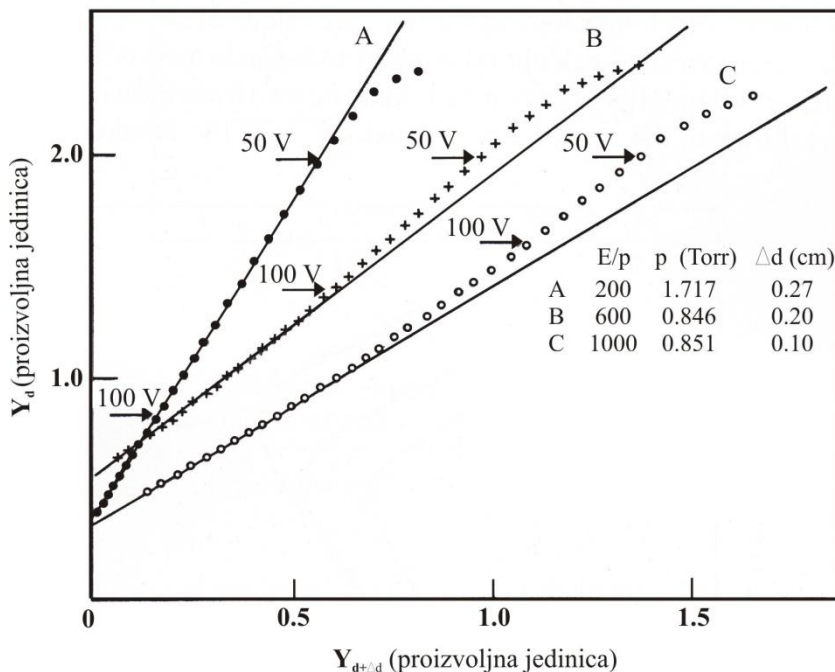
$$Y_d = Y_{d+\Delta d}e^{\alpha\Delta d} + \frac{(\omega/\alpha)'[e^{\alpha\Delta d} - 1]}{I(d'_0)}, \quad (25)$$

utvrđuje se da su Gosserie-jevi dijagrami linearni, sa nagibom ($e^{\alpha\Delta d}$) za $d > d'_0$ (usvojen je odgovarajući stepen predostrožnosti, a da bi se bilo sigurno da ni jedan izvor eksperimentalne nepreciznosti ne bude unešen u rezultat). Međutim ove linearne zavisnosti postaju zakrivljene za male vrednosti d , što je posledica proesa koji se javljaju u nestabilnom stanju, u oblasti $d < d'_0$.

Promena u Gosserie-jevima dijagramima, koja započinje stabilnim stanjem za $E/n = 5,64 \cdot 10^{-15}$ V cm², sve do u celini nestabilnog stanja za $E/n = 2,824 \cdot 10^{-14}$ V cm² u atmosferi vodonika (H₂), prikazana je na slici 7.

Eksperimentalno posmatrano, za ponašanje strujnog priraštaja u režimima nestabilnih stanja ustanovljeno je dobro slaganje sa predviđaju osnovnih Monte-Carlo proračuna. Na taj način, razmatranja stabilnog stanja određuju gornje, vršne granice za E/n i one korespondiraju sa donjim granicama za nd , za koje je primenljiva opšta

Townsend-ova teorija, pri kojoj se prelazi na karakteristike koje važe u uslovima pojave električnog proboja u vakuumu. U slučaju vodonika (H_2), granična vrednost za je $E/n \sim 7,05 \cdot 10^{-15} \text{ Vcm}^2$; u atmosferi azota (N_2) E/n se kreće oko $3,1 \cdot 10^{-14} \text{ Vcm}^2$, dok je u atmosferi neona (Ne) oko E/n je oko $2,8 \cdot 10^{-15} \text{ Vcm}^2$. Iz navedenih razloga, prelaz iz stabilnog u nestabilno stanje se javlja na levoj strani minimuma Paschen-oe krive probajnog potencijala V_s .



Slika 7 – Dijagrami predprobojne jonizacione struje za vodonik (H_2), pri visokim vrednostima E/p .

Strelice pokazuju napon koji odgovara merenim vrednostima Y_d

(Y_d je recipročna vrednost struje na rastojanju d)

(Prema Folkard, M.A. i ostali [24])

Još jedna interesantna serija merenja u ovoj oblasti [29, 30, 31, 32] odnosi se na predviđanje visine potencijala za koji se javlja električni proboj u nestabilnom stanju, pri visokim vrednostima E/n , a na osnovu merenja predprobojne struje jonizacije. Od naročitog značaja u ovoj oblasti su Paschen-ove krive živinih para (Hg), koje imaju oblik višestrukih prolaza (vijugave krive), prikazane na slici 8. Kriva za helijum (He) je sličnog oblika, ali za najveći broj drugih gasova krive zavisnosti $V_s = f(nd)_s$ su jednoznačne za zadatu vrednost $(nd)_s$.

Pokazano je da se u nestabilnoj regiji priraštaj predprobojne jonizacione struje može predstaviti u obliku

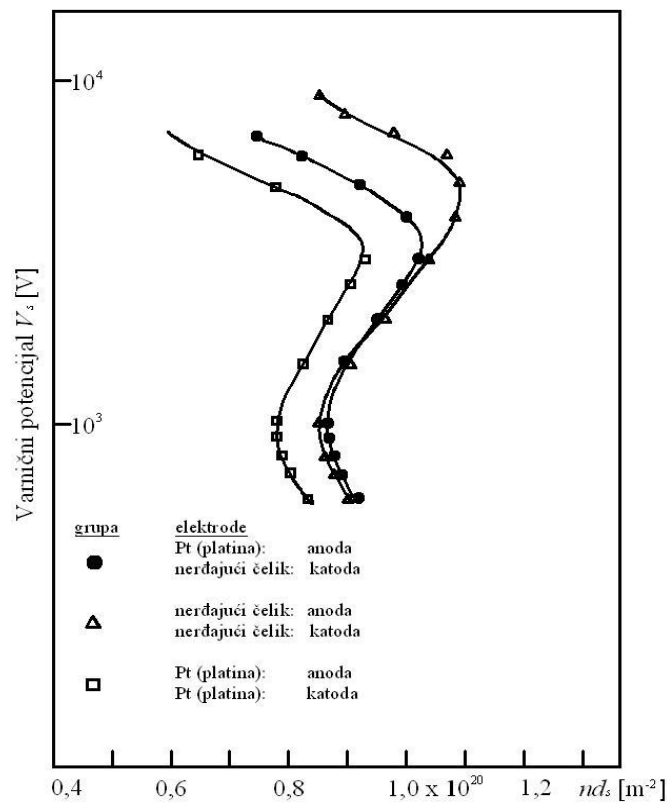
$$I = \frac{MI_0}{1 - \gamma(M - 1)}, \quad (26)$$

gde je M totalna elektronska multiplikacija u primarnoj jonizaciji.

Na osnovu (26), kriterijum za nastanak električnog proboja odgovara jednakosti

$$\gamma^{-1} = (M - 1). \quad (27)$$

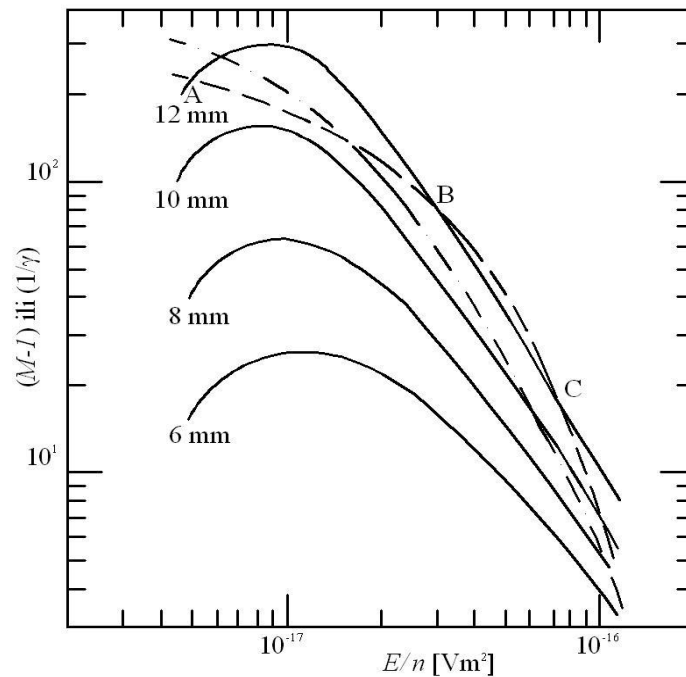
Ustanovljeno je dobro poklapanje između merenih vrednosti prostornog priraštaja jonizacione struje i njene proračunate vrednosti po Monte-Carlo metodi. Objašnjenje moguće razlike na Paschen-ovim krivama mogu se videti iz proračunatih vrednosti za $(M - 1)$, pokazane na slici 9.



Slika 8 – Paschen-ove krive u pārama žive (Hg), uz korišćenje različitih elektroda
(Prema Đogo, D. i ostali [32]).

Iz jednačine (27), koja zadovoljava kriterijum za električni proboj, krive zavisnosti $(M - 1) = f(E/n)$ seku jedna drugu za vrednost $1/\gamma$. Jedna takva zavisnost odgovarala bi krivoj za sa ponovljenim prolazom za procep od 12mm, jer je prisutan trostruki presek (na slici 9 su obeleženi sa A, B i C), dok za druge veličine procepa tih presecanja nema.

Eksperimentalno, merenjem $(M - I)$ i γ u atmosferi živinih para (Hg), rezultai su pokazali da dobijene krive odgovaraju predhodno navedenom slučaju.



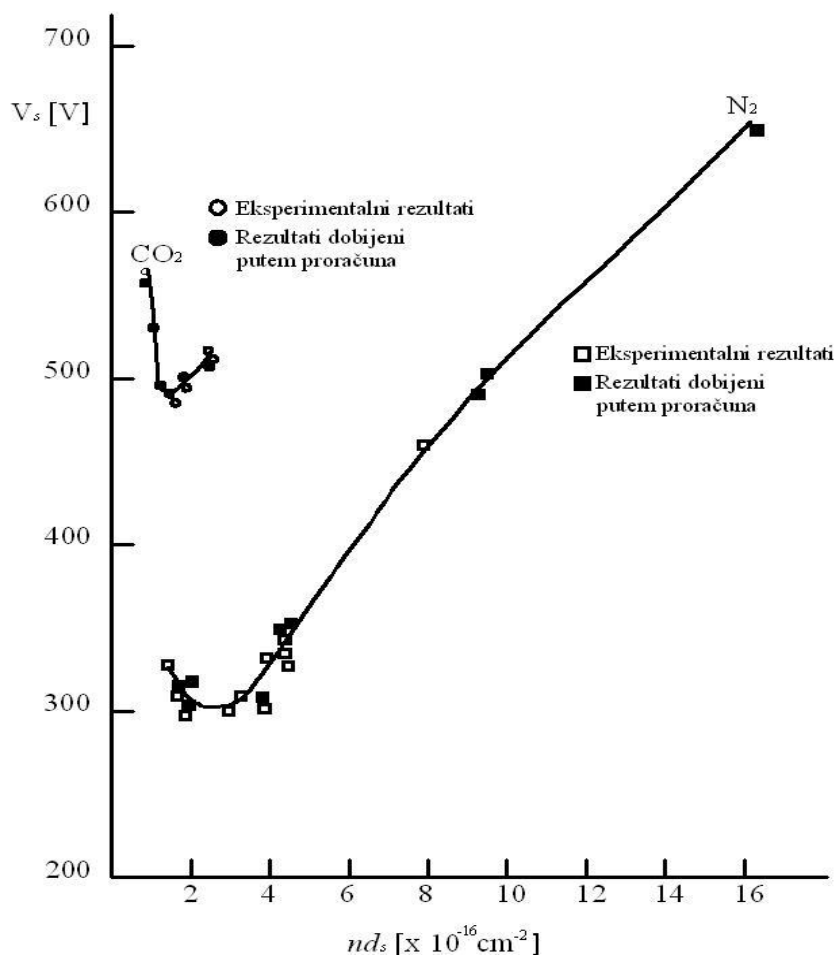
Slika 9 – (—) Teoretske krive zavisnosti $(M - I) = f(E/n)$ sa $\eta = 0,3$;
krive (---) i (— · —) predstavljaju moguće ponovne prolazi i Paschen-ove glatke krive,
respektivno, kao funkcije $(1/\gamma) = g(E/n)$, gde je $n = 8,85 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$
(Prema Parker, A.B. i ostali [31])

2.4 Opšta Townsend-ova teorija i Paschen-ov zakon

Za niže vrednosti E/n od onih o kojima je bilo reči u predhodnom naslovu, gde postoji stabilno stanje, eksperimenti prostornog priraštaja jonizacije u velikom broju gasova pokazali su da je opšta Townsend-ova teorija primenljiva u širokom spektru definisanih uslova, i da su vrednosti za V_s određene prema odgovarajućem, svojstvenom kriterijum električnog proboja, i da su u saglasju sa vrednostima koje su eksperimentalno uočene. Tipični primeri su prikazani u tabeli 1 i na slici 10, gde su date vrednosti koeficijenata za ugljen-dioksid (CO_2) i azot (N_2), pri visokim vrednostima za E/n . Isto tako, vrednosti za V_s , izračunate iz koeficijenata jonizacije, uporedive su sa eksperimentalno određenim probojnim naponom V_s .

Od posebnog interesa na prikazanim grafikonima su rezultai dobijeni pri visokim vrednostima za $(nd)_s$, niskim vrednostima za E/n i odgovarajućim visokim naponima - slike 11 i 12. Do skora (do 70-tih godina 20.-tog veka) se smatralo da opštu Townsend-

ovu teoriju ne bi trebalo primenjivati za visoke vrednosti $(nd)_s$, koje se procenjuju u rasponu od $7,1 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-2}$ do $16,1 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-2}$ za vazduh, jer bi prostorno naelektrisanje postalo značajno i proces fotojonizacije u gasu bi na taj način bio uvećan. Sa grafikona na slikama 11 i 12 se jasno uočavaju uslovi pod kojima su obavljeni eksperimenti. Mehanizam koji je postavio kriterijum za statički DC proboj zavisi od funkcionisanja procesa primarne i sekundarne jonizacije, kao što je naznačeno u opštoj Townsend-ovoj teoriji, sve do vrednosti za V_s koja je reda veličine 400kV za vazduh i 500kV za azot (N_2), i koja je srazmerana sa $(nd)_s$, i kreće se od $4 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-2}$ do $6 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-2}$ za vazduh i azot(N_2), respektivno. Ovakav mehanizam DC el. proboja najviše je proučavan u eksperimentalnom smislu na ovaj način.



Slika 10 – Uporedne, eksperimentalne i proračunate vrednosti za V_s , pri visokim vrednostima za E/n u azotu (N_2) i ugljen-dioksidu (CO_2) (Prema Đogo, G.i ostali. [33])

Tabela 1(a) - veličine jonizacionih koeficijenata i probojni potencijal u ugljen-dioksidu (CO₂)

^a Townsend, J.S., *Elektroni u gasovima*, Cambridge Univrzitet, štampano 1947.

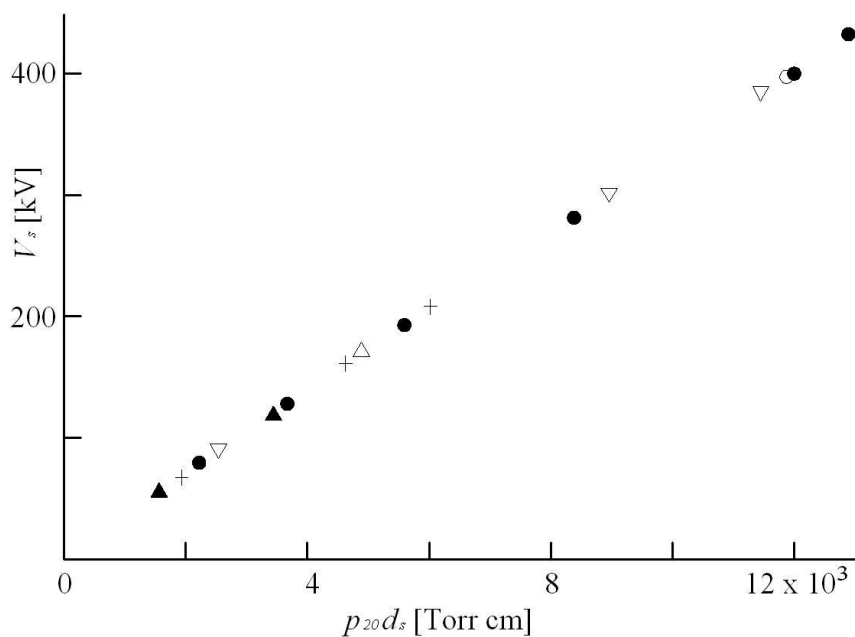
^b Đogo. G. [33]

| E/n [$\cdot 10^{-16}$ Vcm ²] | α [cm ⁻¹] | ω/α | nd_s [$\cdot 10^{16}$ cm ⁻²] | V_s [V] Proračunata vrednost | V_s [V] Eksperimentalna vrednost |
|--|---------------------------------|-----------------|--|---|---|
| 288 ^a | 10,6 | 00041 | 2,426 | 515 | 509 |
| 684 ^a | 12,6 | 0,035 | 1,533 | 488 | 491 |
| 212 ^b | 21,2 | 0,0085 | 2,426 | 516 | 517 |
| 212 ^b | 10,6 | 0,0041 | 2,426 | 515 | 509 |
| 265 ^b | 11,8 | 0,0138 | 1,882 | 500 | 495 |
| 318 ^b | 12,6 | 0,0353 | 1,533 | 488 | 491 |
| 318 ^b | 6,4 | 0,0174 | 1,531 | 488 | 485 |
| 424 ^b | 6,7 | 0,06 | 1,163 | 494 | 497 |
| 531 ^b | 7,5 | 0,079 | 1,010 | 537 | 530 |
| 637 ^b | 3,5 | 0,089 | 0,875 | 558 | 564 |

Tabela 1(b) - veličine jonizacionih koeficijenata i probojni potencijal u azotu (N₂)

(Prema Đogo, G. [33])

| E/n [$\cdot 10^{-16}$ Vcm ²] | α [cm ⁻¹] | ω/α | nd_s [$\cdot 10^{16}$ cm ⁻²] | V_s [V] Proračunata vrednost | V_s [V] Eksperimentalna vrednost |
|--|---------------------------------|-----------------|--|--------------------------------------|---|
| 53,1 | 7,0 | 0,049 | 9,334 | 496 | 494 |
| 53,0 | 3,5 | 0,025 | 9,295 | 493 | - |
| 76,6 | 7,1 | 0,06 | 4,417 | 352 | 349 |
| 106,2 | 4,4 | 0,099 | 2,900 | 308 | 303 |
| 159,5 | 6,4 | 0,15 | 1,981 | 316 | 311 |
| 159,4 | 3,2 | 0,074 | 1,969 | 314 | - |

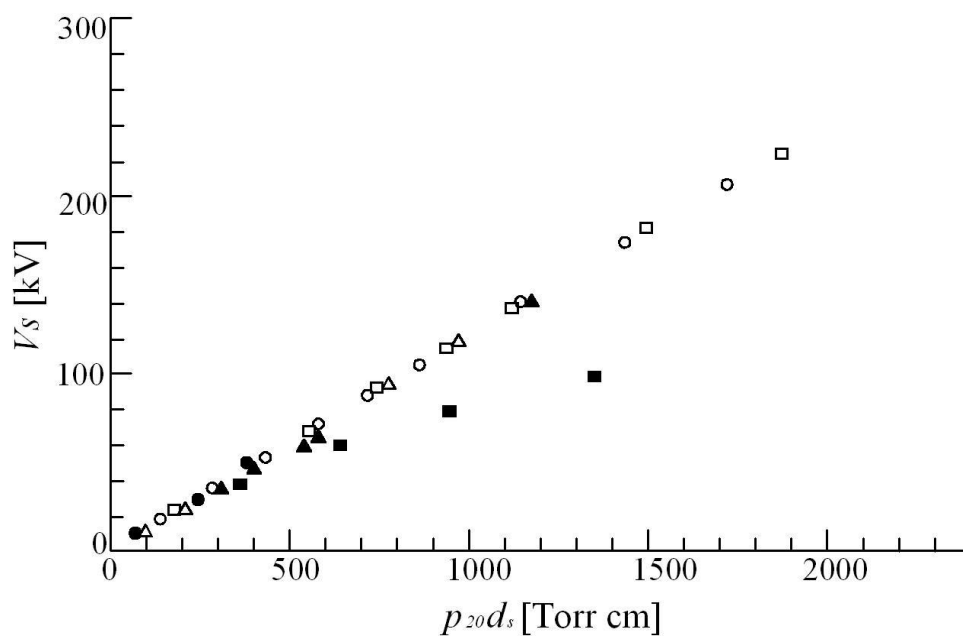


Slika 11 – Uporedne, eksperimentalne i proračunate vrednosti za V_s , pri niskim vrednostima za E/n u vazduhu

Eksperimentalni rezultati: ○ [20], △ [19], + [34], ▽ [35]

Rezultati dobijeni putem proračuna: ● [20], ▲ [19].

(Prema Dutton, J. i ostali [20])



Slika 12 – Eksperimentalni rezultati za V_s u homogenom električnom polju pri niskim vrednostima za E/n u SF_6

Eksperimentalni rezultati: □, ○, △ [51]; ■ [37], ● [38], ▲ [39]

(Prema Dutton, J. i ostali [36])

Načelna priroda sličnosti koja opisuje povezanost V_s i $(nd)_s$ kroz formu Paschen-ovog zakona ($V_s = f(nd)_s$), sledi direktno iz Townsend-ove teorije. Ukoliko su dominantni takvi kolizionni procesi, što je i najčešće slučaj, da se mogu opisati putem koeficijenti α i ω , koji su direktno proporcionalni sa n za zadatu vrednost E/n , tada se za te procese kaže da se povinuju određenoj sličnosti [40]. Takvim procesima, u kojima je uočena sličnost, odgovara i sledeća funkcionalna povezanost, definisana odgovarajućim koeficijentima:

$$\alpha/n = \Phi(E/n) \quad (28)$$

$$I \quad \omega/\alpha = \chi(E/n). \quad (29)$$

Unošenjem ovih veza u kriterijum za nastanak električnog proboja u jednačinu (19), dobija se sledeća jednakost:

$$\chi(E/n) \left(e^{\Phi(E/n)nd_s} - 1 \right) = 1.$$

Kada je $E/n = V_s/(nd)_s$, tada važi i smena koja zadovoljava jednakost

$$\chi[V_s(nd)_s] \left(e^{\Phi[V_s/(nd)_s]nd_s} - 1 \right) = 1 \quad (30)$$

iz koje sledi da je

$$V_s = f(nd)_s, \quad (31)$$

a što je zapravo matematički zapis Paschen-ovog zakona.

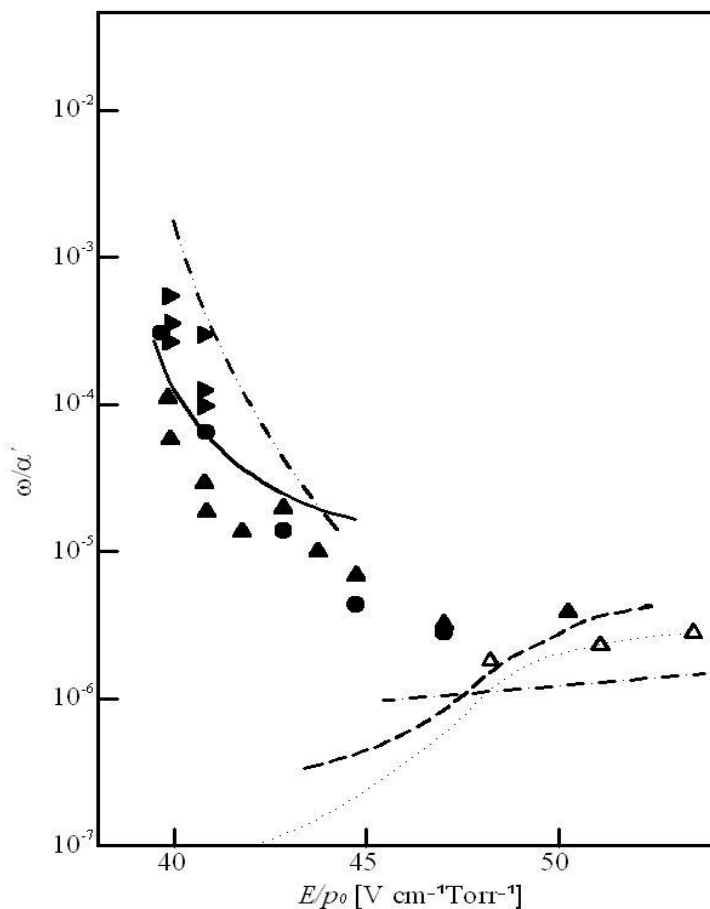
2.5 Procesi sekundarne jonizacije

Mehanizam koji postavlja kriterijum statičkog električnog proboja, odnosno električnog proboja prilikom primenjenog jednosmeranog DC probajnog napona, može biti utvrđen na osnovu predprobajnih merenja u stabilnom stanju, ali kao što je pokazano kroz jednakosti (20) i (18), svi procesi sekundarne jonizacije vode do jednačine istog analitičkog oblika za prostorni priraštaj jonizacije. Stoga, ukoliko se zahteva više detaljnijih podataka u vezi precizne prirode individualnih procesa koji doprinose sekundarnoj jonizaciji, tada je neophodno izvesti i dodatne eksperimente. Okvir pod kojima su izvedeni eksperimenti u ove svrhe (reč je o eksperimentima u stabilnom stanju, a koji u ovom slučaju mogu biti svrsishodni) opisani su u daljem izlaganju ovog rada. Sa druge strane, eksperimenti koji zavise od različitog odnosa

raspodele opterećenja, kada je aktivan proces sekundarne jonizacije, razmatrani su u naslovima koji se bave elektronskom lavinom u gasu i priraštajem jonizacije u jedinici vremena, prilikom dovođenja impulsnog napona.

2.5.1 Promena koeficijenta ω/α sa promenom E/n

Korisne informacije se često mogu dobiti izvođenjem merenja u stabilnom stanju za čitav opseg vrednosti E/n i za određenu gustinu gasa.



Slika 13 – Promene odnosa parametara ω/α' sa E/p_0 za kiseonik (O_2)

►, ▲, ●, (-----) [41]; × [42]; △, (.....), (- - - -) [43], (— — —), (- · - · -) [44]

(Prema Dutton, J. i ostali [41])

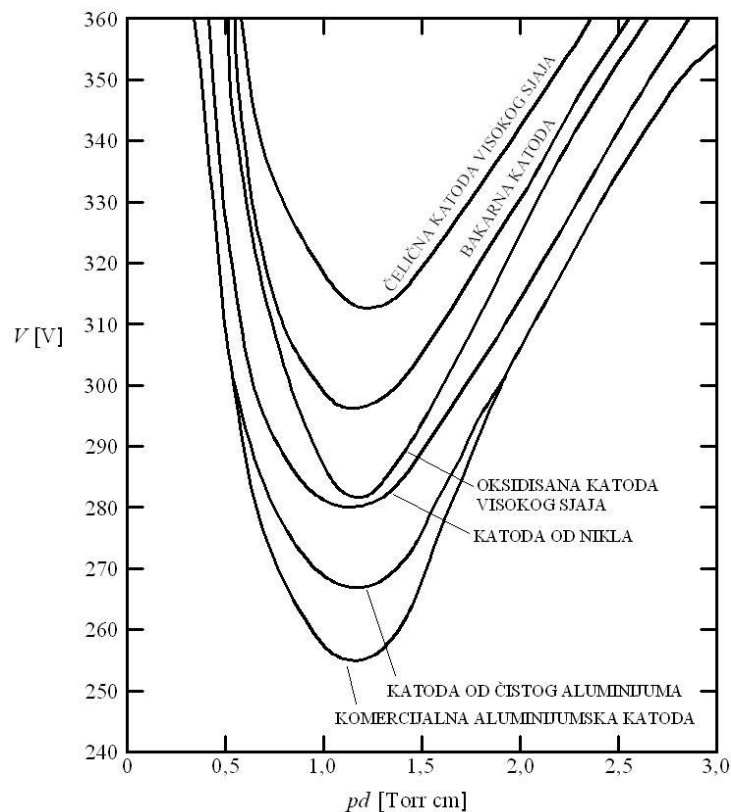
Na primer, ukoliko je u procesu sekundarne jonizacije predominantan proces emisije elektrona sa katode izazvane pozitivnim jonima, za odnos ω/α se očekuje samo da pokaže neznatan porast E/n , zato što je emisija elektrona pre rezultat potencijalne nego kinetičke energije pozitivnih jona koji deluju na katodu. Sa druge strane, ukoliko dolazi do naglog pada vrednosti koeficijenta sekundarne jonizacije sa opadanjem vrednosti za

E/n , kao što je to pokazano na slici 13 za kiseonik (O_2), to se može shvatiti kao pokazatelj dominantnog procesa fotoelektričnog efekta na katodi, a na nivou sekundarne jonizacije. Odstupanja u ovom slučaju objašnjavaju se činjenicom da je odnos broja elektrona u "repu" elektronske raspodele takav da raspolažu većom energijama od energije pobuđivanja, i u odnosu na elektrone čije su energije veće od pada energije jonizacije sa porastom E/n , pri nižim vrednostima ovog količnika.

2.5.2 Promena koeficijenta ω/α sa promenom stanja površine katode

Ukazivanje na procese sekundarne jonizacije na katodi, koji igraju značajnu ulogu u ukupnom procesu jonizacije, mogu se dobiti i iz istraživanja uticaja promene materijala od kojeg je izrađena površina katode, ili utvrđivanjem stanja površine ove elektrode, bilo kroz praćenje veličine probojnog potencijala, bilo kroz praćenje prostornog priraštaja predprobojne jonizacije. Za male vrednosti $(nd)_s$, blizu minimuma na Paschen-ovoj krivi, vrednost $(E/n)_s$ je relativno visoka i naglo se menja sa $(nd)_s$. U toj oblasti, a što sledi iz jednakost (20), efekat promena u funkcionisanju katode pri određenoj vrednosti ω/α , daje porast napona V_s za relativno visok procenat njegove promene, što se lako i brzo uočava eksperimentalno, kao što je prikazano i na slici 14.

Pri velikim vrednostima za $(nd)_s$, $(E/n)_s$ je ipak relativno nisko i sporo se menja sa $(nd)_s$ (pogledati sliku 6), te je sličnost pri promeni odnosa ω/α data kao procentualna promena pri probojnom potencijalu koji se nalazi u okviru eksperimentalne nepreciznosti nastale prilikom njegovog merenja. Te promene tada mogu biti prikazane samo eksperimentalno, na osnovu preciznih merenja predprobojnih jonizacionih struja, slično onome što je pokazano na slici 15. Krive (E) i (F) pokazuju efekat električnog varničenja u vazduhu za $(nd)_s \approx 5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Analize pokazuju da razlike u krivama za visoke vrednosti d rezultuju za faktor promene koji je i veći od dva, kad je reč o koeficijentima sekundarne jonizacije i koji se kreću od oko $90 \cdot 10^{-6}$ do $190 \cdot 10^{-6}$.

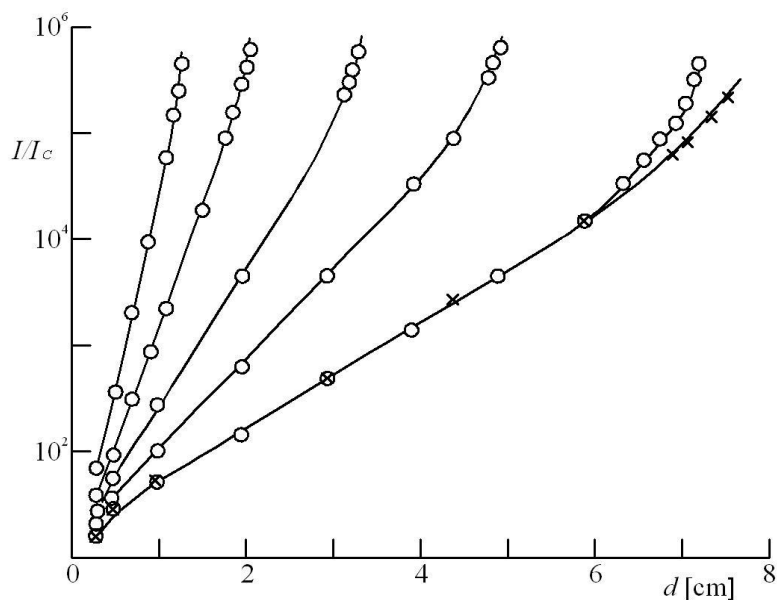


Slika 14 – Promene probojnog napona V_s sa za različite materijale od kojih je izgrađena površina katode (Prema Llewellyn Jones, F. [45])

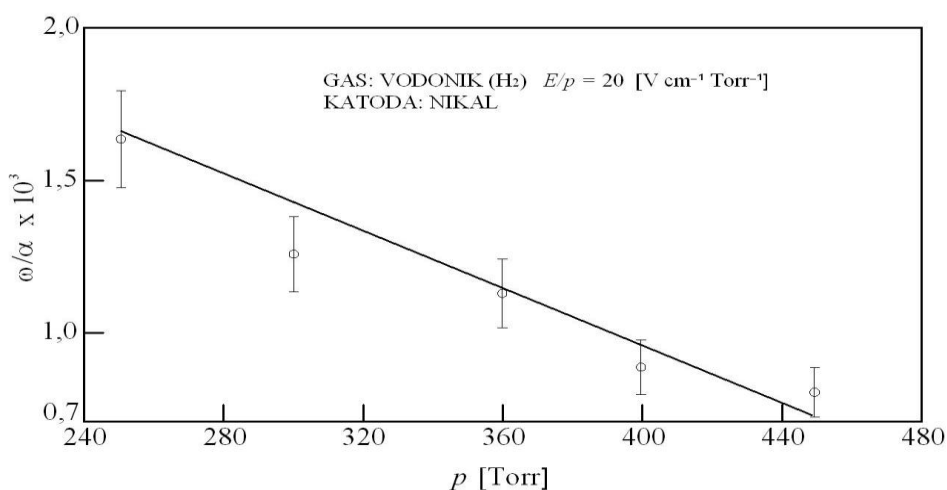
2.5.3 Promena koeficijenta ω/α sa promenom pritiska

Iako mnogi su gasni procesi, obuhvaćeni kroz priraštaj predprobojne jonizacije, zapravo pojedinačni kolizionni procesi, te se iz tih razloga i povinuju određenoj sličnosti koja opisuje povezanost V_s i $(nd)_s$, postoje i brojni procesi koji ovu sličnost ne ispunjavaju. Stoga, istraživanja sličnosti merenjem predprobojnih jonizacionih struja preko veličine n , a za zadati odnos E/n , ponekad može rezultirati korisnim informacijama o aktivnim procesima za date uslove. Pokazano je, na primer, da se navedenoj sličnosti ne povinuje vodonik (H_2) kad se nalazi pod pritiskom od nekoliko stotina Torr-a [46], a koeficijent sekundarne jonizacije opada sa porastom pritiska pri $E/n = const.$, kao što je prikazano na slici 16. Ovo se objašnjava kao demonstracija redukcije fotoelektričnog emisije sa katode sa opadanjem pritiska, zato što je potisnuta radijacija sa pobuđenih molekula vodonika u sudarima druge vrste sa neutralnim molekulima gasa.

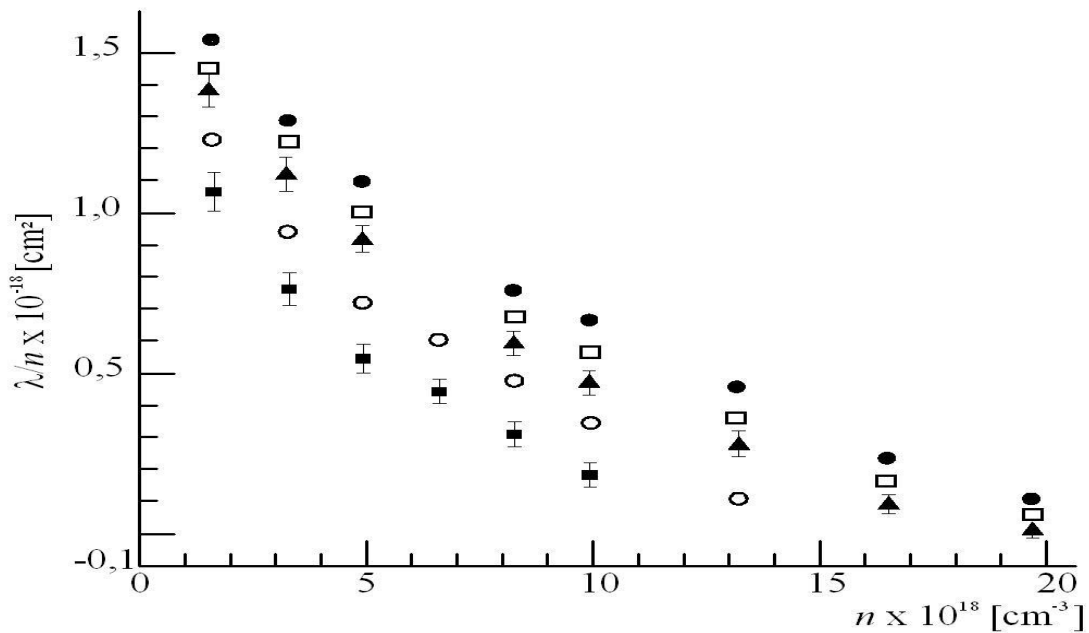
Drugi primer narušavanja sličnosti je promena u smislu opadanja koeficijenta λ_1/n efektivne primarne jonizacije sa n pri $E/n = const.$, a što je eksperimentalno ispraćeno u nekim elektronegativnim gasovima [48, 36, 49, 50]. Tipični rezultati za azot-oksidi (N_2O) pokazani su na slici 17.



Slika 15 – $\ln [(I, I_c), d]$ krive za suv vazduh. Krive A, B, C i D odnose se na vrednosti E/p_{20} od 36, 35, 34 i 33,5 $V\ cm^{-1}\ Torr^{-1}$, respektivno. Krive E i F, obe dobijene na $E/p_{20} = 33\ V\ cm^{-1}\ Torr^{-1}$, ali uz pojavu jednog varničenja između grupe merenja tokom promene vrednosti za parametre ω/α' od $91 \cdot 10^{-6}$ do $190 \cdot 10^{-6}$ i uz zadržavanje nepromenjene vrednosti za α' (Prema Dutton i Morris[47]).



Slika 16 – Promene ω/α sa p pri $E/p = const.$ Eksperimentalni rezultati: Φ . Kriva dobijeni putem proračuna: (—) (Prema Davies, Dutton i Morris[46]).



Slika 17 – Promene odnosa λ/n sa n u N_2O .

●, ▲, □, ○, odnose se na vrednosti za $E/n = (162, 161, 160, 158, 156) \cdot 10^{-17} \text{ V cm}^{-2}$, respektivno.

(Prema Dutton, J. i ostali [48])

2.6 Električni proboj u jakim električnim poljima ($E > 10^7 \text{ Vm}^{-1}$)

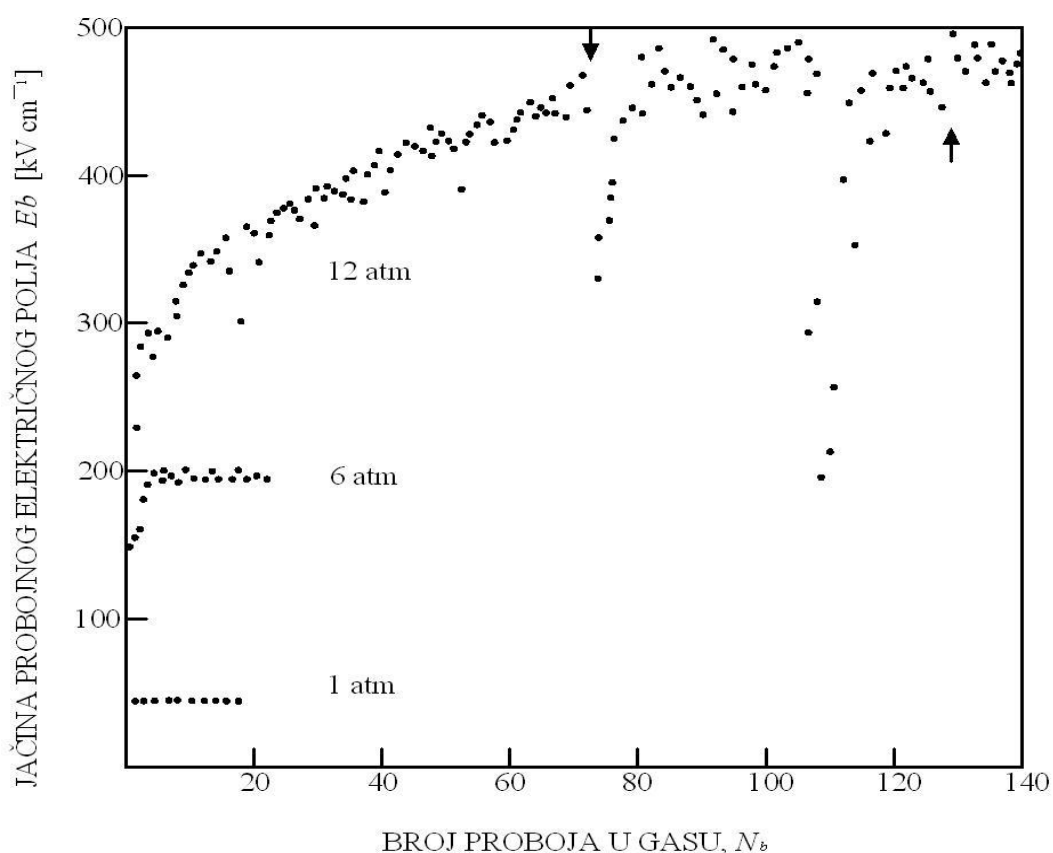
Široka oblast primenljivosti opšte Townsend-ove teorije električnog proboja je opisana u poglavlju 2.4 ovog rada. Tu oblast karakteriše činjenica da je probojni, probojni napon V_s jasno definisan i da su sprovedeni eksperimentalni uslovi strogo kontrolisani, ali su dobijeni sa izvesnom mernom nesigurnošću, reda veličine ne veće od 0,1%, nastalom tokom merenja. Šta više, vrednost za V_s je moguće predvideti na način kojim se utvrđuje kriterijum u koji su uključeni jonizacioni koeficijenti određivani merenjem u predprobojnom stanju u gasu. U toj oblasti Paschen-ovo zakon je načelno ispunjen; bilo kakve devijacije, relativno su male i nastaju iz postojećih kolizionih procesa u gasu, koji nisu u skladu sa sličnošću.

Međutim, poznato je još od 30.-ih godina prošlog veka, da pri visokim pritiscima gasa, koji idu i do nekoliko atmosfera, postoje različite oblasti u kojima:

(i) probojni napon V_s , iako naizgled meren u strogo kontrolisanim eksperimentalnim uslovima, nije dobro definisan. To se može videti iz tipičnog primera na slici 18 [51], gde je V_s izložen širokom rasipanju koje ima tendenciju u pravcu nekih viših, graničnih vrednostima za V_s . Opisani trend je poznat i kao *podešavanje*.

(ii) postoji veoma uočljivo udaljevanje od Paschen-ovog zakona, i na to ukazuju rezultati [52], prikazan na slici 19. Makroskopsko polje na višim pritiscima postaje veoma slabo (odnos E/n u procepu je reda veličine $2,9 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2}$), i iz tih razloga gasu daje malo pojačanje;

(iii) varnični napon V_s ukazuje na veoma primetnu zavisnost od materijala od koga je izrađena katoda, i od stanja u kome se ova elektroda nalazi, i ta zavisnost često je i veća od širokog opsega vrednosti primenjenog probojnog napona V_s , a za zadatu vrednost $(nd)_s$. Tipičan primer [53] prikazan je na slici 20. Isto tako, prisutni su i dokazi da je i u regiji elektroda prisutan ovaj efekat [54].



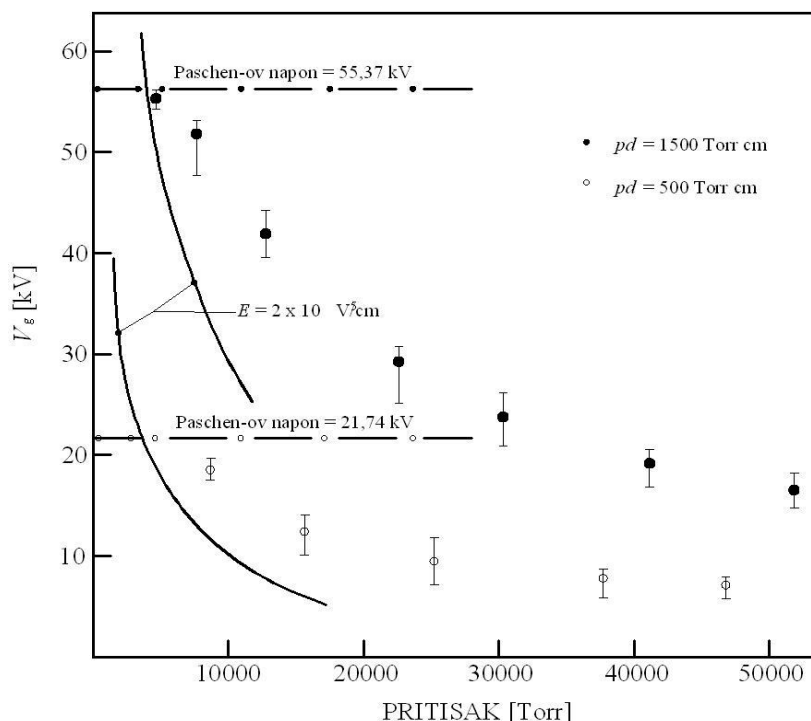
Slika 18 – Podešavanje u azotu sa bakarnim elektrodama, koje su bile podvrgnute oksidaciji u suvom vazduhu u trajanju od 30 min na 20°C.

(Prema Goldspink, G.F. i ostali [51])

Jasno je da za neke od procesa koji zavise od vrste katode, ili je reč o procesima koji se mogu zanemariti na nižim pritiscima, u gornjoj regiji oni dominiraju u mehanizmu električnog proboja. Gotovo je sigurno da je učinak tih dodatnih procesa, koji su uvedeni u proces električnog proboja, posledica jakog električnog polja na

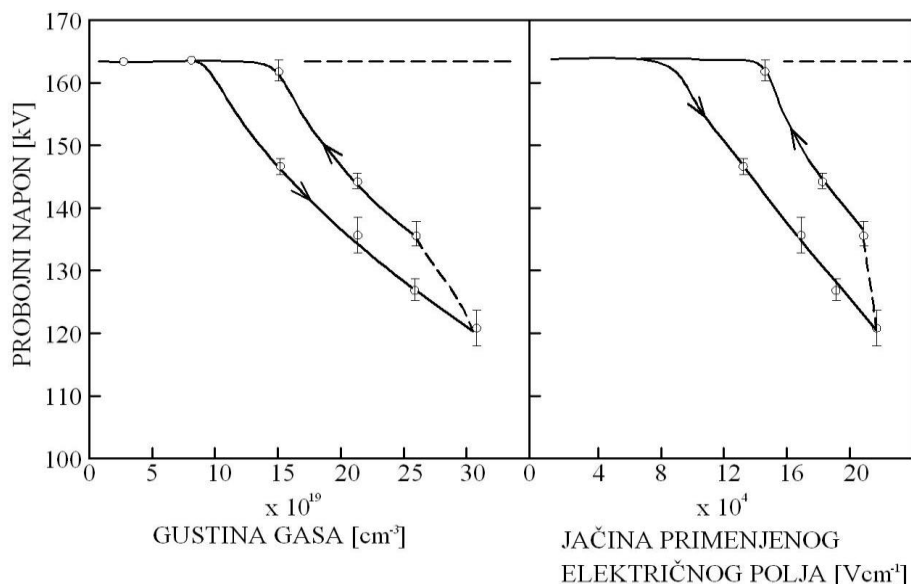
katodi, koje uvek dostiže vredosti od oko 10^7 Vm^{-1} . Postoje dokazi da su ta jaka električna polja i u vezi sa značajnom emisijom elektrona sa katode. Ekzaktna uloga koju igraju elektroni u toj emisiji, dovodeći do električnog proboja, u okolnostima koje su ovde prodiskutovane, još uvek nije rasvetljena, ali je jasno da su istraživanja koja se bave vremenskom zavisnošću razvoja jonizacione struje [55], utvrdila prisutvo širenja emisije elektrona u određenom vremenskom okviru, a u nekim slučajevima uključujući i mesta na katodi i pozitivne jone na izolacionim naslagama na katodi. Prisutan je veliki broj istraživanja varijabilnih parametara, kao što su oni koji opisuju prirodu gasa, materijal od koga je napravljena katoda i stanje površine elektrode, prisustvo čestica prašine i regije oko elektroda, u smislu njihovog uticaja na napon pri kome dolazi do električnog proboja i na fenomen *podešavanja*. Svi oni zajedno utiču na mehanizme električnog proboja, a najvećim delom kroz porast struje koja je posledica uticaj električnog polja koji stimuliše elektronsku emisiju sa katode, uticaj prostornog naelektrisanja u okolnom gasu, ali i prisustvo oksidnih nanosa na katodi.

Svi ovi procesi su uspešno objedinjeni u Cookson-ovim eksperimentalnim rezultatima i radovima [54], koji obuhvataju oko 144 reference.



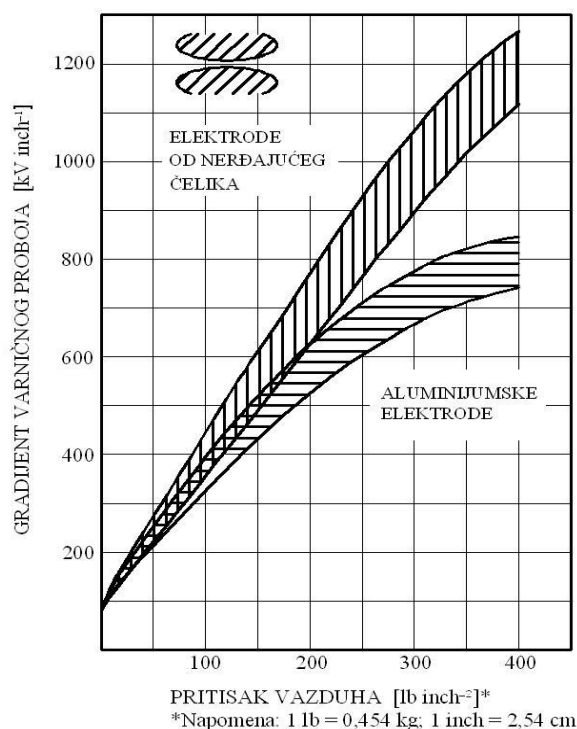
Slika 19 (a) – Odstupanja od Paschen-ovog zakona u jakim električnim poljima u atmosferi azota (N_2) sa elektrodama od nerđajućeg čelika.
(Prema Osmokrović, P. i ostali [52])

Uprkos ovom obimnom radu, nema opšte prihvaćene teorije ili sredstva kojim bi se predvideo probojni napon za dati slučaj. Razlog za ovu teškoću prisutan je i zato što je interfejs na prelazu gas – površina elektrode veoma kompleksan fizički sistem, i eksperimenti u kojima se veoma strogo kontrolišu svi mogući relevantni parametri, kao što je debljina nanosa oksida na katodi, prisustvo i priroda inkluzije (uključenja), dimenzije čestica prašine i karakter površine katode (njena topografija). Svi navedeni činioci se moraju uzeti u obzir da bi se ustanovilo koji od njih i u kojoj meri je značajan za proces električnog proboja. Naročito zanimljivi eksperimenti [56], koji se bave povezanošću navedenih procesa sa električnim probojem u gasu, pokazali su da kada su katode izrađene od prostih kristala volframa i molibdena, za međuelektrodni procep od 0,19 mm, Paschen-ov zakon je održiv do pritiska reda veličine 22.800 Torr (~ 30 atm; $1 \text{ Torr} \approx 1,316 \cdot 10^{-3} \text{ atm} \approx 1,333 \cdot 10^{-3} \text{ bar} \approx 133,322368 \text{ Pa}$). Jačina probojnog električnog polja je oko $2 \cdot 10^8 \text{ Vm}^{-1}$, i to polje se dobija dovođenjem impulsnog napon na elektrode u trajanju od 40 nsec, za svaki impuls. Međutim, prisustvo ručno očvrnutog nanosa ili dislokacije na površini katode obara jačinu polja pri kojoj dolazi do proboja za približno faktor 2, u odnosu na veličinu polja koja se dobija u uslovima korišćenja polikristalne površine elektrode, kad je Paschen-ov zakon održiv samo za pritiske do 1.580,00 Torr ($\cong 2 \text{ atm} \cong 2.106,5 \text{ mbar}$).



Slika 19 (b) – Odstupanja od Paschen-ovog zakona u jakim električnim poljima u atmosferi azota (N_2), sa elektrodama od aluminijuma (Al).
(Prema Osmokrović, P. i ostali [52])

Problem ima mnogo više zajedničkog sa vakuumskim probojem, i karakteriše ga upadljiva sličnost posmatranih fenomena (kao što su podešavanje i efekti u određenim regijama sistema). Međutim, ovaj tip istraživanja je daleko teže sprovesti, jer postoji samo nekolicina odgovarajućih tehnika za analizu metalne površi elektrode u prisustvu gasa, u poređenju sa velikim brojem tehnika koje se u ovom cilju koriste za vakuum. Sa fundamentalne tačke gledišta, mehanizam proboja u jakim električnim poljima na visokim pritiscima je jedan od najzanimljivijih koji je ostao da bude rešavan. On je isto tako i od praktičnog značaja, jer je u porastu upotreba gasova pod visokim pritiskom kao izolatora u visokonaponskoj opremi.



Slika 20 – Uticaj materijala od koga su izrađene elektrode pri električnom probouju u jakim električnim poljima za vazduh.

(Prema Trump, J.G. i ostali [53])

3. ELEKTRONSKA LAVINA ($V < V_s$)

Za vrednosti E/n pri kojima se javlja jonizacija, brzina nošenja elektrona (brzina drifta), obično se kreće oko 10^7 cm s^{-1} , dok su pozitivni joni skoro 100 puta sporiji. Stoga, vremenski periodi za koje tranzitni elektroni i joni pređu 1 cm procepa su oko 10^{-7} s i 10^{-5} s , respektivno. Sa razvojem elektronskih kola i detektora koji su sposobni da odrede trajanje impulsa (od 40.-tih godina prošlog veka pa do danas) istraživanja koja

su vezana sa boljom vremenskom rezolucijom prelaznih fenomena, karakterističnih za elektrode koje su potopljene u atmosferu nekog gas, a kao rezultat oslobađanja elektronske erupcije na katodi, sad su postala moguća. Prvi koji su koristili ovu tehniku su Engstrom i Huxford [57], u cilju razjašnjenja sekundarnih jonizacionih procesa u atmosferi argona (Ar) na niskim pritiscima, koristeći cezijumsku katodu. Pod takvim uslovima, vremenska skala bila je nešto veća nego za ranije prezentovanih eksperimenata na nivou ovog rada. Daleko veći razvoj tehnike namenjene radu elektronskih lavina, na vremenskoj skali sa značajnijom rezolucijom, ostvario je Reather i njegovi saradnici; ocenu eksperimentalnih metoda, zajedno sa prezentovanjem dobijenih rezultata koje je dao Reather [58].

Istraživanja električnog proboja sa u vremensko zavisnom okviru pružaju značajnu korist i od pomoći su prilikom postizanja punog razumevanja procesa pražnjenja pri impulsnim naponima većim od statičkog varničnog potencijala. Pored toga, na naponima koji su manji od V_s , radovi sa vremenskom zavisnošću obezbedili su korisne podatke za jonizacione koeficijente, koeficijente zahvata i gubljenja elektrona, kojima se dopunjuju metode stabilnog stanja, o čemu je već bilo reči.

3.1 Lavine u kojima je zanemarljiva sekundarna jonizacija

Načelno, po redosledu kojim se pojedini koeficijenti dovode u vezu sa opisivanjem različitih procesa, sve sa ciljem praćenja karakteristika strujnih impulsa, neophodno je postaviti kontinualne jednačine koje povezuju aktuelne operativne procese u sistemu; za rešavanje ovih jednačina koriste se polazni i granični uslovi interesnog procesa. Pre nego se uđe u razmatranje metode rešavanja u opštem slučaju, preporučljivo je razmatrati jednostavan slučaj rezultujuće struje, koja potiče od veoma kratkog elektronskog impulsa, oslobođenog sa katode, koja pripada plan paralelnoj geometrij, u trenutku $t = 0$, pod uslovima da je sekundarna jonizacija zanemarljiva. Ovaj slučaj se može usvojiti kao dobra aproksimacija u praksi, i pruža kvalitetno fizičko pronicanje u sam proces prilikom merenja strujnog impulsa. U tu svrhu, za potrebe eksperimenta osmišljeno je spoljno električnom kolu kome su pridružene ispitivane elektrode. U tom el. Kolu se vrše naznačena merenja sa ciljem detektovanja razvoja elektronske lavine u međuelektrodnom procepu. U takvom procepu, totalna struja na rastojanju x unutar plan-paralelne konfiguracije, tj, na bilo kojoj paralelnoj ravnini između elektroda,

predstavlja sumu struja koje su nastale kao posledica kretanja svih tipova naelektrisanja prisutnih u navedenom prostoru. Iz tog razloga, pogodno je razmotriti redom, struju koja je rezultat pomeranja svih tipova naelektrisanja.

Ukoliko je gustina zadatog tipa partikularnog naelektrisanja u procepu x označen sa $n(x, t)$, tada se gustina naelektrisanja u procepu, koja je rezultat postojanja tog tipa naelektrisanja može označiti sa $en(x, t)$, gde je e naelektrisanje svake pojedine čestice posmatrane grupe. Predpostavlja se da su elektrode dovoljno velike u posmatranoj oblasti, te pojedinačna, partikularna naelektrisanja ne podležu difuziji periferno, van oblasti homogenog električnog polja između elektroda. Struja, koja je posledica kretanja naelektrisanja određenog tipa koje pređe bilo koju ravan na rastojanju x za vreme t , može se opisati sledećom relacijom

$$i(x, t) = en(x, t)WA(x), \quad (32)$$

gde je W brzina nošenja (drift) određenog tipa naelektrisanja, a $A(x)$ je površina kroz koju pojedinačna naelektrisanja prolaze u ravni na rastojanju x od katode, unutar procepa. $I(t)$ je izmerena struja u spoljnom električnom kolu, u bilo kom trenutku t_1 , i kao što je već napomenuto, ona je rezultat protoka tog naelektrisanja $en(x, t)$ u procepu, i data je kao trenutna vrednost srednje prostorne struje za razmatrani položaj nazačene ravni na rastojanju x od katode:

$$I_{t=t_1} = \frac{\int_0^d en(x)_{t=t_1} WA(x) dx}{\int_0^d dx} = \frac{I}{d} \int_0^d en(x)_{t=t_1} WA(x) dx \quad (33)$$

i $\int_0^d en(x)_{t=t_1} WA(x) dx$ predstavlja ukupno opterećenje koje nosi određeni tip naelektrisanja u procepu, u trenutku $t = t_1$.

3.1.1 Zanemarivanje efekta primarne jonizacije

U erupciji N_0 elektrona koji su oslobođeni sa katode i u električnom polju koje je nedovoljno veliko za njihovu interakciju u gasu, integral $\int_0^d en(x)A(x)dx$ ima konstantnu

vrednost i jednak je proizvodu eN_0 u svakom trenutku tokom perioda $0 < t < t_0$, gde je $t_0 = d/W_0$ tranzitno elektronsko vreme. Stoga, tokom ovog intervala, struja ima konstantnu vrednost I'_0 i data je izrazom

$$I'_0 = N_0 e W_0 / d \quad (34)$$

i u svim dugim trenucima ona je jednaka nuli.

3.1.2 Pojava primarne jonizacije uz zanemarivanje zahvata elektrona

Ukoliko je pak, polje dovoljno veliko da omogući takav rast naelektrisanja koji bi doveo do pojave primarne jonizacije, tada struja sadrži komponente koje nastaju kao posledica kretanja, kako elektrona, tako i pozitivnih jona. I dok se ukupan broj partikularnog naelektrisanja u procepu menja sa vremenom, i struja u električnom kolu je u funkciji vremena. Tokom intervala $0 < t < t_0$, ukupno elektronsko opterećenje u procepu, u bilo kom trenutku t za koje elektroni stignu do ravnine x , može se opisati sa

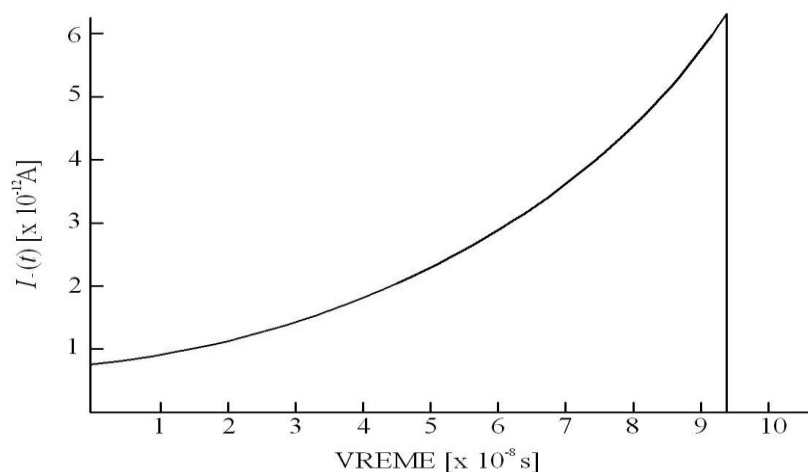
$$eN_0 \exp(\alpha x) = eN_0 \exp(\alpha W_0 t),$$

tj., putem koeficijenta primarne jonizacije α .

Sada se struja koja protiče kroz namensko strujno kolo može opisati kao

$$I_-(t) = \frac{W_0}{d} eN_0 \exp(\alpha W_0 t) = I'_0 \exp(\alpha W_0 t) \quad \text{za} \quad 0 < t < t_0, \quad (35)$$

i ona postaje jednaka nuli u bilo kom drugom trenutku, van definisanog vremenskog opsega.



Slika 21 (a) – Struja u spoljnom strujnom krugu, koja je rezultat kretanja elektrona – tipičan slučaj

Tokom istog vremenskog intervala, pozitivno električno opterećenje, koje potiče od pozitivnih jona nastalih iz procesa jonizacije i egzistira u međuelektrodnom procepu tokom definisanog intervala, postoji samo u periodu koji je kraći od onog koje je potrebno za njihovu rekombinciju, odnosno nestanak na katodi. Pozitivni joni se keću u procepu brzinom njihovog drifta (W_+), onako kako i nastaju. Broj novonastalih pozitivnih jona do trenutak t je

$$N_0\{exp(\alpha W_+ t) - I\},$$

dok se broj rekombinovanih, odnosno nestalih pozitivnih jona na katodi od ukupnog broja nastalih jona, na rastojanju x od katode ($x = W_+ t_b$), može opisati sa:

$$N_0\{exp(\alpha W_+ t_b) - I\},$$

gde je t_b proteklo vreme od trenutka formiranja pozitivnih jona na rastojanju x i razmatranog trenutka t . Iz tog razloga važi jednakost: $t_b = t - t_f$, gde je $t_f = x/W_-$ vreme u kome su formirani pozitivni joni. Iz navedenog sledi jednakost:

$$x = W_+ \left(t - \frac{x}{W_-} \right) \Rightarrow x = \frac{W_+ W_-}{W_+ + W_-} t,$$

gde se x može zapisati zameniti sa $x = W' t$, te je $W' = \frac{W_+ W_-}{W_+ + W_-}$.

Ukupno jonsko opterećenje u procepu, u trenutku t , tokom tranzitnog elektronskog perioda je:

$$e[N_0\{exp(\alpha W_+ t) - I\} - N_0\{exp(\alpha W' t) - I\}],$$

a struja u spoljnom strujnom krugu je rezultat kretanja pozitivnih jona i iznosi

$$I_+(t) = \frac{eN_0}{t_+} \{exp(\alpha W_- t) - exp(\alpha W' t)\} \quad \text{za} \quad 0 < t < t_+ \quad (36)$$

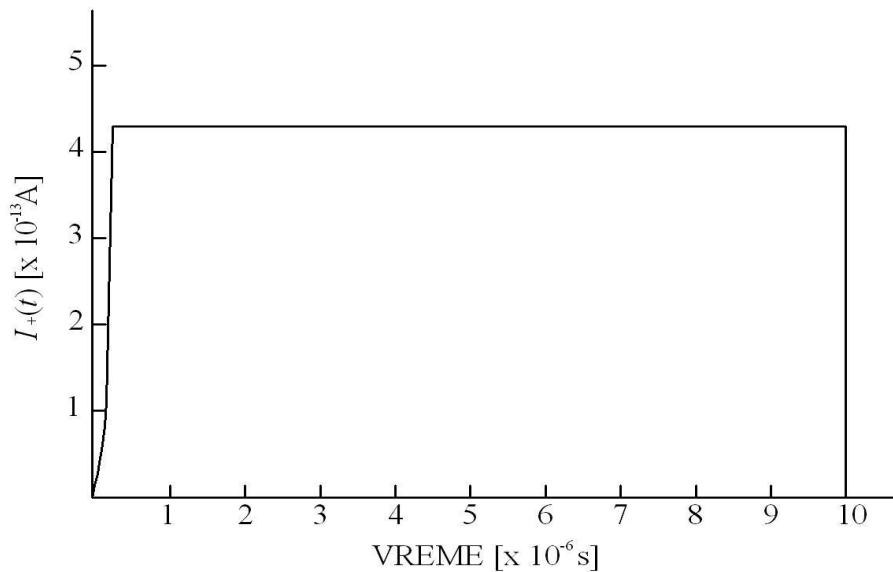
gde je $t_+ = d/W_+$ tranzitno vreme pozitivnih jona u međuelektrodnom procepu širine d u homogenom električnom polju, dok se eN_0/t_+ može zapisati kao struja I'_+ - struja u kojs je posledica kretanja pozitivnih jona u procepu d . Nakon odgovarajućih smena, ukupna struja pozitivnih jona ima oblik:

$$I_+(t) = I'_+ \{exp(\alpha W_- t) - exp(\alpha W' t)\}. \quad (37)$$

Struja koja potiče od kretanja pozitivnih jona jednaka je nuli za $t < 0$, ali ona postoji i nakon prestanka struje koja potiče od elektrona, i tada oblik pozitivne jonske struje $I_+(t)$ u međuelektrodnom procepu, u homogenom električnom polju ima oblik:

$$I_+(t) = I'_+ \{ \exp(\alpha W_- t_-) - \exp(\alpha W_+ t) \} \quad \text{za} \quad t_- < t < t_- + t_+ \quad (38)$$

$I_+(t)$ ponovo postaje jednaka nuli za period $t > t_- + t_+$. I upravo iz navedenih razloga, struja u spoljnom strujnom kolu je rezultanta struja elektronskih i jonskih komponentata idealizovane jednostruke lavine. Grafički prikaz elektronske (I) i pozitivne jonske struje (I_+) u funkciji vremena dati su na slici 21a i 21b, respektivno, za usvojene proizvoljne ali tipične vrednosti za $\alpha = 2 \text{ cm}^{-1}$, $d = 2 \text{ cm}$, $W_- = 10^7 \text{ cm s}^{-1}$, $W_+ = 10^5 \text{ cm s}^{-1}$, sve sa ciljem konstruisanja predmetnih krivih, po redosledu prikazivanja inteziteta struja. U praksi, ove struje se neznatno menjaju usled efekta bočne difuzije, koja ublažava diskontinuitet za (t_-) i ($t_- + t_+$), a što rezultuje, respektivno, apsorpcijom (nestankom) elektrona na anodi i rekombinacijom (nestankom) pozitivnih jona na katodi.



Slika 21 (b) – Struja u spoljnom strujnom krugu, koja je rezultat kretanja jona u jednostrukoj lavini uz postojanje sekundarne jonizacije – tipičan slučaj.

Totalna kodukciona struja u spoljnom strujnom krugu predstavlja zbir elektronskih i pozitivnih jonskih komponenti, i dok je $I_+ \ll I$ posmatrana struja do trenutka $t = t_-$, ona se praktično ne može odvojiti od elektronske komponente struje, i raste po eksponencijalnoj zavisnosti sa vremenskom konstatntom $(\alpha W_-)^{-1}$. Na osnovu praćenje porasta struje u toku navedenog vremenskog intervala $t = t_-$, dobijaju se vrednost za

(αW), gde je $t = d/W$ tranzitno vreme elektrona u međuelektrodnom procepu širine d u homogenom električnom polju, tako da se nadalje mogu dobiti i vrednosti za α i W . Za period $t > t$, merene struje u primenjenom spoljnom strujnom kolu, koja je tada u celini posledica kretanja pozitivnih jona, dobija se i rezultati za (αW) i $t + t_+$. Međutim, dok je $W \gg W_+$, $\alpha W \approx \alpha W_+$, na osnovu definicije za W i za $t_+ \approx t + t_+$, mogu se odrediti i α i W_+ .

3.1.3 Prisutna primarna jonizacija sa sekundarnim efektom zahvata elektrona, uz zanemarivanje efekta gubljenja (otpuštanja) elektrona

U elektronegativnim gasovima proces zahvata elektrona mora se razmatrati i pored procesa primarne jonizacije. U tom slučaju, broj novonastalih dN_e elektrona koji potiču od N_e elektrona koji prelaze rastojanje dx u pravcu električnog polja, dat je izrazom:

$$dN_e = N_e \alpha dx - N_e \eta dx = N_e (\alpha - \eta) dx \quad (39)$$

Stoga, kada impuls od N_0 elektrona trenutno napusti katodu, broj elektrona koji stigne do ravni x za vreme t , koje odgovara periodu tranzita elektrona, je:

$$N_0 \exp(\alpha' x) = N_0 \exp(\alpha' W_- t) \quad (40)$$

gde je $\alpha' = (\alpha - \eta)$.

Broj negativnih dN_- i pozitivnih dN_+ jona nastalih od N_e elektrona koji se pomere za rastojanje dx u pravcu dejstva polja, je:

$$dN_- = N_e \eta dx = N_0 \eta \exp \alpha' x dx \quad (41)$$

$$I \quad dN_+ = -N_e \alpha dx = -N_0 \alpha \exp \alpha' x dx \quad (42)$$

respektivno.

Iz tih razloga, korišćenjem sličnih dokaza kao i u predhodnom slučaju (naslov 3.1.2), struje koje su rezultat kretanja elektrona i pozitivnih jona, respektivno, mogu se opisati sa:

$$I_-(t) = I'_0 \exp(\alpha W_- t) \quad \text{za } 0 < t < t \quad (43)$$

$$I_+(t) = I'_+ \frac{\alpha}{\alpha'} \{ \exp(\alpha' W_- t_-) - \exp(\alpha' W t) \} \quad \text{za } t_- < t < t + t_+ \quad (44)$$

Struje, koje su rezultat pomeranja negativnih jona I_{-ve} , isto tako se lako mogu izračunati na sledeći način: u trenutku t . broj negativnih jona N . u procepu odgovara jednakosti

$$N_- = N_0 \frac{\eta}{\alpha - \eta} \{ \exp(\alpha - \eta) W_- t_- - I \} = A \{ \exp(\alpha' d) - I \}. \quad (45)$$

U preostalom vremenu ($t_- < t < t_- + t_+$), broj negativnih jona je $N_- = N_s(t)$, što odgovara broju izgubljenih, odnosno rekombinovanih jona koji driftnu na anodu. Drugi uslov sa desne strane ove jednačine predstavlja negativne jone kojise kreću na rastojanja y od anode, gde je $y = d - x = W_{-ve}(t - t_f)$, gde je W_{-ve} brzina drifta negativnih jona, a t_f vreme u kome se odvija proces njihovog formiranja na rastojanju x od anode. Međutim, kako je

$$t_f = \frac{x}{W_-} = \frac{d - y}{W_-},$$

tako da je

$$y = W_{-ve} \left[t - \frac{d - y}{W_-} \right] = W_{-ve} t - \frac{W_{-ve}}{W_-} (d - y) \quad (46)$$

$$y W_- = W_- W_{-ve} t - W_{-ve} d + W_{-ve} y$$

$$y \left\{ \frac{W_- - W_{-ve}}{W_{-ve}} \right\} = W_- - d$$

$$y = \frac{W_{-ve} W_-}{W_- - W_{-ve}} t - \frac{W_{-ve}}{W_- - W_{-ve}} d = W'' t - W'' t_-, \quad (46)$$

gde je:

$$\frac{W_{-ve} W_-}{W_- - W_{-ve}} = W''.$$

Iz tih razloga broj izgubljenih negativnih jona je

$$\begin{aligned} & \frac{N_0 \eta}{\alpha - \eta} \{ \exp[(\alpha - \eta) d] - \exp[(\alpha - \eta)(d - y)] \} \\ & = A \{ \exp \alpha' d - \exp[\alpha'(d - y)] \} \\ & = A \{ 1 - \exp(-\alpha' y) \} \exp \alpha' d. \end{aligned} \quad (47)$$

Odatle sledi da je, za period od ($t_- < t < t_- + t_+$), broj preostalih negativnih jona

$$\begin{aligned}
N_s(t) &= A(\exp \alpha' d - 1) - A\{1 - \exp(-\alpha' y)\} \exp \alpha' d \\
&= A(\exp \alpha'(d - y) - 1) \\
&= A(\exp \alpha'(d - W''t - W''t_-) - 1) \\
&= A[\exp \alpha'\{(W_- + W'')t_- - W''t\} - 1]
\end{aligned} \tag{48}$$

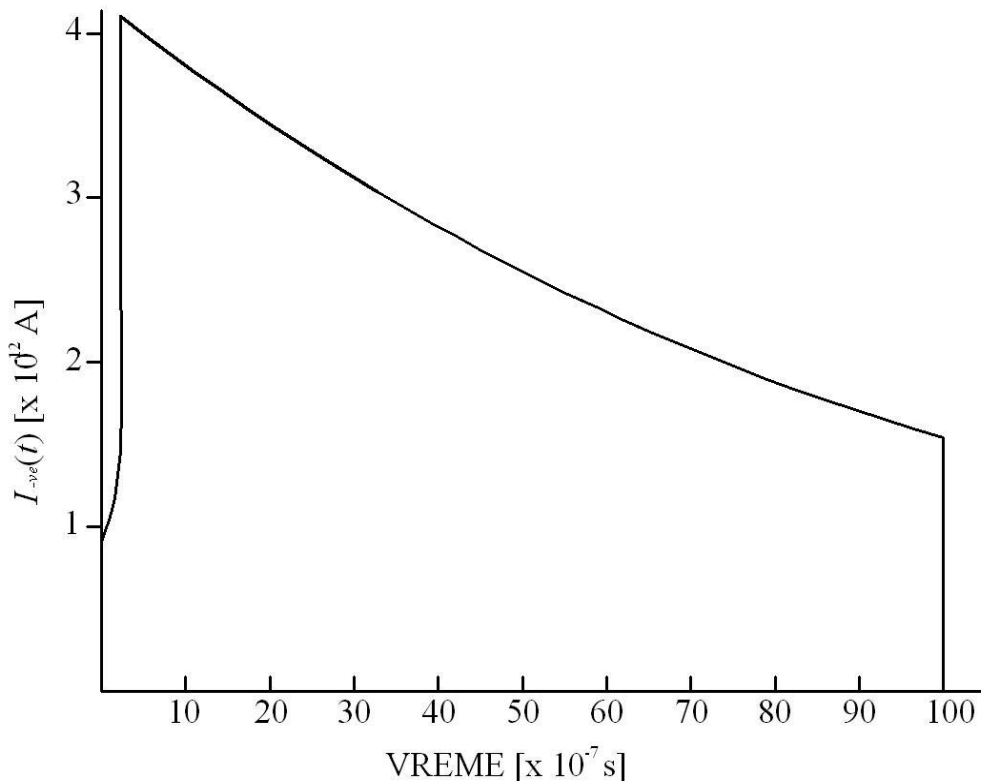
Ali, dok je $W_{-ve} \ll W_-$, W_{-ve} se može zanemariti uz zadržavanje vrednosti za W_- i uz uslov $W''' \approx W_{-ve}$, te je tako broj preostalih negativnih jona:

$$N_s(t) = A[\exp \alpha'(d - W_{-ve}t) - 1]. \tag{49}$$

Otuda struja koja potiče od negativnih jona I_{-ve} ima sledeći oblik:

$$I_{-ve} = \frac{eN_0}{t_{-ve}} \frac{\eta}{\alpha - \eta} [\exp(\alpha - \eta)(d - W_{-ve}t) - 1] = I_{-ve} \frac{\eta}{\alpha'} [\exp \alpha'(W_-t_- - W_{-ve}t) - 1] \tag{50}$$

za vremenski interval $t_- < t < t_- + t_{-ve}$.



Slika 22 – Struja u spoljnom strujnom krugu, koja je rezultat kretanja negativnih jona u jednostrukoj lavini uz postojanje sekundarne jonizacije – tipičan slučaj.
(Predpostavljene vrednosti parametara obuhvaćene su pratećim tekstem)

Iz navedenih razloga, efekat zahvata elektrona:

(i) daje struju elektrona koja ima eksponencijalni rast tokom vremena tranzita elektrona, sa vremenskom konstantom $(\alpha'W)^{-1}$, u poređenju sa vremenskom konstantom $(\alpha W)^{-1}$, koja je bila operativna u slučaju zanemarivanja ovog efekta sekundarne jonizacije;

(ii) smanjuje struju koja potiče od pozitivnih jona;

(iii) dovodi do porasta struje koja potiče od negativnih jona, što rezultuje redukcijom eksponencijalne zavisnosti struje sa vremenskom konstantom $(\alpha'W_{-ve})^{-1}$, a za vremena koja su veća od vremena tranzita elektrona. Tipičan oblik za struju negativnih jona do koje se došlo proračunom uz korišćenje proizvoljnih vrednosti za $\alpha = 2 \text{ cm}^{-1}$, $d = 2 \text{ cm}$, $\eta = 1,6 \text{ cm}^{-1}$, $W = 10^7 \text{ cm s}^{-1}$ i $W_{-ve} = 10^5 \text{ cm s}^{-1}$, prikazan je na slici 22.

3.1.4 Prisutna primarna jonizacija sa sekundarnim efektom zahvata i gubljenja elektrona

Kada se sva tri procesa uzmu u obzir, situacija se još više komplikuje u odnosu na predhodno razmatrani slučaj. Najbolji način postavljanja i rešavanja ovog problema je kroz definisanje odgovarajućih kontinualnih jednačina, koje opisuju ovaj proces.

Razmatranje naznačenog stanja je slično onom što je učinjeno u poglavlju 2.3 ovog rada, gde je bilo reči o stabilnim stanjima, u kojima se odvijao proces nastanka negativnih jona, sa srednjim vremenom života τ , a koji je bio posledica zahvata elektrona od strane molekula gasa. U tom slučaju, količnik $1/\tau$ predstavlja pomeraj negativnog jona u jedinici vremena. Predpostavlja se da se negativni jon ili uništava nakon gubljenja elektrona u vremenu τ_1 , koje odgovar srednjem životu jona, ili konvertuje u stabilniji jon, gde je gubljenje elektrona zanemarljivo. Za period koji odgovara procesu gubljenja elektrona $1/\tau = \Delta W_{-ve}$, gde je Δ koeficijent gubljenja elektrona, negativni joni će proizvoditi elektrone, a za razliku količnika $1/\tau - 1/\tau_1 = cW_{-ve}$, gde je c koeficijent konverzije jona, koja odgovara procesu konverzije u jedinici vremena, doći će do konverzije nestabilnih u stabilne jone. Na osnovu svega navedenog, kontinualne jednačine za elektrone i negativne jone mogu se, respektivno, predstaviti na sledeći način

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + W_- \frac{\partial N_e}{\partial x} = (\alpha - \eta) W_- N_e + \frac{N_-}{\tau_1} \quad (51)$$

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} + W_{-ve} \frac{\partial N_-}{\partial x} = \eta W_- N_e + \frac{N_-}{\tau} \quad (52)$$

Pogodno je razmatrati sistem u okviru koordinata (X, t) koje opisuju kretanje negativnih jona, uvođenjem zamene: $X = x - W_{-ve} t$, što za rezultat daje

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + (w - W) \frac{\partial N_e}{\partial X} = (\alpha - \eta) w N_e + \frac{N_-}{\tau_1} \quad (53)$$

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = \eta w \bar{N}_e + \frac{N_-}{\tau} \quad (54)$$

Sve dok ovo razmatranje uzimaju u obzir samo elektrone (N_e) i negativne jone (N_-), veličina difta elektron W i negativnih jona W_{-ve} može se zameniti sa $W = w$ i $W_{-ve} = W$, čume se pojednostavljuje dalji tok ove analaize.

Ove jednačine mogu se rešiti korišćenjem metode koju je predložio Evans [59] koristeći Laplasovu transformaciju koja se bazira na postupku koji je sproveo Davidson [63]. Ukoliko se Laplasova transformacija za funkciju $f(X, t)$ označi sa $\bar{f}(X, t)$, jednačine (53) i (54) postaju:

$$p \bar{N}_e - N_{e0} + (w - W) \bar{N}'_e = (\alpha - \eta) w \bar{N}_e + \bar{N}_- / \tau_1 \quad (55)$$

$$p \bar{N}_- = \eta w \bar{N}_e + \bar{N}_- / \tau \quad (56)$$

gde je (\cdot) diferencijal uz uvažavanje veličina X i $N_{e0}(X)$, koje predstavljaju raspodelu gustine elektrona u procepu, u trenutku $t = 0$. Predpostavljeno je da se sa katode trenutno (u $t = 0$) oslobodi N_{e0} elektrona. Eliminisanjem \bar{N}_- iz jednačina (55) i (56) dobija se:

$$(w - W) N'_e + \left\{ p - (\alpha - d) w - \frac{\eta w}{\tau_1 (p + 1/\tau)} \right\} N_e = N_{e0} \quad (57)$$

Rešenje jednačine (57) za koju su pretpostavljeni početni uslovi, ima oblik

$$N'_e = \frac{N_{e0}}{(w - W)} \exp \left\{ \frac{(\alpha - \eta)}{(w - W)} w X - \frac{X p}{(w - W)} + \frac{\eta w X}{\tau_1 (w - W) (p + 1/\tau)} \right\}$$

$$N'_e = \frac{n_{e0}}{(w-W)} \exp \left\{ \frac{(\alpha - \eta)}{(w-W)} wX - \frac{Xp}{(w-W)} + \frac{\eta wX}{\tau_1(w-W)(p + 1/\tau)} \right\} \times \exp \left(\frac{-X}{(w-W)} \right) p \quad (58)$$

sa
$$\bar{N}_- = \frac{\eta w}{p + 1/\tau} \bar{N}_e. \quad (59)$$

Prvi deo izraza sa desne strane jednačine (58) je Laplasova transformacija od izraza

$$\frac{N_{e0}}{(w-W)} \exp \left[\left\{ \frac{(\alpha - \eta)}{(w-W)} \right\} wX - \frac{t}{\tau} \right] \left[\left[\frac{\eta wX}{(w-W)t\tau_1} \right]^{\frac{1}{2}} I_1 \left[\frac{4\eta wXt}{(w-W)\tau_1} \right]^{\frac{1}{2}} + \delta(t) \right] \quad (60)$$

gde je I_1 dobro poznata Bessel-ova funkcija, dok $\delta(t)$ predstavlja funkciju koja je uvek jednaka nuli, osim u blizini $t = 0$, gde je zadovoljena relacija $\int \delta(t) dt = 1$, i gde integral obuhvata veoma mali vremenski interval uključujući i $t = 0$.

Što se tiče drugog dela eksponencijalnog izraza sa desne strane jednačine (58), može se iskoristiti teorema prema kojoj je $H(p)$ transformacija od $h(p)$. Tada je $\exp(-Ap)H(p)$ transformacija za $f(t)$ gde je

$$f(t) = 0 \quad \text{za} \quad 0 < t < A$$

i
$$f(t) = h(t-A) \quad \text{za} \quad A \leq t.$$

Prema tome, sledi da je
$$0 < t < \frac{X}{(w-W)}, \quad N_e(X, t) = 0 \quad (61)$$

i za
$$t \geq \frac{X}{(w-W)},$$

$$N_e(x, t) = \frac{N_{e0}}{(w-W)} \left\{ \left(\frac{\eta wX}{\tau_1 \{(w-W)t - X\}} \right)^{\frac{1}{2}} I_1 \left[\frac{4\eta wX \{(w-W)t - X\}}{\tau_1 (w-W)^2} \right]^{\frac{1}{2}} + \delta \left(t - \frac{X}{(w-W)} \right) \right\} \times \exp \left\{ \frac{(\alpha - \eta)wX - (w-W)t/\tau + X/\tau}{(w-W)} \right\} \quad (62)$$

Konačno, uvođenjem zamene $X = x - Wt$, pod uslovom da je $N_e(x, t) = 0$ za $0 < t < x/w$ dobija se sledeće rešenje jednačine, kojom se definiše broj elektrona u međuelektrodom procepu, u vremenskom intervalu $(x/w) < t < (x/W)t$ i na rastojanju x od katode:

$$N_e(x,t) = \frac{N_{e0}}{(w-W)} \left[\left\{ \frac{\eta w(x-Wt)}{\tau_l(wt-x)} \right\}^{\frac{1}{2}} I_1 \left\{ \frac{4\eta w(x-Wt)(wt-x)}{\tau_l(w-W)^2} \right\}^{\frac{1}{2}} + \delta \left(\frac{\omega t - x}{(w-W)} \right) \right] \times \exp \left\{ \frac{(\alpha - \eta)w(x-Wt) + (x-wt)}{(w-W)} \right\}, \quad (63)$$

zajedno sa impulsom $N_{e0} \{ \exp(\alpha - \eta x) \}$ elektrona na rastojanju $x = wt$.

Sličnim razmatranjem dolazi se i do rezultata za broj negativnih jona u međuelektrodnom procepu, na rastojanju x od katode i za vremenski interval $(x/w) < t < (x/W)t$:

$$N_-(x,t) = \frac{\eta w}{(w-W)} I_0 \left[\frac{4\eta w(x-Wt)(wt-x)}{\tau_l(w-W)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \times \exp \left\{ \frac{(\alpha - \eta)w(x-Wt) + (x-wt)}{(w-W)} \right\} \quad (64)$$

Broj negativnih jona N_- van naznačenog intervala je jednak nuli. Rezultantna struja, koja je posledica pokretanja elektrona iznosi

$$I_-(t) = I_0 \left\{ \int_{wt}^{wt} n_e(x,t) dt + \exp(\alpha - \eta)wt \right\} \quad \text{za } 0 < t < t. \quad (65)$$

$$i \quad I_-(t) = I_0 \int_{wt}^d n_e(x,t) dt \quad \text{za } 0 < t < t_{ve}. \quad (66)$$

I pored modifikacije struje elektrona za period u kome se traje njihov tranzit kroz međuelektrodni procep, rezultati koji se odnose na gubljenje elektrona daleko su prisutniji u zbirnoj elektronskoj struji, nego u slučaju gde mehanizma sekundarne jonizacije nema. Detektovanje komponenti koji imaju takav vid kašnjenja u elektronskoj struji mogu se uzeti kao nagoveštaj procesa gubljenja elektrona [34], iako drugi procesi, kao što je eksitacija atoma gasa praćena deeksitaciom kroz procese kolizija može da rezultira sličnim efektima [59, 60, 58].

3.2 Uzastopne lavine

U uslovima kad se sekundarna jonizacija više ne može zanemariti, rezultujuća struja je posledica erupcije elektrona sa katode, i ona se ne gasi iako istekne tranzitno jonsko vreme. Elektroni, nastali kao posledica procesa sekundarne jonizacije, su uzrok

uzastopnih, sukcesivnih lavina čiji obim opada zbog toga što svaki oslobođeni elektron sa katode proizvede, u proseku, oko $[(\omega/\alpha)(e^{\alpha d}-1)] = \mu$ novih elektrona, uz važeći uslov za koji je $\mu < 1$ pri $V < V_s$.

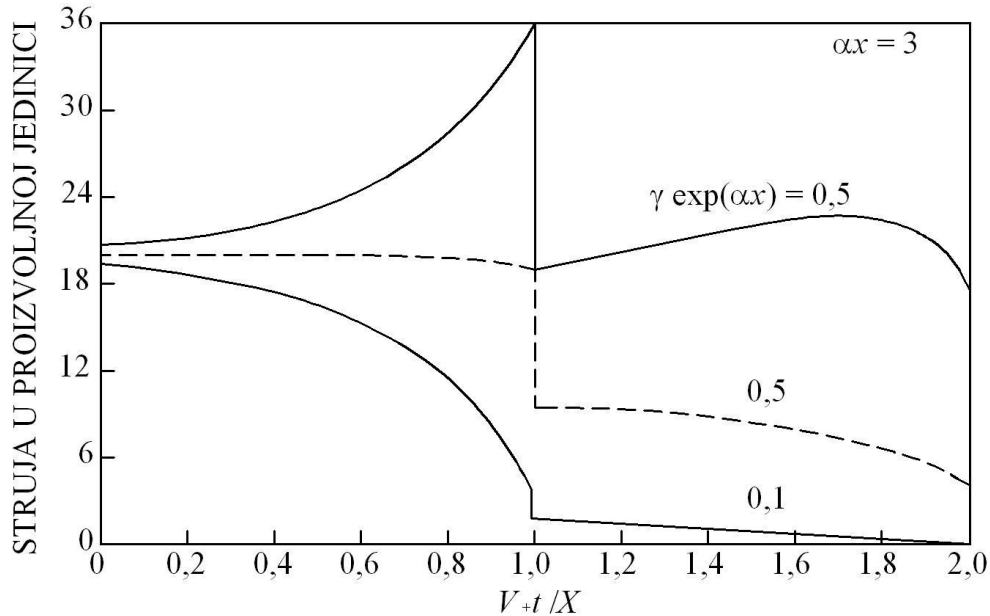
U praksi, najčešće se sreću procesi sekundarne jonizacije, koji su posledica emisije elektrona sa katode usled njihovog zahvata od strane pozitivnih jona (γ proces) i kao posledica dejstva fotona (δ proces). I dok se najveći broj pozitivnih jona i fotona u inicijalnoj, početnoj lavini proizvede u blizini anode, lako i brzo se može doći do pojednostavljene slike o očekivanoj dinamici raspodele i rasta prateće struje, pod uslovom da je samo jedan od ovih procesa aktivan.

3.2.1 Sekundarna jonizacija kao posledica zahvata elektrona sa katode od strane pozitivnih jona

Ukoliko je γ proces jedini proces sekundarne jonizacije, tada će strujni impuls biti postojan, u skladu sa prvom aproksimacijom, prema kojoj je inicijalni eksponencijalni rast struje elektrona u saglasju sa vremenskom konstantom $(\alpha W)^{-1}$ tokom elektronskog tranzitnog vremena $t. = d/W$. u kome elektron pređe međuelektrodni procep d u homogenom električnom polju E . Ovu struju uglavnom prati konstantna struja koja potiče od pozitivnih jona, u trajanju od $t_+ = d/W_+$, što odgovara vremenu za koje pozitivni jon pređe međuelektrodni procep d u homogenom električnom polju E . Krive vremenske zavisnosti ovih elektronskih $I(t)$ i pozitivnih jonskih struja $I_+(t)$ prikazane su na slici 21a i 21b, respektivno. Kako se pozitivni joni rekombinuju, odnosno nestaju na katodi, oni proizvode sekundarne elektrone, koji doprinose rastu drugog impulsa koji je istog oblika kao i predhodni, ali manje amplitude, i taj proces se nastavlja. Vreme koje protekne između dva impulsa često se zove i vreme regeneracije. U praksi, pozitivni joni udaraju u katodu tokom celog perioda tzv. tranzitnog vremena za jone (t_+) i elektrone ($t.$), te se pojavljuje generacija sekundarnih elektrona tokom celog perioda u kome se dešavaju ovi sudari. Daleko detaljnije razmatranje pokazuje da je struja tokom prvog jonskog tranzitnog vremena oblika

$$I(t) = I_+ \{ [\gamma(\exp(\alpha d) - 1) + (\gamma \exp \alpha d) / (1 + \gamma) - 1] \exp[\alpha W_+(1 + \gamma)t] + \exp(\alpha d) / (1 + \gamma) \}$$

te se tada očekuje da ukupna struja u spoljnom strujnom krugu, za bilo koju zadatu vrednost (αd) zavisi od vrednosti $\gamma \exp(\alpha d)$, kao što je i prikazano na krivoj dobijenoj iz proračuna na slici 23.



Slika 23 – Proračunata struja prelazan, koja je rezultanta oslobađanja elektrona sa katode u sistemu elektroda u plan-paralenoj geometriji, i uz pretpostavku postojanja sekundarne jonizacije, do koje je dolazi usled emisije elektrona sa katode zbog uticaja pozitivnih jona.

(Prema Varney, R.N. [61])

U svim slučajevima prisutan je diskontinuitet za $t/t_+ = 1$, te se može odrediti brzina nošenja pozitivnih jona, odnosno njihov drift W_+ . Šta više, može se uočiti da je za određenu vrednost $\gamma \exp(\alpha d)$, struja nezavisna od vremena t , i to u intervalu $t. < t < t_+$. Iz jednačine (67) navedeni uslovi odgovaraju jednakosti

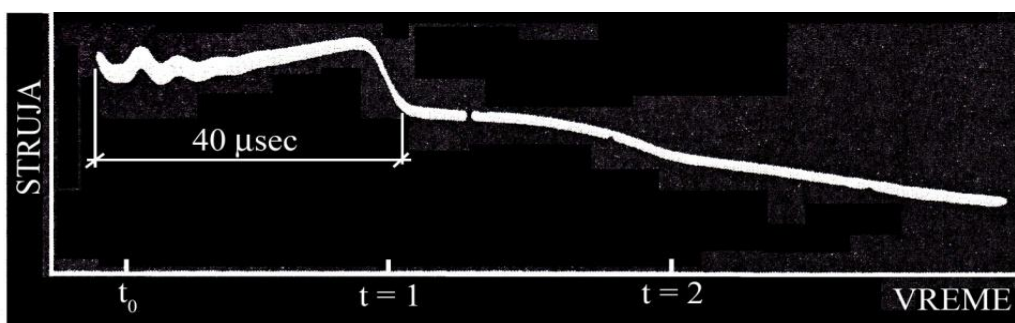
$$\gamma \exp(\alpha d - 1) + \gamma \exp(\alpha d) / (1 + \gamma) = 1 \quad (68)$$

Iz navedenih razloga, ukoliko su eksperimentalni uslovi promenljivi tokom merenja karakteristike impulsne struje, vrednost za γ može se dobiti iz jednakosti (68) unošenjem veličine (αd), koja je svojstvena tim uslovima, i koja je dobijena primenom neke druge merene metode.

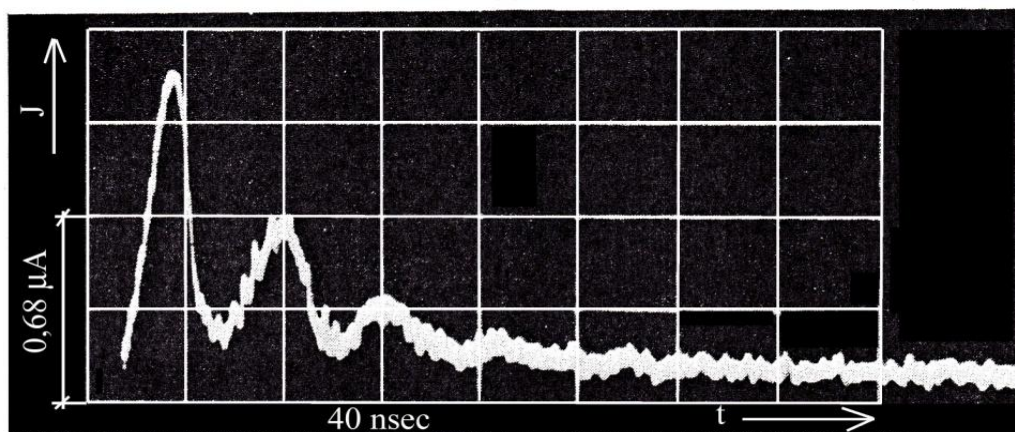
3.2.2 Sekundarna jonizacija kao posledica upada fotona

Ukoliko je fotoelektronska emisija jedini procesa sekundarne jonizacije, tada je vreme regeneracije daleko kraće nego ono koje je svojstveno procesu zahvata elektrona

sa katode usled uticaja jona. To vreme regeneracije je tipično i kreće se oko $\sim 10^{-7}$ sec, a ređe je 10^{-5} sec. Iz tih razloga, prva aproksimacija obuhvataćena je činjenicom da postoji serija elektronskih lavina sa opadajućom amplitudom, koje sukcesivno prate jedna drugu; sve se to dešava u intervalu koji je kraći od tranzitnog elektronskog vremena.



(a)



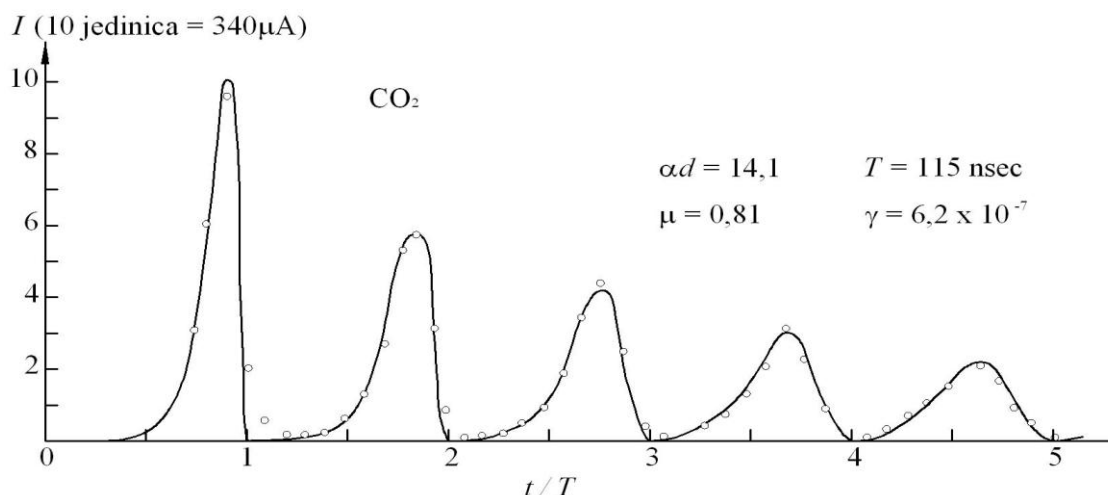
(b)

Slika 24 – Strujni impuls u plan-paralelnim procepima.

- (a) za argon (Ar) sa Ba-O-Ni katodom pri $E/p = 85 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ kada je dominantni proces sekundarne jonizacije emisija elektrona usled uticaja pozitivnih jona;
za azot (N_2) sa Ni katodama pri $E/p = 37,7 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ kada je dominantni procesa fotoelektričnog efekta kao vida sekundarne jonizacije.

(Prema Hornbeck, J.A. [66]) (Prema Schlumbohm, H. [65])

Razlika između impulsa dobijenih putem fotoelektričnog efekta i emisijom elektrona usled zahvata od strane pozitivnih jona, kao dominantnih procesa sekundarne jonizacije, prikazana je na slici 24. Jasno je da impulsna merenja pružaju jasnu razliku između ova dva slučaja, u kojima su dominantni različiti procesi sekundarne jonizacije.



Slika 25 – Proračunate (—) i snimljene (○) sukcesivne lavina u ugljen-dioksidu (CO_2) u kojima je dominantni fotoelektrični efekat kao proces sekundarne jonizacije.

(Prema Schlumbohm, H. [65])

Daleko detaljniji teoretski postupci [62, 63, 64] daju izraze za elektronske i jonske struje pri dominantnoj fotoelektronskoj sekundarnoj jonizaciji, kao i proračune niza strujnih impulsa, koji se poklapaju sa eksperimentalnim posmatranjima [65], a što je i prikazano na slici 25.

3.3 Statistika elektronskih lavina i električnog proboja

U ranijim razmatranjima nije se uzimala u obzir činjenica da su procesi sudara u gasovima okarakterisani koeficijentima α , η , ω itd., koji su po svojoj prirodi statistički, te tako ove veličine nisu konstatntne, već ih karakteriše neka srednja raspodela. Oštrina i reproduktivnost izmerenih varničnih potencijala V_s , za veliki broj različitih uslova tokom izvođenja eksperimenta, ukazuju na činjenicu da je statistički opseg u kome se pojava posmatra često bez značaja. I pored svega toga, od interesa je razmotriti pod kojim uslovima je moguće pratiti statističke efekte koji utiču na osnovni proces, ali iz dva različita ugla

Prvi aspekt razmatranja obuhvata istraživanje kojim bi se procenilo odstupanja za posmatrani probojni napon V_s u zadatim uslovima, s tim da su ta odstupanja posledica određene verovatnoće usled statističkih svojstava tog fizičkog procesa, ili mogu biti posledica promenljivih parametara kao što je hemijski sastav od koga je izgrađena površina elektrode.

Drugi aspekt istraživanja obuhvata statistička svojstva u procesima kolizije, gde na osnovu odabranih eksperimentalnih uslova, elektronska lavina može biti rezultat samo jednog, inicijalnog elektrona. Kao što je kasnije i pokazano, takva istraživanja donose korisne informacije o koeficijentima koji karakterišu procese koji dovode do elektronske lavine, a time i do električnog proboja.

3.3.1 Statistika jednostrukih lavina

Ukoliko se jedan elektron oslobodi sa katode u ravan x , paralelnu sa plan paralelnim procepom između elektroda na koje je doveden napon, tada je prosečan broj elektrona u rezultirajućoj lavini, koji prelaze bilo koju ravan na rastojanju x od katode, gde ta ravan može biti bilo gde u prostoru međuelektrodnog procepa, dat izrazom $\bar{N} = \exp(\alpha x)$. Međutim, zbog statističke prirode kolizionih procesa, ta usrednjena vrednost je predmet razmatranja statističkih fluktuacija. Do izraza za fluktuaciju došli su Wisjman [67] i Legler [68], i pokazali da je istog oblika kao što je to ranije pokazao i Furry [51], u prvim, ranim fazama razmatranja "kiše" kosmičkog zračenja. U skladu sa tom raspodelom, verovatnoća da se od jednog elektrona sa katode u konačnom ishodu ima pojava elektronske lavine sa ukupnim brojem od N elektrona na rastojanju x od katode, u plan-paralelnom procepu između elektroda, dat je kroz sledeći izraz:

$$P(N, x) = \frac{1}{\bar{N}} \left[1 + \frac{1}{\bar{N}} \right]^{N-1} \quad (69)$$

sa standardnom devijacijom koja je opisana sa

$$\sigma = \bar{N} \left[1 + \frac{1}{\bar{N}} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (70)$$

koja za velike vrednosti \bar{N} postaje

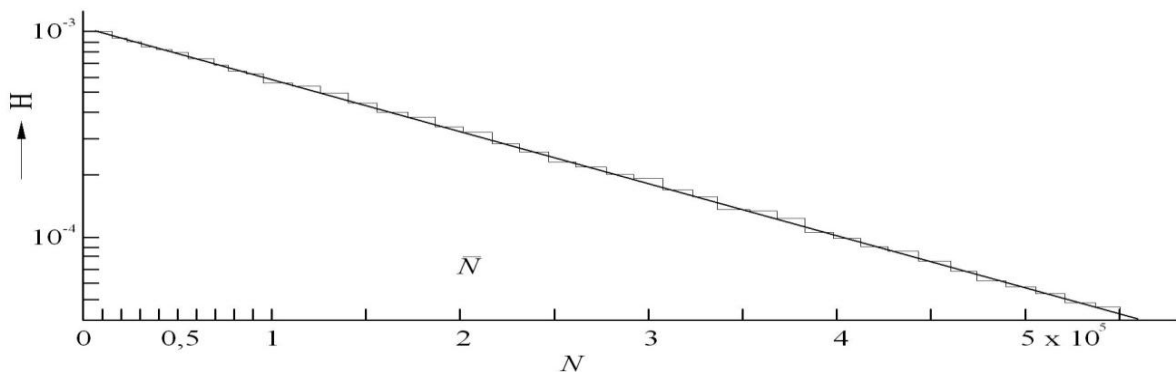
$$P(N, x) = \frac{1}{\bar{N}} \exp(-N / \bar{N}) \quad (71)$$

uz aproksimaciju $\sigma \cong \bar{N}^{-1}$. Ovakva statistička raspodela je dobijena na osnovu pretpostavke da je:

(i) električno polje samo funkcija položaja i nema prostornog naelektrisanja koje bi uticalo na njegovu deformaciju, tj. električno polje je homogeno;

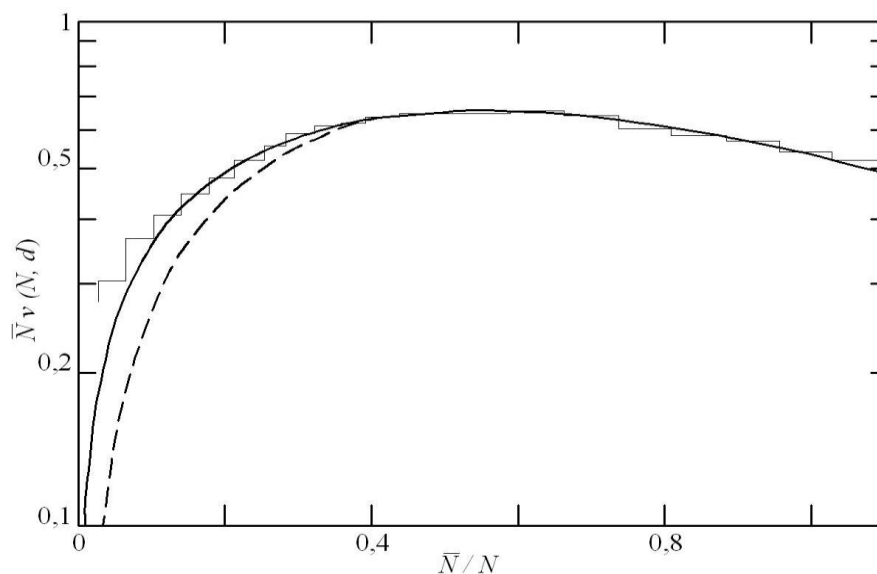
(ii) verovatnoća da dođe do jonizacije molekula gasa od strane elektrona je konstantna i ne zavisi od rastojanja koje elektron treba da pređe do poslednjeg jonizacionog sudara.

Srednje rastojanje između uzastopnih jonizacionih sudara je α^{-1} , tako da je zadovoljen i drugi uslov, pod uslovom da elektron mora preći odgovarajuće rastojanje u pravcu dejstva polja tokom kojeg stiče energiju eV_i , gde je V_i/E značajno manje od α^{-1} , tj. $V_i/E \ll \alpha^{-1}$. Ovo se dešava pri relativno malim vrednostima za E/n . Raspodela razvoja lavine određena je eksperimentalno, pod navedenim uslovima [69] i dobro se slaže sa teorijom, što se može videti i na slici 26a. Eksperiment [69, 70] pokazali su da za relativno visoke vrednosti E/n , kada je $E/\alpha V_i \leq 20$, raspodela postaje različita u odnosu na Furry-jevu raspodelu, i dostiže maksimum za male vrednosti prosečanog broja elektrona u rezultirajućoj lavini N . I kao što se može videti sa pune linije iz grafikona na slici 26b, to može biti zadovoljavajuće objašnjenje za osnovni numerički proračun modela, u kojem je učestanost jonizacionih sudara definisan u funkciji protoka vremena, a od trenutka predhodne jonizacione kolizije. Isprekidana linija predstavlja Polya-ovu raspodelu u metanu (CH_4) [71], koja je bila korišćena pri određivanju pogodnog modela za analizu učestanosti sudara na kojoj se bazira *teorija procesa grananja*.



Slika 26 (a) – Poređenje veličina izmerenih (\square) razvojnih lavina, koju je inicirao samo jedan elektron u metilalu ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2$) sa proračunom (—) na bazi Furry-eove raspodele. $E/p = 70 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}$

(Prema Schlumbohm, H. [69])



Slika 26 (b) – Poređenje veličina izmerenih (—) razvojnih lavina, koju je inicirao samo jedan elektrono u metilalu ($C_3H_8O_2$) sa numerički sračunatim veličinama (— i ———).

$$E/p_{20} = 186,5 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$$

(Prema Legler, W. [72])

3.3.2 Statistika serija lavina i električnih proboja

Na osnovu tumačenja kriterijuma za električni proboj

$$(\omega/\alpha)(e^{ad_s} - 1) = 1$$

i uz uslov zamene, sledi da se verovatnoća električnog proboja može posmatrati kao serija neograničenog broja lavina. Iz tih razloga, u pokušaju da se proceni uticaj statističke prirode kolizionih procesa na visinu probojnog napona V_s , jedan od tih procesa naročito se odnosi ne samo na statistiku jednostruke lavine, već i na statistiku serije uzastopnih, sukcesivnih lavina.

U tom cilju, proučavajući različitih aspekata ovog problema, značajan doprinos još u prvoj polovini XX veka dao je Hertz [74]. On je izračunao verovatnoću sa kojom se javlja serije lavina koje su inicirane samosa jednim, polaznim elektronom, koji "umire" nakon k -te generacije novonastalih elektrona. Tom prilikom je uzeta u obzir samo statistika procesa sekundarne jonizacije, za koju je pretpostavljeno da predstavlja mehanizam koja potiče od pozitivnih jona u gasu, i od emisije elektrona sa katode do koje dolazi usled zahvata tih emitovanih elektrona od strane pozitivnih jona. Wisjman [67] bio je prvi koji je u razmatrani proces uključio i statistiku elektronske lavine, i

dobio izraze za verovatnoću $P_1(\infty)$ koja opisuje pojavu neprekidnog lanca lavina, a koje su rezultat samo jednog, inicijalnog elektrona:

$$P_1(\infty) = 0, \quad \mu < 1 \quad (72)$$

i

$$P_1(\infty) = 1 - \frac{1}{\mu}, \quad \mu > 1 \quad (73)$$

gde je

$$\mu = \gamma(e^{ad} - 1) \quad (74)$$

i gde μ predstavlja koeficijent apsorpcije fotona.

Kasnije, kroz postupak teoretskog istraživanja [75, 68], u razmatranja koja su se ticala sukcesivnih lavina, uključena je i statistika velikog broja drugih faktora i situacija od praktičnog značaja. Iz praktičnog razloga, ovde su dobijeni rezultati na osnovu početnih eksperimentalnih uslova, koji su relevantni za ovaj rad, i koji pružaju verodostojne rezultate, a podrazumevaju primenu dve uobičajene metode određivanja probojnog napona V_s eksperimentalnim putem.

Prema prvoj metodi, koja se primenjuje pri niskim pritiscima na kojima je moguće postići stabilno Townsend-ovo pražnjenje, V_s je određen kao napon pri kojem se pojavljuje struja pražnjenja tek po uklanjanju spoljnog izvora radijacije, a koji doprinosi priraštaju polazne struje I_0 . U tom slučaju, mogu se koristiti izrazi koje je dobio Legler [68] za verovatnoću $P_1(k)$ kod koje samo jedan početni, inicijalni elektron proizvodi seriju elektronskih lavina do k -te generacije.

$$P_1(k) = \frac{1 - 1/\mu}{1 - 1/\mu^k} \quad \text{ako je } \mu \neq 1, \quad (75)$$

i

$$P_1(k) = \frac{1}{k} \quad \text{ako je } \mu = 1. \quad (76)$$

Ovaj račun verovatnoće može se uopštiti, i tada postaje:

$$P_m(k) = 1 - \left\{ \frac{\mu^{k-1} - 1}{\mu^k - 1} \right\}^m \quad \text{ako je } \mu \neq 1, \quad (77)$$

$$P_m(k) = 1 - \left(1 - \frac{1}{k} \right)^m \quad \text{ako je } \mu = 1, \quad (78)$$

gde je jedan elektron zamenjen impulsom od m polaznih elektrona koji generišu lavinu.

Ova teorija je primenjena [76, 77] u specifičnim uslovima električnog proboja u atmosferi vodonika (H_2) na pritisku od $p = 1,6$ Torr (= 0,0021 atm = 2,133 mbar), i pri zazoru od $d = 1,55$ cm, postiže se probojni napon od $V_s = 350V$, odnosno pri $E/p = 140Vcm^{-1} Torr^{-1}$. Za vodonik (H_2) važi odnos $\alpha/p = 3,3 \cdot \exp(-88,9 p/E)$. Iz tih razloga, elektronska struja se kreće u opsegu od 10^{-11} A do 10^{-7} A, i predpostavlja se da je posledica γ procesa (do emisije elektrona sa katode dolazi usled njihovog zahvata od strane pozitivnih jona), koji je određen generacijskim vremenom τ_0 , koje se kreće oko $\sim 10^{-6}$ sec, a veličina m leži u opsegu od 10^2 do 10^6 i odnosi se na efektivni broj elektrona koji napuštaju katodu u poslednjem generacijskom vremenu, a pre ukidanja struje I_0 . Ukoliko se merenje struje samoodržanja vrši za period preko 1sec, tada je $k \cong 10^6$. Vrednost za μ , a odatle i za potrebnii napon koji bi obezbedio gotovo izvesnu kontinualnu struju [$P_m(10^6) = 0,999$] u jednom ekstremnom slučaju, i gotovo izvesno slabljenje [$P_m(10^6) = 0,001$] u drugom slučaju, su proračunate za različito m , a na osnovu gore datih podataka i prikazani su u tabeli 2.

Tabela 2 – Vrednosti za μ i V iziskuju da $P_m(10^6)$ ima vrednosti od 0,999 i 0,001 za vodonik (H_2), koji se nalazi na $p = 1,6$ Torr (= 0,0021 atm = 2,133 mbar) i zazoru od $d = 1,55$ cm
(Prema Davies, A.J. i ostali [77])

| m | Vrednosti za μ koje iziskuje veličinu verovatnoće $P_m(10^6) = 0,999$ | Vrednosti za μ koje iziskuje veličinu verovatnoće $P_m(10^6) = 0,001$ | Potreban napon V za koji se dobija veličina μ a za iskazanu verovatnoću $P_m(10^6) = 0,999$ | Potreban napon V za koji se dobija veličina μ a za iskazanu verovatnoću $P_m(10^6) = 0,001$ |
|--------|---|---|---|--|
| 1 | 1000,0 | 1,001 | 500 | 350,12 |
| 10 | 1,996 | 1,0002 | 473 | 350,025 |
| 10^2 | 1,072 | 1,00002 | 359 | 350,0025 |
| 10^3 | 1,007 | 1,0 | 350,87 | 350,0 |
| 10^4 | 1,0007 | 0,9999992 | 350,087 | 349,9999 |

Sasvim je jasno da je napon, pri kome struja postaje samoodrživa, strogo definisan kada m postane dovoljno veliko ($> 10^3$ u konkretnom slučaju), i da pod tim uslovima eksperimentalne procedure pružaju pouzdano izmerene vrednosti za V_s .

U procesu sekundarne jonizacije, gde je prisutan δ proces (elektronska emisija kao posledica dejstva fotona), generacijsko vreme τ_0 bilo bi mnogo kraće i kretalo bi se oko $\sim 10^{-8}$ sec, a podaci iz tabele 2 bili bi pimenljivi ukoliko je merena jonizaciona struja u vremenskom okviru od 0,01sec pre, nego za period od 1 sec. Napon za samoodrživu struju stoga bi morao biti daleko strožije definisan za bilo koju zadatu vrednost od m polaznih elektrona koji generišu lavinu.

Drugi uobičajena metoda, koja se koristi za određivanje probojnog napona V_s , zasniva se na podizanju potencijalne razlike u procepu između elektroda tako što se katoda konstantno osvetljava ultraljubičastom svetlošću, sve do trenutka pojave varnice. Ukoliko se električni proboj može izjednačiti sa postizanjem izvesene, kritične struje u procepu, ta struja će se uvek pojavljivati pre ili kasnije pri naponu od $V > V_s$, a za navedene uslove. Iz tih razloga, verodostojnost metode zavisi od opsega vednosti napona ispod V_s , koji daju srednje vreme u komr se generiše električni proboj. Davidson [63] je pokazao da za $V < V_s$, srednje vreme u kome se dostiže kritičan broj elektrona koji napuštaju katodu N_c (nastali tokom generacijskog vremena τ_0) i koji dovode do pojave varnice, može se opisati sledećim izrazom

$$\bar{\tau} = \tau_0 \Gamma(h)(N_c, \varepsilon)^{-h} \exp(N_c, \varepsilon) / \varepsilon, \quad (79)$$

gde je $\varepsilon = I - \mu$, a h broj fotoelektrona koji u proseku napuštaju katodu tokom generacijskog vremena τ_0 , kao posledica održavanja spoljne ultraljubičaste iluminacije katode. Izvođenjem izraza za $\bar{\tau}$ predpostavljeno je da je: $N_c \gg I$, $\varepsilon \ll I$ i $h \ll N_c$. Nivo napona za koji bi ova teorija mogla biti primenjiva, iz navedenih razloga je limitiran, i napon koji je daleko niži od V_s daje suviše velike vrednost za ε . Sa druge strane, napon koji je isuviše blizak vrednostima za V_s utiče da h postane veoma veliki delilac u (N_c, ε) razlomku. Teorija je primenjena [76] u dva specijalna slučaja:

(a) kod električnog proboja u atmosferi vodonika (H_2), pod niskim pritiskom i pod istim uslovima i

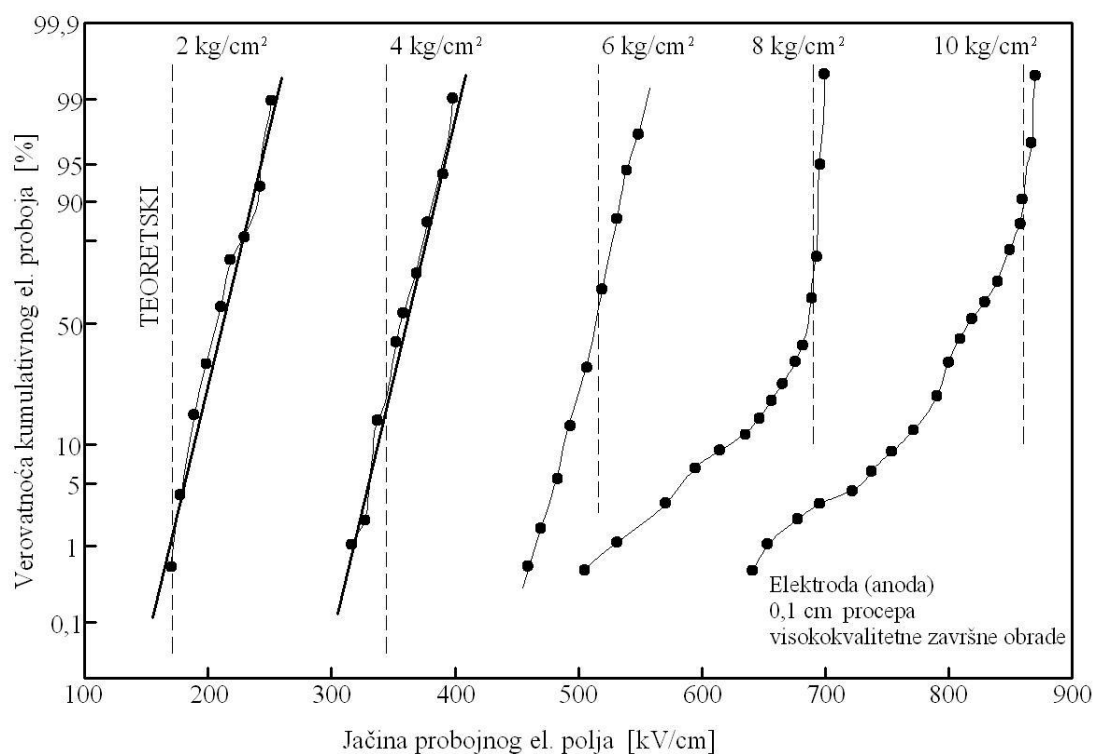
(b) kod električnog proboja u vazduhu na visokom pritisku, iznad 700 Torr (= 0,921 atm = 933,256 mbar) i sa zazorom od $d = 1,17$ cm, što odgovara probojnom naponu od $V_s = 31,16$ kV. U oba slučaja, proračuni su pokazali da za male priraštaje napona, ispod vrednosti za V_s , a koji su u eksperimentalnom smislu značajni, vreme nastanka

električnog proboja pri zadatim uslovima postaje nemerljivo dugo, te u oba oslučaja i struja I_0 ima vrednost od 10^{-13} A. Iz tih razloga, ova metoda pruža eksperimentalno dobro definisane vrednosti za V_S .

Ovi proračuni, isto tako pokazuju da merenja u stabilnom stanju predprobojne jonizacione struje, značajno ne utiču na statističke fluktuacije i prostorno naelektrisanje, sve do veličine međuelektrodnih rastojanja koja su bliska onima pri kojima nastaje varnica, a koja su eksperimentalno pristupačna za određivanje.

3.3.3 Statistika elektronskih lavina u jakim električnim poljima

Postoji primetna razlika u statističkoj raspodeli jačine probojnog električnog polja kada se taj proces odvija u jakim poljima i gde je probojni napon značajno niži, za razliku od električnih polja malog inteziteta. Ta situacija je ilustrovana i na slici 27, gde su jačine električnog polja prikazane u funkciji logaritamske zavisnosti verovanoće zbirnog, kumulativnog električnog proboja.



Slika 27 – Normalna verovanoća raspodela jačine električnog polja prilikom električnog proboja
(Prema Nitta, T. i ostali [78])

Dobijeni grafikoni su eksperimentalno snimljeni u uslovima 1 mm-skog zazora između sfere od nerđajućeg čelika (1. elektroda), prečnika 2 cm sa završnom površinskom obradom od $\pm 0,5\mu\text{m}$ i ravne površi (2. elektroda), koje se nalaze u atmosferi SF_6 [78]. Linearne krive na nižim pritiscima ukazuju na normalnuraspodelu verovatnoće pojave el. proboja za zadate uslove.

Na visokim pritiscima i u jakim električnim poljima, statistika raspodela verovatnoće, da se za određenu jačinu el. polja javlja mehanizam el. proboja, je potpuno drugačija i utvrđeno je da je u skladu sa teorijom ekstremnih statističkih vrednosti [79, 80], koje se zasnivaju na pojavi događaja (u ovom slučaju električnog proboja), do koga dolazi usled postojanja defekata ili slabih veza u gasu.

U konkretnom slučaju, defekti se mogu identifikovati kao izolovana mesta, raspoređena na površini katode, koji imaju posebne karakteristike, kao što su npr., razne geometrijske nepravilnosti na površini elektrode, naročito u slučaju efekta nastanka jakih električnih polja, koji za posledicu imaju odgovarajuću emisiju i raspodelu tog polja u plan-paralelnom procepu. U skladu sa ovom teorijom, zbirna verovatnoća električnog proboja za jačinu polja E , pri zadatom pritisku i za definisani zazor d između elektroda, može se iskazati kao:

$$P(E) = 1 - e^{-\lambda(E-E_0)^m},$$

gde su λ i m konstante, a E_0 je minimalna jačina električnog polja pri kojoj dolazi do električnog proboja, za zadate uslove. E_0 je određena, asimptotska vrednost, kojoj teži 0,5% jačine električnog polja u međuelektrodnom procepu kada dođe do uvećanja zazora između elektroda. Sa tom vrednošću, grafici na slici 27, koji prikazuje funkcionalnu zavisnost $\ln\{\ln[1-P(E)]^{-1}\}$ od $\ln(E - E_0)$ za rezultate koji odgovaraju uslovima za slučaj dva najviša pritiska, daju gotovo prave linije, kao što se očekuje od gore navedene teorije. Naznačene, pravolinijske zavisnosti ukazuju na normalnu raspodelu verovatnoće da će za određenu jačinu električnog polja doći do proboja u međuelektrodnom procepu, a za zadate početne uslove (d , p , vrsta elektroda i vrsta gasa u čijoj se atmosferi realizuje eksperiment).

4. EKSPERIMENTALNI PODACI ZA KOEFICIJENTE PRIMARNE I SEKUNDARNE JONIZACIJE

Jasno je da poznavanje velikog broja parametara za koeficijente primarne i sekundarne jonizacije omogućava proračune na osnovu kojih se može doći do potencijala V_s pri kome dolazi do pojave električnog proboja. I zaista, za bilo koji kvantitativni proraču prostornog ili jonizacionog priraštaja u vremenu, u gasovima, poznavanje koeficijenata i njihove zavisnosti od električnog polja, uključujući i visinu pritiska gasa, predstavljaju polazne parametre za dalju analizu. Značajan napor koji je učinjen u ovoj oblasti, pravo je posvećen preciznom određivanju predmetnih parametara.

4.1 Eksperimentalne metode

Načelno, izvršena su dva tipa merenja:

Prvo, koje je obuhvatilo merenja jonizacione struje u stabilnom stanju, u funkciji zazora d između elektroda, a koje se može analizirati na osnovu Townsend-ove opšte teorije električnog proboja.

Drugo, koje je obuhvatilo tzv. grupu vremenskih merenja tranzijentnog impulsa jonizacije, koja se mogu analizirati u uslovima iz jednakosti opisanih u poglavlju 3. ovog rada, a koja se bavi procesima elektronskih lavina u gasu.

Kratak opis tih metoda iznet je u nastavku ovog rada, a zatim su prezentovani i rezultati dobijeni za inertne gasove i za neke od najuobičajnijih molekularnih gasova, kao što su vazduh i SF₆.

4.1.1 Metode u stabilnom stanju

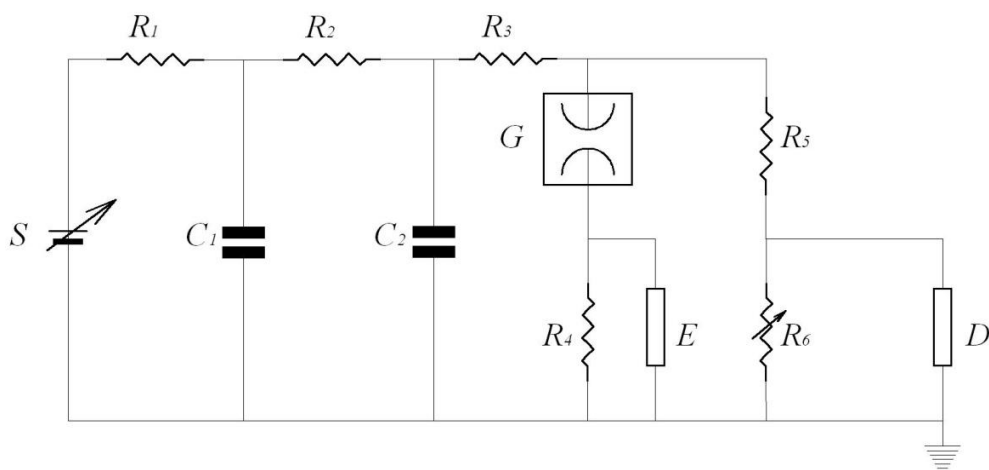
4.1.1(a) Merenje struja jonizacije

Jednu od najšire primenjivanih, i načelno, jednu od najpreciznijih metoda za određivanje koeficijenata, prvi je predstavio Townsend [9]. U ovoj metodi korišćen je spoljni izvor ultraljubičastog zračenja da bi se dobila konstantna struja sa katode, koja je pripadala paru elektroda specijalnog profila [81], tako da se generiše homogeno električno polje između njih. Rezultantna predprobojna jonizaciona struja stabilnog

stanja tada je merena u funkciji razmaka d između elektroda za odabranu, konstantnu vrednost odnosa E/n .

Prateća konfiguracija električnog kola, koje je korišćeno u ovoj mernoj metodi, prikazana je na slici 28, a tipična jonizaciona komora [19] za primenu na visokim pritiscima i visokim naponima prikazana je na slici 29.

Analize mernih nesigurnosti [82], koje su obuhvaćene u postupku određivanja koeficijenata, pokazuju da u tipičnim slučajevima, napr. za vodonik (H_2), struja jonizacije mora biti merena unutar jednog procenta bilo kog skupa vrednosti rastojanja d između elektroda, a da bi se nivo merne nesigurnosti za α iz tog izvora sveo u okvir od 1%, dok se za odnos ω/α merna nesigurnost kreće u okviru od 10%. Pošto struja jonizacije eksponencijalno zavisi od α , a α je sama za sebe u eksponencijalnoj zavisnosti od jačine električnog polja, u takvim okolnostima potrebno je obezbediti naponski izvor veoma visoke stabilnosti.



Slika 28 – Tipično strujno kolo za merenje jonizacionih struja u stabilnom stanju

S – stabilni izvor napajanja sa kontinualno izmenjivim izlazom

R_1, R_2, C_1, C_2 – stabilizaciono kolo

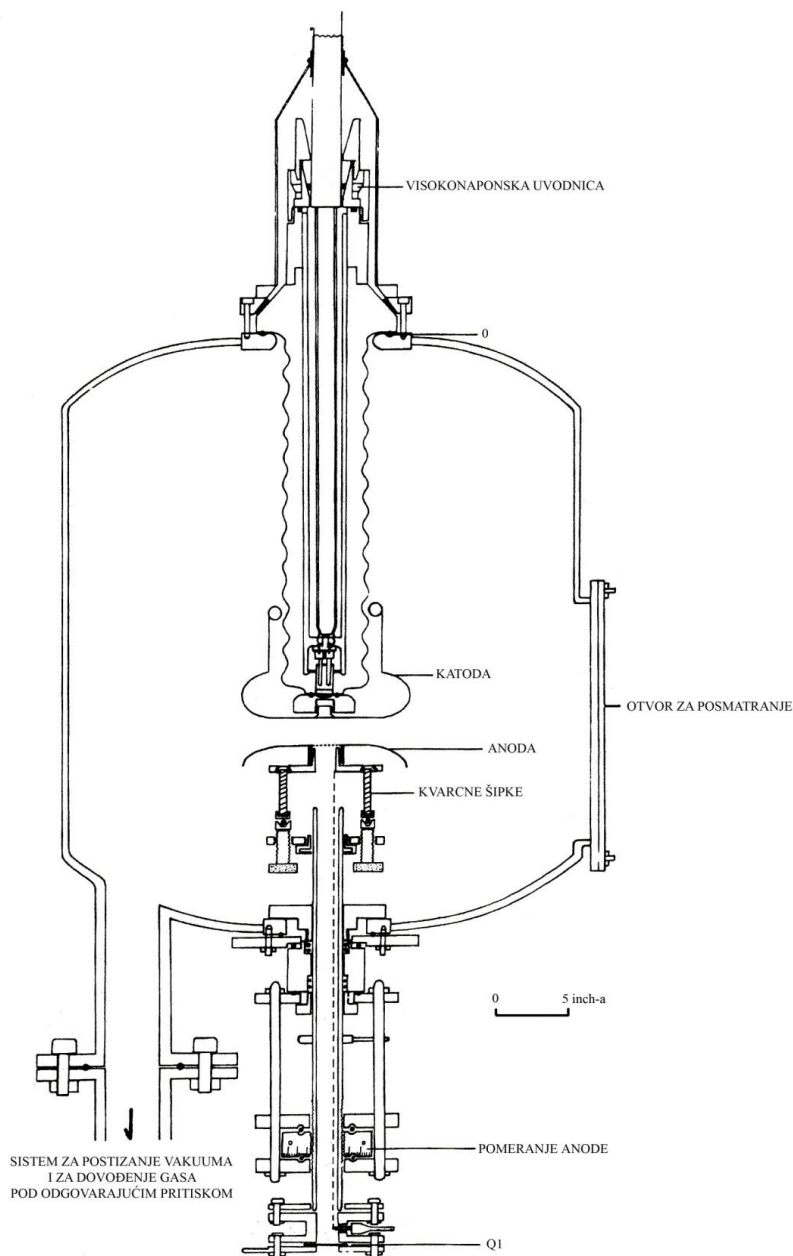
R_3 – granični otpornik

G – sistem elektroda sa zatvorenim, homogenim električnim poljem sa promenljivim zazorom između elektroda

R_4, E - viokooski otpornik i elektrometar za merenje jonizacione struje (10^{-12} do 10^{-7} A)

R_5, R_6, D – otpornički delitelj i digitalni voltmetar za merenje napona koji je doveden na elektrode

Još strožiji zahtev se postavlja prema stabilnosti naponskog izvora, za činjenicu da je zazor i forma sistema za merenje predstavljena sa dve redne impedanse na koje se dovodi napon, tako da se i najmanja naponska promena prikazuje i u tom mernom sistemu. Da bi merenja jonizacionih struja odgovaralo redu veličine u uobičajenom rasponu od 10^{-12} do 10^{-7} A, tipični zahtevi za stabilnost napona su veća od odnosa 1 : 10 000 [82].



Slika 29 – Jonizaciona komora za primenu metode stabilnog stanja prilikom određivanja jonizacionih koeficijenata, pri visokim vrednostima za nd_s
(Prema Davies, W.E.V.J. i ostali [19])

Izvor ultraljubičastog zračenja takođe mora biti stabilisan, a da bi se dobila konstantna polazna struja I_0 , sa odstupanjem koje ne sme biti veće od 1%. U praksi je utvrđeno da se eksperimentalnim putem I_0 ne može tako precizno odrediti [49, 50, 83], i četo se njena stabilnost ne može održavati na zahtevanom nivou, a za dovoljno dug vremenski period, u kome se sprovodi skup merenja sa pojačanjem jonizacione struje u gasu, za zadata vrednost E/n . Pod tim okolnostima, pogodno je meriti struju I_c [83], koja teče za neku pogodno izabranu vrednost E/n , pre i posle merenja svakog pojačanja struje u gasu.

Na taj način, postojanost struje I_0 tokom daleko kraćeg perioda od zahtevanog za sva sprovedena merenja te struje, može se proveriti dok je $I_c = I_0/c$, gde je c konstanta veća od jedinice. Tada se rezultati tumače na osnovu analize merne nesigurnosti po metodi najmanjeg kvadrata [12], pod uslovima koje diktiraju jednakosti (8), (10) ili (18), s tim da se I_0 zamenjuje sa $(c \cdot I_c)$, a c se tretira kao nepoznata konstanta. Da bi bili sigurni da je apsolutno odstupanje merne nesigurnost za veličinu α/n usled merne nesigurnosti prilikom određivanja vrednosti E/n istog reda, koja je uneta kao greška prilikom eksperimentalnog određivanja struje jonizacije, neophodno je utvrditi odnos E/n sa preciznošću većom od 0,1%. Sve ovo zahteva merenje međuelektrodnog rastojanja d , pritisak gasa p i dovedenog napona V sa odstupanjima ne većim od 1%. Navedeni zahtevi utiču na nezaobilaznu upotrebu otpornika sa nisko-temperaturnim koeficijentom visoke stabilnosti za otpornički delitelj R₅ - R₆.

4.1.1(b) Merenje fotonskog fluksa

Ukupnu struju predprobojne jonizacije u eksperimentalnim uslovima opisanim u predhodnom podnaslovu, čine elektronske i jonske komponente. Elektroni na svom putu kroz procep ne samo da vrše jonizaciju, već i pobuđuju molekule gasa. Neka se predpostavi da je svaki pobuđeni atom direktno vraćen u niže energetske stanje, sa zanemarljivim kašnjenjem i uz emisiju fotona koji direktno napuštaju gas bez upada u tzv. rezonantnu zamku. Pod takvim uslovima, broj fotona emitovanih u sekundi, u oblasti koja je ograničena sa dve rāvni paralelne sa katodom i postavljene na rastojanjima x i $(x + dx)$, može se izračunati iz sledeće jednakosti

$$d\Phi(\delta) = \epsilon i_-(x) dx, \quad (80)$$

gde je ε koeficijent eksitacije ili tzv. sekundarne jonizacije prouzrokovane kolizijom fotona u gasu. ε se definiše i kao prosečan broj eksitacija nastao usled kretanja samo jednog elektrona na jediničnom rastojanju u smeru dejstva električnog polja, a $i_-(x)$ je elektronska struja na rastojanju x od katode.

Međutim

$$i_-(x) = i_-(0)e^{\alpha x} = I_0 e^{\alpha x} / \{1 - (\omega/\alpha)(e^{\alpha x} - 1)\}, \quad (81)$$

gde je $i_-(0)$ elektronska struja na katodi, a I_0 eksterno generisana elektronska struja. Stoga je

$$d\Phi = \frac{\varepsilon I_0 e^{\alpha x}}{\{1 - (\omega/\alpha)(e^{\alpha x} - 1)\}} dx = K e^{\alpha x} dx, \quad (82)$$

gde je K konstanta.

Iz tih razloga, merenje $d\Phi$ kao funkcije od x može se iskoristiti u cilju određivanja koeficijenta primarne jonizacije. Glavna poteškoća ove metode je u određivanju veoma niskih fotonskih flukseva, koji zahtevaju primenu veoma osetljivih fotomultiplikatora. Za sada je ova metoda primenjena samo u slučaju vodonika (H_2) [84, 85] sa rezultatima koji se u dobroj meri poklapaju sa onima koji su dobijeni drugim metodam.

Pokušaj primene iste analize na sličnim merenjima svetlosnog inteziteta, koja potiče od malih struja ($< 10^{-6}$ A) samoodrživog pražnjenja u neonu (Ne) [86, 87, 88], doveli su do rezultata koji se među sobom razlikuju, ali koji su nižih vrednosti (za 16% do 30%) od onih koji su dobijeni iz merenja struje predprobojne jonizacije. Razlozi za ovu razliku nisu u celini razjašnjeni, ali najverovatnije da su rezultat narušavanja pretpostavki na kojima se zasniva jedna ili druga analiza.

Ukoliko se linearna zavisnost između broja elektrona koji pređu zadatu ravan u sekundi i izmerenog fotonskog fluksa sa te ravnici može nedvosmisleno ustanoviti, metoda foto-fluksa mogla bi biti od posebne koristi u slučajevima gde su koeficijenti sekundarne jonizacije u funkciji rastojanja, a što je po svoj prilici slučaj za helijum (He), pod određenim okolnostima [89]. Korist od ove metode je u činjenici da je izraz (jednakost (82)), u uslovima gde su analizirani dobijeni rezultati za koeficijent α ostali neizmenjeni, a koji su dobijeni po metodi fotonskog fluksa, kada je koeficijent sekundarne jonizacije u funkciji od d . Sa druge strane, odgovarajuća jednačina koja je bi

bila pogodna za analizu predprobojnih jonizacionih struja [90, 91, 92], postaje daleko komplikovanija, te stoga i teža za korišćenje.

4.1.2 Impulsne metode

Podaci o koeficijentu α koji se dobijaju iz impulsnih merenja, iznova se mogu dobiti bilo merenjem impulsne struje, bilo iz foto emisije.

4.1.2(a) Merenje struja elektronskih lavina

Za najopštije primenjenu metodu određivanja koeficijenta primarne jonizacije α , koja se zasniva na merenju tranzientne struje, koristi se impulsni ultraljubičasti izvor, a da bi se generisao elektronski impuls u veoma kratkom vremenskom intervalu [\sim nsec] na katodi, koja pripada paru elektroda profilisanih tako da se između njih formira homogeno električno polje.

U tu svrhu koristi se isto strujno kolo kao što je već prikazano na slici 28, namenjeno merenjima u stabilnom stanju, s tom razlikom što velika otpornost R_4 i elektrometar E moraju biti zamenjeni sa nešto nižom otpornošću R_s , čija je vrednost određena zahtevanom vremenskom konstatom, preko kojoga se vezuje širokopolasni pojačavač i brzi osciloskop, sve u cilju merenja tranzijentnog napona $V(t)$, koji se tom prilikom generiše.

U cilju dobijanje izraza za napon $V(t)$, u kome bi figurisao jonizacioni koeficijent, neophodno je uzeti u obziri i kondukcionu struju $I(t)$, opisanu izrazima u kojima figuriše koeficijent primarne jonizacije α , pod posebnim uslovima, i struju pomeraja $C_g(dV_g/dt)$, gde je C_g kapacite procepa, a dV_g/dt stepen promene napona na tom procepu.

Na osnovu navedenog važi sledeća jednačina

$$V(t) = R_s I(t) + R_s C_g \frac{dV_g}{dt} \quad (83)$$

čije rešenje ima sledeći oblik [93]:

$$V(t) = \frac{I}{C_g} e^{-t/R_s C_g} \left\{ \int_0^t I(t) e^{t/R_s C_g} dt + C_g V_g(0) \right\}. \quad (84)$$

Za $0 < t < t_+$, elektronska lavina raste do naponskog impulsa oblika

$$V(t) = \frac{I}{C_g} e^{-t/R_s C_g} \int_0^t (I_-(t) + I_+(t)) e^{t/R_s C_g} dt. \quad (85)$$

Korišćenjem jednačina (35) i (6) za $I_-(t)$ i $I_+(t)$, zanemarujući veličinu $\alpha W'$ i uz zadržavanje vrednosti za αW_- , jednakost (85) data za inicijalni elektron dobija sledeći oblik

$$V(t) = \frac{I}{C_g} \left(\frac{I}{t_-} + \frac{I}{t_+} \right) \frac{I}{\alpha W_- + I/(R_s C_g)} \left(e^{\alpha W_- t} - e^{-t/R_s C_g} \right). \quad (86)$$

Zanemarujući vrednost za $e^{-t/R_s C_g}$ i usvajajući prisustvo člana $e^{\alpha d}$, sa uvedenom zamenom

$$\rho = R_s C_g \alpha W_+, \quad (87)$$

dobija se

$$V(t_-) = \frac{e}{C_g} \frac{\rho}{\alpha d} e^{\alpha d} \frac{1 + (W_+/W_-)}{\rho + (W_+/W_-)}, \quad (88)$$

i za $\rho = 1$

$$V(t_-) = \frac{e}{C_g} \frac{\rho}{\alpha d} e^{\alpha d} \quad (89)$$

se zapravo ima dobra aproksimacija za opseg $0,1 < \rho < \infty$. Iz tih razloga, impuls raste eksponencijalno, sa vremenskom konstantom $1/\alpha W_-$ za elektronsko tranzitno vreme t_- ($\sim 10^{-7}$ s) do vrednosti $V(t_-)$.

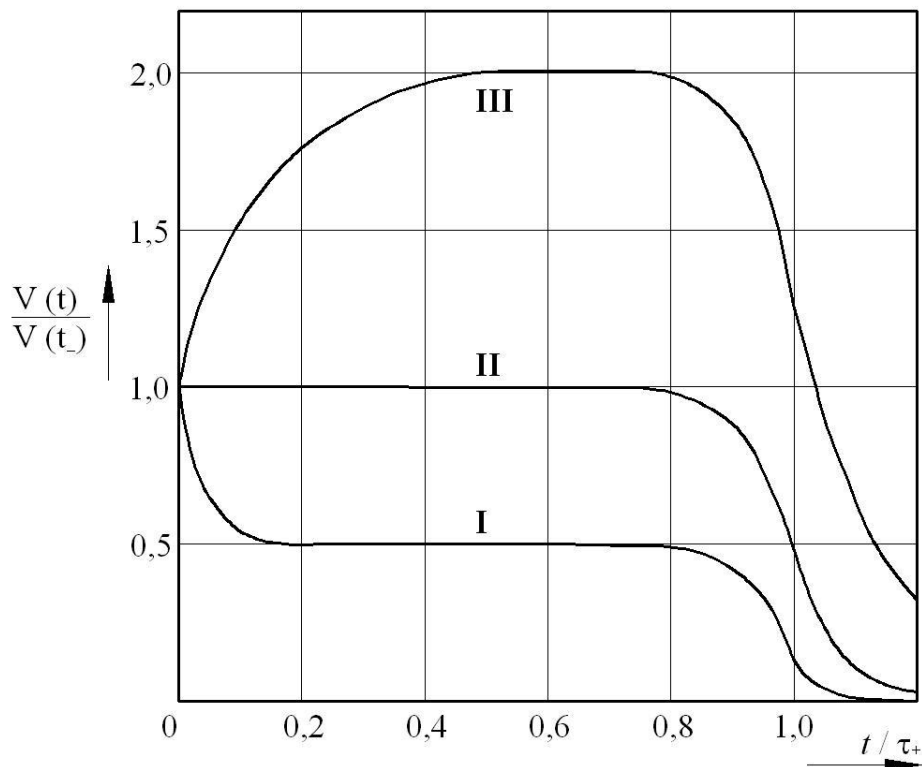
Elektroni potom nestaju na anodi i joni putuju ka kaktodi, te je taj strujni impuls posledica jonskog pomeranja, i može se utvrditi da je $V(0) = V(t_-)$, a izraz za pozitivnu jonsku struju $I_+(t)$ dat je kroz jednakost (38), i u jednačini (85) postaje:

$$V(t) = \frac{I}{C_g} e^{-t/R_s C_g} \left\{ \frac{e}{t_+} \int_0^t (e^{\alpha d} - e^{\alpha W_+ t}) e^{t/R_s C_g} dt + C_g V(t_-) \right\}$$

$$= V(t_-) \left[\rho + (1 - \rho) \exp(-(\alpha d / \rho) / t_+) - \frac{e}{C_g \alpha d} \frac{1}{1 + I / \rho} \right] \left[\exp(\alpha d t / t_+) - \exp(-(\alpha d / \rho) / t_+) \right]$$

$$\text{za } 0 \leq t \leq t_+ \quad (90)$$

Iz tih razloga, oblik posmatranog naponskog impulsa zavisi od vremenske konstante električnog kola u kome se sprovodi merenje, a neki tipični oblici tog napona dati su na slici 30, u funkciji različitih vrednosti za ρ . Posebno zanimljiv slučaj je za uslov $R_s C_g = (\alpha W_+) - 1$, tj. Za $\rho = 1$, jer ukoliko je tada $e^{\alpha d} \gg 1$, napon ostaje praktično konstantan i uzima vrednost $V(t)$, sve dok drugi uslov u jednačini (90) ne postane značajan, kad napon opadne na vrednost od $V(t)/2$ za vreme t_+ . Za $t > t_+$, svi joni su nestali na katodi i naponski impuls slabi eksponencijalno, do nule, sa vremenskom konstantom mernog električnog kola $R_s C_g$, a što je opet prikazano na slici 30.



Slika 30 – Izračunati naponski impuls na otporniku R_s , koji je redno vezan sa rascepom kapacitivnosti C_g , a koji se javlja kao rezultat prolaza jona ka katodi (jonska struje), koji su nastali u lavini

Kriva I za $\rho = 1/2$; Kriva II za $\rho = 1$; Kriva III za $\rho = 2$

(Prema Osmokrović, P. i ostali [93])

Ovo tzv. "ravnotežno" stanje za $\rho = 1$ može se postići eksperimentalno, variranjem vrednosti za R , sve dok se dobija impuls sa platoom. Ovo je omogućeno metodom koja služi za određivanja koeficijenta α , zbog toga što, kad se jednom postigne vrednost za $R = R_s$, merenje t_+ kao vremena u kome napon opadne na polovinu, tj. kada je $V(t) = V(t_+)/2$.

)2, daje brzinu drifta pozitivnih jona W_+ , a koja se može kroz zamenu ubaciti u predhodno naveden uslove za dobijanje koeficijenta α . Koeficijenta α isto tako se može dobiti iz merenja integrisane elektronske komponente struje, gde vremenska konstanta rasta te struje ima vrednost $(\alpha W)^{-1}$, a izmereno vreme t pruža informaciju o brzini drifta elektrona W . Da bi bila realizovana ova merenja struje, neophodno je smanjiti šum na minimum iz svih izvora, a sve to za posledicu ima nižu granicu koja definiše veličinu lavine na koju se predmetno merenje odnosi, i koju u praksi čini 10^5 elektrona.

Umesto korišćenja impulsnog ultraljubičastog zraka, koji je uzrok pojave lavine, moguće je proučavati rezultate elektronskih lavina koje potiču od jednog, inicijalnog elektrona, upotrebom veoma slabih, kontinualnih iluminacija katode. Svaki oslobođeni elektron dovodi do porasta impulsa, a intervali između emisije tih elektrona su dovoljno dugi da ne dođe do preklapanja impulsa, čiji su oni pokretači. U tom slučaju, bilo oblik impulsa jednostruke lavine ili statistika velikog broja takvih lavina, mogu se koristiti prilikom određivanja koeficijenta α . U potonjim slučajevima, raspodela impulsnih pikova je određena, i jednačina (71) se koristi za dobijanje N kao broja elektrona u lavini, a time i za α .

Tabela 3 – rezultati za α/n dobijeni su na osnovu statističkih merenja u jednostrukim lvinama i imaju oblik $\alpha/n = A \exp(-B/(E/n))$, gde su vrednosti za A i B date u tabeli.

(Prema Osmokrović, P. i ostali. [94])

| Gas | A x 10 ⁻¹⁶ | B x 10 ⁻¹⁶ | Opseg za (E/n) x 10 ⁻¹⁶ [V cm ²] |
|---|-----------------------|-----------------------|--|
| Metan (CH ₄) | 21,2 | 582,1 | 121 - 242 |
| Ugljen dioksid (CO ₂) | 14,4 | 553,0 | 133 - 212 |
| Metil alkohol (CH ₃ OH) | 20,5 | 525,7 | 145 - 206 |
| Dietil etar (C ₂ H ₅ OC ₂ H ₅) | 74,2 | 1178 | 218 - 351 |
| Aceton (CO(CN ₃) ₂) | 43,3 | 1093 | 224 - 333 |
| Metilal (CH ₂ (OCH ₃) ₂) | 89,9 | 1093 | 182 - 273 |
| Cikloheksan (C ₆ H ₁₂) | 79,9 | 1212 | 270 - 327 |

Iako su veličine impulsa veća od 10^5 nosilaca, a što obično zahteva dobijanje merljivog signala, detalji signala lavine uglavno se mogu lako i brzo proučiti za gasove

sa relativno niskim vrednostima za $\gamma \ll 10^{-5}$, drugim rečima $\gamma e^{\alpha d}$ postaje jednako jedinici, i u gasu dolazi do proboja za vrednost αd koje su manje od onih za koje je moguće eksperimentalno praćenje procesa. Ugljovodonične pare imaju veoma male vrednosti za γ , i skup rezultata za α dobijenih za tu grupu gasova korišćenjem statističke metode [94], prikazani su u tabeli 3.

4.1.2(b) *Merenja fotonskog fluksa iz lavina*

Pod istim pretpostavkama, kao i u predhodnom podnaslovu, broj fotona $d\Phi(t)$ emitovanih iz elektronske lavine u vremenskom interval od t do t_+ može se opisati sledećom relacijom:

$$d\Phi(t) = \varepsilon N(t) W dt. \quad (91)$$

Ukoliko je fotonskom fluksu omogućeno da "padne" na fotomultiplikator, tada će struja fotomultiplikatora odgovarati sledećoj relaciji

$$I_p = K d\Phi(t) / dt, \quad (92)$$

gde je K konstanta koja uzima u obzir pun ugao naspram izvora na fotomultiplikatoru i karakteristike samog uređaja. U lavini diferencijalnog obima

$$dN(t) = \alpha N(t) W dt \quad (93)$$

jednakost (92) postaje

$$I_p = K \left(\frac{\varepsilon}{\alpha} \right) \frac{dN(t)}{dt}. \quad (94)$$

Fotomultiplikator može se postaviti iza polupropusne oblasti anode, duž ose lavine ili u položaju da primi u celini radijaciju koja je emitovana pod pravim uglom u odnosu na tok lavine, i na njegov položaj jedino utiče konstanta K . Izlazna struja na fotomultiplikatoru prolazi kroz redni otpornik R_s , i napon koji se na njemu javlja pojačava se i meri na osciloskopu. Ukoliko ulazni kapacitet kroz R_s odgovara veličini C , tada posmatrani naponski impuls zavisi od vremenske konstante $R_s C$, te će predmetni naponski impuls imati vrednost:

$$V(t) = R_s I_p(t) \quad \text{ukoliko je } R_s C \ll (\alpha W)^{-1} \quad (95)$$

ili
$$V(t) = \frac{1}{C} \int_0^t I_p(t) dt \quad \text{ukoliko je } R_s C \gg (\alpha W)^{-1}. \quad (96)$$

Pošto odnos koeficijenta sekundarne jonizacije (ε), izazvane sudarom fotona sa molekulima gasa i koeficijenta primarne jonizacije (α), odnosno (ε/α) zavisi od prirode i pritiska gasa i od veličine odnosa E/n [95, 68, 96], a egzistira u jednačini (94), tada osetljivost metode merenja uticaja fotonskog fluksa u elektronskoj lavini zavisi i od ovih parametara. Pod pritiskom od nekoliko stotina Torr (npr. 300 Torr = 0.39473 at = 399,966mbar i sl.), veličina (ε/α) može da varira od $\varepsilon/\alpha \sim 10^{-3}$ i manje [95, 68], kad je reč o ugljovodoničnim parama, pa sve do $\varepsilon/\alpha \sim 5$ za azot (N_2). Sa tipičnim vrednostima konstante K , osetljivost u predhodnom slučaju je slična sa osetljivošću električne metode, te iz tih razloga u kasnijim razmatranjima ona je i značajno veća.

4.2 Eksperimentalni rezultati

Svaki gas karakteriše veličina koeficijenta primarne jonizacije, koji zavisi od n i E/n . U najvećem broju slučajeva važi korelacija $\alpha/n = f(E/n)$, te je najpogodniji put sistematskog prikaza podataka koeficijenta primarne jonizacije u obliku grafikona navedene korelacije, tj. ($\alpha/n, E/n$) za svaki gas.

Sa druge strane, koeficijent sekundarne jonizacije ω/α načelno ne zavisi samo od gasa već i od prirode i stanja u kome se nalazi površina katode. Ova činjenica još više otežava dobijanje sistematskih podataka za ω/α , a posebno ukoliko je stanje površi katode nedovoljno poznato i kad ju je teško detaljnije opisati. U skladu sa tim, samo neki od tipičnih primera dati su u podnaslovu 4.2.2, a tiču se eksperimentalnih rezultata za koeficijente sekundarne jonizacije.

4.2.1 Koeficijenti primarne jonizacije

Svrha ovog razmatranja je da ukaže na tip merenja koji je izvršen i da naznači relativne veličine za α , za različite gasove. Za inertne gasove, najprisutnije molekularne gasove (H_2, N_2, O_2, CO, NO_2 i CO_2) i vazduh, izvršena su merenja i dobijeni podaci o elektronskim rojevima u njima [97], u kojima je postojeći, raspoloživ podatak iz ranijih merenja za α , revidiran. Isto tako, dobijeni su i detaljni grafici i tabelarno uređene brojčane vrednosti, uključujući i potpunu prateću bibliografiju. Grafikoni koji su ovde

prikazani su ručno crtani, sa srednjim linijama koje su izvučene na osnovu snimljenih rezultata merenja. Zbog aktuelnog interesovanja za SF₆ kao izloatora u praktičnim sistemima, dati su i dodatni podaci za taj gas.

Donekle su se različiti problemi pojavili prilikom određivanja α za jednoatomske gasove, za molekularne gasove koji nisu elektronegativni i za elektronegativne gasove, te je pogodno sve te rezultate grupisati u okviru posebnih naslova ovog rada.

4.2.1(a) Jednoatomski gasovi.

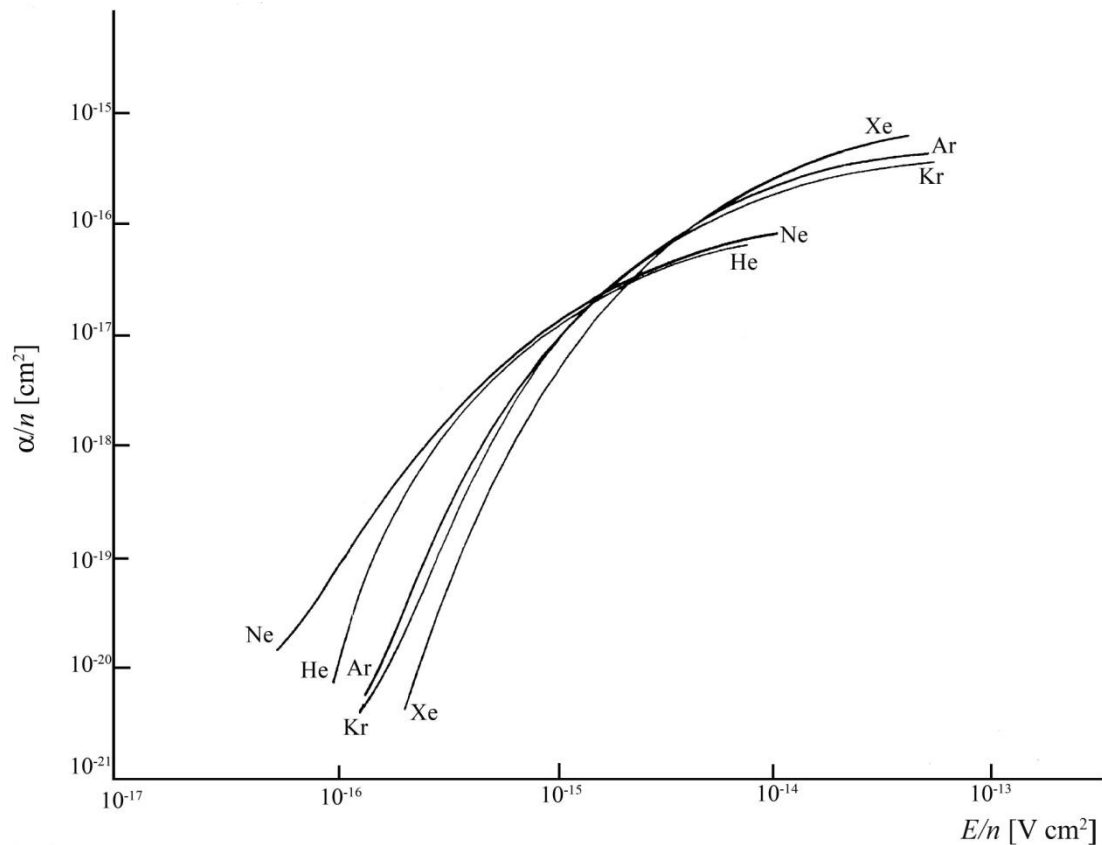
Za jednoatomske gasove je karakteristična relativno visoka vrednost koeficijenta ω/α . To znači da je kriterijum za pojavu električni proboj zadovoljen pri veoma malim vrednostima pojačanja lavine e^{ad} , tako da predprobojna lavina nije dovoljno velika da bi se proučavala putem obične impulsne metode. Stoga, najveći broj raspoloživih podataka za α u inertnim gasovima dobija se metodom merenja struje stabilnog stanja gasa.

Jedini procesi koji se tada pojavljuju su primarna i sekundarna jonizacija. Iz tih razloga, pogodna jednakost za potrebe analize ovih rezultata odgovaraja izrazu za struju

jonizacije $I = \frac{I_0 e^{ad}}{1 - (\omega/\alpha)(e^{ad} - 1)}$, koji se u ovom radu vodi pod jednakošću (18).

Jednakost se može koristiti bez pojednostavljivanja, jer rezultat koji ukazuje na relativno visoku vrednost za ω/α , kao drugi izraz u imeniocu razlomka čak ukazuje i na niske vrednosti za d . Takođe, neophodna je opreznost, jer je kroz navedenu jednakost predpostavljeno da je koeficijent sekundarne jonizacije nezavistan od d , a dobro je poznato [90, 89, 91, 92] da je to samo aproksimacija, kada je prisutan proces kao što je emisija elektrona sa katode, usled dejstva nestabilnih atoma.

U eksperimentalnom smislu, glavni problem je dobijanje gasa odgovarajuće čistote, a da bi se izbegla jonizacija usled sudara druge vrste između visoko postavljenih pobuđenih stanja u inertnom gasu sa atomima nečistoća, a naročito za slučaj Penning-ove jonizacije. U eksperimentima u stabilnom stanju, ovaj proces se ne može odvojiti od primarne jonizacije, za slučaj kada se pojavi u blizini nastalih pobuđenih atoma. Impulsna tehnika [98] u kojoj se dolazeći strujni impuls meri na ekranizovanoj anodi, iskorišćen je da bi se razdvoile komponente koje su posledica ova dva procesa.



Slika 31 – Grafikon zavisnosti $\alpha/n = f(E/n)$ za inertne gasove

Uprkos teškoćama koje su u vezi sa eksperimentalnim uslovima i u vezi sa analizom rezultata merenja, grafikoni na slici 31 su prikaz dobro utvrđenih eksperimentalnih rezultata, koji su potvrđeni u svim slučajevima, osim za kseon (Xe), kad je reč o poslednje dve grupe nezavisnih posmatranja. Najveće kolebanje rezultata u svim slučajevima zapaženo je na nižem vrednostima za E/n , što je takođe pokazano na slici 31. Koeficijent sekundarne jonizacije je daleko manji u molekularnim nego u inertnim gasovima. Iz tog razloga, u mnogim slučajevima, postoji značajna oblast stabilnog stanja na krivoj $(\ln I, d)$ koja je linearna uz dobru aproksimaciju, zbog toga što je drugi član imenioca u izrazu (18) zanemarljiv za male vrednosti d . U tim okolnostima, do α se može doći analizom rezulta u uslovima pojednostavljenja jednakosti koja postaje

$$I = I_0 e^{\alpha d}. \quad (97)$$

4.2.1(b) Molekularni gasovi koji nisu elektronegativni

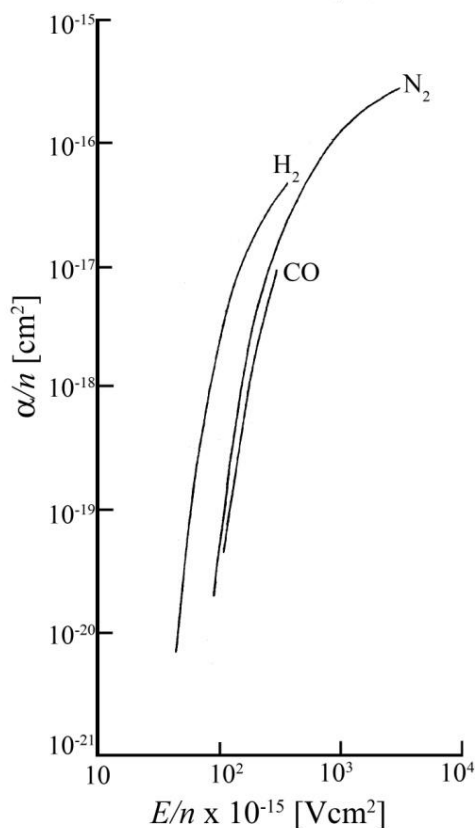
Ipak, neophodan je oprez, a da bi se bilo sigurno da je ovakvo pojednostavljenje opravdano za bilo koji slučaja, jer u suprotnom može dovesti do značajnog rasta merne nesigurnosti tokom određivanja jonizacione struje [99]

Drugo pitanje, na koje treba obratiti naročitu pažnju, tiče se najviših vrednosti za E/n u molekularnim gasovima, za koje se može utvrditi energetska raspodela elektrona u stabilnom stanju, a time i koncept za α , koji postaje značajan. Istraživanja koja su sprovedena za vodonik (H_2) [24], gde je posebna pažnja obraćena na efekte merne nesigurnosti koja potiče od upotrebjenih mernih instrumenata, ali i dijapazona eksperimentalnih parametara za koje je ustanovljeno stabilno stanje, pokazali su da se značajna vrednost odnosa α/n jedino može dobiti za vrednosti E/n koje se kreću do $7 \cdot 10^{15} \text{ V cm}^2$. Na većim vrednostima za E/n , koje idu do $14 \cdot 10^{15} \text{ V cm}^2$, analize podataka kvazi stabilnog stanja daju veličine koje su приметно zavisne od preciznosti merenja. Iznad vrednosti $E/n \sim 14 \cdot 10^{15} \text{ V cm}^2$, nema više stabilnog stanja i α postaje beznačajno.

Relativno niska vrednost za ω/α ukazuje na činjenicu da se α za molekularne gasove može odrediti na zadovoljavajući način kako impulsnom metodom, tako i iz metode stabilnog stanja. Kombinovani prikaz veličina dat je na slici 32 za vodonik (H_2) i azot (N_2), koji su u skladu sa podacima dobijenim iz velikog broja merenja što impulsnom, što metodom stabilnog stanja. I podaci za ugljen-monoksid (CO) su sadržani u ovom grafikonu, jer iako negativni joni mogu biti formirani u procesu disociativnog zahvata, kao što je to pokazano u reakciji



ovaj proces zahteva elektrone sa energijama koje su veće od 10eV i beznačajan je pod uslovima u kojima postoje elektronski rojevi. Ovo je potvrđeno i kroz oblik predprobajnih struja u stabilnom stanju, koji ukazuju na zahvate elektrona, koji nisu od nekog značaja i daju vrednost za α/n kao što je to prikazano na slici 32.



Slika 32 – Grafikon zavisnosti $\alpha/n = f(E/n)$ za vodonik (H_2), azot (N_2) i ugljen-monoksid (CO)

Načelno, pitanje nečistoća nije u toj meri značajno kad je reč o molekularnim gasovima, a što jeste slučaj kod ineritnih gasova. Međutim, za niske vrednosti $E/n < 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ V cm}^2$ u azotu (N_2), veličina α/n je veoma zavisna od nečistoća u gasu. Istraživanja [25, 100] su pokazala, da je posmatrani eksponencijalni prostorni priraštaj u azotu (N_2) visoke čistoće, rezultat i primarne i sekundarne jonizacije, koje su posledica dejstava nestabilnih molekula azota na katodu, što je dalje uzrok izbivanja elektrona koji započinju naveden procese u gasu. (Radovi vremenski zavisnog priraštaja jonizacije u azotu takođe prikazuju metastabilne sekundarne procese i ukazuju na njihovu važnost u ukupnom procesu jonizacije [101]). Analiza prostornog priraštaja naelektrisanja, za rezultat koji se tiče samo procesa primarne jonizacije, daje pogrešne, visoke vrednosti za α/n . Merenja u gasu, koji raspolaže samo malom količinom nečistoća, i u kome su nestabilnosti poništene, daje eksponencijalni rast kao posledicu samo primarne jonizacije, te se analizom dobijaju isključivo vrednosti za α karakteristike u azotu (N_2). To je potvrđeno i kroz poklapanje vrednosti za α koje su dobijene iz impulsnih merenja, a na koja nisu uticali procesi sekundarne jonizacije.

4.2.1(c) *Elektronegativni gasovi*

Teško je očekivati, osim u posebnim okolnostima [102], da se dobiju tačne vrednosti za koeficijente koji predstavljaju pojedinačnu jonizaciju i proces zahvata elektrona u elektronegativnom gasu, zbog složenosti jednačina, a koje su neizbežne u postupku analize merenja struje predprobojne jonizacije. Čak i za najjednostavniji slučaj jonizacije, koja uključuje samo proces zahvata elektrona, analiza putem jednakosti (12):

$$I = I_0 \frac{\frac{\alpha}{\lambda_1} e^{\lambda_1 d} - \frac{\eta^*}{\lambda_1}}{1 - \frac{\omega}{\lambda_1} (e^{\lambda_1 d} - 1)}$$

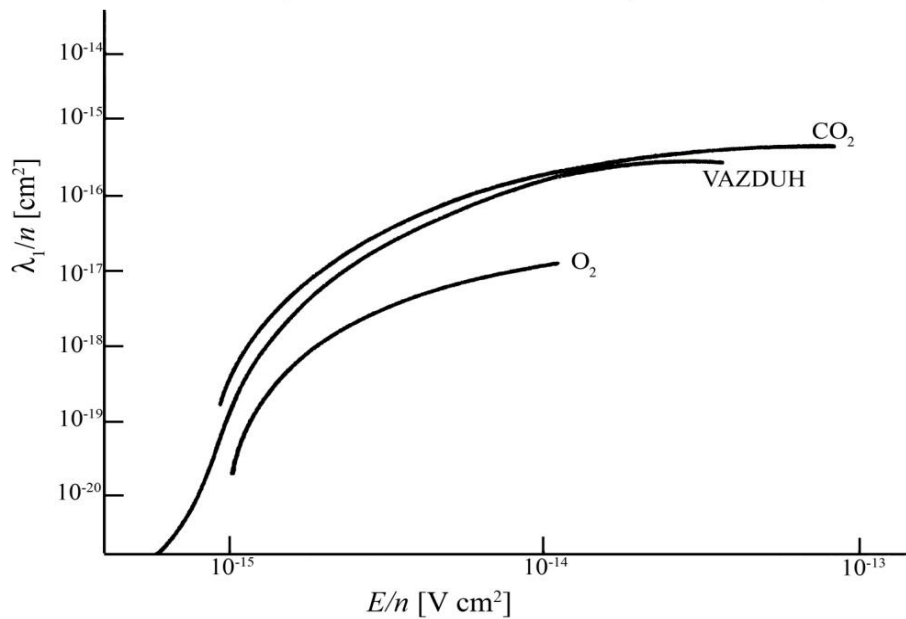
ukazuje na postojanje, u suštini, širokog opsega ($\sim 100\%$)

numeričkih vrednosti za koeficijente α i η (koeficijenti primarne jonizacije i efekta zahvata elektrona u procesu sekundarne jonizacije, respektivno), koji se veoma dobro poklapaju sa eksperimentalnim podacima prilikom merenja jonizacione struje, i da se tokom tih merenja merna nesigurnost kreće oko 1 – 2%.

Međutim, na svu sreću, posmatrano iz ugla predviđanja proboja u gasu, a na osnovu merenja predprobojne struje jonizacije, ne zahteva se poznavanje koeficijenata pojedinačnih procesa koji prate tu struju. Taj rast nastaje zbog toga što su ti koeficijenti za uobičajeni razmak između elektroda d takvi:

- (i) da se u svim izrazima u broiocu u jednakostima (8), (10) i (12) mogu zanemariti, osim u prvom članu i
- (ii) da se drugi izraz u imeniocu se može zanemariti zbog relativno male vrednosti koeficijenta sekundarne jonizacije u molekularnom gasu.

Van naznačenog međuelektrodnog rastojanja d , grafikon zavisnosti ($\ln I, d$) pri $E/n = const.$ je linearan, sa nagibom koji odgovara koeficijentu λ_1 . Za slične uslove, elektronska lavina ima rast koji odgovara vremenskoj konstanti $\lambda_1 W$. Stoga se o λ_1 može razmišljati kao o efektivnom koeficijentu jonizacije, koji se može odrediti merenjem bilo u stabilnom stanju, bilo u impulsnom režimu. Šta više, ovaj koeficijent, za razliku od individualnog procesa jonizacije, obično se može odrediti sa odstupanjima manjim od 1%, ukoliko je dovoljno precizno izmerena struja za zadovoljavajuće d .



Slika 33 – Grafikon zavisnosti $\lambda_1/n = f(E/n)$ za kiseonik (O_2), ugljen-dioksid (CO_2) i vazduh

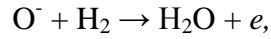
Za veće vrednosti α , gde drugi izraz u imeniocu postaje značajan, $\lambda_1 d$ i $\lambda_2 d$ su relativno veliki i suprotnog su znaka, te jednakačina koja opisuje struju dobija oblik

$$I = I_0 \frac{e^{\lambda_1 d}}{I - \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right) e^{\lambda_1 d}}, \quad (99)$$

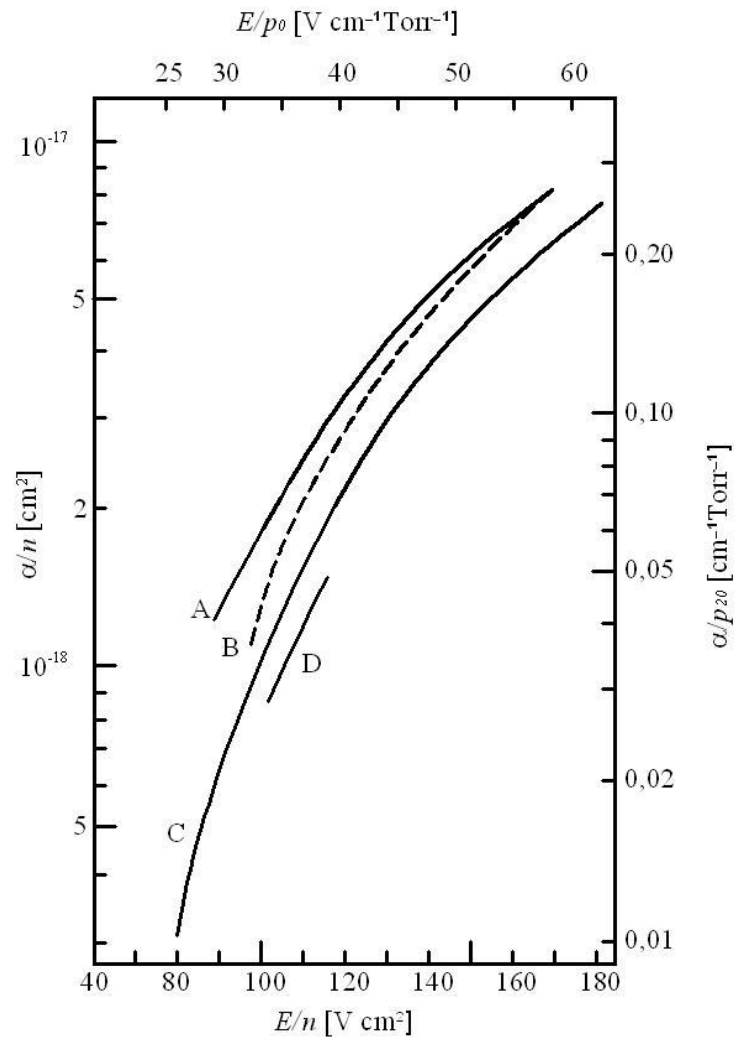
gde je λ_0 koeficijent koji se može izraziti u funkciji λ_1 i koeficijenata drugih procesa, koji su uključeni u konkretan slučaj. Koeficijent (ω/λ_0) se može smatrati efektivnim koeficijentom sekundarne jonizacije i moguće ga je odrediti iz predprobojne jonizacione struje stabilnog stanja. Poznavanje λ_1/n i (ω/λ_0) je svrsishodno u slučaju predikcije probojnog napona V_s . Vrednosti za λ_1/n su date na slici 33 za kiseonik (O_2), ugljen-dioksid (CO_2) i vazduh.

Postoji samo jedan obiman skup podataka [103, 104] za vrednosti preko $E/n = 200 \cdot 10^{-17} \text{ Vcm}^2$ za kiseonik (O_2); za $E/n < 200 \cdot 10^{-17} \text{ Vcm}^2$ postoji načelno slaganje između brojnih istraživanja i u stabilnom stanju, i pri korišćenju impulsne metode, ali je prisutno veće rasipanje na nižim vrednostima za E/n ($\sim 130 \cdot 10^{-17} \text{ Vcm}^2$). To rasipanje je najverovatnije u vezi sa samim tokom eksperimenta [41], jer je u toj oblasti λ_1/n u funkciji od n , kao što je slučaj i za odnos E/n , verovatno usled uticaja nekog trećeg činioca u procesu zahvata elektrona i/ili konverzije jona.

U konkretnom slučaju, za kiseonik (O₂) isto tako je moguće [102] dobiti precizne vrednosti za α/n kao i λ_1/n , izvođenjem eksperimenata sa malim primesama vodonika (H₂) u kiseoniku (O₂). U toj smesi negativni joni se poništavaju u brznoj reakciji disocijativnog zahvata



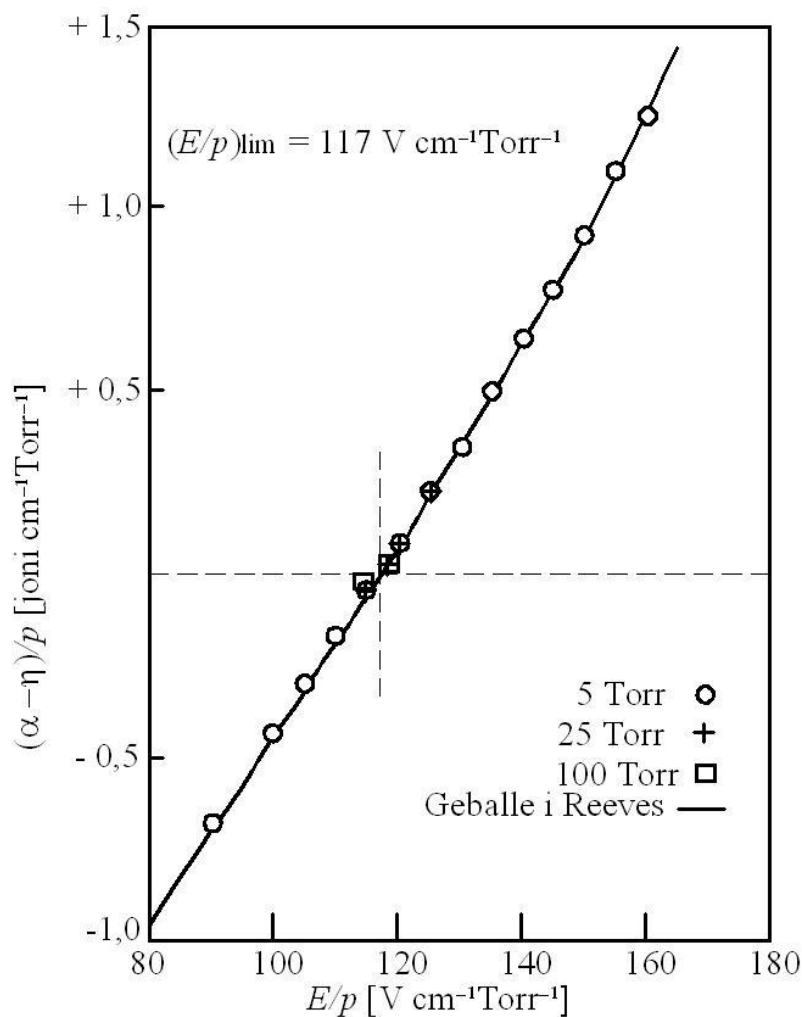
te se ta smesa gasova ponaša kao gas u kome nema elektronskog zahvata, sa vrednošću za α koja odgovara onoj u O₂. Dobijene vrednosti prikazane su na slici 34



Slika 34 – Stvarni primarni jonizacioni koeficijent α/n za kiseonik (O₂). Kriva C je dobijena na osnovu merenja u smesi kiseonika (O₂) i vodonika (H₂).

Krive A, B i D su dobijene na osnovu merenja u kiseoniku (O₂)

(Prema Price, D.A. i ostali [102] [108, 44, 43])



Slika 35 – Jonizacioni koeficijent kao funkcija od E/p_{20} u SF_6

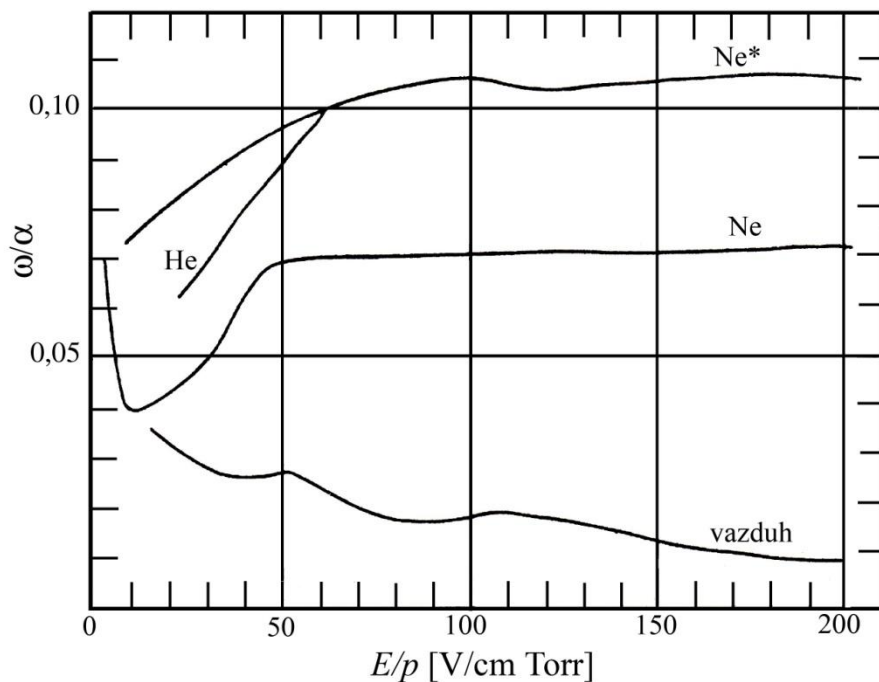
(Prema Bhalla, M.S. i ostali [38])

Kriva za ugljen-dioksid (CO_2) na slici 33 je dobar prikaz rezultata dobijenih iz brojnih merenja i u stabilnom stanju, i pri korišćenju impulsne metode; oni pokazuju da u tom gasu ne postoji zavisnost λ_1/n od n . Situacija za slučaj CO_2 i O_2 je daleko jasnija nego što je to slučaj za vazduh. Kriva za vazduh predstavlja rezultat brojnih merenja u stabilnom stanju (slika 33), iako potonja merenja [105] ukazuju na nesklad sa brojnim rezultataima iz ranijeg perioda [49, 50, 83, 20, 106, 107]. Drugim rečima, zahvat elektrona u vazduhu ne utiče na porast predprobojne struje. Ukoliko se i pojavi proces zahvata elektrona u vazduhu, on je po svom obimu značajno manji od istog procesa koji se očekuje u atmosferi O_2 , što najverovatnije ukazuje na mehanizam naglog otpuštanja elektrona iz molekula ovog gasa.

Sagledavanjem ove problematike vezane za SF₆, koja je od praktičnog značaja zbog izolacionih svojstava ovog gasa, zbog čega se i koristi u visokonaponskoj elektrotehničkoj opremi, sprovedeno je nekoliko merenja i dobijeni su iznenađujući linearni rezultati za λ_1/n . Na slici 35 pokazan je skup podataka [38] dobijenih na osnovu merenja jonizacione struje u stabilnom stanju. Ti podaci su se slagali sa drugim grupama merenjima istog tipa [109, 18], a primetna zavisnost λ_1/n od n pri $E/p_0 = 118\text{V cm}^{-1}\text{ Torr}^{-1}$ bila je prezentovana u okviru istraživanja Dutton-a, Harris-a i Jones-a [36], ali ne i u sličnom eksperimentu Boyd-a i Crichton-a [109].

4.2.2 Koeficijenti sekundarne jonizacije

Nekoliko tipičnih vrednosti za koeficijente sekundarne jonizacije u jednoatomskim gasovima, vazduhu i ugljovodoničnim parama dati su na slikama 36, 37 i 38.



Slika 36 – Grafikon zavisnosti $\omega/\alpha = f(E/p)$ za inertne gasove.

(Prema Llewellyn Jones, F. [110])

Opšte pozicije prikazane kroz ove rezultate mogu se definisati kao:

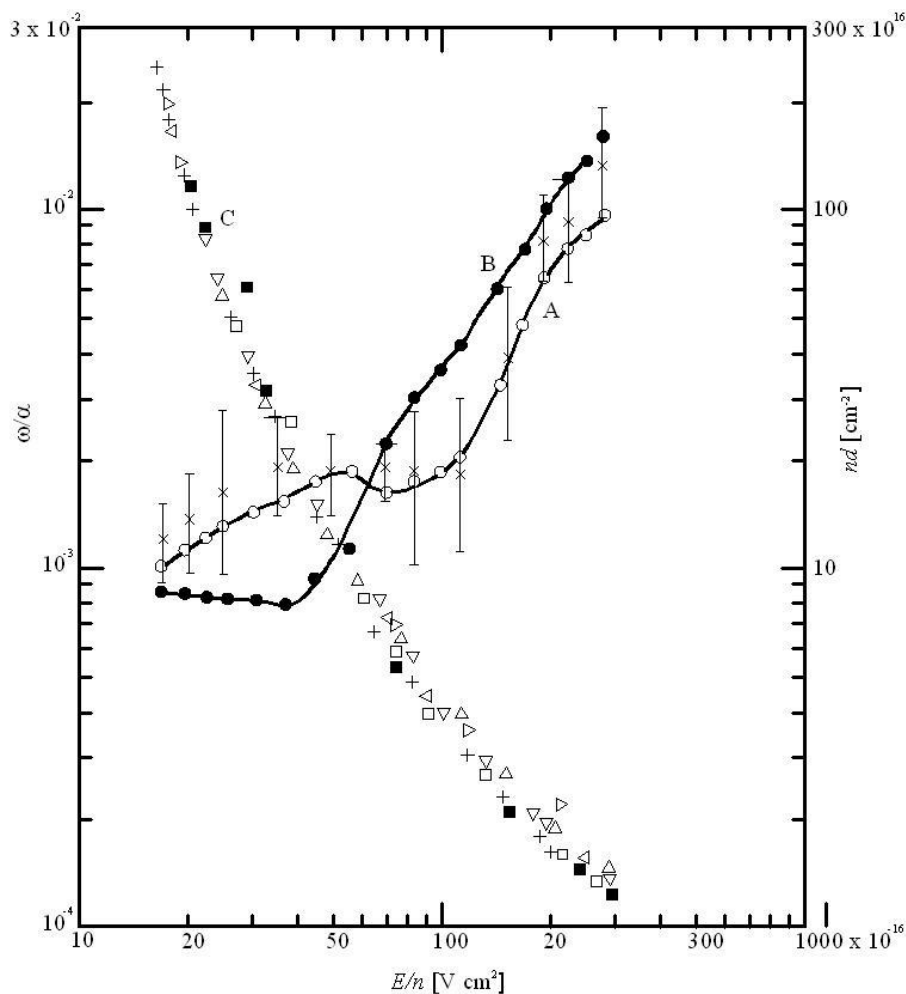
- (i) ω/α zavisnost od prirode katode, naročito za relativno visoke vrednosti E/n i
- (ii) da je odnos ω/α manji u molekularnim nego u jednoatomskim gasovima, ali je i još niži za ugljovodonične gasove.

Za veći odnos E/n , ω/α je funkcija koja raste sa E/n , obično na račun porasta energije jona koji su uključeni u proces emisije elektrona sa katode. Sa druge strane, pri niskim vrednostima za E/n , ponekad je prisutan upadljiv rast ω/α sa opadanjem E/n (pogledati sliku 13). To obično ukazuje na važnost procesa u kome je došlo do elektronske emisije usled upada fotona na katodu, kao i da je srednja energija elektrona određena relativno u odnosu na energije eksitacije i jonizacije atoma/molekula gasa, tako da ε/α raste sa opadanjem E/n .

5. PRIRAŠTAJ JONIZACIJE U JEDINICI VREMENA PRI DOVEDENIM IMPULSNIM NAPONIMA ($V > V_s$)

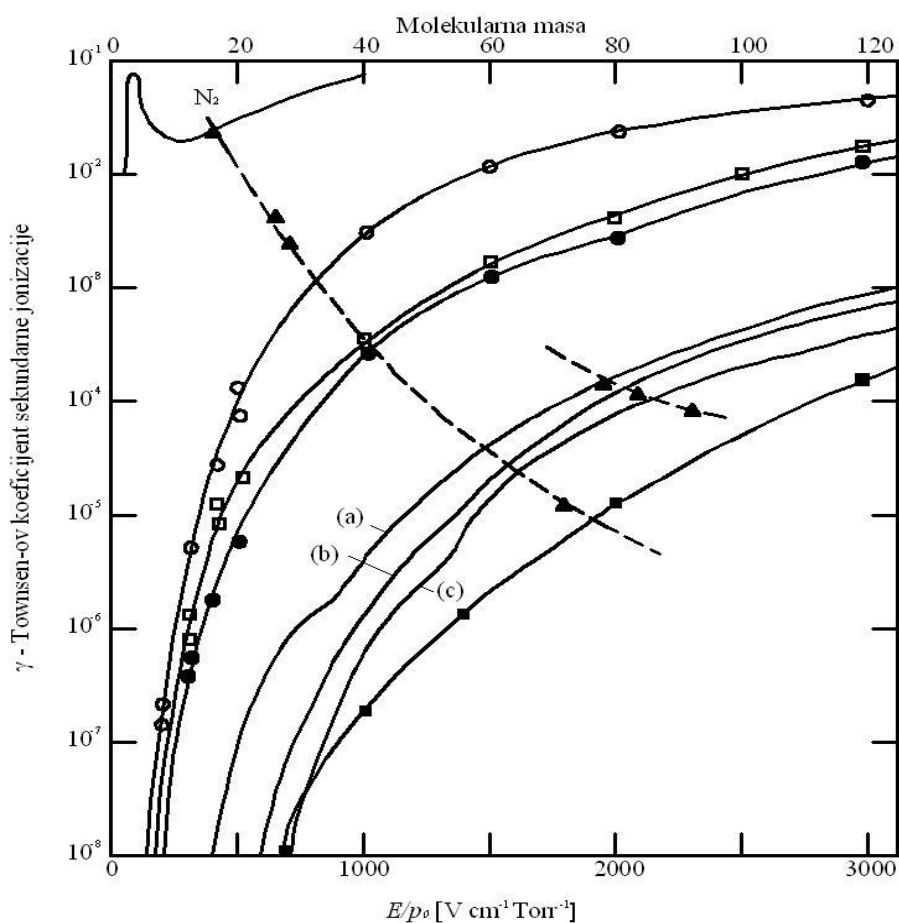
U predhodnom razmatranju na nivou ovog rada, pitanje određivanja koeficijenata kojima se opisuju osnovni kolizioni procesi, podrazumevalo je utvrđivanje mehanizama za određivanje kriterijuma pri jednosmernom, statičkom DC probou u homogenim električnim poljima. U okviru tih razmatranja bilo je reči i o podacima koji se mogu dobiti na osnovu merenja prostornog i vremenski zavisnog priraštaja predprobajne jonizacije. Sada je neophodno obratiti pažnju na drugo pitanje, i tiče se načina na koji se jonizaciona struja razvija i postiže dobro poznati oblik stabilnog pražnjenja, pod uslovom: $V > V_s$.

Razvojem brzih oscilografskih tehnika kasnih 20.-tih godina 20.-tog veka, i ubrzo potom, ustanovljena je potreba merenja vremenskih intervala koji su objektivno veoma kratki i odgovaraju redu veličina od nekoliko μ sec i manje. Na to je ukazivalo kratko vreme koje protekne između dovedenog naponskog impulsa $V > V_s$ i pada napona, a što je upućivalo na okončanje električnog probaja. To vreme se obično naziva i vreme kašnjenja električnog probaja i ono se sastoji od dva dela: *statističkog kašnjenja*, koje odgovara vremenu koje je potrebno da se pojavi inicijalni elektron na odgovarajućem mestu u gasu, odnosno u procepu, i *formativno kašnjenje*, koje odgovara vremenu potrebnom da inicijalni elektron ili elektroni narastu do broja koji je dovoljan da dovede do pada napona usled pojve prateće elektronske struje. U ovom radu pažnja je pre svega usredsređena na *formativno vreme* i *stepen priraštaja jonizacione struje*, koja je determinisana u okviru naznačenih vremenskih intervala.



Slika 37 – Grafikon zavisnosti $\omega/\alpha = f(E/n)$ za vazduh i pozlaćenu katodu pre pojave varničnog pražnjenja (kriva A) i nakon toga (kriva B). Vertikalne crte ukazuju na opseg vrednosti koje su dobijene iz $\log(I, n)$ grafika. Grafik, koji predstavlja funkcionalnu zavisnost $nd = f(E/n)$, uključen je u prikaz vrednosti za n , koja korespondira sa svakom veličinom za E/n (kriva C); simbolima $\triangle, \nabla, \triangleleft, \triangleright$ su obeleženi razmaci u zazoru od 4, 6, 12 i 18 mm pre pojave varničnog proboja; simbolima $\square, \blacksquare, +$ su obeležene tačke nakon varničnog proboja
(Prema Osmokrović, P. i ostali [111])

Lako se može videti da procesi sekundarne jonizacije, koji se odigravaju za dati slučaj, utiču na priraštaj ukupne jonizacije. Na primer, ukoliko je γ -proces dominantan mehanizam sekundarne jonizacije za $(\omega/\alpha)(e^{ad} - 1) > 1$, porast iznad osnovne, početne struje zavisi će od vremena regeneracije, koje se kreće oko 10^{-5} sec. Ukoliko je proces fotoelektronske emisije elektrona sa katode (tzv. δ -proces) dominantan kao proces sekundarne jonizacije, vreme regeneracije će biti oko 10^{-7} sec, te će tada i stepen priraštaja jonizacije biti srazmerno veći, a vreme kašnjenja kraće.



Slika 38 – Townsend-ov koeficijent sekundarne jonizacije kao funkcija od E/p u metanu - \circ , u etilenu - \bullet ; u acetilenu - \square ; u azotu - (—); u izopentanu - \blacksquare ; u benzenu - (a); u cikloheksanu - (b) i u toulenu - (c). Takođe, na grafiku je prikazana i kriva ($-\blacktriangle-\blacktriangle-\blacktriangle-$), a što predstavlja vrednosti za γ pri $E/p = 2000$, kao funkcije molekularne mase.

(Prema Heylen, A.E.D. [112])(Prema Valeriu - Petresku [113])

Šta više, jasno je da je krajnja posledica u procesu pritaštaja jonizacije bljesak ili električni luk kao vidljiva manifestacija električnog pražnjenja u gasu, u kome prostorno naelektrisanje igra veoma važnu ulogu [21]. Isto tako mora postojati neko stanje u toku jonizacionog rasta za koje električno polje, koje je posledica prostornog naelektrisanja, postane značajno, iako u ranom stadijumu jonizacionog rasta to naelektrisanje preovlađuje, u na početku, nedeformisanom, homogenom polju.

Zbog tog ranog učinka u jonizacionom priraštaju, moguće je razviti analitičke izraze za struju jonizacije u funkciji vremena, u izrazima za koeficijente koji karakterišu integralne procese jonizacije, a što je pokazano u sledećem odeljku ovog rada.

5.1 Vremenski priraštaj jonizacije za $V > V_s$ kada je prostorno naelektrisanje zanemarljivo

Da bi se, pod ovim okolnostima, dobio izraz za struju jonizacije kao vremenski zavisne funkcije, neophodno je postaviti odgovarajuće kontinualne jednačine i rešiti ih uz odgovarajuće početne i granične uslove. Načelno, i kontinualne jednačine, i granični uslovi određeni su na osnovu pretpostavki u vezi odpočinjanja sudara, tj. kolizionih procesa u gasu.

5.1.1 Primarna jonizacija i emisija sekundarnog elektrona sa katode usled interakcije pozitivnih jona i nezakasnelih fotona

Kontinualne jednačine za zadati slučaj imaju sledeći oblik:

$$\frac{I}{W_-} \frac{\partial I_-(x,t)}{\partial t} = \alpha \partial I_-(x,t) - \frac{\partial I_-(x,t)}{\partial x} \quad (100)$$

i

$$\frac{I}{W_+} \frac{\partial I_+(x,t)}{\partial t} = \alpha \partial I_-(x,t) - \frac{\partial I_+(x,t)}{\partial x}. \quad (101)$$

Sledeći aproksimativna rešenja ovih jednačina, uz usvajanje pretpostavke da je na početku prisutan γ tip sekundarne jonizacije [114], a zatim i kombinacija γ i δ procesa [115, 116], do egzaktnog rešenja za veličinu struje jonizacije, koja je zapravo rezultat oba mehanizma sekundarne jonizacije, došao je Davidson [63], i to rešenje je priloženo u nastavku ovog izlaganja.

Polazeći od kontinualne jednačine koja opisuje predmetni proces, zajedno sa graničnim uslovima, ima sledeći oblik:

$$I_+(d,t) = 0. \quad (102)$$

Iz nje se direktno dobijaju sledeće jednakosti:

$$I_-(x,t) = e^{\alpha x} I_-\left(0, t - \frac{x}{W_-}\right) \quad (103)$$

i

$$I_+(x,t) = \int_x^d \alpha I_-\left(0, t - \frac{x'}{W'} + \frac{x}{W_+}\right) e^{\alpha x'} dx' \quad (104)$$

gde je

$$(1/W') = (1/W_-) + (1/W_+). \quad (105)$$

Na osnovu navedenih izraza, ukoliko se može izračunati $I(0,t)$, moguće je odmah doći i do kompletnog rešenja za $I_+(x,t)$ i $I_-(x,t)$.

Granični uslov na katodi, za slučaj koji se razmatra ima matematički oblik:

$$I_-(0,t) = I_0 + \gamma I_+(0,t) + \delta \int_0^d I_-(x,t) e^{-\mu x} dx, \quad (106)$$

gde je μ koeficijent apsorpcije fotona koji je obuhvaćen procesom jonizacije.

U cilju olakšanja navedenog postupka, Davidson je razmatrao rešenja za $I_-(x,t)$ i $I_+(x,t)$ kroz dva odvojena slučaja, i to:

- (i) vrednost koju bi ove struje imale ukoliko je ne postoji početna raspodela naelektrisanja
- (ii) vrednost koju bi ove struje imale ukoliko izostane konstantni strujni generator sa strujom I_0 .

Rezultantna struja iz bilo kog eksperimenta načelno će biti suma ove dve komponente. Pošto će o tim eksperimentima kasnije biti više reči, normalno je meriti vreme kašnjenja ili priraštaj struje u trenutku sa konstantnom vrednošću I_0 , te će iz tih razloga najveće interesovanje biti usmereno ka prvom delu izraza za $I_-(0,t)$. Rezultati koji se tiču drugog dela izraza za struju jonizacije dati su, bez dokazivanja i izvođenja, u originalnim Davidson-ovim radovima [64]. Sa duge strane, nešto kasnije je publikovano veoma korisno razmatranje [77], u kome je dato detaljno izvođenje ovih rezultata, ali i teoretska analiza brojnih drugih vremenski zavisnih priraštaja pod različitim okolnostima.

5.1.1(a) Egzaktno rešenje jednačine za struju jonizacije, bez početne raspodele naelektrisanja.

Detalji rešenja, do kojih je prvi došao Davidson [63] i koje odgovara metodi koju je primenio [117, 77], tim redom su izneti u ovom izlaganju, uključujući i skup još potpunijih rešenja koja je prezentovao Davies [118].

U odsustvu početnog prostornog naelektrisanja, važi sledeća jednakost:

$$I_-(0,t) = I_+(0,t) = 0 \quad \text{za} \quad t \leq 0. \quad (107)$$

Primenom Laplasovih transformacija u jednačinama (100) i (101), dobija se:

$$\frac{p}{W_-} \bar{I}_-(x) = \alpha \bar{I}_-(x) - \frac{\partial \bar{I}_-(x)}{\partial x} \quad (108)$$

$$\frac{p}{W_+} \bar{I}_+(x) = \alpha \bar{I}_-(x) - \frac{\partial \bar{I}_+(x)}{\partial x}. \quad (109)$$

Rešenje ovih jednačina sa izloženom transformacijom za granične uslove, ima oblik

$$\bar{I}_-(x) = Ae^{\psi x} \quad (110)$$

$$\bar{I}_+(x) = \frac{A\alpha}{\Phi} e^{\psi x} + Be^{px/W_+}, \quad (111)$$

gde su $\Phi = \alpha - (p/W')$ i $\psi = \alpha - \mu - (p/W_-)$, a A i B konstante koje imaju oblik:

$$A = \frac{I_0}{p[1 - (\alpha\gamma/\Phi)(e^{\Phi d} - 1) + (\delta/\psi)(e^{\psi d} - 1)]} = \frac{I_0}{pf(p)} \quad (112)$$

$$B = \alpha Ae^{\Phi d} / \Phi. \quad (113)$$

Na osnovu svega izvedenog važi jednakost: $\bar{I}_-(x) = Ae^{\psi x} / pf(p)$ (114)

kao i
$$\bar{I}_+(x) = \frac{\alpha I_0 e^{px/W_+}}{pf(p)} \left(\frac{e^{\Phi d} - e^{\psi x}}{\Phi} \right). \quad (115)$$

Opšta teorema, po inverziji Lapalsove transformacije za $F(p)$ ima oblik:

$$F(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\beta - i\infty}^{\beta + i\infty} \bar{F}(p) e^{pt} dp, \quad (116)$$

gde se β bira tako da niz L uzima vrednosti od $\beta - i\infty$ do $\beta + i\infty$ i leži sa leve strane u odnosu na polove funkcije $\bar{F}(p)$ u kompleksnoj ravni. Po Cauchy-jevoj teoremi rezidijuma (teorema ostatka), ovaj linijski integral je jednak konturnom integralu duž luka C beskonačno male kružnice, čiji cetar leži sa desne strane od niza L .

Primenom inverzne teoreme za jednačine (114) i (115) dobija se:

$$I_-(x,t) = \frac{1}{2\pi i} \int_C \frac{I_0 e^{(\psi x + px)}}{pf(p)} dp \quad (117)$$

$$i \quad I_+(x,t) = \frac{1}{2\pi i} \int_C \frac{\alpha I_0}{pf(p)} \frac{e^{\Phi d} - e^{\Phi x}}{\Phi} e^{[pt + (px/W_+)]} dp. \quad (118)$$

Obezbeđujući uslov $|\overline{F}(p)| < CR^{-k}$,

(gde je $p = Re^{i\theta}$, $-\pi \leq \theta \leq \pi$, $R > R_0$ i $k > 0$; R_0 , a C i k su konstante) zadovoljeno je da, konturni integral duž luka C beskonačno male kružnice, čiji cetar leži sa desne strane od L , je jednak nuli i da kontura ρ može težiti beskonačno maloj kružnici.

Integrali jednačina (117) i (118) zadovoljavaju navedene uslove za svako pozitivno vreme, te se primenom Cauchy-jeve teoreme reziduiuma dobijaju sledeće jednakosti:

$$I_-(x,t) = I_0 \left[\left(e^{\alpha x} / p \right) + \sum_i Q \right] \quad (119)$$

$$i \quad I_+(x,t) = I_0 \left\{ \left[\left(e^{\alpha d} - e^{\alpha x} \right) / p \right] + \sum_i RQ \right\}, \quad (120)$$

gde je $Q = (\lambda D)^{-1} \exp \{ [\alpha - (\lambda/W)_-]x + \lambda t \}$,

budući da je λ koren jednačine $f(p) = 0$, tada su

$$R = \alpha (e^{\Phi(d-x)} - 1) / \Phi$$

$$D = \left\{ \frac{\partial f(d)}{\partial p} \right\}_\lambda = (\gamma \alpha / \Phi^2 W') [1 - (1 - \Phi d) e^{\Phi d}] + (\delta / \psi^2 W_-) [1 - (1 - \psi d) e^{\psi d}]$$

rešenja koja zadovoljavaju gore postavljene jednačine, uključujući definisane uslove.

Različiti oblici egzaktnih rešenja, koja je prezentovao Davidson [63, 64] takođe će biti razmatarna u ovom radu.

Interesantno je napomenuti, da ukoliko se konstantna polazna struja I_0 zameni elektronskom erupcijom u trenutku $t = 0$, kao što je i učinjeno u nekim eksperimentima, izraz za struju se može izračunati diferenciranjem jednačina (117) i (118), uz uvažavanje vremena i zamenom I_0 sa N_0 . Reč je o rešenju koje odgovara jediničnom impulsu do koga je došao Auer [117], i koje je iz navedenih razloga samo specijalni slučaj Davidson-ovog daleko opštijeg rešenja za struju jonizacije.

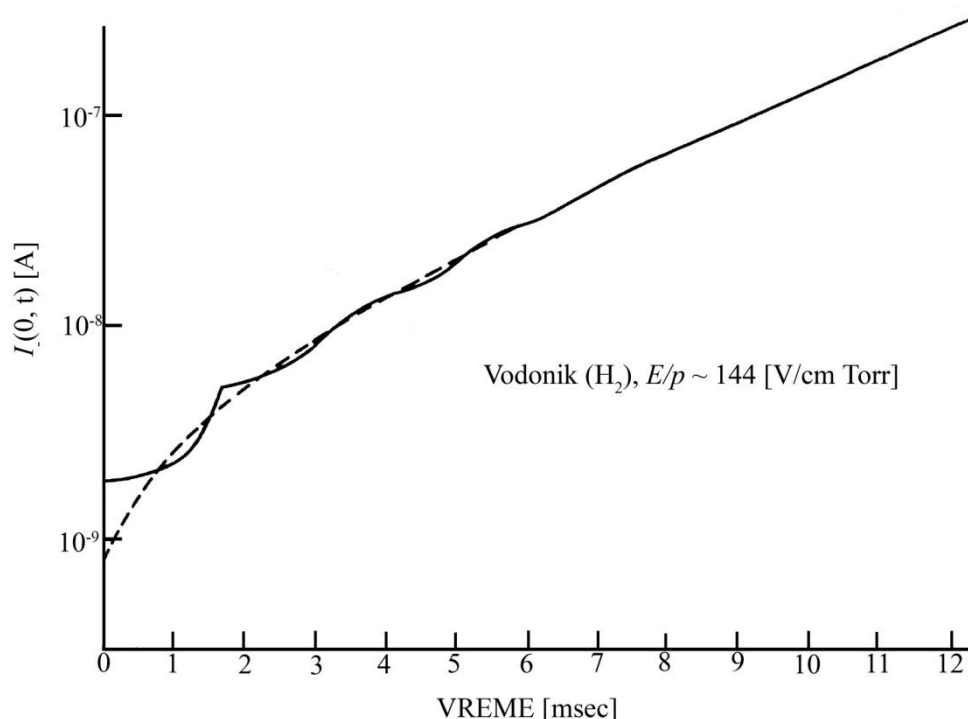
5.1.1(b) Davidson-ovo aproksimativno rešenje jednačine za struju jonizacije, bez početne raspodele naelektrisanja.

Setimo se da se $I(x,t)$ i $I_+(x,t)$ mogu lako dobiti ukoliko je poznata vrednost $I_-(0,t)$ (pogledati jednakosti (103) i (104)), egzaktno rešenje može imati sledeći oblik:

$$I_-(0,t) = A + \sum_{\lambda} B e^{\lambda t} \quad (121)$$

budući da je zbir svih korenova jednačine

$$f(p) = 0. \quad (122)$$



Slika 39 – Poređenje Davidson-ovih ekzaktnih (—) i aproksimativnih (---) rešenja za strujni priraštaj u vodoniku (H_2) na $p = 1,6$ Torr ($\alpha = 2,845 \text{ cm}^{-1}$; $\omega/\alpha = 0,124$; $\delta/\alpha = 0,087$) (Prema Davies A.J. [118])

Davidson je pokazao da jednačina (122) ima jedno realno λ_0 i beskonačan broj kompleksnih rešenja. Realni delovi tih kompleksnih rešenja su međutim manji od λ_0 , te su zrazi koji sadrže kompleksne nule relativno male vrednosti, i može se reći "prigušeni" u odnosu na izraze sa realnim korenima. Iz tih razloga, dobijanjem vrednosti za B koja odgovara veličini

$$B_0 = I_0 / \lambda_0 (\partial f / \partial p)_{\lambda_0},$$

a što je koeficijent eksponencijalne zavisnosti u egzaktnom rešenju, jednačina

$$I_-(0,t) = A + Be^{\lambda_0 t} \quad (123)$$

postaje izuzetno dobra aproksimacija za egzaktno rešenje kad je reč o dugim vremenskim periodima.

U celom opsegu za $t > 0$, kriva daje egzaktno rešenje praveći oscilaciju složene forme oko krive koja se dobija iz aproksimativnog rešenja, što se može videti i na slici 39 za određen slučaj.

5.1.2 Drugi sekundarni jonizacioni procesi na katodi, zahvat i gubljenje elektrona

Davidson je potom pokazao [75], da na osnovu izraza konturnog integrala iz jednačine (117), elektronska struja $I_-(0,t)$, ima oblik

$$I_-(0,t) = \frac{I}{2\pi i} \int_C \frac{I_0 e^{px}}{pf(p)} dp \quad (124)$$

i načelno važi za sve katodne procese sekundarne jonizacije, osim za one koji zavise od difuzije. Iz tog zazloga, izraz (121) se može zapisati i na sledeći način

$$\frac{I_-(0,t)}{I_0} = \frac{I}{f(0)} + \sum \frac{e_{\lambda t}}{\lambda(\partial f / \partial \lambda)} \quad (125)$$

i načelno važi, iako je izraz $f(\lambda)$ različit za svaki pojedinačni slučaj, a budući da je izražen u funkciji koeficijenata koji su uključeni u proces generisanja struje jonizacije.

5.1.2(a) Radiaciono kašnjenje. Ukoliko se elektroni emituju sa katode usled radiacionog kašnjenja (npr. kao posledica sudara usled kojih je došlo do radiacije, i kao posledica nestabilnih stanja u gasu), pored procesa koji su već razmatrani u predhodnim naslovima, jednačina za $f(p)$ se modifikuje u obrazac sledećeg tipa [75]:

$$f(p) = I - \frac{\alpha \gamma (e^{\Phi d} - I)}{\Phi} - \left[\frac{\delta}{\psi} + \frac{\delta}{(1 + p\tau_1)\psi} \right] [e^{\psi d} - I], \quad (126)$$

gde je τ_1 vreme života pobuđenog stanja.

5.1.2(b) Zahvat i gubljenje elektrona. Ukoliko su, osim procesa koji su razmatrani u podnaslovu 5.1.1, prisutni i procesi zahvata elektrona koje opisuje koeficijent η , i proces gubljenja (ili otpuštanja) elektrona koje opisuje učestanost ν , izraz za $f(p)$ postaje

$$f(p) = 1 - \int_0^d [\alpha \gamma e^{-px/W_+} + \delta] G(x, p) dx \quad (127)$$

gde je

$$G(x, p) = \frac{I}{B_1 - B_2} \left\{ \left(B_1 + \frac{p+v}{W'} \right) e^{B_1 x} - \left(B_2 + \frac{p+v}{W'} \right) e^{B_2 x} \right\} \quad (128)$$

a gde su B_1 i B_2 koreni jednačine

$$B^2 \pm \left(\mu + \frac{v}{W_{-ve}} + p \frac{W_{-ve} - W_-}{W_- W_{-ve}} - \alpha \right) B + \frac{\eta p}{W_{-ve}} + \left(\frac{p}{W_{-ve}} - \alpha \right) \frac{p+v}{W_{-ve}} = 0. \quad (129)$$

5.1.2(c) Emisija elektrona sa katode usled nestabilnosti

U ovom slučaju nenaelektrisani atomi/molekuli gasa kreću se ka katodi usled difuzije, pa kontinualne jednačine kojima se opisuje nestabilnost sadrže izraz $\partial n_m(x, t)/\partial t$, a granični uslovi su komplikovani usled parcijalne destrukcije koja je prisutna zbog nestabilnosti u gasu. I ovaj slučaj se može rešiti upotrebom Laplasove transformacije [90], koja daje rešenje sledećeg oblika

$$I_-(0, t) = AI_0 + I_0 \sum \frac{2f\lambda(\lambda^2 - \psi^2)(1 - e^{2\lambda d})e^{D\lambda^2 v^2 t}}{(\lambda^2 - \psi^2)(\partial\theta/\partial z)_\lambda} \quad (130)$$

gde je

$$A = 1 - \left(\frac{\gamma}{\alpha^2 - v^2} \right) \left(\frac{e^{\alpha d} - \cosh(vd) - \alpha(\sinh(vd))/v}{(\sinh(vd))/v} \right)^{-1}$$

$$\psi = \alpha - D(z^2 - v^2)/W_-$$

$$\theta = \xi + 2\gamma z e^{(\psi-z)d} - (2\gamma_1 z + \xi) e^{-2zd}$$

$$\xi = (z+v)[(z-\psi)f - \gamma]$$

$$F = 1$$

$$z^2 = (p/D) + (I/D\tau_m).$$

Sumarizacija se proširuje za sve vrednosti λ (z) (izuzev 0 i ψ), koje zadovoljavaju uslov $\theta(z) = 0$, i koje leže na pozitivnoj realnoj ili pozitivnoj imaginarnoj osi, ili su

ograničene njihovim kvadratom. Izraz za F predstavlja faktor koji je jednak jedinici na polovima osa, a u slučaju dva pola nalazi se unutar kvadrata.

Ukoliko su prisutni γ i δ procesi sekundarne jonizacije, a kao posledica nestabilnosti atoma/molekula gasa, jedini efekat koji kvantitativno modifikuje vrednost za F je

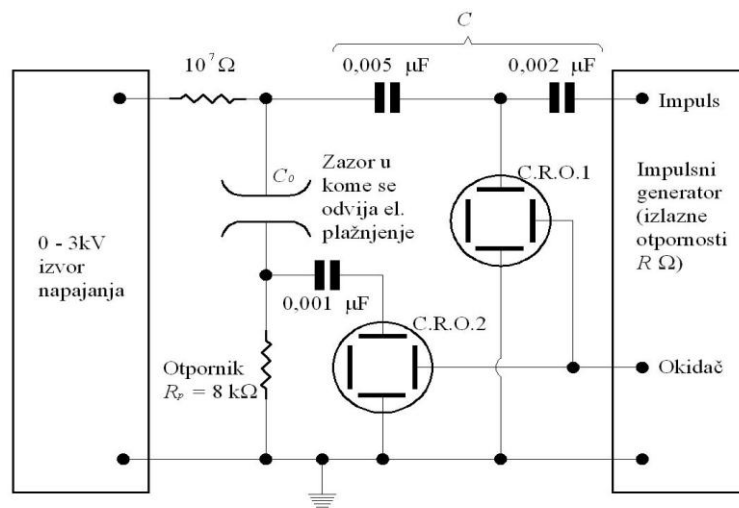
$$F = 1 - \frac{\alpha\gamma}{\Phi} (e^{\Phi d} - 1) - \frac{\delta}{\psi} (e^{\psi d} - 1), \quad (131)$$

gde je

$$\Phi = \alpha - D(z^2 - v^2)/W$$

5.1.3 Eksperimentalni rezultati

Teorije koje su razmatrane u podnaslovima 5.1.1 i 5.1.2 korisne su prilikom analize podataka za dva različita tipa eksperimenta: misli se na one koji se tiču vremena formativnog kašnjenja tokom proboja i vremena u kome dolazi do porasta struje, i oba vremenska intervala se određuju merenjem. Oba eksperimenta dovode do informacije o prirodi sekundarne jonizacije koja je aktuelna za zadate uslove u gasu. Tipično električno kolo [119] koje je korišćeno tokom ovih merenja, prikazano je na slici 40. U ovom slučaju pravougaoni talasni impulsi superiorno se nameću na doveden stabilni napon između elektroda (procepa). Mereno je vreme, od trenutka dovođenja napona do njegovog kolapsa, uz stabilnu struju I_0 . U tu svrhu korišćen je C.R.O.1 sklop, a rast struje je meren putem sklopa C.R.O.2, kao što je i prikazano na slici 40.



Slika 40 – Električno kolo za merenje vremena formativnog kašnjenja i vremenskog priraštaja struje jonizacije za $V > V_s$

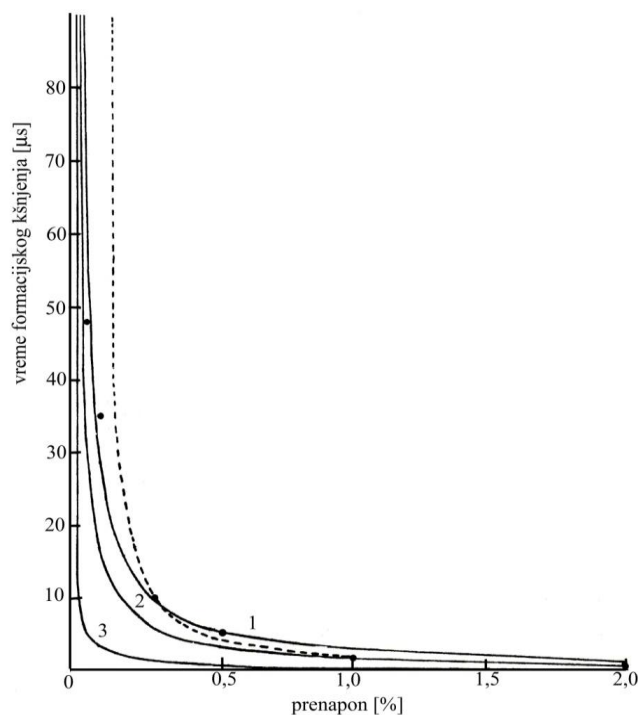
(Prema Morgan, C.G.i ostali [119])

Neki tipični rezultati merenja vremena formativnog kašnjenja T_f u funkciji prenapona [118, 121, 122], iskazanog u procentima $T_f = 100(V - V_s)/V_s$, za različite uslove, prikazani su na slikama 41, 42 i 43.

5.1.3(a) Merenje vremena formativnog kašnjenjem

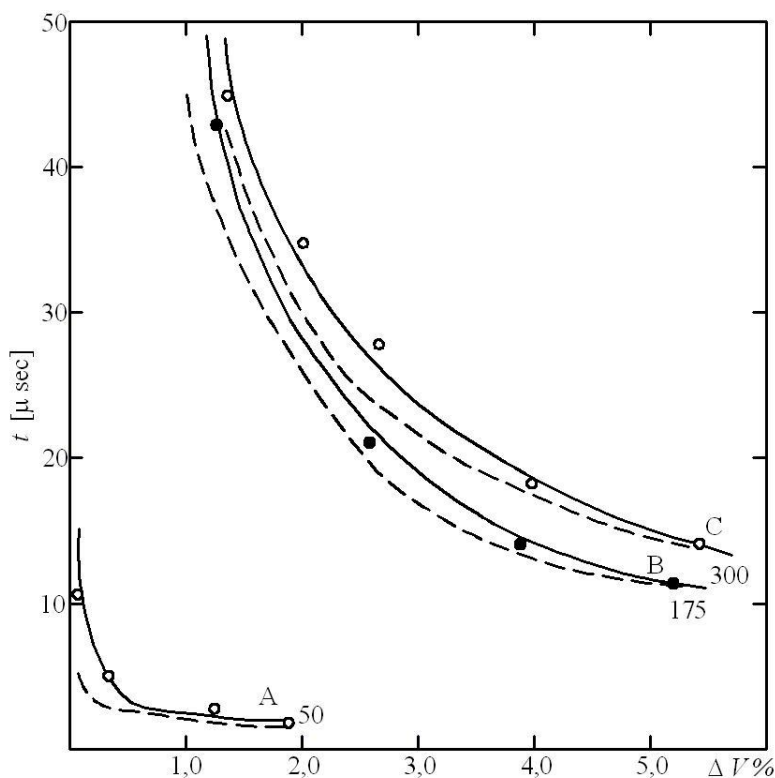
Postoje dve opšte interesantne tačke ilustrovane na ovim graficima.

Kao prvo, vreme formativnog kašnjenja je u veoma izraženoj funkcionalnoj zavisnosti od prenapona ($V > V_s$), a naročito pri nižim vrednostima za V_s . To ukazuje na neophodnost održavanja stabilnih i dobro kontrolisanih uslova za sve vreme trajanja eksperimenta, a naročito ukoliko se pri svakom merenju ima i pojava varničenja, jer je dobro poznato da su varnični procesi od uticaja na V_s , koji kroz povratnu spregu dalje utiču i na visinu prenapona



Slika 41 – Poređenje eksperimentalnih podataka (O) sa teoretskim krivama (—) i (---) za vreme formativnog kašnjenja, kao funkcije prenapona u vazduhu, pri atmosferskom pritisku. Vrednosti se biraju za kritičnu struju na katodi pri električnom probiju, i za procentualni doprinos fotoelektričnog efekta ukupnoj sekundarnoj jonizaciji, a koje su redom: - kriva 1: 10^{-6} A i za 100% prenapona; - kriva 2: 10^{-1} A i za 100% prenapona; - kriva 3: 10^{-9} A i za 100% prenapona; i - isprekidana kriva: 10^{-1} A i za 90% prenapona. (Prema Fisher, L.H. i ostali [121])(Prema Dutton, J. i ostali [123])

. Druga interesantna stvar odnosi se na vreme kašnjenja za helijum (He), koje je za nekoliko redova veličine duže od onog za vodonik (H₂) i vazduh. To je karakteristika jednoatomskih gasova i ilustruje važnost sporog procesa sekundarne jonizacije u njima, kao što je emisija elektrona sa katode, koja je posledica uticaja: (i) nestabilnih atom i molekula i (ii) radiacionog kašnjenja [124], a što može biti ili "zarobljena" rezonantna radiacija, ili nerezonantna radiacija nastala kao posledica sudara nestabilnih i stabilnih atoma gasa.



Slika 42 – Poređenje izmerenog i izračunatog vremena formativnog kašnjenja kao funkcija prenapona u atmosferi vodoniku (H₂). Eksperimentalni rezultati su obeleženi sa ○ i ●. Vrednosti dobijene proračunom obeležene su sa (—) i (---). Krive izvučene punom linijom su najbolje podešeni (fitovani) grafikoni za eksperimentalne podatke sa pratećim procentom doprinosa fotoelektričnog efekta ukupnoj sekundarnoj jonizaciji: 75% za krivu A i 50% za krive B i C. Isprekidana kriva pokazuje efekat promene tog doprinosa od 5%. Brojevi na krivama odnose se na E/p u $Vcm^{-1} Torr^{-1}$

(Prema Morgan, C.G. [122])

Ukoliko je više nego kvalitativna procena, dobijanje podataka za vreme formativnog kašnjenja T_f merenjem, posmatrano sa pozicija značaja postojanja aktivnog procesa sekundarne jonizacije, treba predpostaviti vezu između merenog naponskog kolapsa i

veliĉine jonizacione struje. To je neophodno iz razloga ŝto dobijeni izrazi u naslovima 5.1.1 i 5.1.2 daju struju u funkciji koeficijenata pojedinaĉnih procesa u gasu.

Za teoretske krive koje su prikazane na slikama 41, 42 i 43, pretpostavljeno je, da dok napon praktiĉno ostaje konstantan tokom celog perioda T_f , a zatim se menja tako ŝto naglo pada, ŝto ukazuje na okonĉanje elektriĉnog proboja, struja raste tokom najvećeg dela posmatranog perioda u nedeformisanom elektriĉnom polju. Međutim, kad struja dostigne kritiĉnu vrednost, prostorno naelektrisanje postaje znaĉajno i usled toga dolazi do izuzetno naglog porasta struje uz prateći pad napona.

Kritiĉna struja pri kojoj se sve ovo deŝava moŝe se proĉitati sa krivih 41 i 42, a putem efektivne normalizacije eksperimentalnih krivih u jednoj taĉci, i u tu svrhu na slici 43 se moŝe pronaći potrebna struja koja dovodi do pada napona u procepu, sa malim odstupanjem od oko 0,5V. To se moŝe brzo odraditi, jer je napon na zazoru $V(t)$ u direknoj vezi sa kapacitetom tog zazora C_g i sa ukupom strujom u njemu $\bar{I}(t)$:

$$V(0) - V(t) = \frac{I}{C_g} \int_0^t (I(t) - \bar{I}_c(t)) dt, \quad (132)$$

gde je

$$\bar{I}(t) = \frac{I}{d} \int_0^t (I_+(x,t) + I_-(x,t)) dx,$$

$$I_c(t) = \frac{e^{-Kt}}{C_g R} \int_0^t \bar{I}(t) e^{Kt} dt,$$

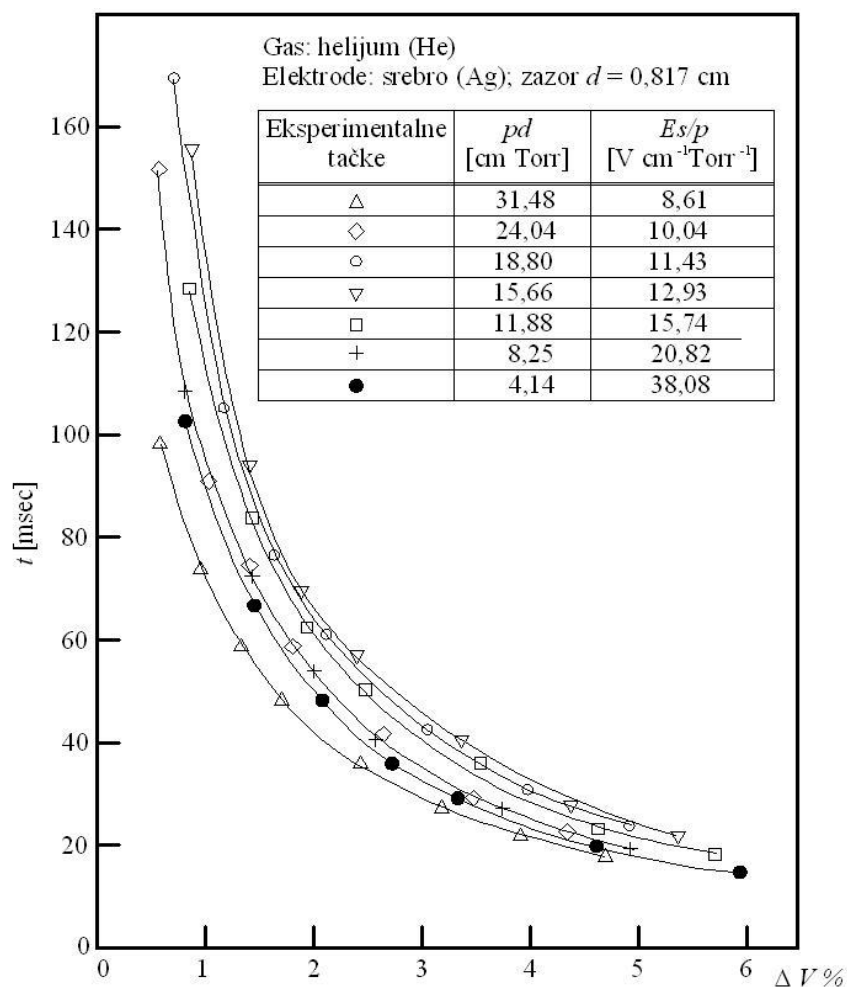
$$K = \frac{I}{R} \left(\frac{1}{C_g} + \frac{1}{C} \right).$$

$I_c(t)$ je struja u elektriĉnom kolu koje je povezano sa procepom, i koje raspolaŝe efektivnom kapacitivnošću C i serijskom otpornošću R za procep.

Međutim, zato ŝto prostorno naelektrisanje ima tako dominantan uticaj na kasniji priraŝtaj jonizacione struje, proraĉuni [125] koji su uzeli u obzir i prostorno naelektrisanje, pokazali su iste vrednosti za period formativnog kaŝnjenja T_f , a koje se moŝe dobiti, pretpostavljajući da su prisutne razliĉite vrednosti proporcija za procese

sekundarne jonizacije, s tim da se u razmatranje uzmu različite veličine poluprečnika pražnjenja, a što je obično nepoznat parametar.

Iz tih razloga, ako se zahtevaju informacije koje su kvantitativnog karaktera i tiču se proporcije koja je u vezi sa mehanizmom sekundarne jonizacije, i koji doprinose totalnoj sekundarnoj jonizaciji, preporučljivo je meriti priraštaj jonizacione struje koja može biti u direktnoj vezi sa teoretskim iskazima (naslovi 5.1.1 i 5.1.2). Predviđena merenja u tu svrhu mogu biti realizovana u zadovoljavajuće ranom stadijumu pojave.



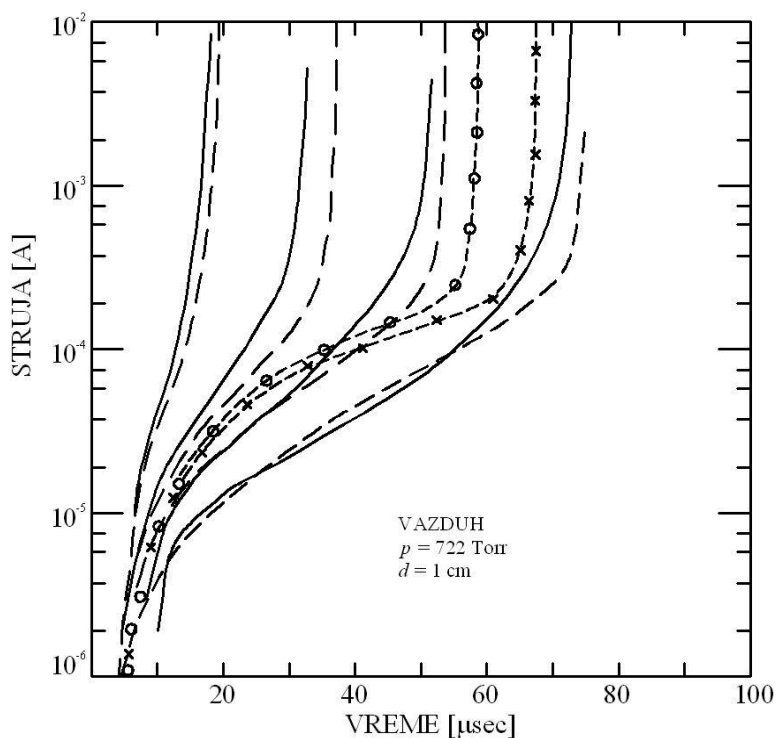
Slika 43 – Eksperimentalna vremena formativnog kašnjenja kao funkcija prenapona u helijumu (He).
(Prema Davies, D.K. i ostali [120])

5.1.3(b) Merenje priraštaja struje jonizacije u jedinici vremena

Raspoložive metode za određivanje struje su u principu iste kao i one koje se koriste za uslov $V < V_s$. Međutim, neophodno je da primenjeni napon $V > V_s$, mora biti impulsnog karaktera i da je određen raspodelom malih jonizacionih struja (10^{-11} A do 10^{-13} A), pod

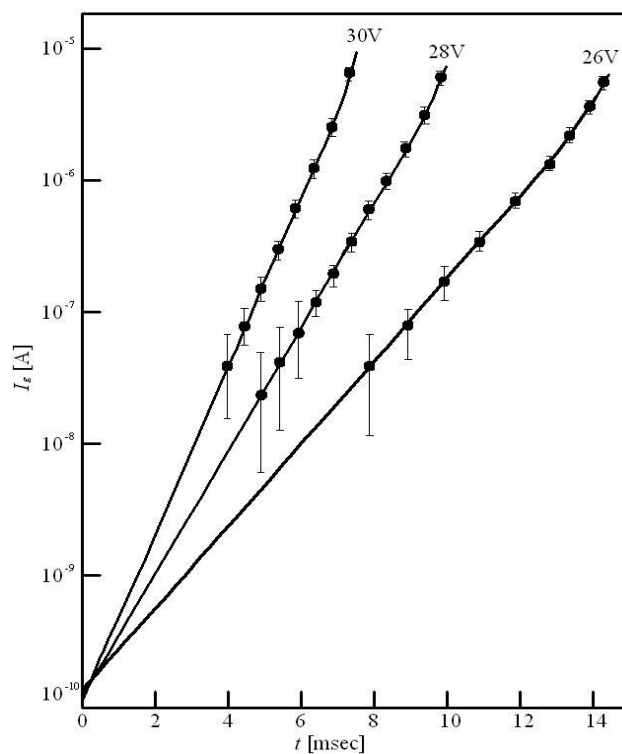
dobro kontrolisanim uslovima i uz otežavajuće okolnosti. Iz tih razloga, određeni broj merenja izveden je, ne kao priraštaja struje u funkcija vremena, već u funkciji vremenskog kašnjenja. Rezultati za vazduh [126], neon (Ne) i vodonik (H₂) [127], prikazani su na grafikonima 44, 45 i 46.

Sve navedene krive ukazuju na eksponencijalni priraštaj u ranom stadijumu jonizacije, kao što je predhodno pokazano i prilikom Menes-ovih merenja za argon (Ar) [128]. U ovoj oblasti može se smatrati da struja može rasti i u odsustvu značajnog prostornog naelektrisanja, te tako nagib krive (I, t) u jednačini (123) daje konstantni priraštaj struje jonizacije λ_0 . Vrednosti za λ_0 određuju se na ovaj način iz priraštaja struje jonizacije i za neon (Ne), što je prikazano na krivama na slici 45, dok je zavisnost λ od prenapona prikazana na graficima na slici 47.



Slika 44 – Krive poređenja između izmerenih (pune krive) i izračunatih strujnih priraštaja u funkciji vremena. Doprinos fotoelektrčnog efekta sekundarnoj jonizaciji u smislu zbirnog (totalnog) koeficijenta sekundarne jonizacije, predpostavlja se da iznosi: 80% za kratko isprekidanu krivu, 90% za dugo isprekidanu krivu i 100% za krive sa zasebnim tačkama. Za krivu sa (x) korišćena je pokretljivost elektrona od $2 \cdot 10^5 \text{ p}^{-1} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, što je polovina vrednosti za ostale krive, a za krivu sa (o) korišćeno je fotonsko kašnjenje od 10^{-7} s , i za razliku od drgih krivih, gde je ta vrednost jednaka nuli
(Prema Bandel, H.W. [126]) (Prema Ward, A.L. [129])

Upotrebom jednakosti za λ_0 u izrazima za koeficijente koji opisuju procese sekundarne jonizacije (naslovi 5.1.1 i 5.1.2 ovog rada), vrednost za λ_0 može se iskoristiti i za određivanje veličine koeficijenta koji opisuje svaki pojedinačni na nivou mehanizma sekundarne jonizacije.



Slika 45 – Vremenski priraštaj jonizacije na procepu od 0,5cm i pri pritisku od 18,1 Torr (= 0,238 atm = 241,31 mbar) u atmosferi neona (Ne)

Potencijal na kome dolazi do varničenja, iznosi 216,5V.

Pravougaoni talasno-impulсни napon sa pridruženim vrednostima prikazan je na svakoj krivoj; taj naponski impuls svaki put je superponiran u odnosu na jednosmeran DC napon od 193,9V

(Prema Willis, B.A. i ostali [127])

Rezultati ovog tipa analiza, a na osnovu eksperimentalnih podataka dobijenih za neon (Ne), prikazani su na slici 48, gde su koeficijenti sekundarne jonizacije dati u funkcij E/p_0 i p_0 .

Kriva strujnog priraštaja za vodonik (H_2) na slici 46 je interesantna i iz razloga što pokazuje gotovo eksponencijalni rast do trenutka naponskog kolapsa, koji se kao i struja istovremeno meri, a u skladu sa učinjenom pretpostavkom i pod uslovima pod kojima je izveden predmetni eksperiment, sve sa ciljem eksperimentalne analize vremena formativnog kašnjenja T

5.2 Vremenski priraštaj jonizacije kada prostorno naelektrisanje postane značajno

Jasno je, da u slučaju kad struja počne da raste daleko brže nego što to diktira eksponencijalna zavisnost, analiza koja je obavljena u naslovu 5.1 više se ne može primenjivati, zato što se u obzir mora uzeti i prostorno naelektrisanje. Metoda koja zahteva ovakav vid analize razmotrena je u podnaslovu 5.2.2 (b) ovog poglavlja.

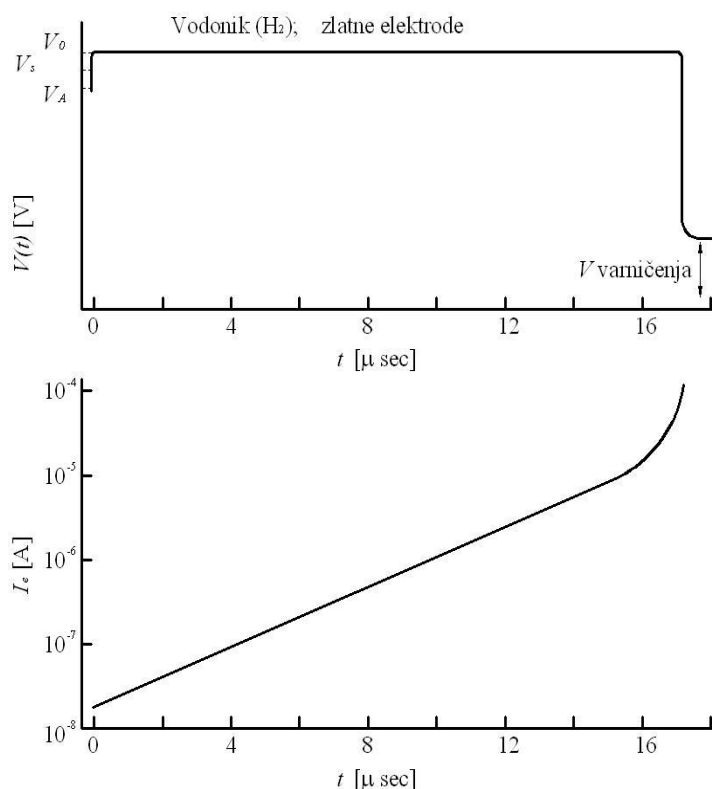
5.2.1 Razvoj strimera (strujnog mlaza)

Na osnovu do sada navedenih rezultata, precizna merenja struje pri pojavi prenapona, tj. za $V > V_s$, u eksperimentalnom smislu nisu laka i jednostavna. To je naročito izraženo u molekularnim gasovima kao što je to vazduh ili azot (N_2), na pritiscima od nekoliko stotina Torr (npr. 100 Torr = 0,131 atm = 133,322 mbar), za koje je strujni priraštaj relativno brz, a potreban naponski impuls koji dovodi do ove pojave je relativno visok. Iz tih razloga, najveći broj raspoloživih informacija u vezi sa strujnim rasterećenjem, odnosno sa razvijajućim pražnjenjem u ovoj oblasti dobijen je iz merenja svetlosnog izlaza jonizacionog mlaza (egl. *light output*), koje prati ovu pojavu, i dopunjen posmatranjem pražnjenja u procepima koji se nalaze u difuzionoj komori.

Prvi pokušaji merenja priraštaja svetlosnog izlaza, koja nastaje tokom pražnjenja u homogenom električnom polju, u kome su:

(i) ta pražnjenja pokrenuta okidanjem u pomoćnom rascepu, koji je u paralelnom spoju vezan sa sistemom elektroda za koje se vrši ispitivanje [103, 130, 131], sa ciljem prigušenja serije električnih pražnjenja, nastalih pod identičnim uslovima u uzastopnim dužim intervalima, a po dovođenju naponskog impulsa; kao rezultat ovog eksperimenta dobijene su serije fotografija koje prikazuju proces nastanka svetlosnog izlaza koji prati to električno pražnjenje;

(ii) ta pražnjenja su fotografisana, kao što je to učinio Ker Cell, koristeći veoma brz zatvarač fotoaparata (blende), sa ciljem dobijanja fotografija za različite vremenske intervale u kojima nastaje serija razvijajućih pražnjenja pod identičnim uslovima, a po dovođenju impulsnog napona [132, 133].



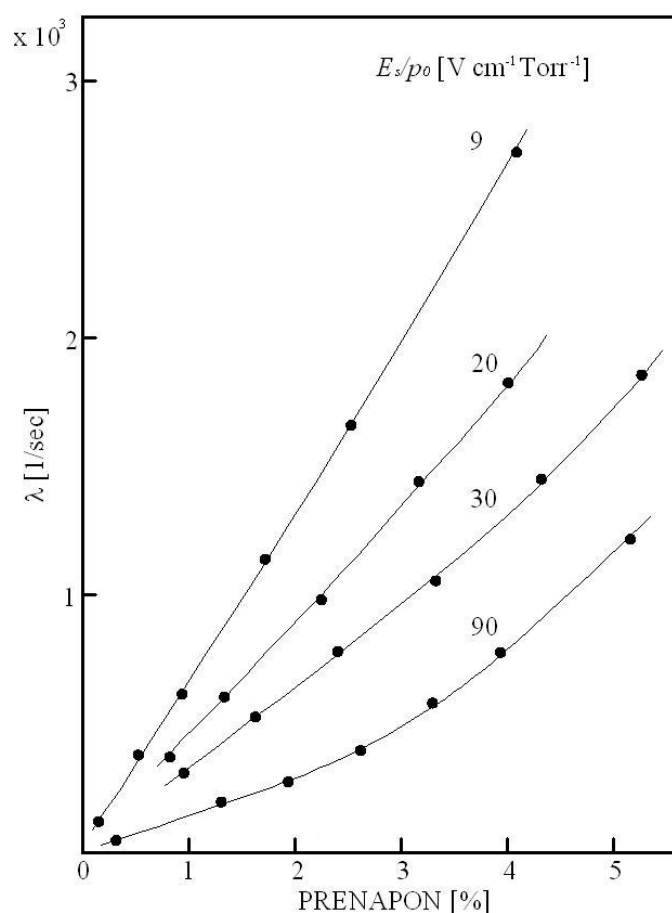
Slika 46 – Istovremene, simultane varijacije napona $V(t)$, koji je doveden na procep između elektroda i struje u spoljnom strujnom kolu $I_e(t)$; $p_0 = 14,05$ Torr, $d = 1,167$ cm, $V_0 = 918,5$ V, $E_0/p_0 = 56$ V cm⁻¹ Torr⁻¹, $\Delta V = 0,5\%$
(Prema Morgan, C.G. i ostali [119])

Prigušenje električnih pražnjenja na sistemu elektroda, koje su potopljene u difuzionukomoru koristio je Reather [58] da bi utvrdio kondenzacioni trag kao vidljiva implikacijaprisustva prostornog naelektrisanja, koje potiče od pozitivnih jona.

Ovi rani eksperimenti pokazali su, da je za kritičan nivo svetlosnog izlaza bila potrebna naprednija tehnologija od one koju je nudila aktuelna fotografska tehnika. U tom trenutku na raspolaganju su bile kamere postavjene blizu anode, dok su u slučaju aplikovanja viših prenapona pozicionirane u sredini rascepa. Tada se svetlosni front kretao veoma velikom brzinom ($> 10^7$ cm/sec), bilo da je, kao u prvom slučaju, bio usmeren prema katodi, ili u drugom slučaju, kada je napredovao i prema jednoj i prema drugoj elektrodi. Oblast iz koje se generiše svetlost ima oblik uskog, duguljastog kanala.

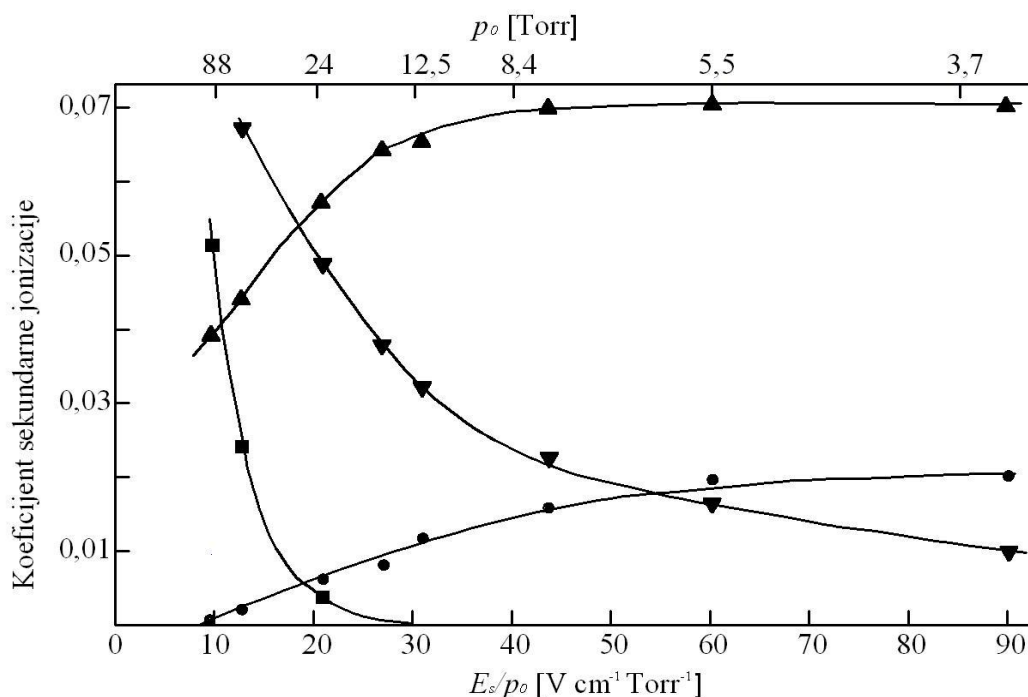
Ti naglo nastali duguljasti svetlosni kanali poznati su kao *strimovi*, odnosno vidljivi strujni mlazevi koji prate električni proboj. Na osnovu posmatranja razvoja prostornog naelektrisanja u difuzionim komorama, kao i na osnovu aproksimativnih proračuna

potrebnih uslova, da bi polje prostornog naelektrisanja bilo istog reda veličine kao i polje nastalo dovođenjem napona na elektrode, zaključeno je da će se strim razviti na vrhu elektronske lavine kada broj nosioca ovog procesa dostigne veličinu od oko 10^8 [134, 135, 137]. Za lavinu koja otpočne sa samo jednim elektronom, pojava strima odgovara vrednosti za $ad \sim 20$ kada je u međuelektrodnom procepu primenjeno nedeformisano el. polje. Kriterijum gde je $ad \sim 20$ je poznat i kao *kriterijum pojave strimera za električni proboj*. Iz navedenih razloga, kriterijum koji odgovara pojavi značajne deformacije električnog polja, do koga dolazi usled prisustva prostornog naelektrisanje u jednostrujnoj lavini, i koji se koristi u slučaju brzih probojnih impulsa, ukoliko se pojavi električno pražnjenje, faza kontrolisanog razvoja prostornog naelektrisanja mora biti dostignuta pre nego dođe do kolabriranja napona na elektrodama



Slika 47 – Konstanta priraštaja λ kao funkcija prenapona za različite vrednosti E/p_0 za neon (Ne)
(Prema Willis, B.A. i ostali [127])

Sa pojavom savremene visokoosetljive fotografske tehnike velike bazine okidanja učinjen je značajan napredak ugradnjom elektronsko-optičkog pretvarača i pojačavača slike (eng. *image converter*, *image intensifier*, respektivno) za eksperimentalne potrebe. Primenom savremene tehnike, stvorena je mogućnost snimanja razvoja svetlosnog izlaza u mnogo ranijem stadijumu procesa pražnjenja od onog koji je do sad bilo moguć. Tipični rezultati prikazani su na slici 49, koji su dobijeni u procesu razvijajućeg pražnjenja na procepu od 3 cm u atmosferi azota (N_2), korišćenjem tipične eksperimentalne aparature prikazane na slici 50.

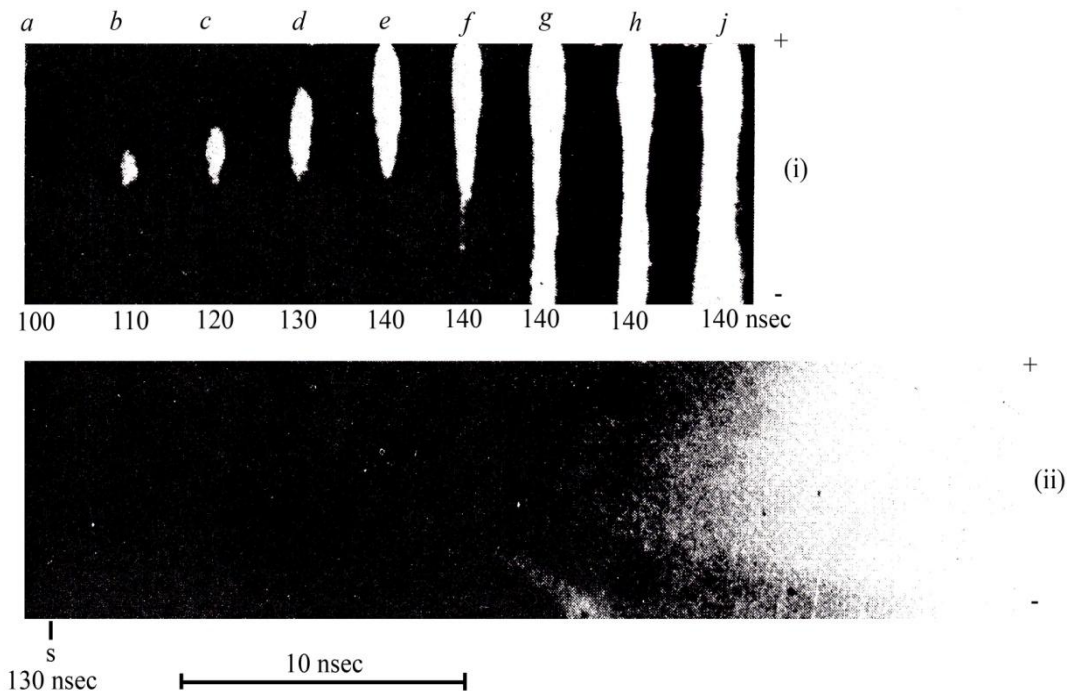


Slika 48 – Promena koeficijent sekundarne jonizacije kao funkcija od E/p_0 za neon (Ne), sa zlatnim elektrodama. ▲ - pozitivni joni (γ); ▼ - rezonantni fotoni (δ'/α); ■ - nerezonantni fotoni (δ/α); ● - difuzione nestabilnosti (ϵ/α).

(Prema Willis, B.A. i ostali [127])

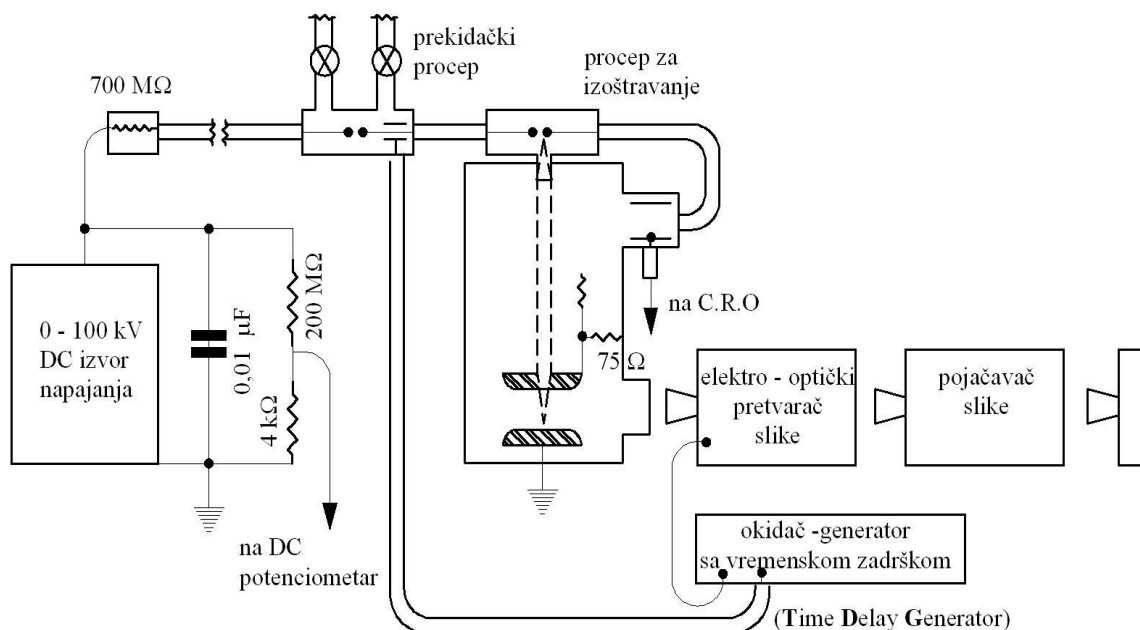
Uokvirene fotografije, prikazane na slici 49 (i) dobijene su kamerom sa otvorenom blendom, u radnom režimu sukcesivnih, kratkih okidanja, tj. u radnom režimu snimanja u uzastopnom nizu, u kome je elektronski mlaz na elektronsko-optičkom pretvaraču slike takvog dometa da ga je bilo moguće snimiti kao izlazni svetlosni trag u funkciji položaja i vremena. Vremenski intervali okidanja kamere su veoma kratki i odgovaraju periodima od 100 nsec i 140 nsec, a po dovođenju naponskog impulsa. U konkretnom esperimentu, a što se vidi i na slici 49 (i), fotografisan je niz električnih pražnjenja, sa

početkom procesa u $t = 130$ nsec. Fotografije na slici su naročito slične sa onima koje su predhodno dobijene u difuzionoj komori. Eksperimentalni rezultati tih posmatranja dati su na slici 51. Tom prilikom potvrđeno je da, u čistom gasu kao i u smesi gasova, u difuzionoj komori, početak razvoja strimova odgovara broju od oko 10^8 nosoca u tom strujnom mlazu.

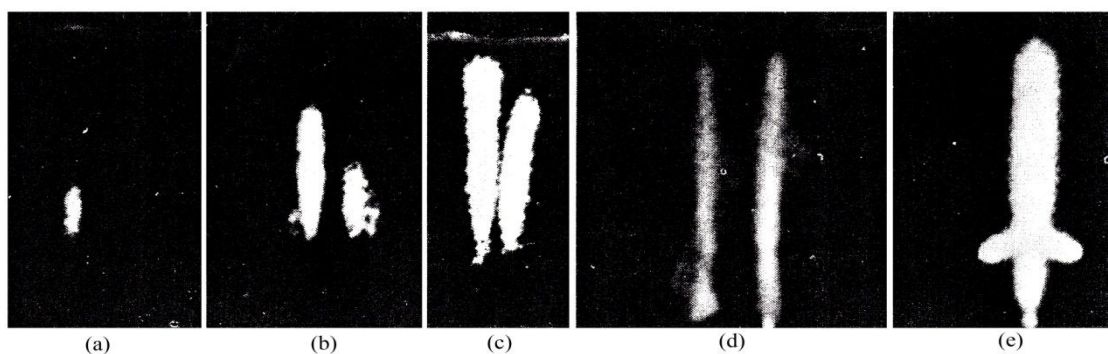


Slika 49 – Ubrzanje razvijanja prostornog naelektrisanja usled jonizacije u atmosferi vodonika (H_2), na pritisku od 200 Torr = 266, 64473 mbar = 0, 26315 atm, i za 25% prenapona.
(Prema Chalmers, I.D. i ostali [138])

Slični rezultati za svetlosni izlaz dobio je i Wagner [139] u eksperimentu sa azotom (N_2) koji je sadržao malu količinu primesa metana (CH_4). Kvalitativnu fizičku interpretaciju posmatranja ovog fenomena najlakše je razumeti na osnovu grafičkog prikaz ovog procesa na slici 52, i načina na koji dolazi do deformacije električnog polju prilikom pojave jednostruke elektronske lavine – slika 53. Na slici 52, koja je izvorno prezentovao sam Wagner [139], predstavljena je šematska interpretacija jedne od njegovih tipičnih fotografija koje prikazuju niz uzastopnih električnih pražnjenja, koje su snimane za sekvence događaja u okviru zbirnog perioda posmatranja od oko 10^{-7} sec (~ 100 nsec).



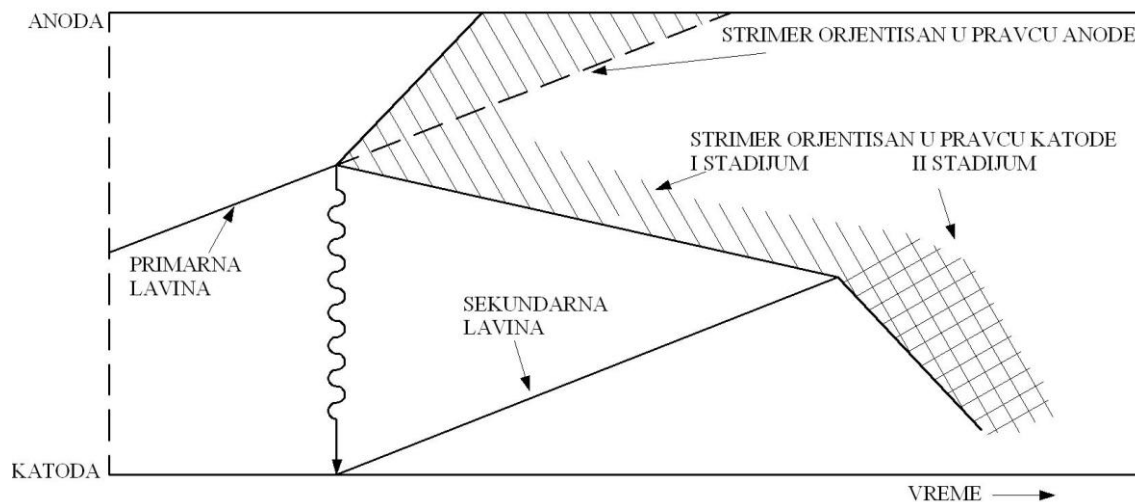
Slika 50 – Eksperimentalna aparatura za merenje prostorno – vremenskog razvijanja svetlosnog izlaza iz razvijajućeg pražnjenja
(Prema Chalmers, I.D. i ostali [138])



Slika 51 – Fotografije elektronskih lavina i tranzicija strimera u difuzionoj komori, za veličinu procepa između elektroda od 3,6 cm u vazduhu pri pritisku od 260 Torr = 346, 63815 mbar = 0, 34210 atm, dok se jačina električnog polja kreće oko 11800 Vcm^{-1} na fotografiji (a) i neznatno je veća na svakoj sledećoj fotografiji, dostižući vrednost od oko 12200 Vcm^{-1} na fotografiji (e).
(Prema Raether, H.[135])

U Wagnerovim eksperimentima [139], svetlost na početku pražnjenja postaje već dovoljno intezivna da bi mogla biti snimljena u sredini procepa. Svetlost je rezultat pobuđivanja elektrona u elektronskoj lavini, i nastaje usled ubrzavanja elektrona koji su oslobođeni sa katode neposredno pre nego je na elektrode doveden pravougaoni naponski impuls, u trenutku $t = 0$, a što nije prikazano na aktelnom dijagramu, slika 52.

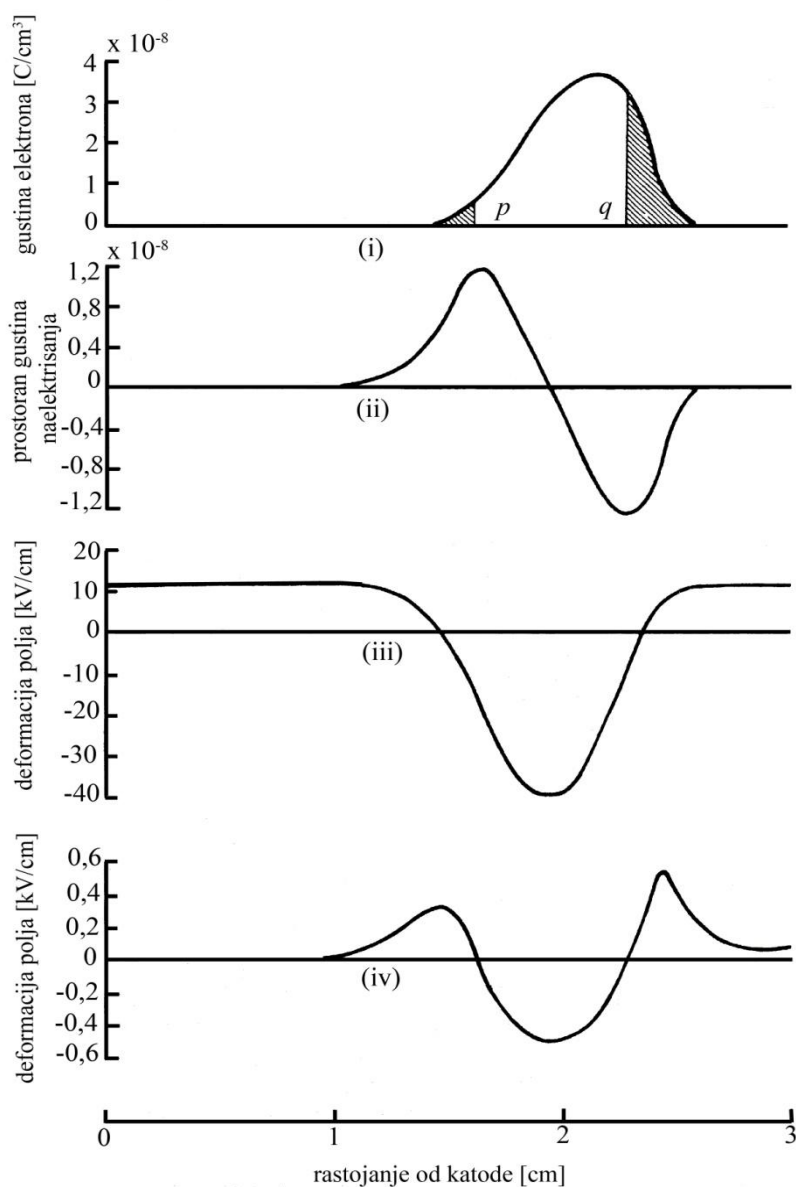
Osetljivost detektora je dovoljno velika da je prva detektovana svetlost, koju inicira takav broj elektrona u lavini, da je on nedovoljan da bi doveo do deformacije električnog polja E , te se tako centar oblaka elektrona kreće brzinom elektronskog drifta, koji je u saglasnosti sa E . U toj oblasti se formira "primarna lavina" - pogledati sliku 52. Difuzija utiče na raspodelu elektrona duž procepa, i sve više ih udaljavai od centra prostorne raspodelele, dovodeći do pojave emisije svetlosti koja se može detektovati na tom mestu, kao i do posledičnog pomeraja granice svetlosne oblasti, koja nije u direktnoj vezi sa brzinom nošenja elektrona (elektronskim diftom).



Slika 52 – Šematska predstava tipičnog radnog režima snimanja u uzastopnom nizu, gde se elektronski mlaz koji prati razvijanje pražnjenja snima u obliku pojedinačnih svetlosnih tragova, tzv. *streak* fotografija (Prema Davies, A.J. i ostali [140]) (Prema Wagner, K.H. [139])

U potonjem razvoju prostornog naelektrisanja, kad se ukupan broj elektrona približi broju od oko 10^7 do 10^8 , prostorno naelektrisanje, koga u tom trenutku čine i joni i elektroni u lavini, postaje dovoljno veliko da naruši homogenost polaznog polja, kao što je i pokazano na slici 53 (iv). Tada elektroni u zasenčenim reginama, na glavi i na repu lavine, pronalaze sebi mesto u naraslom električnom polju, te jonizacija nastavlja da napreduje i iza vrha lavine, ali u manjem obimu u samom centru.

U tom stadijumu, nivo lavine nastavlja da raste do anode, kako na višim granicama iluminacione regije strimera, tako i u oblasti maksimalnog porasta njegovog inteziteta. Taj stadijum je označen kao *strimer orjentisan u pravcu anode* i prikazan je grafički na slici 52.



Slika 53 – (i) Raspodela elektrona u jednostrukoj lavini (ukupan broj elektrona je $\sim 10^7$, polovina širineraspodele = $d/8$, gde je d širina procepa između elektroda)

(ii) Neto gustine opterećenja

(iii) Izobličenje polja dobijeno računskim putem iz jednačine $\partial E/\partial x = 4\pi\rho$

(iv) Korekcija izobličenja polja (prečnik varnice = 0,5 mm)

(Prema Davies, A.J. i ostali [140], [141])

U isto vreme, granica iluminacione regije strimera sa zadnje strane vrha (glave) lavine pomera se unazad, dovodeći do porasta *strimera orjentisanog u pravcu katode*. Ovaj proces zahteva postojanje dovoljno velikog broja elektrona na starani katode, posmatrano sa vrha lavine, i tu je zauzet originalni stav da bi nagli razvoj strimera u ovom obliku zahtevao i dodatnu proizvodnju elektrona u gasu, u procesu kao što je npr.

fotojonizacija. Međutim, detaljna kvantitativna izračunavanja [140] pokazala su da se sekundarna proizvodnja elektrona sa katode putem foto-električnog efekta može na adekvatan način izračunati iz eksperimentalnih posmatranja brzine strimera orjentisanog u pravcu katode. To se može zapaziti i na grafiku na slikama 53 (iii) i 55, gde bi aproksimativni proračuni prostornog naelektrisanja, koja dovode do deformacije polja, mogli odvesti na stranputicu u procesu izvođenja zaključka o prirodi opisanog mehanizma.

Kvantitativno poimanje jonizacionog priraštaja u prisustvu prostornog naelektrisanja, i svetlosni izlaz kao posledične pojave tog procesa, baziraju se na numeričkoj integraciji kontinualnih jednačina. Do rešenje ovih jednačina danas je moguće doći zahvaljujući raspoloživim informatičkim resursima velike procesorske moći. Korišćenjem ovih metoda, proces razvijajućeg električnog pražnjenja sad se može simulirati u kompletnom opsegu, od svega nekoliko inicijalnih elektrona do pojave elektronske lavine i kao manifestacije varničnog pražnjenja.

5.2.2 *Kompjuterske simulacije*

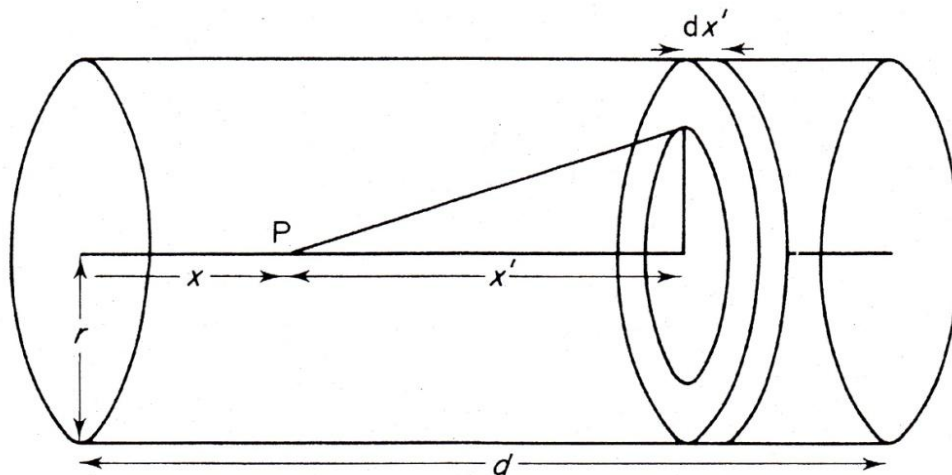
Da bi se odredio vremenski priraštaj jonizacije u prisustvu prostornog naelektrisanja, neophodno je:

- (i) postojanje mogućnosti izračunavanja jačine električnog polja, koje je posledica postojanja prostornog naelektrisanja,
- (ii) rešiti kontinualne jednačine pod uslovima u kojima jonizacioni koeficijenti više nisu konstante, već kontinualne, varijabilne veličine, uključujući i aplikovano električno polje, koje se menja sa promenom prostornog naelektrisanja u njemu.

5.2.2(a) *Polje prostornog naelektrisanja*

. Kroz niz proračuna [142, 143, 144, 145, 146, 147], izveden je i proračun prostornog naelektrisanja, primenom jednodimenzionalnog oblika Poisson-ove jednačine:

$$\frac{\partial E}{\partial x}(x,t) = 4\pi\rho = 4\pi e[n_+(x,t) - n_e(x,t)]. \quad (133)$$



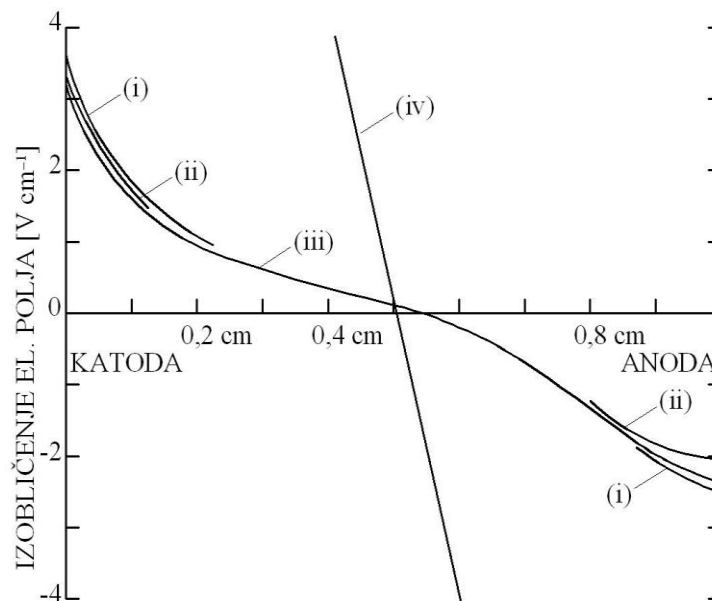
Slika 54 – Dijagram koji opisuje metodu proračuna električnog polja, koje je posledica cilindrične raspodele naelektrisanja (Prema Davies, A.J. i ostali [125])

I kao što se može videti sa slike 44, parametri se mogu izabrati tako da se postigne dobro slaganje između izračunate struje jonizacionog priraštaja i eksperimentalnih rezultata. Međutim, procedura je ispravna samo ukoliko je pluprečnik pražnjenja veći u poređenju sa rasponom između elektroda, a to obično nije slučaj. U interesantnim eksperimentima koje je sproveo Koppitz [148], bili su obuhvaćeni veliki prečnici pražnjenja (nastali kao posledica oslobađanja velikog broja elektrona, koji su uticali na remećenje homogenosti na celoj katodi), i za te slučajeve bila je prihvatljiva aproksimacija na osnovu koje je proučavan ovaj tipa procesa. Međutim, generalno, bolja aproksimacija polja za prostorno naelektrisanje može se dobiti razmatranjem cilindra, kao što je pokazano na slici 54, u kome postoji homogena raspodela naelektrisanja za bilo koji poprečni presek cilindra, koja iznosi:

$$\rho(x) = e[n_+(x) - n_e(x)]. \quad (134)$$

Polje duž ose, u tački P, a kao posledica utvrđenih uslova, ima sledeći matematički oblik:

$$2\pi \left\{ \int_{-x}^0 \rho(x+x') \left[-1 - x'(x'_2 + r^2)^{-\frac{1}{2}} \right] dx' + \int_0^{d-x} \rho(x+x') \left[-1 - x'(x'_2 + r^2)^{-\frac{1}{2}} \right] dx' \right\}. \quad (135)$$



Slika 55 – Izobličenje polja duž ose pražnjenja u procepu Poluprečnik pražnjenja / razmak između elektroda = 0,12

- (i) Cilindrična metoda sa slikama od tačke koja je uzeta u razmatranje unutar procepa do rastojanja d
- (ii) Cilindrična metoda sa slikama do rastojanja $20d$ ili do $2\frac{1}{2}d$ sa spoljne strane obe elektrode
- (iii) Trodimenzionalna relaksaciona metoda
- (iv) Poisson-ova jednačina u jednodimenzionalnom obliku
- (v) (Prema Davies, A.J. i ostali [141])

Oblik el. polje do koga se došlo računskim putem, a na osnovu obrasca (135) [141], pokazalo je dobro slaganje sa proračunom za numerička rešenja trodimenzionalne Poisson-ove jednačine, koristeći lakše metode, što se može videti i sa grafika na slici 55. (Korišćenjem jednodimenzionalne Poisson-ove jednačine, na isti način se može uočiti, a što je i ranije spomenuto, da postoji mogućnost pravljenja velike greške prilikom definisanja el. polja na osi strimera, kada je poluprečnik pražnjenja mali u poređenju sa međuelektrodnim procepom. Greške mogu biti i veće ukoliko se radi o poljima van ose lavinskog mlaza, a što ovde nije pokazano).

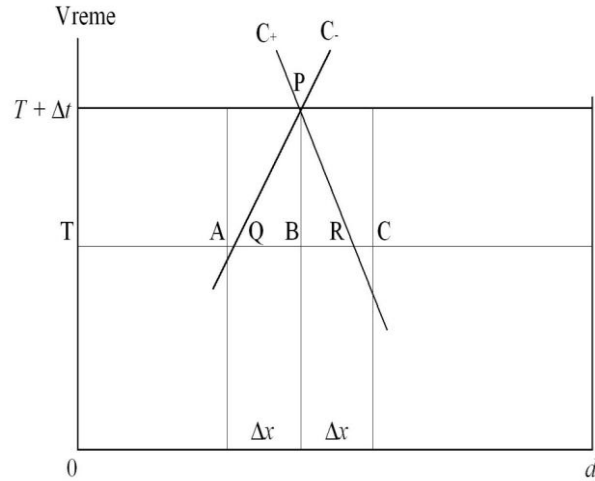
5.2.2(b) Rešenje za kontinualne jednačine.

Razmatrajući rešenja kontinualnih jednačina, pogodno je analizirati dve situacije, i to:

- (i) Mehanizam el. pražnjenja pri niskim pritiscima i niskim prenaponima
- (ii) Mehanizam el. pražnjenja pri visokim pritiscima i visokim prenaponima.

Razlog razmatranja mehanizma pražnjenja pri niskim pritiscima i niskim prenaponima analizira se zbog prisustva značajnog prostornog naelektrisanja koje participira u

brojnim generacijama lavina za čiji nastanak je i sâmo odgovorno, i budući, da pri visokim pritiscima i visokim prenaponima, prostorno naelektrisanje može postati značajno tek u prvoj lavini. Načelna metoda koja se može primeniti na oba mehanizma je ista, ali zahtevana sofisticiranost tehnikā u ovim metodama daleko je finija kad se radi o režimima sa visokim pritiscima i visokim prenaponima. U tom cilju koristi se tzv. *metoda karakteristika*.



Slika 56 – Karakteristike (koje prate putanje elektrona i jona kroz procep), koje prolaze kroz određenu tačku u projektovanoj budućnosti na vremenskoj osi.

(Prema Davies, A.J.i ostali [125])

Ukoliko se, u slučaj da se samo na katodi pojavljuje proces sekundarne jonizacije, kontinualne jednačine prikažu kroz izraze koji opisuju samo koncentracije naelektrisanja koja učestvuju u procesu, tada je

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} - W_+ \frac{\partial n_+}{\partial x} = \alpha W_- n_e + n_+ \frac{\partial W_+}{\partial x} \quad (136)$$

i

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + W_- \frac{\partial n_e}{\partial x} = \alpha W_- n_e - n_e \frac{\partial W_-}{\partial x}. \quad (137)$$

Uzimajući u obzir jednačinu (137), može se zapisati kao

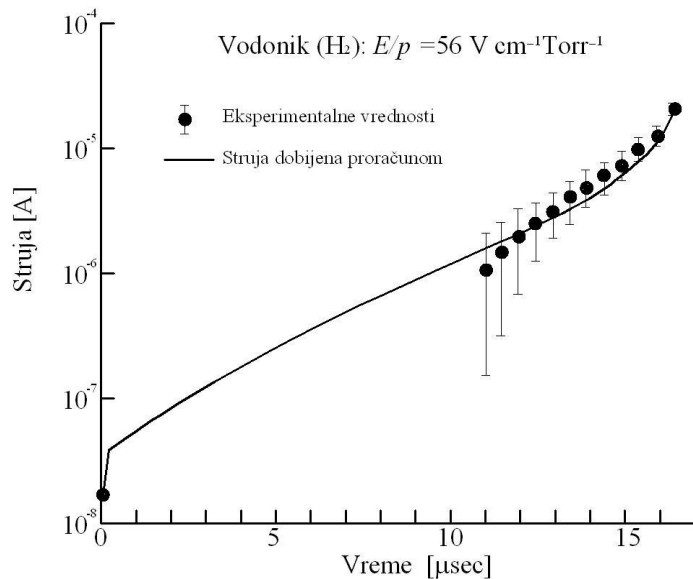
$$\frac{Dn_e}{D_t} = \left(\alpha W_- - \frac{\partial W_-}{\partial x} \right) n_e \quad (138)$$

gde D/D_t izvod procenjen u okviru referentnog pomeraja elektrona duž krive $x - W_t = const.$ i zovu se *karakteristični pravac*.

Ukoliko posmatramo tačku P u ravni (x, t) , slika 56, može se videti da će generalno, i karakteristika C_+ , koja prati putanju jona, i karakteristika C_- , koja prati kretanje elektrona prolaziti kroz tačku P . Iz tih razloga, ukoliko su nam poznate sve vrednosti za n_+ , n_e , α , W_+ , W_- i E u trenutku T , tada veličine za n_+ i n_e u tački P , u određenoj budućnosti $(T + \Delta t)$ mogu biti određene integracijom duž ovih karakteristika.

Kad se primenjuje metoda sa niskim pritiscima, od interesa je nekoliko tranzitnih vremena jona, a da bi bilo moguće, korak po korak, izvršiti integraciju u celini, u razumnom vremenu na računaru, gde se minimalno potrebno vreme za jedan operativni korak kreće oko $d/50W_+$ sec. C_- karakteristika je približno horizontalna, uz malu grešku uz usvojenu pretpostavku. Ovo odgovara ekvivalentu gde se pravi kvazi ravnoteža predpostavljajući da je za izabrani vremenski interval $\partial n_e / \partial t = 0$. Predpostavljeni uslovi su opravdani zato što je deformacija polja određena u daleko većim garnicama, kad je reč o gustini jona, nego što je to slučaj sa elektronima.

(i) Niski pritisci i niski prenaponi



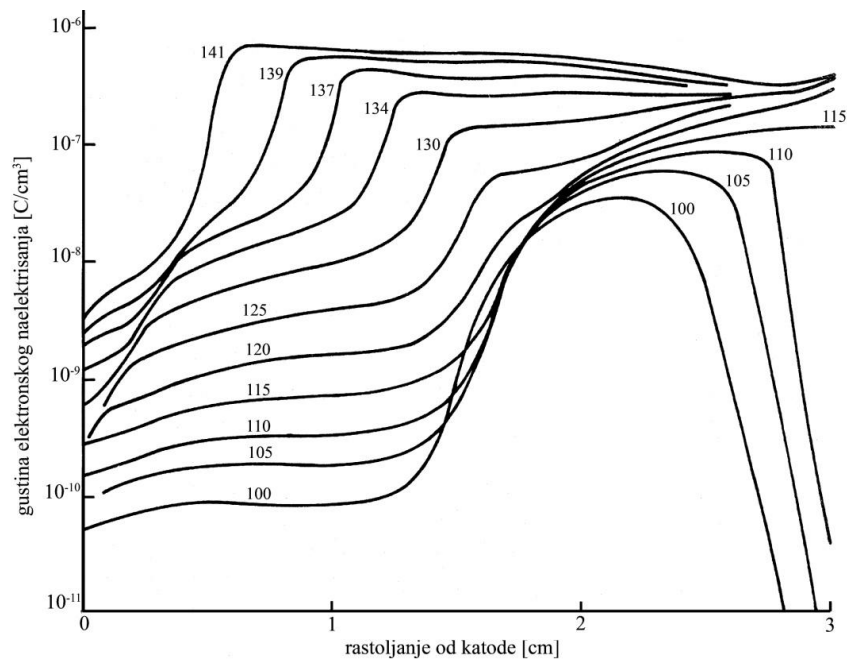
Slika 57 – Upoređivanje merenih vrednosti strujnog priraštaja u atmosferi vodonika (H₂), pri $E/p = 56 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ sa krivom koja je dobijena proračunom kroz numeričku integraciju kontinualnih jednačina, uzimajući u obzir prostorno naelektrisanje.

(Prema Morgan, C.G. i ostali [149])

Primena ove metode u atmosferi vodonika (H₂) pokazuje da se može postići visok stepen slaganja teorijskih [149] i eksperimentalnih rezultata, uz izbor odgovarajućih parametara, kao što je pokazano na slici 57.

(ii) Visoki pritisci i visoki prenaponi

Ovde je reč o daleko složenijem problemu, jer se više ne može pretpostavljati postojanje kvazi ravnoteže. U ovom slučaju težište se u velikoj meri prebacuje na prostorno naelektrisanje koje grade elektroni. Stepenn priraštaja elektronske gustine nije jednostavna funkcija električnog polja, a i izvodi $\partial E/\partial x$ i $\partial E/\partial t$ postaju podjednako važni. Veoma je teško vizuelno predstaviti šta se zapravo dešava u takvim okolnostima, te je iz tih razloga potrebno izvesti kvantitativan proračun. U tu svrhu neophodna je upotreba računara veće procesorske snage, koji raspolažu sofisticiranijim programskim tehnikama, za razliku od mehanizama koji su se odvijali na niskim pritiscima i pri nižim prenaponima (podnaslov (i) ovog poglavlja). Te tehnike uključuju iterativne procedure u veoma kratkim vremenskim intervalima ($\sim d/50W$. sec), koristeći metodu karakteristika (C . i C_+). Dobijeni rezultati za gustinu elektrona i oblik električnog polje su funkciji prostora i vremena ($f(x, t)$), a što je prikazano na graficima na slikama 58 i 59 [140].



Slika 58 – Razvijajuće pražnjenje koje dopušta deformaciju električnog polja u atmosferi azota (N_2),

$$p = 91 \text{ Torr}, E/p = 62 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}$$

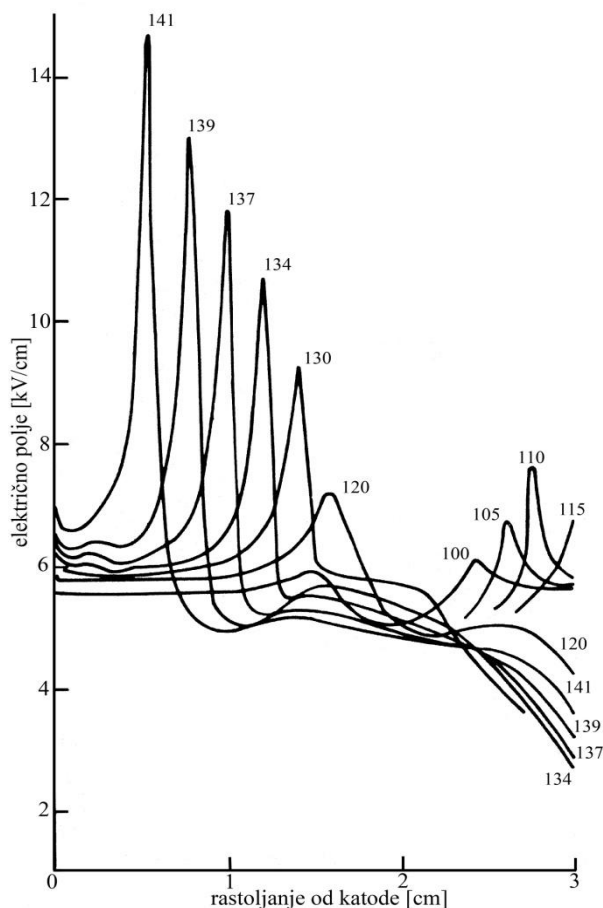
- broj početnih elektrona ~ 400

- prečnik varnice $\sim 0,5 \text{ mm}$

- vreme u [nsec] je upisano pored svake krive

(Prema Davies, A.J. i ostali [140])

Rezultati izlazne svetlosti - strimera, koja se pojavljuje kao posledica nastanka elektronske lavine, izračunati iz zadatih kombinacija elektronskih gustina i deformacije polja koje su posledica prisustva prostornog naelektrisanja, pokazani su na grafiku, slika 60. Ovi rezultati su naročito interesantni, jer su korišćeni za dobijanje simuliranih fotografija uzastopnog niza elektronskih pražnjenja, pod uslovima koji su važili u eksperimentima o kojim je bilo reči u naslovu 5.1.3 ovog rada [138, 139].

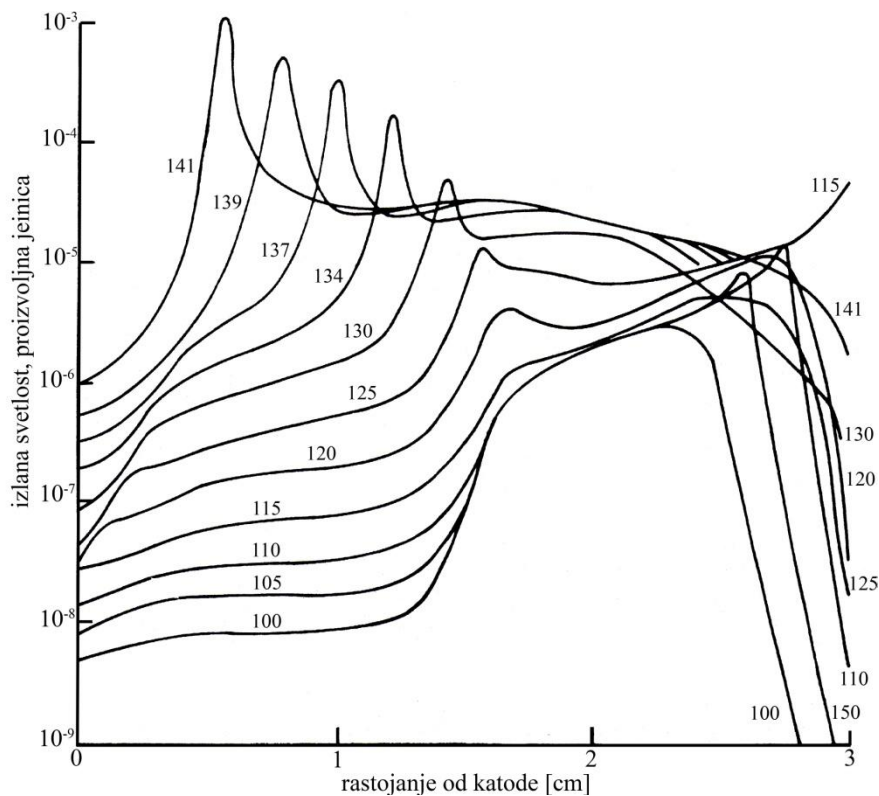


Slika 59 – Električno polje u različitim vremenima [nsec], koja korespondiraju sa krivama na slici 58
(Prema Davies, A.J. i ostali [140])

Kompjuterizovani fotografski nizovi uzastopnih elektronskih lavina, koje su prikazane na slici 61 ukazuju na upadljivu sličnost sa izvedenim eksperimentima. Šta više, kroz proračune se još jasnije utvrđuju detalji kao što je vreme prispeća elektronskog mlaza na odgovarajuću elektrodu, u zavisnosti od toga da li se radi o strimeru u pravcu anode ili katode, upotrebom eksperimentalnih fotografija i fotografija nastalih na osnovu kompjuterske simulacije procesa. Podaci dobijeni na ova dva načina imaju međusobno bliske vrednosti. Interesantno je primetiti da je proračunima pokazano da je proces

razvijajućeg električnog pražnjenja na vremenskoj skali kratak, i kreće se oko 150 nsec; taj proces se može proračunati za primarnu i sekundarnu jonizaciju, koja nastaje usled fotoelektričnog efekta na katodi, u prisustvu prostornog naelektrisanja, i to je jedini predpostavljeni proces sekundarne jonizacije koji je obuhvaćen proračunima.

I u kasnijim proračunima [150], uzimana je u obzir foto-jonizacija u gasu, kao mehanizam sekundarne jonizacije u proračunima jonizacionog priraštaja. Ti proračuni su takođe dali velika slaganja sa laboratorijskim rezultatima. Izgleda malo verovatno da je, uzimajući u obzir preciznost koja je mogla biti ostvarena tokom tih, objektivno složenih merenja, načinjena mala razlika u proračunu vremena jonizacionog priraštaja, razmatrajući dva različita procesa koja su u stanju da naprave otklon između tih rezultata.

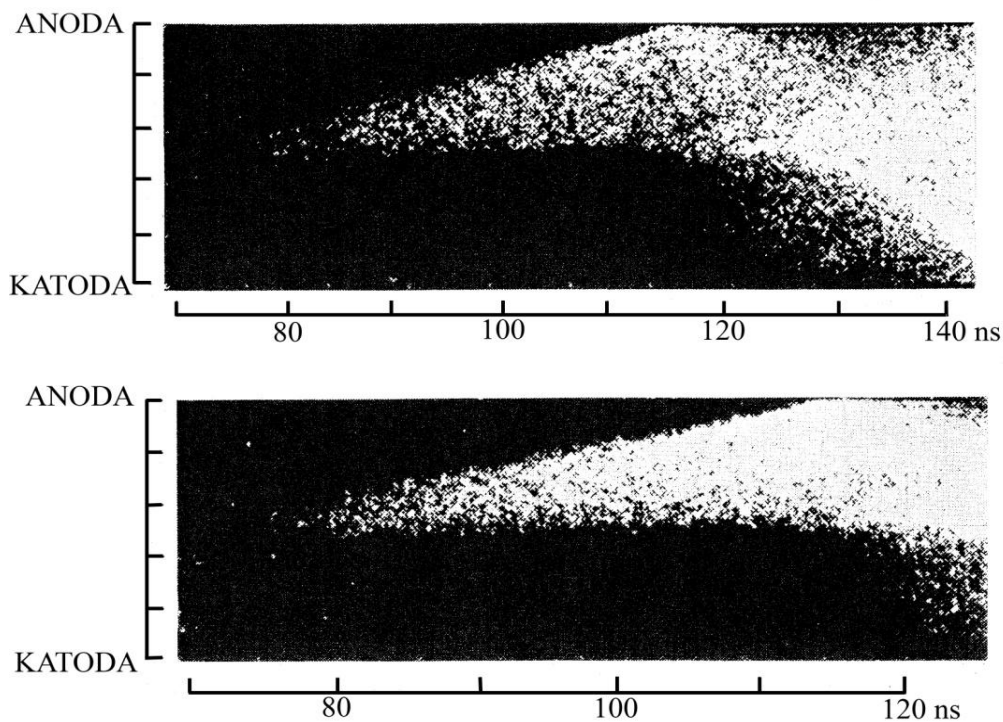


Slika 60 – Svetlosni izlaz koji je posledica električnog pražnjenja, u različitim vremenima [nsec], koja korespondiraju sa krivama na slici 58

(Prema Davies, A.J. i ostali [140])

Tu je još čitav niz drugih, potonjih merenja inteziteta svetlosnog izlaza, tj. strimera, koji se generiše usled pojave razvijajućeg električnog pražnjenja u gasu, koja su izveli Timm [151] i Reininghaus [152], uključujući posmatranja u razvijajućem električnom

pražnjenju, koje je izveo Reininghaus [153]. Samo jedno od tih merenja [153] je dalje analizirano kroz kvantitativnu dimenziju procesa, na način o kome je već bilo reči u ovom naslovu. U ovim analizama bilo je potrebno obezbediti kontinualni izvor napajanja od 10^3 elektrona/nsec na rastojanju od 10 mm od anode, da bi se dobilo slaganje teoretskih i eksperimentalnih rezultata.



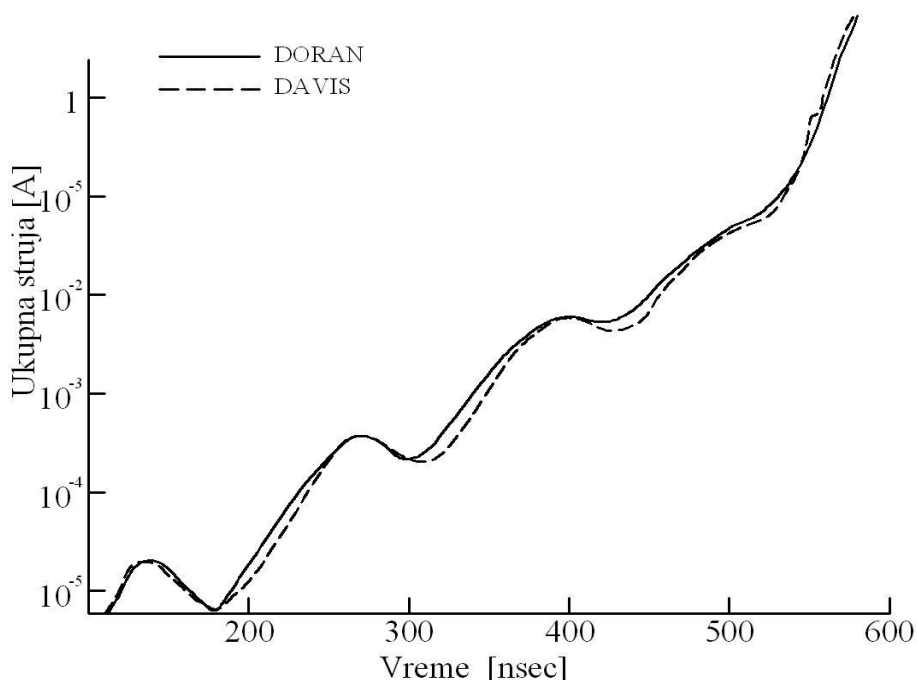
Slika 61 – Simulirane *streak* fotografije svetlosnog izlaza – strimera, kao posledica električnog pražnjenja u atmosferi azota (N_2), pri $p = 91 \text{ Torr} = 121,32335 \text{ mbar} = 0,11973 \text{ atm}$, $E/p = 62 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}$ i $d = 3 \text{ cm}$; dobijena simulacija je rezultat numeričke integracije kontinualne jednačine, koja uzima u obzir prostorno naelektrisanje.

(Prema Davies, A.J. i ostali [140])

Originalni proračuni [140] svetlosnog izlaza, koji su isto tako bili kritikovani zbog tvrdnje da je veličina δ/α korišćena kao adekvatan parametar koji prati predprobajne uslove u gasu. Pri tome, sekundarna elektronska emisija se javlja na celjoj katodi, budući da je stadijum razvoja prostornog naelektrisanja takav da ono postane značajano. U toj oblasti, duž relativno uskog kanala, efikasni sekundarni elektroni su ti koji se emituju sa katode. Međutim, kasniji proračuni za vazduh [154] pokazali su da razvoj prostornog naelektrisanja u vremenu ne zavise na kritičan način od prepostvljene veličine za δ/α . Proračuni su, u skladu sa eksperimentalnim posmatranjima [138], pokazali da je

postojanje procesa zahvata i otpuštanja (gubljenja) elektrona veoma uticajna sekvenca tokom procesa prostornog rasta naelektrisanja.

Značajno opadanja poluprečnika električnog pražnjenja u kasnijim stadijumima razvoja prostornog naelektrisanja, pokazano je kao uporedna kompjuterska slika elektronske struje u azotu (N_2) [155], uz korišćenje fotomultiplikatora tokom merenja razvoja svetlosnog izlaza - . strimera u istom gasu i pod istim uslovima. Svetlosni izlaz je u direktnoj vezi sa elektronskom strujom. Krive dobijene kroz proračune, kao i one dobijene eksperimentalnim putem za ceo opseg, odnosno za ukupni proces jonizacije, prikazane su na grafikonu, slika 62. na ovom grafiku se može uočiti generalno visok nivo saglasja između računskih i eksperimentalnih rezultata.

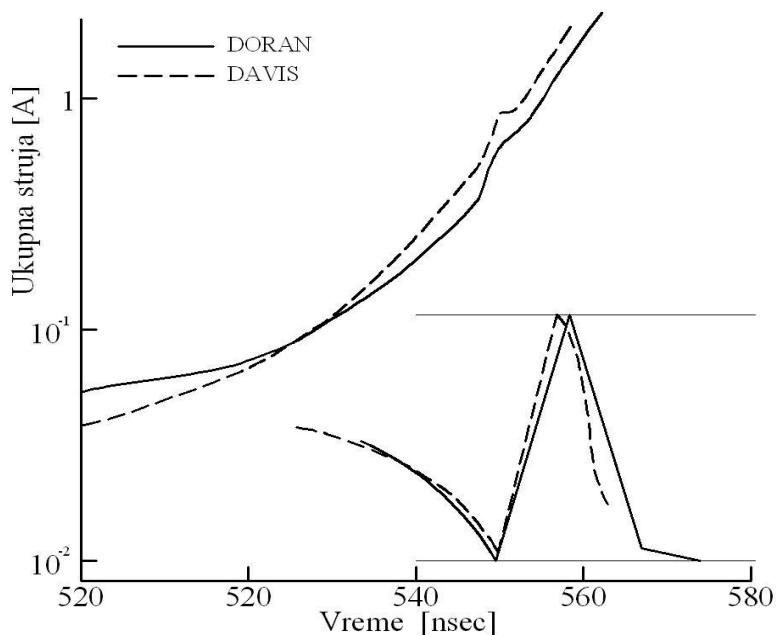


Slika 62 – Rezultati dobijeni računskim putem i eksperimentalnim merenjem priraštaja ukupne (totalne) struje u funkciji vremena, u atmosferi azota (N_2), pri $p = 300$, $d = 2$ cm i za prenapon = 7,56%. (—) Eksperiment (---) Teorija

(Prema Davies, A.J. i ostali [157]) (Prema Doran, A.A. [156])

Detaljnije poklapanje eksperimentalnih i računskih rezultata odgovara vremenima iznada 500nsec, kao što je i pokazano na grafiku, slika 63. Međutim, ovi podaci se mogu dobiti samo ukoliko se uzme u obzir eksperimentalno utvrđena promena poluprečnika osvetljenog dela električnog pražnjenja od oko 2 cm u najranijoj fazi, pa do oko 2-3 mm kako napreduje strimer usmeren ka katodi. Naročito rezultati proračuna, koji su izvedeni za konstantan poluprečnik pražnjenjane, pokazuju posmatranu petlju od 550 nsec, koja

odgovara prispeću strimera na katodu. Isto tako i izmena u poluprečniku razvijajućeg pražnjenja je značajna kada se objašnjava diskontinuitet u grafikonima za formativno vreme kašnjenja, nasuprot praćenja prenapona, koji je bio predmet interesovanja i proučavanja velikog broja israživača [158, 159, 160, 161]. Neki od tih rezultata prikazani su na slici 64, gde su upoređeni sa vrednostima do kojih se došlo računskim putem [155].



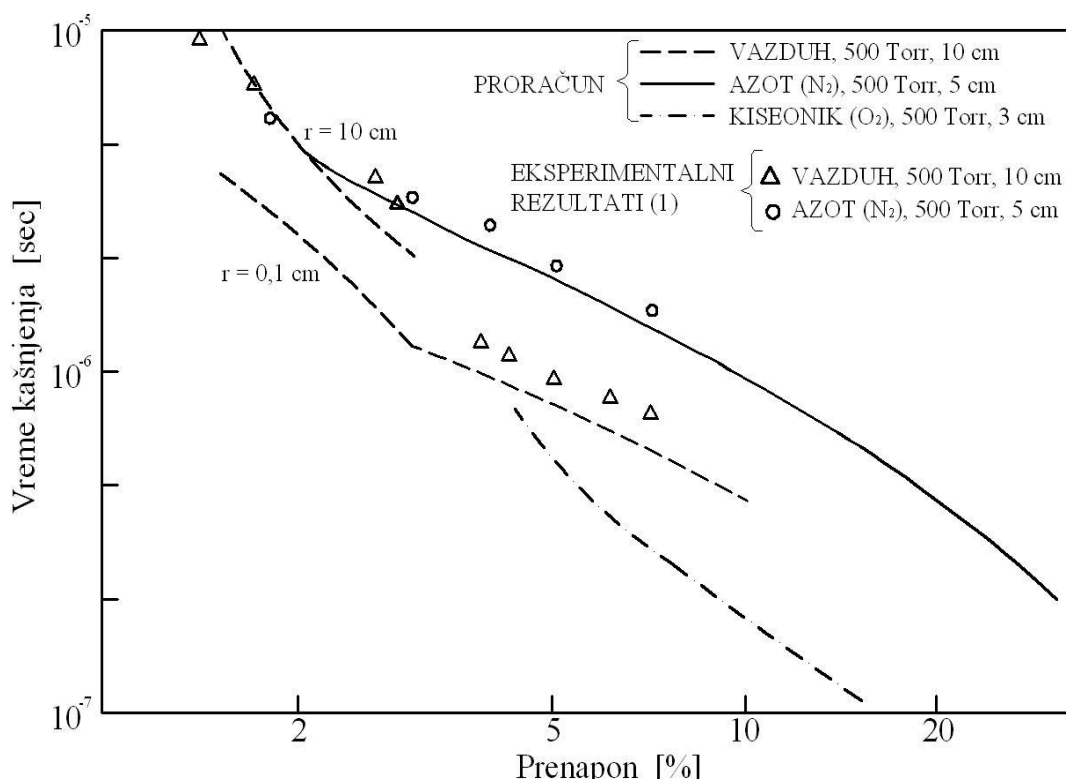
Slika 63 – Šematski prikaz teorijskih i eksperimentalnih rezultata, tokom merenja svetlosnog fronta strimova (strujnih mlazeva), zajedno sa strujnim priraštajem.

(——) Eksperiment (— — —) Teorija

(Prema Davies, A.J. i ostali [157]) (Prema Doran, A.A. [156])

Može se uočiti, da iako se pretpostavi konstantni radijus pražnjenja, proračunate vrednosti ukazuju na diskontinuitet u vazduhu pri odgovarajućim prenaponima, pri kojima dolazi do značajnijeg razvoja prostornog naelektrisanja u početnoj lavini, i koji se kreću oko istih vrednosti i tokom eksperimentalnih posmatranja, a pri pojavi diskontinuiteta. Međutim, poklapanje eksperimentalnih i proračunatih vrednosti sa druge strane diskontinuiteta je u značajnoj meri dokazano, samo ukoliko se razmatrarju različite poluprečnici pražnjenja, te se u tom smislu zahteva da niži prenaponi budu značajno viši. U cilju ukazivanja na značaj promene efektivnog poluprečnika razvijajućeg pražnjenja, izveden je dvodimenzionalni postupak kojim je tretiran ovaj problema [162]. Ovaj postupak podrazumeva da se istovremeno i radijus i struja mogu

izračunati iz zadatih, početnih uslova, završno sa strimerom (svetlosnim izlazom), koji se razvija u pravcu katode.



Slika 64 – Izračunata vremena kašnjenja za vazduh, azot (N₂) i kiseonik (O₂) i upoređena sa eksperimentalnim rezultatima za vazduh i azot (N₂) (Prema Osmokrović, P. i ostali [159]) (Prema Davies, A.J. i ostali [155])

Međutim, uz opravdane pretpostavke u vezi poluprečnika razvijajućeg pražnjenja (koji su potvrđeni potonjim dvodimenzionalnim postupkom), dokaz originalne računске metode [140] omogućava predviđanje strujnog priraštaja od njegovog nastanka sve do struja od nekoliko ampera, što se veoma dobro slaže sa eksperimentima. Šta više, napredovanje anodno i katodno orjentisanih strimera i postojanje talasa jonizacije, nakon što katodno orjentisani strimer dospe na katodu, mogu se precizno predvideti (pogledati sliku 64) u oblasti prelaza, u stadijum varničnog pražnjenja.

6 ELEKTRIČNI PROBOJ U VAKUUMU

6.1 Mehanizmi električnog proboja u vakuumu

U vakuumu proboj može nastati samo u metalnim parama elektroda, odnosno proboj se inicira tako što se prvo formira oblak isparenog materijala kontakata, u kome se onda proboj razvija po klasičnom lavinskom mehanizmu gasnih pražnjenja, tj. Townsend-

ovom probouju. Presudno je obrazovanje dovoljne početne količine metalnih para i za to se mora barem jednoj elektrodi dovesti potrebna energija na jedan od sledećih načina: putem elektrona i jona ili putem mikroskopskih delića elektrodnog materijala ubrzanih u narinutom električnom polju.

6.1.1 Elektronska emisija

Elektronska emisija sa hladnih metalnih elektroda je uzrokovana električnim poljem na površini elektroda. Zahvaljujući električnom polju snižava se potencijalna barijera na granici metal-vakuum i elektroni tuneliraju kroz nju. Kompleksnija kvantnomehanička razrada problema dala je Fowler-Nordhaim-ovu (FN) jednačinu [185], koja opisuje elektronsku emisiju uzrokovanu poljem.

$$j = \frac{1.54 \cdot 10^{-6} E^2}{\Phi t^2(y)} \exp \left[\frac{-6.83 \cdot 10^{-9} \Phi^{1.5} V(y)}{\beta U} \right] \quad (139)$$

$$y = 3.795 \cdot 10^{-5} \frac{\sqrt{E}}{\Phi} \quad V(y) \approx 1 \quad t(y) \approx 1$$

gde je j lokalna gustina struje (u A/m^2), E lokalna gustina električnog polja (u V/m), Φ izlazni rad (u eV). Izrazi $V(y)$, $t(y)$ (tabelirani u [191]) sporo su promenljive funkcije od E i Φ i u praksi se uzimaju kao konstante.

$$I = \frac{1.54 \cdot 10^{-6} \alpha U^2 \beta^2}{\Phi t^2(y) d^2} \exp \left[\frac{-6.83 \cdot 10^{-9} \Phi^{1.5} V(y)}{\beta U} \right] \quad (140)$$

gde je U napon (u V), d rastojanje elektroda (u m), β faktor pojačanja mikroskopskog električnog polja na emiteru, I struja elektronske emisije (u A), α efektivna površina emitera (u m^2).

Obično se jednačina (1.2) daje u obliku:

$$\log \left[\frac{I}{U^2} \right] = \log \left[\frac{1.54 \cdot 10^{-6} \alpha \beta^2}{\Phi d^2} \right] - \frac{-6.83 \cdot 10^{-9} \Phi^{1.5} V(y)}{2.3026} \frac{1}{U} \quad (141)$$

iz koga se vidi da je grafik varijabile $\log(I/U^2)$ u funkciji $1/U$ prava linija (tzv. FN dijagram). U mnoštvu eksperimenata je izmerena upravo gornja zavisnost (141) za emisionu struju izazvanu električnim poljem. Iz FN grafika nacrtanog za izmerene vrednosti emisione struje i napona mogu se prema (141) odrediti parametri emitera α i β .

Tipične vrednosti dobijene za faktor pojačanja polja β na taj način su $\beta = 20 - 200$. Pretpostavlja se da se ovakva pojačana polja ostvaruju na vrhovima mikroizbočina. Postojanje takvih mikroizbočina sposobnih za lokalno pojačanje polja od oko 100 puta je pokazao Little. Postoji određeni broj hipoteza o nastanku i rastu tih mikroizbočina, ali definitivna, eksperimentalno dokazana teorija nije uspostavljena [185]. Međutim, u analizi nekih eksperimenata, iz FN dijagrama za predprobojnu struju EE dobijeni su faktori pojačanja polja β znatno iznad 100, koje teško da mogu proizvesti bilo koje mikroizbočine. Upravo tražeći takve mikroizbočine i umesto njih našavši nemetalne strukture na površini katode, Cox [186] je predložio postojanje nemetalne emisije poljem. Pregled eksperimenata sa nemetalnom emisijom dao je lično Latam [187]. Eksperimenti pokazuju da su centri EE uočeni na katodnoj površini obično mesta sa sniženom vrednošću izlaznog rada u poređenju sa čistim metalom. Vrednosti β , izračunate sa uzimanjem ove činjenice u obzir, mnogo su manje nego za čisti metal. To daje objašnjenje kako ove mikroizbočine emituju veliku struju EE, (visker). Međutim, još nije objašnjeno kako bi nemetalna predprobojna emisija mogla da dovede do katodne nestabilnosti.

6.1.2 Proboj uzrokovan elektronskom emisijom

U osnovi svih emisionih hipoteza je da struja elektronske emisije uzrokovane jakim električnim poljem dovodi do termičke nestabilnosti jedne ili obe elektrode, a zatim dolazi do emitovanja pare elektrodnog materijala u vakuumski razmak. U pari (ili desorbovanom gasu) se inicira i razvija vakuumsko pražnjenje i to kao posledicu ima proboj celog razmaka. Zavisno na kojoj elektrodi prvo dolazi do termičke nestabilnosti, emisioni mehanizam može biti:

- ✓ mehanizam katodnog iniciranja proboja i
- ✓ mehanizam anodnog iniciranja proboja.

6.1.2.1 Katodni proboj

Prema ovom mehanizmu do termičke nestabilnosti mikroizbočine dolazi kada emisiona struja sa njenog vrha pređe određenu kritičnu vrednost [188], odnosno, zbog relacije (1.1), kada mikroskopsko polje na vrhu mikroizbočine pređe određenu „kritičnu vrednost“. Termička stabilnost emitera (mikroizbočina) određena je:

- ✓ Joule-ovskim zagrevanjem mikroizbočina usled emisije struje koja kroz nju teče,
- ✓ hlađenjem kondukcijom u telo katode,
- ✓ zagrevanjem (ili hlađenjem) usled Nottingham-ovog efekta.

U više radova je proračunavana ova nestabilnost mikroizbočine [189], [190], [191], [192] i dobijen je model koji se dobro slaže sa eksperimentima. Prema katodnom mehanizmu proboja probojni napon bi trebalo da linearno raste sa povećanjem međuelektrodnog rastojanja, pošto bi u tom sličaju mikroskopsko i makroskopsko polje na katodi ostalo konstantno. (Normalno, razmatraju se paralelne ravanske elektrode sa homogenim poljem).

Razvoj pražnjenja nakon prekoračenja granične temperature stabilnosti za katodnu mikroizbočinu pažljivo je istraživano u [193], [194] i predložen je mehanizam eksplozivne elektronske emisije (EEE) da objasne tu pojavu. Joule-ovski gubici izazivaju ireverzibilan rast temperature, što pojačava struju elektronske emisije poljem i još dovodi do porasta otpornosti. To dovodi do daljeg porasta Joule-ovskih gubitaka i proces se kreće ka daljem povećanju temperature emitera (npr. na način predložen u [189]). Ovo vodi mikroeksploziji najintenzivnije zagrevanog dela vrha izbočine. Tako formirana plazma je dovoljno gusta da pomoću Debye-vog polja pojača električno polje na površini katode. Zbog toga se javlja intenzivna elektronska emisija i ona je eksperimentalno primećena. Intenzivna elektronska struja zagrejava anodu i tako proizvodi gust oblak pare, koji se jonizuje i uniformno širi u svim pravcima po razmaku. Katodna plazma se znatnije ne širi od katode, dok oblak anodne plazme premošćava razmak i u tom trenutku nastupa slom napona. Hipoteza o ovakvom razvoju varnice prilikom EE podržana je nizom eksperimenata sa merenjem promene struje i napona tokom proboja, brzom fotografijom razvoja sjajnosti u razmaku, merenjem zračenja X-zraka tokom razvoja proboja [208], [209].

Vreme razvoja termičke nestabilnosti mikroizbočina je vrlo malo (0.1-100 ns), kao i vreme premošćavanja razmaka anodnom plazmom (20-500 ns), tako da je ukupno vreme iniciranja katodnog proboja ispod 0.6 μ s. Proboj se dešava praktično trenutno nakon dostizanja kritične vrednosti polja i zbog toga probojni napon za impulsni napon treba biti praktično jednak onome za naizmenični napon.

6.1.2.2 Anodni proboj

Usled sudara elektronskog snopa, koji se emituje sa katodne mikroizbočine, dolazi do znatnog lokalnog zagrevanja anode. Tako može nastupiti topljenje i isparavanje materijala anodne mrlje, dok je u isto vreme mikroizbočina-emiter u stabilnom termičkom stanju. Nestabilnost se dalje razvija dok se ne uspostavi dovoljna gustina para anodnog materijala da može da se ispuni Townsend-ov uslov i da nastupi lavinski proboj. Više radova je posvećeno modeliranju mehanizma anodne nestabilnosti [190], [195], [196].

Značajna je uloga materijala anode u iniciranju proboja i to je potvrđeno eksperimentom. To je razumljivo, jer fizička svojstva materijala određuju, pored energije elektronskog snopa, topljenje anode. Ipak odlučujuća za anodni proboj je energija elektronskog snopa koji prima anoda. Sa povećanjem međuelektrodnog rastojanja nije potrebno linearno povećati napon da bi se dobila ista ova energija. Upravo zato za anodni proboj važi zavisnost od međuelektrodnog rastojanja slabija od linearne.

Termička konstanta anode zavisi od primljenog napona. Za brzi impulsni napon praktično adijabatski se zagreva anodna mrlja do male dubine (penetracija elektrona) i termička konstanta je manja. Za jednosmerni napon toplota se iz anodne mrlje kondukcijom odvodi u telo anode i termička konstanta je veća. U svakom slučaju za iniciranje anodnog proboja treba više od $10 \mu s$.

6.1.2.3 Oblast važenja emisionih mehanizama proboja

Čitav niz eksperimenata sa brzim impulsima je izvedeno da se odredi koji emisioni mehanizam izaziva proboj. Snimanje ultrabrzom steak kamerom je pokazalo da je proboj izazvan katodnim mehanizmom emisijom, jer je prva svetlost pre proboja registrovana na katodi [197], [198], [199]. Eksperimenti su vršeni sa međuelektrodnim rastojanjem $d \leq 1 mm$. Takođe je izvedeno nekoliko eksperimenata sa merenjem vremena kašnjenja proboja nakon primene step-napona [200], [201]. Varirana je visina step-napona i dobijeno je da su za vrednosti napona, znatno veće od vrednosti jednosmernog probojnog napona, vremena kašnjenja vrlo mala (nekoliko desetina μs). Za vrednosti amplitude step-napona malo iznad jednosmernog proboja napona dobijena su veoma velika vremena kašnjenja (u ms). Prelazak sa vrlo kratkih na vrlo velika

vremena kašnjenja proboja odvija se u jednom uskom opsegu amplituda step-napona. Zaključeno je da je za spore napone proboj iniciran anodnim mehanizmom. Merenja su vršena za međuelektrodna rastojanja 0.2-1 mm.

U [202], [213] su izvedeni eksperimenti sa sporim impulsnim naponom 550/5000 μ s. Osim probojnog napona, merena je i emisiona struja neposredno pred proboj. Merenja su izvršena za međuelektrodna rastojanja 0.002-3 mm. Ako važi katodni mehanizam proboja, vrednost emisione struje pred proboj ne bi trebala da zavisi od međuelektrodnog rastojanja. Međutim, izmereno je da ta struja opada približno kao $\delta^{0.6}$ što je odgovaralo proračunu za anodni mehanizam. Ovo je protumačeno kao potvrda pretpostavke da za spore napone važi anodni emisioni mehanizam proboja.

Svi ovi eksperimenti su bili izvedeni za kondicionirane kontakte sa malim faktorom pojačanja polja a (oko stotinu). Teorijski proračuni granice važenja između katodnog i anodnog mehanizma proboja napravljeni su u [190], [204]. Kao kriterijum je uzimano koja od elektroda će prva početi da se topi. Pokazano je da važenje jednog ili drugog mehanizma zavisi od pretpostavljenih parametara emitera-mikroizbočine. Za velike vrednosti β proboj je uvek katodno iniciran, a za male vrednosti uvek anodno iniciran. Za srednje vrednosti β zavisno od veličine međuelektrodnog rastojanja proboj je ili anodno ili katodno iniciran. U tom slučaju, za male vrednosti međuelektrodnog rastojanja važi katodni mehanizam, a za veće anodni mehanizam proboja.

6.1.3 *Proboj usled mikrodelića*

Na elektrodama u vakuumu uvek se nalazi mnoštvo mikrodelića (nastalih od topljenja materijala elektroda u prethodnim probojima ili sklopnim operacijama, ili fabrikacijom elektrodnog sistema), deo kojih je labavo povezan sa površinom kontakata ili čak slobodan. Nakon promene napona ti mikrodelići usled elektrostatske indukcije poprimaju naelektrisanje i usled elektrostatičkih sila mogu biti otkinuti od površine elektroda i ubrzani u međukontaktom prostoru. Postoji više hipoteza o tome kako mikrodelić, koji preleće međukontaktni razmak, može da dovede do proboja [183], [184].

Ako mikrodelić ima dovoljno veliku brzinu, proboj nastaje nakon sudara mikrodelića sa elektrodom, tako što dolazi do kompletnog isparavanja materijala

mikrodelića. Tako nastali oblak pare i plazme se širi i u nekom trenutku je u njemu proizvod pritisak-dijametar takav da pad napona na oblaku zadovoljava Pashenov kriterijum i tada nastaje lavinski proboj u oblaku pare, koji inicira i proboj celog razmaka. Međutim, da bi mikrodelići imali potrebnu energiju za svoje isparavanje, potrebno je da prilikom sudara imaju brzinu blisku brzini zvuka za materijal od kog se sastoje (a to je reda 5 km/s). Tako velike brzine se praktično ne sreću u tipičnim elektrodnim sistemima. Lahtam [202] je postavio teoriju prema kojoj se mikrodelić nakon kvazielastičnog sudara, u kome je promenio i polaritet svoga naelektrisanja, u ponovnom preletanju razmaka poveća kinetičku energiju iznad vrednosti koju je imao pre sudara. Ovaj proces odbijanja od elektroda može ponoviti isti mikrodelić više puta, tako da može postići brzinu potrebnu za gore navedeni mehanizam proboja. Ovaj model je razmatran upravo zbog primene tog mehanizma na razmake sa malim naponom ($V < 15kV$), gde je brzina koju dobija mikrodelić nakon jednostrukog prelaska razmaka relativno mala.

Prema [206] relativno mali mikrodelić ($diam < 1\mu m$) može biti ubrzan poljem do dovoljno velike brzine da nakon sudara sa suprotnom elektrodom (koja mora biti katoda) izaziva plastičnu deformaciju njene površine formiranjem kratera. Na rubovima kratera se, kao slučajni proces, mogu formirati oštre mikroizbočine, koje postaju emiteri i na njima se inicira proboj emisionim mehanizmom. Nasuprot tome, ako je mikrodelić relativno velik ($diam > 20\mu m$), ne može se znatnije ubrzati i malom brzinom se približava suprotnoj elektrodi. Kada se veoma smanji rastojanje između njega i površine elektrode, veoma se pojačava električno polje u prostoru između njih i ako ima mikroizbočina na elektrodi ili mikrodeliću, koje su na negativnom potencijalu i da je na njima polje prešlo kritičnu vrednost, nastupa proboj usled emisionog mehanizma, koji zatim prelazi u proboj kompletnog međukontaktnog razmaka [207].

Za sudarni mehanizam izvedeno je da probojni napon raste sa kvadratnim korenom međuelektrodnog rastojanja [183], a to znači da je pri većim rastojanjima kontakata probojni napon za mehanizme sa mikrodelićima manji od probojnog napona za emisione mehanizme i da je tada aktuelan upravo proboj usled mikrodelića.

Ako na površinama kontakata ne postoji neki lako otkidivi mikrodelić, onda će do proboja pod tim uslovima doći kod vrlo visokih napona (da bi se postigle elektrostatičke

sile koje mogu da otkinu deliće od kontakata). Vreme potrebno mikrodeliću da preleti međukontaktno rastojanje od 10 mm je najmanje 10 μ s. Zato proboj izazvan mikrodelićima nije aktuelan za brže napone, a posebno za udarni napon.

6.1.4 Proboj uzrokovan lavinskim efektom

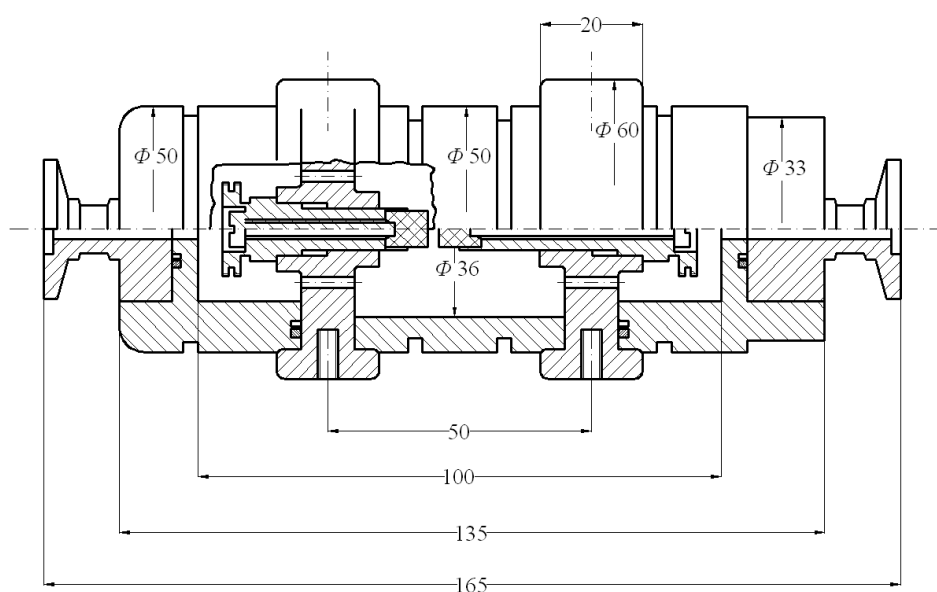
Hipoteza o lavinskom mehanizmu proboja [183] zasnovana je na pretpostavci o mogućnosti iniciranja reakcionog lanca u kome naelektrisana čestica preleće vakuumski razmak i prilikom sudara sa molekulima iz adsorbovanih slojeva gasa na elektrodama ili sa molekulima nečistoća formira više naelektrisanih čestica koje preleću vakuumski razmak u suprotnom smeru i opet svaka od njih jonizuje više čestica u međuelektrudnom prostoru i to može prerasti u gasni proboj. Ukoliko reakcioni lanac krene proboj se vrlo brzo razvija (μ s). Nužni uslovi za delotvornost ovog mehanizma su postojanje adsorbovanih slojeva ili nečistoća na elektrodama i da je proizvod sekundarnih koeficijenata elektroda veći od 1. Do sada nije eksperimentalno dokazana ovako pretpostavljena hipoteza o lavinskom mehanizmu proboja [183], [184]. U svakom slučaju lavinski proboj je moguć za sisteme koji nisu čisti.

7. EKSPERIMENT SNIMANJA PASCHEN-ove KRIVE

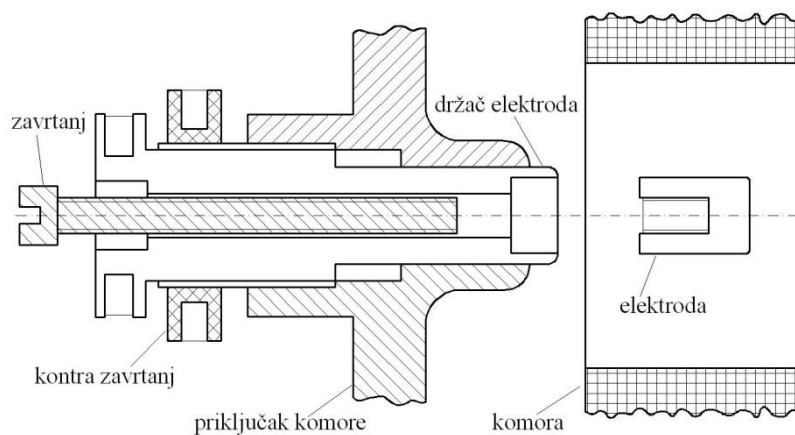
Radi sprovođenja eksperimenta koji je za cilj imao snimanje Paschen-ove krive, koja opisuje funkcionalna zavisnost $V_s = f(pd)$, korišćeni su i jednosmerni DC i impulsni naponi, i uz definisan opseg proizvoda (pd). U tom smislu, primenjivani su pritisci od $p = (1 \text{ mbar} \div 1000 \text{ mbar} = 0,75006 \text{ Torr} - 750,06 \text{ Torr})$, dok se međuelektrudno rastojanje menjalo u rasponu od $d = (0,1 \text{ mm} \div 1 \text{ mm})$. U eksperimentu je korišćena komora koja je imala fiksnu katodu i anodu sa pokretnim mehanizmom, kojim je, nakon određivanja nulte tačke merenjem omskog otpora, podešavano rastojanje između elektroda upotrebom mikrometarskog instrumenta merne nesigurnosti 0,005mm (grafička šema komore prikazana je na slici 65).

Šema pokretnog mehanizma za podešavanje procepa između elektroda je prikazana na slici 66). Po postizanju željenog rastojanja, vršeno je fiksiranje anode kontrazavrtnjem, zaptivanje komore i njeno ugrađivanje u gasno kolo izrađeno prema šemi na slici 67. Digitalni relativni merni instrument *Dipton 2*, proizvođača Wallace & Tiernon, merne nesigurnosti od 0,1 mbar bio je namenjen podešavanju željenog pritiska u

komori. Na početku merenja, a pri nestabilnim atmosferskim uslovima, kao i tokom merenja, ovaj instrument je baždaren putem FA-129 intrumenta, istog proizvođača. Ventili V_{A2} , V_{A3} i V_{A4} raspolagali su pouzdanošću od 0,3 mbar/h, što je uz predpostavku kvalitetne zaptivenosti komore i njenih priključaka, obezbeđivalo promenljivost pritiska p tokom merenja jedne eksperimentalne tačke. Merenje jedne eksperimentalne tačke, u zavisnosti od oblika primenjenog napona, trajalo je od 25 min do 50 min. Dobra zaptivenost komore i priključaka obezbeđena je vazelinom kojim su premazivani O – prstenovi, teflonskom trakom na navojima i silikonskom pastom kojom su ispunjavni spojevi.



Slika 65 – Šema ispitne komore



Slika 66 – Šema pokretnog mehanizma držača anode

Nakon podešavanja početnih uslova, tj. međuelektrodnog tastojanja d , ugrađivanja komore u gasno kolo i evakuisanja vazduha iz komore do pritiska od 10^{-3} mbar, postupak merenja podrazumevao je baždarenje relativnog menog instrumenta i izdvajanja apsolutnog mernog instrumenta putem ventila V_{A4} . Sledeći korak podrazumevao je tzv. "ispiranje" ostatka gasnog kola od vazduha, što se realizuje naizmeničnim upuštanjem i evakuisanjem ispitnog gasa SF_6 . U ovako "očišćenu" komoru upušta se gas SF_6 do pritiska $p_1(\theta)$, na temperaturi $\theta^\circ C$, koji je definisan izrazom:

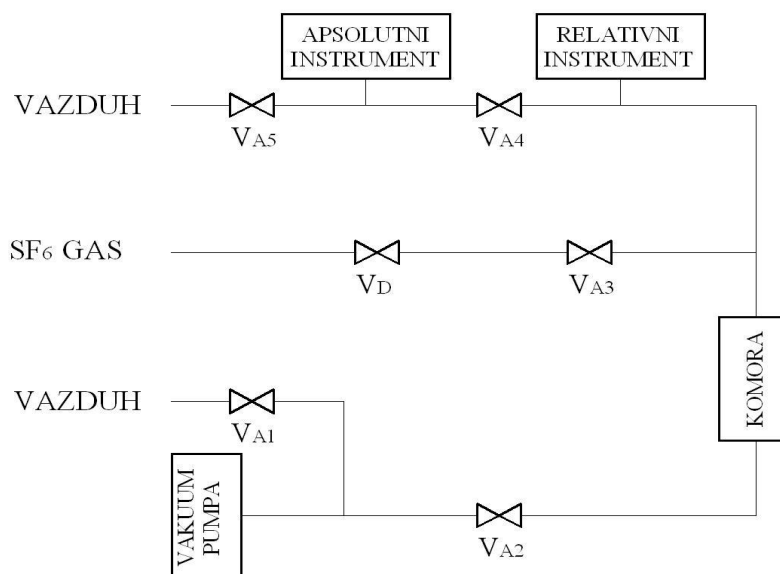
$$p(\theta) = \left(1 + \frac{\theta}{273,15}\right) p(0), \quad (142)$$

gde je $p(0)$ pritisak ispitnog gasa SF_6 na temperaturi od $0^\circ C$. Nakon obavljenih radnji, izvršeno je merenje jedne merne tačke, iza koga bi se proces "ispiranja" i podešavanja merne aparature ponovio, u koraku logaritma za osnovu 10, za sledeću vrednost pritiska $p_2(\theta)$.

Na osnovu 20 uzastopnih, nezavisnih merenja, dobijeni rezultati su korišćeni za određivanje srednje vrednosti tačaka statičke Paschen-ove krive. Merenja su sprovedena putem Ug – test instrumenta, čija je merna nesigurnost 1% za ceo, unapred podešen optimalni merni opseg merenog probojnog jednosmernog DC napona, i kao takav priključen na elektrode ispitne komore. Brzina uspinjanja čela DC naponskog impulsa podešena je na oko 8 V/sec, sa vremenskim razmakom između dva uzastopna električna proboja od 5 sec.

Prilikom određivanja tačaka dinamičke Paschen-ove krive, na elektrode ispitne komore se dovodi impulsni napon, čiji je oblik odgovarao brzini uspinjanja čela od 1 kV/ μ sec, u razmacima okidanja od po 60 sec. 50 uzastopnih merenja probojnog napona izvršeno je putem 466 memorijskog osciloskopa, proizvođača Tektroniks opsega 100MHz. Osciloskop je tokom ovih merenja bio smešten u zaštitnu kabinu zaštite veće od 10dB, i sa komorom je preko kompezovanog kapacitivnog razdelnika prenosnog odnosa 1 : 1000 i brzine 4 nsec, bio povezan putem dvostrukog ekranizovanog 50 Ω -skog kabla. Pošto je upotrebljeni osciloskom raspolagao sopstvenim vremenom uspona

od 7 – 8 nsec, ne može se sa sigurnošću utvrditi da li su signali impulsnog napona koji su se kretali brzinom od 1 kV/ μ sec izmereni sa zadovoljavajućom tačnošću².



Slika 67 – Šema pokretnog mehanizma držača anode

Prilikom merenja probojnih napona, a sa ciljem crtanja impulsne karakteristike i provere Paschen-ovog zakona, na predhodno opisan način mereno je po 50 (pedeset) impulsnih probojnih napona, pri brzini uspinjanja čela od 1, 2, 5 i 10 kV/ μ sec za jednu vrednost proizvoda pd , za koju je već bio određen statički probojni napon, da bi kasnije poslužio kao ranije definisan napon U_B . U toku ovih merenja strogo je vođeno računa da do proboja dolazi u linearnoj oblasti porasta naponskog čela, što je postizano u radnom režimu maksimalnog punjenja generatora.

Za određivanje statističke raspodele vrednosti probojnog napona, izvedeno je 400 merenja dinamičkog proboja u jednoj pd tački, s tim da je vršena izmena, odnosno već pomenuto "ispiranja" gasa i ponovno obrađivanje elektroda posle svakih 40 proboja. Treba napomenuti, a što je uglavnom bio slučaj i pri svim ostalim merenjima probojnih napona u ovom eksperimentu, da vrednost napona u prvih par proboja nije uzimana u obzir.

² Podešavanje vrednosti prigušnog otpora realizovano je pomoću kablovskog generatora 485 memorijskog osciloskopa, proizvođača Tektroniks, i potenciometra čija je približna vrednost predhodno bila određena programom "Sceptra". Istim osciloskopom i generatorom kasnije je izvršeno i snimanje impulsnog odziva sistema. Tom prilikom je ustanovljeno da ne postoji potreba za korekcijom dobijenih rezultata. Putem kablovskog generatora izvršeno je i baždarenje 466 memorijskog osciloskopa.

8. POKRETANJE I RAZVOJ ELEKTRIČNOG PROBOJA U OBLASTI LEVO OD PASCHEN-OVOG MINIMUMA

U ovom poglavlju razmatraće se mehanizmi pokretanja i razvoja električnog proboja u gasu, u oblasti levo od Paschen-ovog minimuma. Statističkom analizom eksperimentalnih rezultata, dobijenih pod strogo kontrolisanim laboratorijskim uslovima, pokazano je da se oblast levo od Paschen-ovog minimuma može podeliti na tri podoblasti. Ustanovljeno je da se tzv. *anomalija Paschen-ovog efekta* odnosi na električni proboj koji se javlja na račun ivičnih mehanizama u prvoj podoblasti, neposredno uz Paschen-ov minimum. U drugoj podoblasti električni proboj pojavljuje se kroz mehanizam vkuumske lavine, dok se u trećoj podoblasti električni proboj javlja na račun emisije elektrona sa katode u vakuumu.

Kao što je već rečeno, Paschen-ova kriva ukazuje na zavisnost visine probojnog napona u sistemu sa dve elektrode u funkciji proizvoda pd^3 , gde je p pritisak gasa u koje su zaronjene elektrode na međusobnom rastojanju d [163, 164]. Validnost zakona sličnosti za električno pražnjenje u gasovima povlači za sobom direktnu zavisnost visine jednosmernog DC probojnog napona od proizvoda pd [167, 166, 167]. Paschen-va zakonitost ima formu asimetrične U krive sa izraženim minimumom, poznat kao Paschen-ov minimum. Paschen-ov minimum odgovara pritisku gasa p , odnosno njegovoj gustini (tj. broju čestica gasa n u zadatoj zapremini) za koji Townsend-ov jonizacioni koeficijent ima najveću vrednost, uzimajući u obzir odnos rastojanja d između elektroda i srednje dužine pređenog puta slobodnog elektrona.

U oblasti desno od Paschen-ovog minimuma, DC probojni napon se može smatrati determinističkom, jasno definisanom veličinom, tako da prilikom određivanja njegove vrednosti dominira merna nesigurnost tip B. To je posledica činjenice da se u oblasti desno od Paschen-ovog minimuma javlja DC tip električnog proboja kroz proces samoodržive multiplikacije u gasu, gde je vremenska konstanta promene napona daleko veća od vremena karakterističnog za odvijanje elementarnih procesa električnog pražnjenja u gasu. U oblasti levo od Paschen-ovog minimuma, DC tip električnog proboja se odvija kroz kombinovane gasne i vakuumske mehanizme, kao i tzv.

³ $V_s = f(nd)_s = g(pd)_s$ – izraz koji matematički formuliše Paschen-ov zakon i u okviru ove studije opisan je u jednakosti (1).

anomalni Paschen-ov efekat. Iz tih razloga, u oblasti levo od Paschen-ovog minimuma DC probojni napon je stohastička, sa velikom verovatnoćom precizno procenjena veličina, tako da prilikom određivanja njegove vrednosti dominira merna nesigurnost tip A [168, 169, 170]. Za razliku od DC probojnog napona, vrednost impulsnog probojnog napona je stohastička veličina i levo i desno od Paschen-ovog minimuma. To je posledica činjenice da je vremenska konstanta promene impulsnog napona istog reda veličine kao vreme karakteristično za elementarne procese električnog pražnjenja u gasu.

Cilj ovoga poglavlja je da se ispita mehanizam započinjanja i razvoja električnog proboja u oblasti levo od Paschen-ovog minimuma.

8.1 Mehanizam pokretanja i razvoja električnog proboja levo od Paschen-ovog minimuma

Električni proboj u gasu, koji je samoodržaviv proces, javlja se kao posledica priraštaja kolizionih procesa u elektronskoj lavini, a obuhvata naelektrisane čestice i njihova transportna svojstva. Ovi mehanizmi određuju broj elektrona, odnosno njihovu gustinu tokom procesa električnog pražnjenja i nastanak novih, inicijalnih elektrona od kojih zavisi mehanizam samoodržanja električnog pražnjenja kroz tzv. proces skundanog električnog pražnjenja. U zavisnosti od tipa sekundarnih mehanizama, mogu se izdvojiti dva tipa električnih proboja u gasu: strimerski i Townsend-ov električni proboj. Do strimerskog električnog proboja dolazi kada, u procesu sekundarne fotojonizacije u gasu dođe do generisanja inicijalnih, polaznih elektrona, neophodnih za uspostavljanje pozitivne povratne sprege između dve uzastopne elektronske lavine. Townsend-ov mehanizam električnog proboja karakteriše generisanje sekundarnih, inicijalnih elektrona koji se "izbijaju" sa površine elektroda usled dejstva obližnjih jona iz gasa. Odnosa rastojanja d između elektroda i srednje dužine pređenog slobodnog puta elektrona je veličina na osnovu koje se determiniše koji od navedenih mehanizama će dovesti do električnog proboja u gasu. Ukoliko je naznačeni odnos daleko veći od jedinice, doći će do strimerskog električnog proboja; u slučaju da je navedeni odnos neznatno veći od 1, očekuje se proces električnog proboja koji odgovara Townsend-ovom mehanizmu. Kada je odnos rastojanja d između elektroda i srednje dužine pređenog slobodnog puta elektrona manji od 1, električni proboj odgovara jednom od

vakuumskih mehanizama. Paschen-ov minimum nalazi se u oblasti u kojoj se javlja Townsend-ov mehanizam električnog proboja. Vremenska konstanta inicijacije i razvoja proboja za oba mehanizma je $\approx 1\mu\text{s}$ [171].

Električni proboj u vakuumu može biti iniciran samo iz metalnih para sa elektrodnog materijala. Električni proboj, koji odgovara Townsend-ovom mehanizmu, generiše se iz formiranog oblaka isparenja sa elektrodnog materijala. Za obrazovanje dovoljne, početne količine metalnih para, potrebno je da bar jedan od elektrona iz inicijalnog oblaka primi odgovarajuću količinu energije, čime bi se izazvala termička nestabilnost. U zavisnosti od načina na koji dolazi do pojave termičke nestabilnosti isparenog elektrodnog materijala, zavisi i proces odpočinjanja električnog proboja. Drugim rečima, električni proboj može otpočeti kroz mehanizma katodne ili anodne emisije elektrona, ili na osnovu mehanizma koje iniciraju mikropartikularne čestice, ili kao posledica efekta elektronske lavine [172, 173, 174].

Električni proboj u vakuumu, u slučaju katodnog emisionog mehanizma, nastaje kao posledica emisionih struja sa mikro-vrhova, koji su prisutni zbog nesvršenosti obrade površi katode, i to u momentu kad ta struja poraste preko neke kritične vrednosti. Tada dolazi do eksplozivnog isparavanja elektrodnog materijala, a koje je posledica Joule-ovog efekta. Vremenska konstanta inicijacije i razvoja opisanog mehanizmom električnog proboja u vakuumu je $\approx 0,6\mu\text{s}$.

Tokom procesa emisionog efekta sa anode, do električnog proboja u vakuumu dolazi kada lokalno zagrevanje anode za posledicu ima pojavu metalnih para koje se produkuju sa ove elektrode. U tim uslovima, proces električnog proboja tada pokreće elektronski snop emitovan sa mikro-vrhova katode. Vremenska konstanta inicijacije i razvoja opisanog mehanizmom električnog proboja u vakuumu je $\approx 10\mu\text{s}$.

Do mehanizam koje iniciraju mikropartikularne čestice dolazi ukoliko su te čestice prisutne kao slabo vezane ili/i slobodne na elektrodama. Taj uslov je često zadovoljen zato što se mikropartikularne čestice mogu javiti i tokom izrade elektroda, u postupku topljenja elektrodnog materijala, tokom sklopnih/isklopnih operacija u električnom kolu elektroda, ili kao posledica predhodnih električnih proboja. Nakon dovođenja napona na sistem elektroda, ove mikropartikularne čestice postaju naelektrisane kroz proces elektrostatičke indukcije. One tada praktično bivaju "počišćene" sa površina elektrode i

ubrzavaju se u aplikovanom međuelektrodnom električnom polju. Uslov za pojavu električnog proboja je ispunjen pri pojavi isparenja sa elektroda, a koja je posledica sudara mikropartikularnih čestica sa naspramnom elektrodom, pod uslovom da su od električnog polja preuzeli, u tu svrhu, dovoljnu količinu energije. Vremenska konstanta inicijacije i razvoja opisanog mehanizmom električnog proboja u vakuumu je $\approx 10 \mu\text{s}$.

Osnov hipoteze za nastanak lavinskog električnog proboja u vakuumu leži u pretpostavci da započinjanje procesa lančane reakcije, koju čine naelektrisane čestice koje preleću vakuumski međuelektrodni prostor, i tom prilikom dolazi do njihovog sudara sa molekulima iz adsorbovanih slojeva gasa na elektrodama ili sa molekulima nečistoća, podstičući na taj način proces lavinskog električnog proboja. Vremenska konstanta inicijacije i razvoja opisanog mehanizma električnog proboja u vakuumu je ista kao i u slučaju električnog proboja u gasu i kreće se oko $\approx 1 \mu\text{s}$ [173, 174, 175, 176, 177].

8.2 Opis eksperimenta i obrade dobijenih rezultata merenja

U cilju ispitivanja mehanizama električnog proboja u gasu, u oblasti levo od Paschen-ovog minimuma, vršena su merenja DC i impulsnih probojnih napona kao emisione karakteristike V_{-4} (reč je o vrednosti DC napona pri kojoj je emisiona struja reda veličine 10^{-4}A). Ovom analizom su bili obuhvaćeni sledeći gasovi:

- elektronegativni SF_6 ,
- elektropozitivni N_2 ,
- plemeniti He.

Eksperimenti su bili izvedeni u, za tu svrhu, posebno napravljenoj komori, koja je bila priključena na gasno-vakuumsko kolo. Sa visoko kvalitetnim vakuum pumpama (mehanička, difuzionna i molekularna pumpa), preciznim barometarskim instrumentima, dobro zaptivenom komorom, dozir ventilom za gas i uz postupak praćenja visine pritiska u komori, bio je obezbeđen visok stepen čistoće rezidualnog gasa. Podešavanje pritiska gasa pri temperaturi od 0°C , vršeno je sa mernom nesigurnošću tipa B, koja je manja od 5 %. Merenje rastojanja između elektroda d vršeno je mikrometarskim instrumentom, uz određivanje nultog rastojanja d_0 merenjem omske otpornosti između elektroda, sa mernom nesigurnošću tip B manjom od 3%. Tokom eksperimenta pritisak

gasa se kretao od od 1mbar do 10^{-9} mbar ($0,75006$ Torr – $0,75006 \cdot 10^{-9}$ Torr), a međuelektrodno rastojanje od 1mm do 0,1mm.

Simetričnim sistemom cilindričnih elektroda, obezbeđeno je homogeno električno polje. Korišćeni su različiti setovi elektroda izrađenih od elektrilitičkog baka (sa izlaznim radom od 1,8 eV), od aluminijuma (sa izlaznim radom od 3,74 eV) i volframa (sa izlazni radom od 4,5 eV). Pre otpočinjanja svake serije merenja, površ ispitivanog seta elektroda bila je ispolirana do visokog sjaja.

Za merenje probojnog DC napona korišćen je visokonaponski test transformator, maksimalnog napona od 30 kV, snage 30 kVA i sa stepenom talasnosti izlaznog DC napona manjom od 1%. Visokonaponski transformator je napajan preko regulacionog transformatora, omogućavajući na taj način porast DC napona i do 8 kV/s. Za automatsko isključenje visokonaponskog transformatora po pojavi električnog proboja korišćen je tiristorski sklop. Talasnost oblika 1,2/50 μ s obezbeđena je iz Max-ovog impulsnog generatora. Kao izvor impulsnog napona korišćen je Max-ov četvorostepenog impulsnog generatora. Za merenje DC probojnog napona korišćen je se visokoomski otporni delitelj $132\text{M}\Omega/23,4\text{k}\Omega$ (prenosnog odnosa 1 : 5600), povezan na digitalni voltmetar. Za merenje emisije struje korišćen je šant od 1500Ω povezan na red sa ispitnom komorom. Za merenje impulsnog napona korišćen je otporni delitelj prenosnog odnosa 1:273 povezan na 500MHz digitalni osciloskop 75 Ω -skim kablom.

Ekperimentalna procedura se sastojala iz sledećih koraka:

1. Postavljanje sistema elektroda i zaptivanje komore;
2. Priključivanje komore na gasno kolo i njeno vakuumiranje, redom, putem mehaničke, difuzione i molekularne vakuum pumpe;
3. Upuštanje radnog gasa do pritiska od 1bar i ponavljanje 2. koraka (postupka vakumiranja komore);
4. Ponavljanje 1. 2. i 3. koraka još tri puta;
5. Podešavanje željene vrednosti pritiska u komori;
6. Podešavanje sistema elektroda sa 200 uzastopnih impulsnih probojnih napona
7. Merenje 50 uzastopnih vrednosti DC i impulsnih probojnih napona, sa 1 min pauze između dva uzastopna proboja, uz istovremeno merenje emisijih karakteristika za probojni napon V_{4} nakon svakog 5 merenja probojnog napona;

8. Merenje 50 vrednosti DC i impulsnih probojnih napona uz obrtanjem njihovog polariteta. Podešavanje kontakata i ponovo merenje sledećih 50 uzastopnih vrednosti DC i impulsnih probojnih napona;

9. Podešavanje sledeće, nove vrednosti pritiska radnog gasa p i povratak na 6. korak.

Izbora radnog pritiska u skladu je sa vrednošću koja odgovara Paschen-ovom minimumu, ali i vrednostima koje su manje od te, prikazane na logaritamskoj skali kao tačke koje odgovaraju fizičkim vrednostima radnih pritisaka. Vrednosti izmerenih pritiska međusobno su bliže tokom eksperimenta, kada se merenja obavljaju po utvrđenom redosledu, nego u slučaju merenja pritiska po potrebi.

Obrada eksperimentalno dobijenih rezultata iz jedne serije merenja sastojala se od:

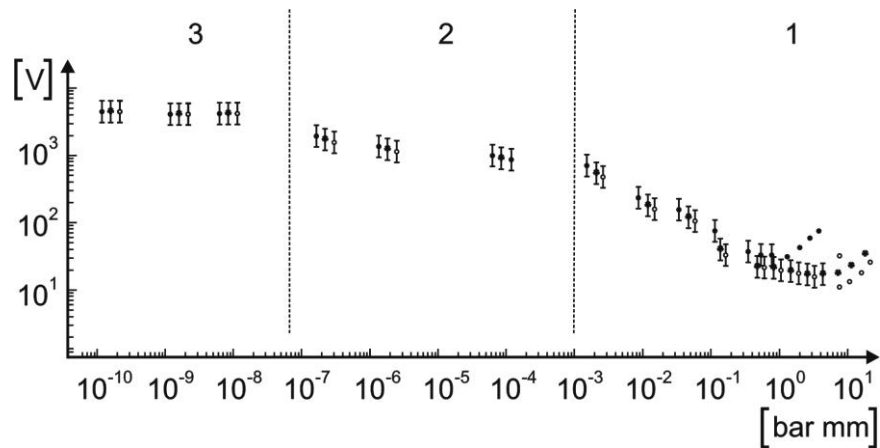
1. Odbacivanje sumnjivih rezultata merenja primenom Chauvenet-vog kriterijuma;
2. Testiranje preostalih rezultata merenja na pripadnost nekoj od opštih statističkih raspodela (normalna raspodela, Weibull-ova raspodela sa dva i tri parametra i dvostruka eksponencijalna raspodela);
3. Primenom U-testa proverava se da li se rezultati iz određene grupe i iz samo jedne serije merenja ponašaju u skladu sa nekom opšte usvojenom statističkom raspodelom.

8.3 Rezultati i diskusija

Na slici 68 prikazane je Paschen-ova kriva dobijena eksperimentalnim putem, sa tačkama koje se nalaze u blizini Paschen-ovog minimuma i levo od njega, sa primenjenim DC (slika 68a) i impulsnim (slika 68b) probojnim naponima, za tri vrste ispitivanih gasova: He, N₂ i SF₆.

Rezultati prikazani na slikama 68a i 68b ukazuju na stohastičke⁴ vrednosti za DC probojni napon u oblasti levo od Paschen-ovog minimuma, ali i na jasno definisane, determinističke vrednosti ove veličine desno od Paschen-ovog minimuma. Sa druge strane, impulsni probojni napon ima stohastički karakter i levo i desno od Paschen-ovog minimuma. Ponašanje probojnog napona u oblast levo od Paschen-ovog minimuma upućuje na mogućnost podele ove oblasti u 3 podoblasti, označene na slikama 68a i 68b.

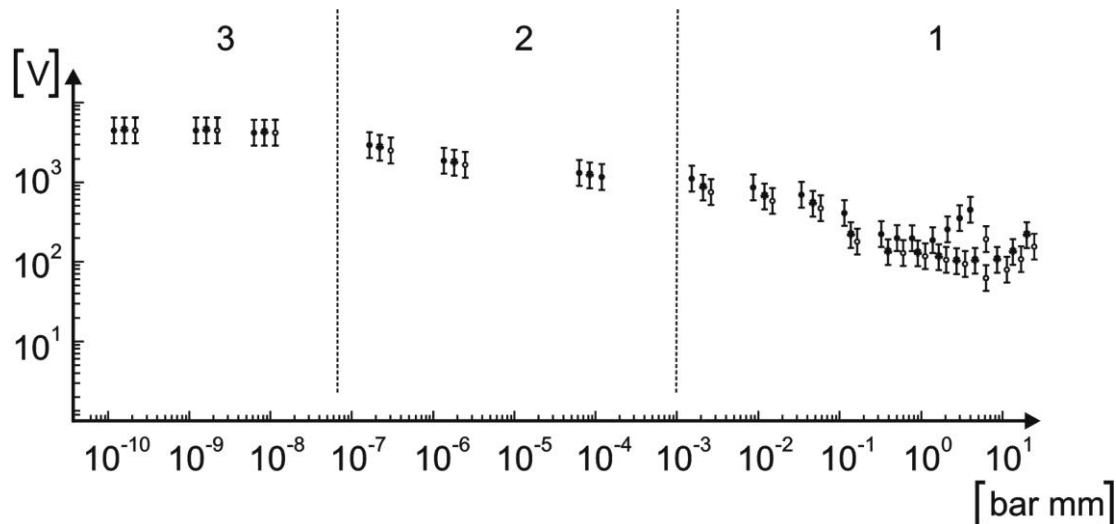
⁴ Predpostavljena vrednost za koju se se može smatrati da je tačna sa velikim procentom verovatnoće



Slika 68a – Rezultati DC probajnog napona u funkciji (pd) proizvoda
levo od Paschen-ovog minimuma
za gasove: He(\circ), N₂($*$) i SF₆(\bullet)

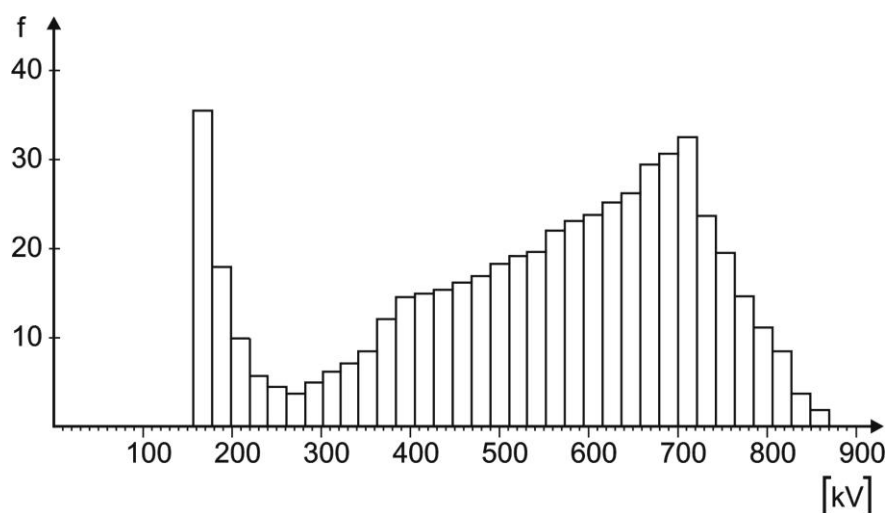
U podoblasti 1, i DC i impulsni probajni napon pokazuju istu funkcionalnu zavisnost ($V_B = f(pd)$) za ispitivani gas (H₂, He i SF₆), desno od Paschen-ovog minimuma, i istog su reda veličine. U ovoj podoblasti vrednosti impulsnog probajnog napona i njegova standardna odstupanja su veća za red veličine i više od vrednosti za DC probajne napone, što (pd) proizvod čini veoma podesnom promenljivom kada su ova merenja u pitanju.

U daljim istraživanjima ustanovljeno je da vrednosti DC i impulsnih probajnih napona, u podoblasti 1, zavise od materijala od kojeg su izrađene elektrode. Ovo ukazuje na konstataciju da su veličine probajnih napona direktno srazmerne izlaznom radu materijala od kojeg su izrađene elektrode. Ovakvi rezultati navode na zaključak da je u podoblasti 1 za generisanje električnog probaja odgovoran Townsend-dov mehanizam lavine. I dok je (pd) proizvod pogodno odabrana promenljiva za razmatranje procesa električnog probaja u gasovima, u podoblasti 1 važi Zakon sličnosti [176, 177], koji je tipičan za mehanizme električnog probaja u gasovima, ali ne i za mehanizme električnog probaja u vakuumu. Posmatrana zavisnost probajnog napona od materijala od kojeg su izrađene elektrode ukazuje na Townsend-nov tip električnog probaja u gasu. Naime, tokom Townsend-ovog tip električnog probaja, egzistiraju i sekundarni lavinski procesi samoodržanja električnog pražnjenja, koji su u direktnoj vezi sa izlaznim radom materijala od koga su izrađene elektrode.

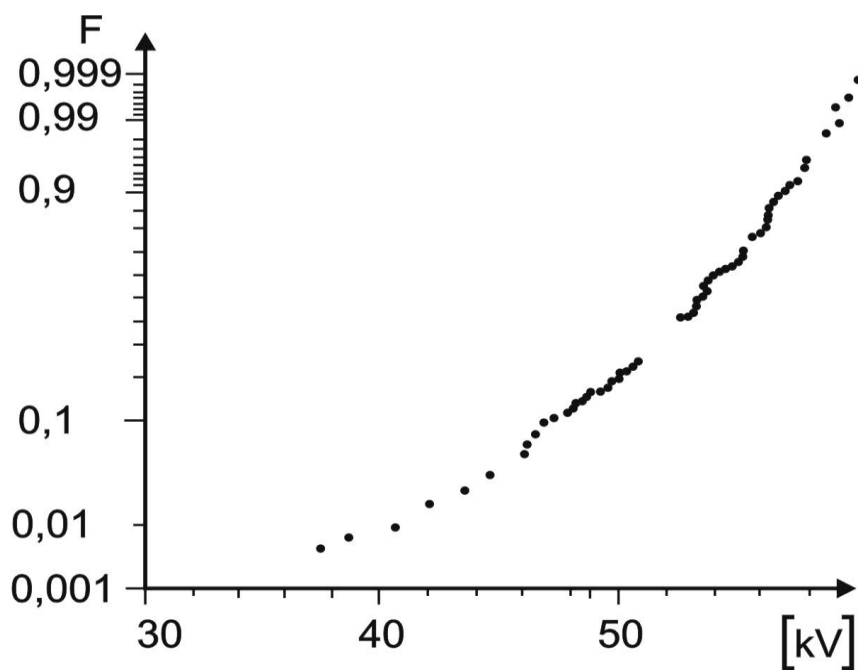


Slika 68b – Rezultati impulsnog probajnog napona u funkciji (pd) proizvoda, pri fiksnom međuelektrodnom rastojanju d , levo od Paschen-ovog minimuma za gasove: He($^{\circ}$), N₂($*$) i SF₆(\bullet)

Međutim, ostaje nerazjašnjena promena karaktera DC probajnog napona iz jasno definisane, determinističke vrednosti u oblasti desno od Paschen-ovog minimuma, u stohastičku vrednost u oblasti levo od ovog minimuma. Naime, vrednost impulsnog probajnog napona je stohastička veličina, u vremenskom intervalu u kome se je potrebno da se pojavi slobodni elektron, koji ulaskom u tzv. kritičnu zapreminu, tj. u oblast u kojoj elektron dobija dovoljnu količinu energije iz električnog polja duž njegovog srednjeg pređenog puta, tako da postne inicijalni elektron, sposoban da otpočne proces jonizacije u gasu. Taj vremenski interval je istog reda veličine kao i vreme porasta čela impulsnog probajnog napona. Sa druge strane, kroz opisani proces, uz primeni DC napona, ne može doći do električnog probaja. Kao jasno određena, deterministička veličina, DC probajni napon može biti pouzdano određen bilo eksperimentalnim, bilo numeričkim putem, uz visoko pouzdanu vrednost tako dobijenog rezultata [178]. Nema promena levo od Paschen-ovog minimuma (podoblast 1) u poređenju sa desnom okolinom predmetnog minimuma. Iz tih razloga, osnov stohastičke prirode DC probajnog napona u podoblasti 1 nije u vezi sa vremenskim konstantama koje karakterišu proces elementarnog električnog pražnjenja i porast dovedenog napona.



Slika 69a - Histogram relativnih učestanosti za DC probojni napon za $(pd) = 25$ mbar mm, u atmosferi helijuma (He)

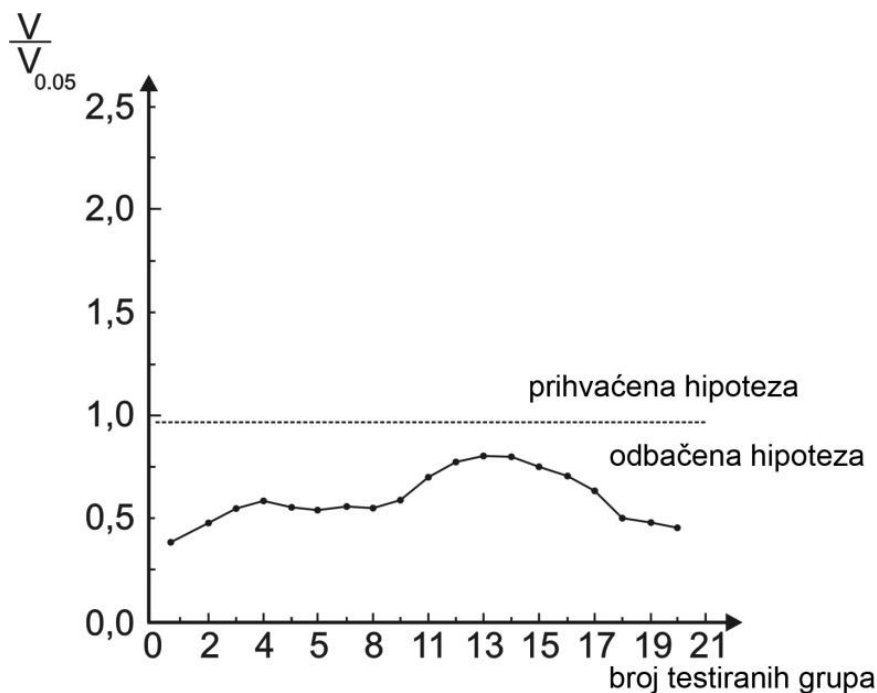


Slika 69b – Weibull-ov dijagram verovatnoće za DC probojni napon za $(pd) = 2$ mbar mm, u atmosferi helijuma (He)

Iz tih razloga je izvršeno po 1000 merenja vrednosti DC probojnih napona u ispitivanim gasovima, u podoblasti 1, levo od Paschen-ovog minimuma, i tom prilikom dobijeni rezultati za sve navedene gasove su bili slični. Na slici 69a prikazan je histogram vrednosti DC probojnih napona za helijum (He) za $(pd) = 25$ mbar mm = 18,75154 Torr mm. Odgovarajuća statistička raspodela za ovu grupu merenja predstavljena je na

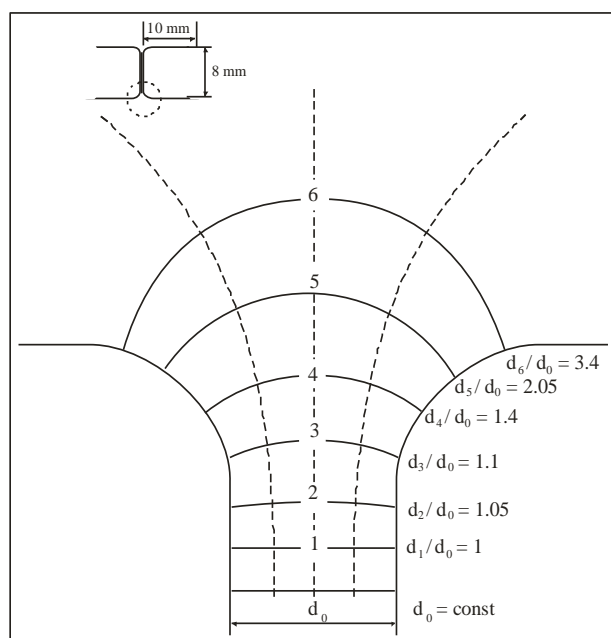
Weibull-ovom dijagramu verovatnoće – slika 69b. Na slici 68c prikazani su rezultati U-testa sa stepenom pouzdanosti od 5%. Prilikom primene U-testa na bilo kom statističkom uzorku, svaki uzorak sadrži 50 vrednosti uzastopnih izmerenih probojnih napona, koji pripadaju nekoj zajedničkoj statističkoj raspodeli.

Na osnovu rezultata prikazanih na slikama 69a, 69b i 69c, evidentno je da vrednosti za DC probojni napon ne pripadaju Weibull-ovoj raspodeli, niti bilo kojoj drugoj kombinovanoj, aditivnoj raspodeli. Podaci sa slike 68a možda i mogu ukazivati na neku od opštih raspodela, ali oni sa slike 68b tu pretpostavku ne potkrepljuju, što se može videti iz oblika grafikona statističke raspodele. Isto tako, pokazano je da rezultati prikupljeni za DC probojni napon samo u podoblasti 1 ne uzimaju vrednosti ispod bilo koje testirane raspodele, bez obzira na tip ispitnog gasa i materijal od kojeg su izrađene elektrode. Dobijeni rezultati su posledica geometrijskog efekta, odnosno neadekvatnog tumačenja Zakona sličnosti u neposrednoj blizini oblasti levo od Paschen-ovog minimuma. Iz Paschen-ovog zakona sličnosti [178, 179] proizilazi da je proizvod (pd), gde je d dužina varnice tokom električnog proboja, dobro odabrana promenljiva, pogodna za prezentovanje zavisnosti tog proizvoda u funkciji visine probojnog napona



Slika 69c – Rezultati U-testa, koji omogućavaju prezentovanje serija merenje za DC probojni napon, za (pd) = 25 mbar mm, u atmosferi helijuma (He)

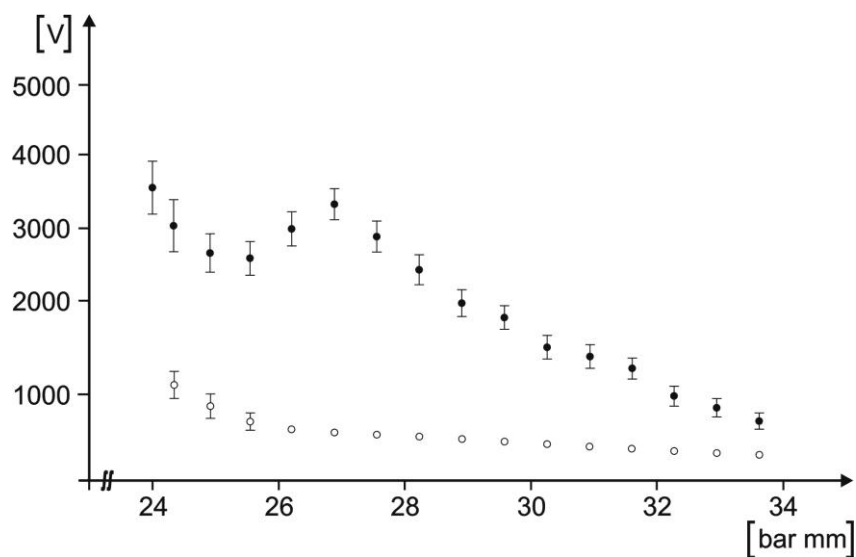
U skladu sa osnovnim principima i zakonima fizike, varnica koja nastaje tokom električnog proboja, formira se duž putanje na kojoj se ima najmanji utrošak energije, odnosno najkraći mogući put, koji odgovara oblasti desno od Paschen-ovog minimuma, i ta putanja je ekvivalentna međuelektrodnom rastojanju. Sa druge strane, levo od Paschen-ovog minimuma, u podoblasti 1, uočena je anomalija za koju je karakteristično da najkraće varnične putanje nisu i energetske najpovoljnije. Tokom električnog pražnjenja varnica prelazi duža rastojanja, rasprostirući se duž jedne od graničnih linija električnog polja, (pogledati sliku 70), ali tako da je zadovoljen uslov $pd_i = (pd_0)_{min}$ (gde je p pritisak gasa, d_i dužina putanje varnice, $i = 1, 2, \dots$, a $(pd_0)_{min}$ je minimalna vrednost proizvoda (pd) u tački Paschen-ovog minimuma). Kada probojni napon ima istu vrednost kao i u slučaju Paschen-ovog minimuma, tada je to i energetske najoptimalnija (minimalna) vrednost, što je u skladu sa osnovnim principima fizike. Međutim, kritična zapremina, koja je uslov za otpočinje proces električnog pražnjenja, prilično je mala i proteže se duž ivičnih linija električnog polja. Upravo iz tih razloga, električni proboj se inicira i duž drugih linija električnog polja (dužih ili jednakih), sa promenljivom verovatnoćom, koja je određena upravo veličinom kritične zapremine, zbog čega vrednost probojnog napona u podoblasti 1 i ima stohastički karakter.



Slika 70 – Ivične linije električnog polja na rubovima elektroda, koje su korišćene u eksperimentu, određene metodom simuliranja naelektrisanja, za međuelektrodno rastojanje od $d = 0,1$ mm

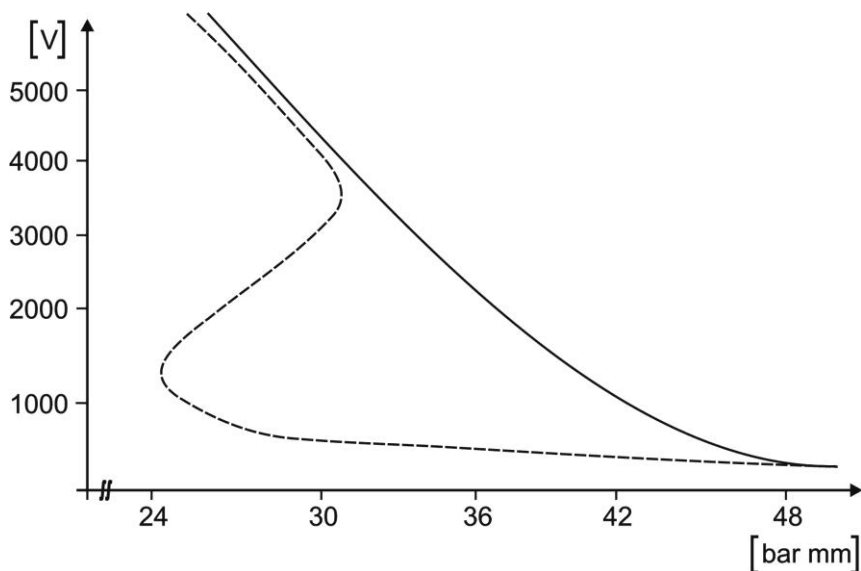
Izneto tumačenje mehanizma električnog proboja u podoblasti 1 ima potporu i u eksperimentalnim rezultatima, koji su prikazani na slikama 69a i 69b. Na slici 69a probojni napon prikazan je u funkciji proizvoda (pd), pri $p = const$. Tokom eksperimenta, za svaku seriju merenja dobijene su izdvojeni skupovi vrednosti probojnih napona, pomerenih ka probojnim naponima koji koincidiraju sa Paschen-ovim minimumom, u okviru rezolucije mernog instrumenta. Potom su određene srednja i standardna odstupanja i za preostale izmerene vrednosti probojnih napona. Na taj način, svakoj vrednosti proizvoda (pd) mogu se dodeliti dve vrednosti probojnog napona. Zavisnost probojnog napona od proizvoda (pd) prikazana je na slici 71b, gde je pojava električnog proboja opisana i duž centralnih linija električnog polja (puna kriva), i ali i duž svih linija polja (isprekidana kriva).

Dužina putanje kojom se proteže varnica određena je ponovnim klasifikovanjem linija polja, koje su prethodno identifikovane kao putanje električnog proboja. Putanje električnog proboja u slučaju specijalne konfiguracije sistema elektroda i za određene vrednosti pritiska p ispitivanog gasa, identifikovane su kroz proračun, na osnovu koga se dobija vrednost probojnog napona, a prema uslovima koje diktira Townsend-ov mehanizam električnog proboja. Do ovog rezultata se došlo integracijom duž linija polja od interesa, koje su predhodno određene metodom simulacije naelektrisanja. Linije polja duž kojih i za koje su izračunate i izmerene vrednost probojnog napona, su iste i prepoznate su kao putanje svojstvene električnom proboju, odnosno pojavi varnice. Grafikoni na slikama 71a i 71b potvrđuju prethodno iznetu hipotezu o mehanizmu električnog proboja u podoblasti 1. Dijagrami na slikama 71a i 69a jasno pokazuju da se u podoblasti 1 visina probojnog napona se ne definiše jednoznačno kroz proizvod (pd). Fenomeni prikazani na dijagramima na slikama 71a, 71b, 69a, 69b i 69c ukazuju na tzv. *anomalni Paschen-ov efekat*. Ova pojava se najčešće objašnjava kroz tzv. efekat ekranizacije koji predstavlja funkcionalnu zavisnost Townsend-ovih lavinskih koeficijenata, i količnika jačine električnog polja E i primenjenog pritiska gasa p , odnosno $\omega/\alpha = f(E/p)$ [180]. Uprkos tome, zauzet je stav da je tumačenje izneto u ovom radu daleko pogodnije od predhodno navedenog.



Slika 71a – Vrednost probojnog napona u funkciji proizvoda (pd), u podoblasti 1

- (◦) električni proboj duž ivičnih linija električnog polja
- (•) električni proboj duž centralnih linija električnog polja.

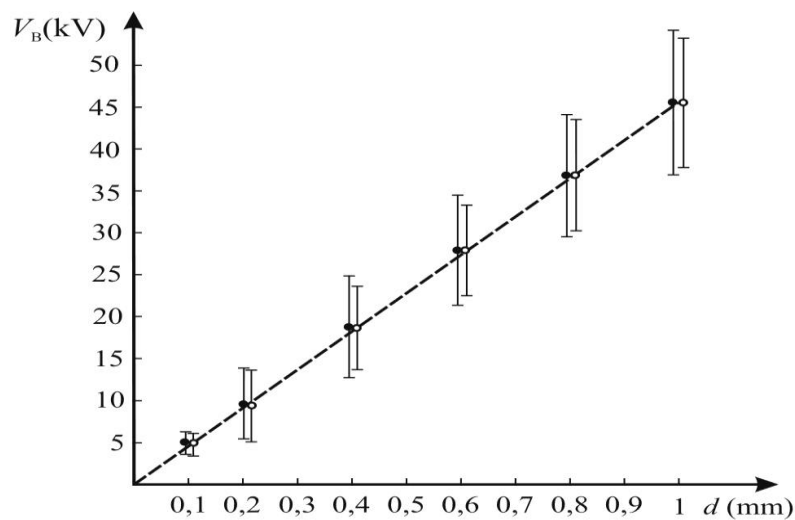


Slika 71b – DC probojni napon u podoblasti 1, u funkciji proizvoda (pd), u atmosferi He, duž centralnih (—) i duž svih linija (---) električnog polja

Na slikama 72a i 72b je prikazana zavisnost DC i impulsnog probojnog napona od procepa između elektroda d , dok je na slici 72c prezentovana zavisnost istih probojnih napona u funkciji pritiska p rezidualnog gasa (vakuma), za sva tri ispitivana gasa (He, N₂ i SF₆), u podoblastima 2 i 3. Na na slici 72a, u visokim vakuumima u podoblasti 3, uočljiva je aproksimativno linearna zavisnost srednje vrednosti probojnih napona V_B u funkciji procepa između elektroda d ($V_B = f(d)$). Linearizacija eksperimentalnih podataka (tzv. fitovanje) odgovara relacije koja ima sledeći oblik:

$$V_B = 46,1 \cdot d \quad (148)$$

Isto tako, sa grafikona na slikama 72a, 72b i 72c može se uočiti, da su u podoblasti 3, odgovarajuće vrednosti impulsnih i DC probojnih napona iste. Šta više, srednja vrednost probojnog napona u podoblasti 3 je u celini nezavisna od vrste ispitivanog, rezidualnog gasa, i jedva da zavisi od pritiska p . Probojni napon u izvesnoj meri zavisi od vrste materijala od koga su izrađene elektrode, za nižem vrednosti DC i impulsnih probojnih napona koji odgovaraju elektrodnim materijalima sa nižom temperaturnom provodnošću i nižom temperaturom topljenja. Isto važi i za minimalnu vrednost probojnog napona, dok maksimalna vrednost probojnog napona značajno opada sa porastom pritiska rezidualnog gasa.

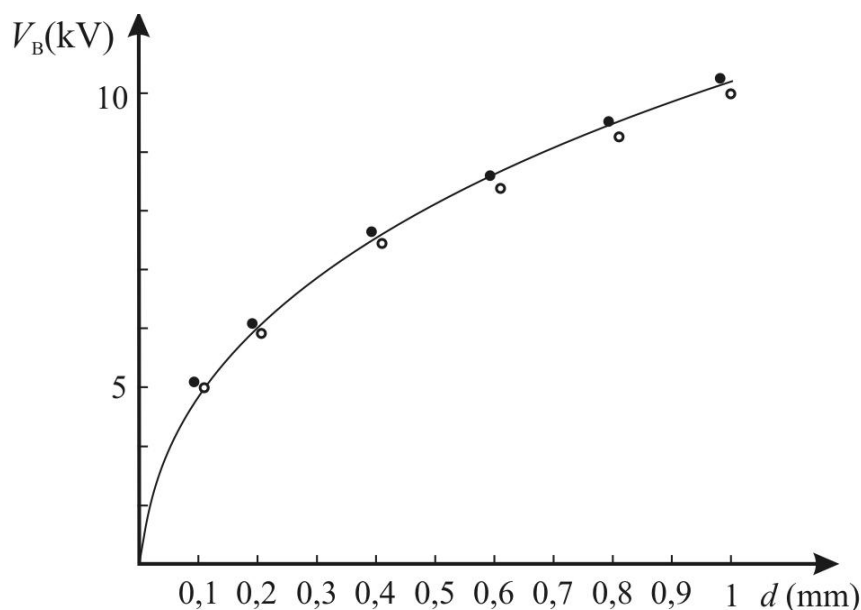


Slika 72a – Vrednosti DC (◦) i impulsnog (•) probojnog napona u funkciji međuelektrodnog procepa d , pri pritisku $p = 10^{-9}$ bar, u atmosferi SF_6

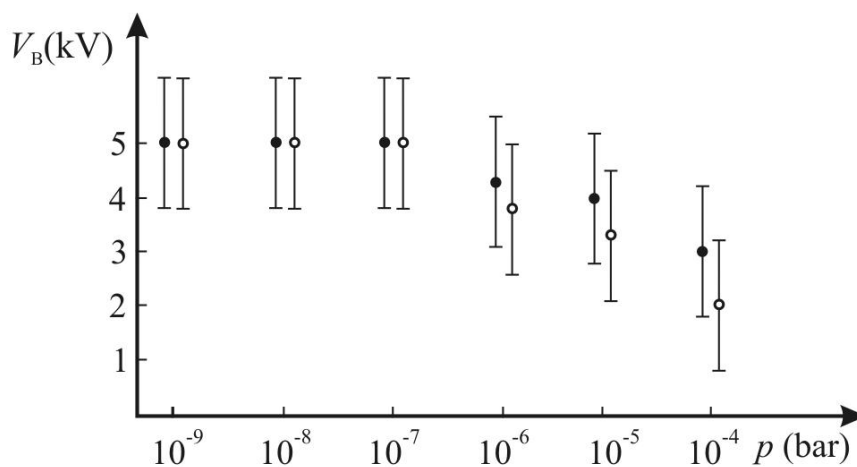
Situacija se značajno menja u podoblasti 2, slika 72. Naime, u ovoj podoblasti zavisnost srednje vrednosti probojnog napona nije linearna funkcija međuelektrodnog rastojanja, a vrednosti impulsnog probojnog napona su veće od uporednih vrednosti DC napona. I DC i impulsnog probojni napon su u direktnoj vezi sa tipom ispitivanog, rezidualnog gasa, i njihove vrednosti su najniže za helijum (He), a najviše za SF_6 . Ovi efekti su izraženiji na višim pritiscima rezidualnog gasa (slabiji vakuum). Pri tome, u ovoj podoblasti nisu uočeni nikakavi uticaj elektrodnog materijala na visinu probojnih napona.

Na slici 73 prikazana je zavisnost DC probojnog napona $V_{.4}$ u funkciji međuelektrodnog procepa d , pri pritiscima rezidualnog gasa koji se kreću od 10^{-9} bar do

10^{-4} bar. Evidentno je da V_{-4} napon raspolaže linearnom zavisnošću i u slučaju impulsnog, i u slučaju jednosmernog probojnog napona, aplikovanih na plan-paralelnom sistemu elektroda, i pri pritisku od $p = 10^{-9}$ bar. Naznačena linearnost se gubi pri pritisku od $p = 10^{-4}$ bar. Druga merenja idu u prilog ovom zaključku, koji se može generalizovati za podoblast 2 i 3, uz odstupanje od linearne zavisnosti u podoblasti 2, i koja su daleko izraženija na nižim pritiscima. Na osnovu ovih posmatranja, može se izvesti zaključak da u podoblasti 2 do proboja ne dolazi samo na osnovu emisionog mehanizma, odnosno emisije inicijalnog elektrona.

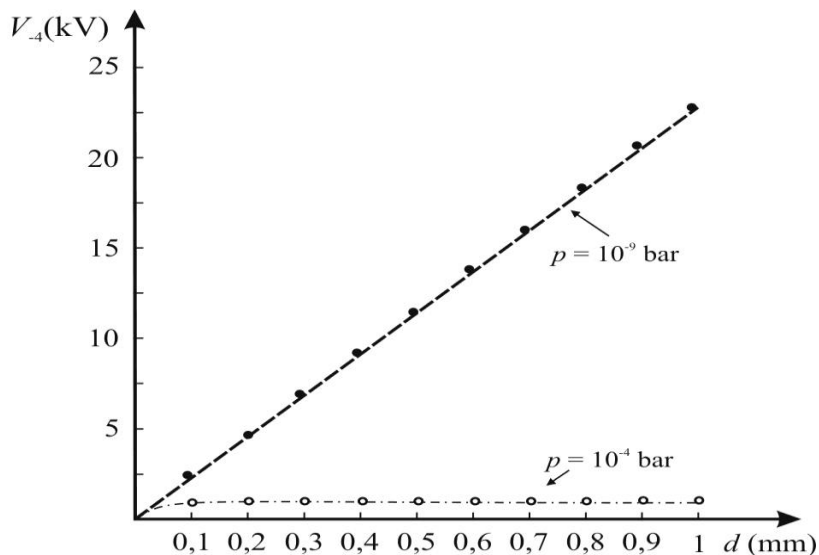


Slika 72b – Vrednosti DC (○) i impulsnog (●) probojnog napona u funkciji međuelektrodnog rascepa d , pri pritisku $p = 10^{-5}$ bar, u atmosferi SF_6

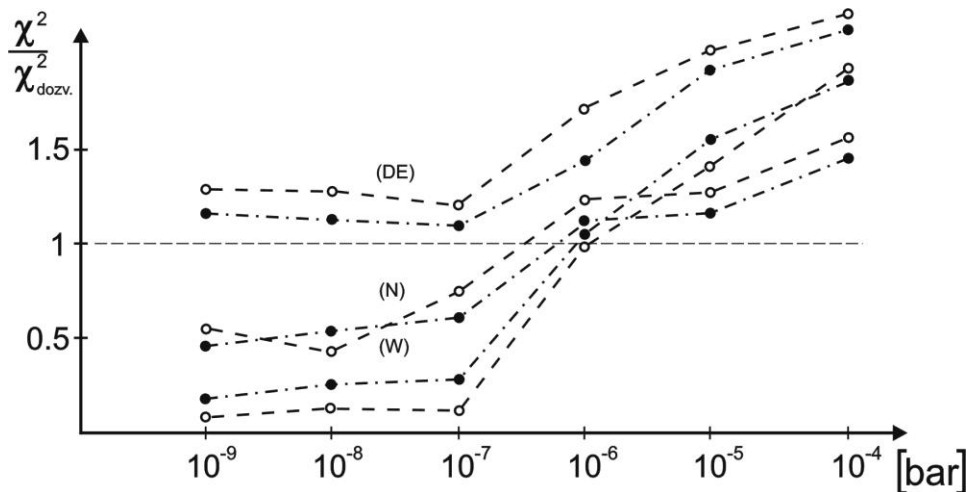


Slika 72c – Vrednosti DC (○) i impulsnog (●) probojnog napona u funkciji pritiska p

Vrednosti probne, test-promenljive χ^2 za nasumično uzete vrednosti DC i impulsnog probajnog napona prikazane su na slici 74 (izražene u relativnim jedinicama u poređenju sa maksimalno dozvoljenom vrednošću za test-promenljivu i uz odstupanje od 5%) za sve testirane raspodele i za sve serije merenja koja su sprovedena u podoblastima 2 i 3.



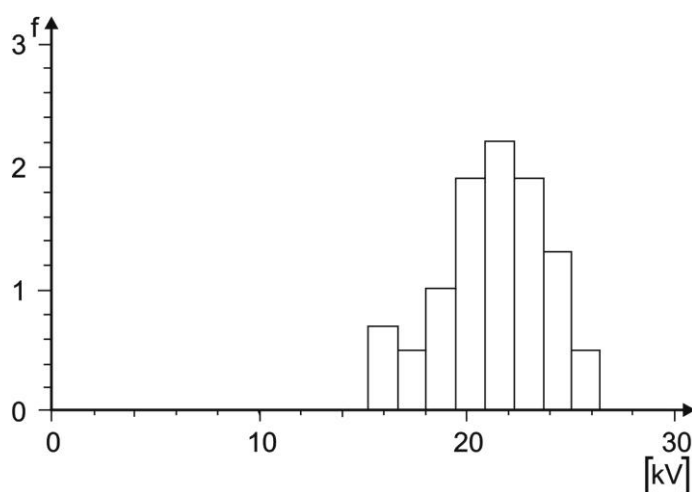
Slika 73 – Vrednosti V_A napona pri DC električnom probaju u atmosferi SF_6 u funkciji meduelektrodnog procepa d , pri pritisku $p = 10^{-9}$ bar (•) i $p = 10^{-4}$ bar (◦).



Slika 74 – Zavisnost test-promenljive χ^2 za od pritiska p pri proizvoljno biranim DC (◦) i impulsnim (•) probajnim naponima (izraženi u relativnim jedinicama u odnosu na maksimalno dozvoljenu vrednost test-promenljive, uz 5% signifikantnosti), za sve serije merenja koja su sprovedena u podoblastima 2 i 3, i za sve istestirane raspodele, i to: N – normalna raspodela, W – Weibull-ova raspodela; DE – dvostruka eksponencijalna raspodela

Na slici 75a prikazan je histogram impulsnog probojnog napona za SF₆, pri pritisku od $p = 10^{-9}$ bar i za međuelektrodni procep od $d = 0,5$ mm. Na slici 75b prikazan je isti rezultat u formi Weibull-ovog dijagrama raspodele verovatnoće. Slični rezultati dobijeni su i za druga međuelektrodna rastojanja i pri pritiscima koji odgovaraju mehanizmima jonizacije u podoblasti 3. Ovi rezultati dovode do zaključka da je u podoblasti 3 slučajna promenljiva probojnog napona u skladu sa Weibull-ovom raspodelom.

Utvrđeno je da su parametri Weibull-ove raspodele, procenjeni za DC i impulsne probojne napone u podoblasti 3, nezavisni od vrste primenjenog napona. Takođe je primećeno da *parametar razmere* i *lokacioni parametar*, u okviru Weibull-ove raspodele, pokazuju približno linearnu zavisnost od međuelektrodnog rastojanja, dok je *parametar oblika* približno konstantan za sva sprovedena merenja. Uzimajući u razmatranje umesto probojnog napona, kritično električno polje, kao slučajnu promenljivu, i kao još jedan izvor interesantan za posmatranje predmetnih pojava, to polje se može opisati kroz jedinstvenu Weibull-ovu raspodelu za sve serije sprovedenih merenja u podoblasti 3. To ukazuje na činjenicu da je makroskopsko električno polje veličina koju karakteriše slabo izolovane tačke, a što je u skladu sa teorijom slabih tačaka [181, 182].

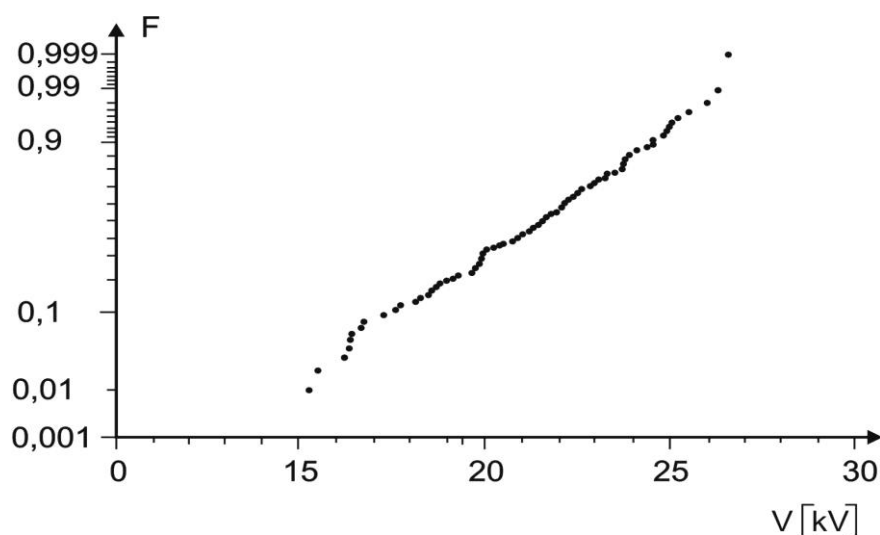


Slika 75a – Vrednosti DC probojnog napona, pri pritisku $p = 10^{-9}$ bar i za međuelektrodni procep $d = 0,5$ mm, u atmosferi SF₆, prikazana u formi histograma relativnih učestanosti

Merenja vrednosti DC i impulsnih probojnih napona nakon promene njihovog polariteta, ustanovljeno je da je sistem elektroda u potpunosti razdešen (dekondicioniran). Tek nakon podešavanja elektrodnog sistema kroz 200 uzastopnih

proboja, sprovedena je sledeća serija merenja koja je praktično dala ekvivalentan skup rezultata, kao i u slučaju napona koji predhodno bio suprotnog (inverznog) polariteta. Može se zaključiti da polaritet napona ne utiče na probojnu karakteristiku podešenih elektroda. Pošto je procep između elektroda dekondicioniran pri promeni polariteta napona, to stanje ukazuje na činjenicu da se tokom električnog proboja podešava samo katoda, odnosno eliminišu se emisioni centri sa katode, dok anoda praktično ostaje netaknuta. Kroz linearnu zavisnost probojnog napona u funkciji međuelektrodnog procepa (jednakost (148)), obezbeđen je još jedan dokaz emisionog mehanizma koji je odgovoran za inicijaciju električnog proboja u podoblasti 3.

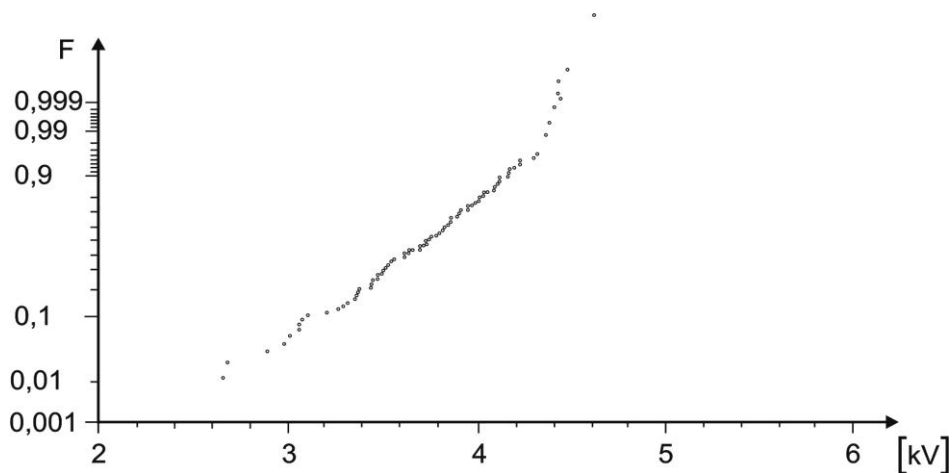
Ovu hipotezu je potvrđena postojanjem jedinstvene Weibull-ove raspodele u podoblasti 3, sa kritičnim poljem kao slučajnom promenljivom, kao što je i uočena zavisnost visine DC i impulsnog probojnog napona od materijala od koga su izrađene elektrode.



Slika 75b – Vrednosti DC probojnog napona, pri pritisku $p = 10^9$ bar i za međuelektrodni procep $d = 0,5$ mm, u atmosferi SF_6 , prikazana u formi Weibull-ovog dijagrama raspodele verovatnoće

Na slici 76, a na osnovu rezultata test-promenljive χ^2 pokazano je da ni DC, ni impulsni probojni napon kao slučajna promenljiva, ne pripadaju ni jednoj testiranoj raspodeli. Odgovarajuće izmerene vrednosti prikazane su na slikama 76 i 77, u formi Weibull-ovog dijagrama verovatnoće, pri pritisku koji se kretao od 10^{-6} bar do 10^{-4} bar. Iako se većina rezultata na ova dva grafika poklapa sa Weibull-ovom raspodelom, vrednosti koje odgovaraju većim verovatnoćama odstupaju od nje, ukazuje da dobijeni rezultati

pripadaju aditivnoj, kombinovanoj raspodeli. Ovaj fenomen daleko je izraženiji za DC napone i veće pritiske ispitnog gasa, odnosno za slabiji vakuum.



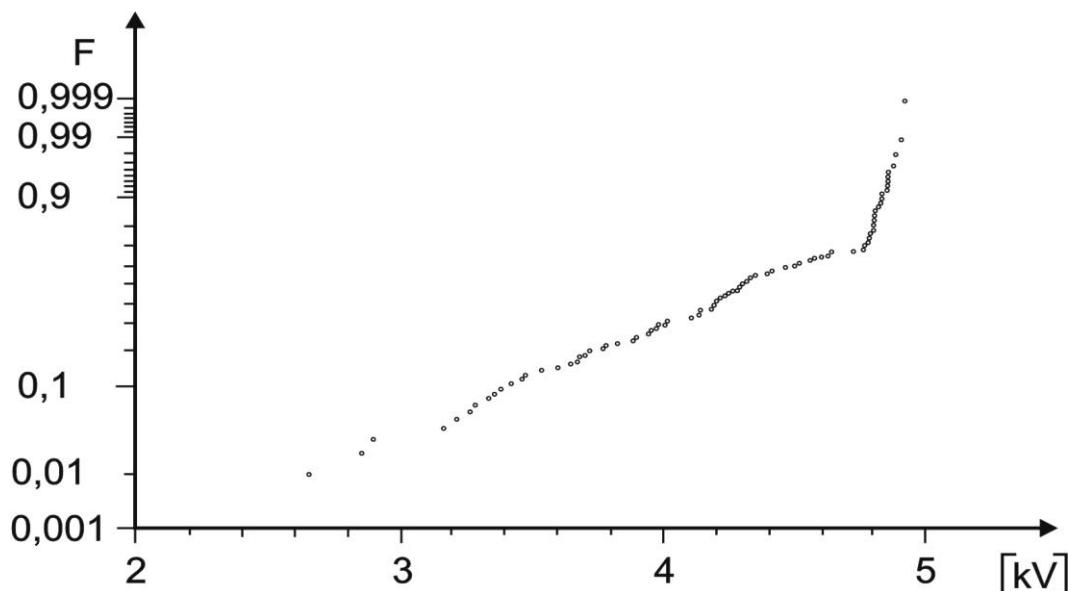
Slika 76 – Vrednosti DC probojnog napona kao slučajne promenljive, pri pritisku $p = 10^{-6}$ bar i za međuelektrodni procep $d = 0,1$ mm, u atmosferi helijuma (He), prikazana u formi Weibull-ovog dijagrama raspodele verovatnoće

Eksperimentalni rezultati upućuju na činjenicu da se električni proboj u podoblasti 2 inicira kroz dva različita mehanizma. Pored toga, na pojavu električnog proboja utiče i emisija elektrona sa katode, koja je potvrđena detektovanjem nepodešenosti samo anode. Isto tako prisutan je i mehanizam vakuumske lavinskog proboja kao jedan od najverovatnijih uzroka električnog proboja u podoblasti 2. Ovaj zaključak je potkrepljen posmatranjem uticaja vrste i pritiska rezidualnog gasa, materijala od kojeg su izrađene elektrode i tipa primenjenog napona koji je karakterističan za mehanizam električnog proboja u gasu. Ovi efekti bili bi primećeni čak i ako bi se električni proboj pojavio kroz mehanizam Townsend-ovog proboja. Međutim, električni proboj u gasu ne može se pojaviti u podoblasti 2, jer u toj regiji srednji slobodni put elektrona je daleko duži od međuelektrodnog procepa

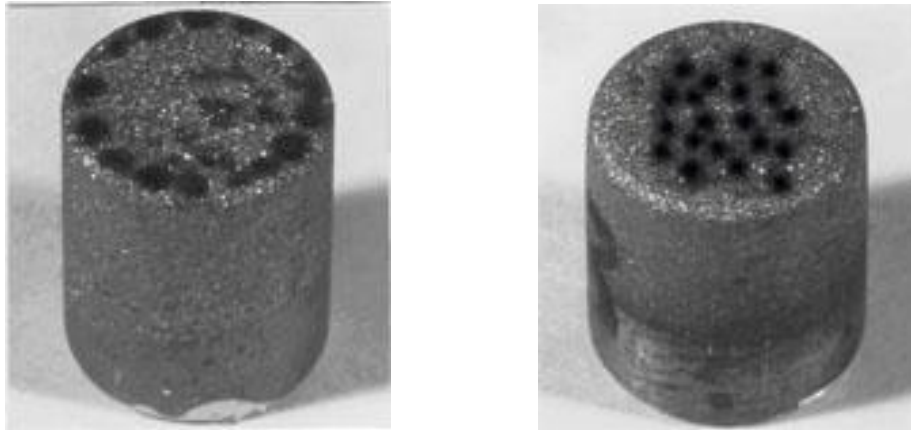
Ni razvoj električnog proboja duž ivičnih linija električnog polja, karakterističan za podoblast 1, ovde nije moguć, sve dok je dužina tih linija mnogo kraća od srednjeg slobodnog put elektrona. Isto tako, u podoblasti 2 nije uočena zavisnost DC i impulsnog probojnog napona od materijala od koga su izrađene elektrode. Ova tvrdnja je proistekla iz stanja anoda nakon 100 električnih proboja u podoblasti 1- slika 78a i u podoblasti 2 - slika 80b. Jasno se uočava da se električni proboj u podoblasti 1 javlja na ivicama elektroda, duž ivičnih linija polja, dok se u podoblasti 2 električni proboj pojavljuje u

centralnoj regiji međuelektrodnog procepa, jer se u toj oblasti lako i brzo može popuniti anodna plazma.

Doprinos lavinskog mehanizma pokretanju električnog proboja postaje veći sa porastom pritiska rezidualnog gasa. Ovaj fenomen je svojstven povećanju sloja adsorbovanog gasa na elektrodama, čime je verovatnoća izmene lavinskog naelektrisanja između elektroda, a time i pojave električnog proboja, u porastu. Manji doprinos lavinskom mehanizmu može biti svojstven kod inicijacije impulsnog proboja, uz činjenicu da je potrebno duže vreme za podešavanje lavinske multiplikacije pre nego za pokretanje mehanizma emisije elektrona sa katode. Vreme potrebno za pojavu termalne nestabilnosti mikro-neravnina (prevashodno izbočina, vrhova ili pinova), koje su posledica nesvršenosti obrade površi katode, kreće se od 0,1 nsec do 100 nsec, dok je vreme potrebno da anodna plazma premosti međuelektrodni procep reda veličine od 20 nsec do 500 nsec. Na osnovu ovih podataka može se zaključiti da je ukupno vreme za pokretanje katodnog električnog proboja oko 0,6 μ sec, a što je kraći vremenski period od onog koji je potreban da impulsni napon oblika 1,2/50 μ sec izazove mehanizam multiplikacije u adsorberskom sloju gasa.



Slika 77 – Vrednosti DC probojnog napona kao slučajne promenljive, pri pritisku $p = 10^{-4}$ bar i za međuelektrodni procep $d = 0,1$ mm, u atmosferi helijuma (He), prikazana u formi Weibull-ovog dijagrama raspodele verovatnoće



Slika 78 – Anode korišćene u eksperimentima nakon 200 proboja

- (a) u podoblasti 1
- (b) u podoblasti 2

9 ZAKLJUČAK

Na osnovu rezultata, razikuju se 3 (tri) podoblasti levo od Paschen-ovog minimuma, u skladu sa mehanizmima pokretanja i razvoja električnog proboja.

U podoblasti 1, koja je blizu Paschen-ovog minimuma, električni proboj nastaje kroz mehanizam Townsend-ove multiplikacije u gasu. Tokom ovog tipa električnog proboja, varnica koja ga prati ponekad se pruža duž ivičnih linija električnog polja (koje su duže, ali u energetsom smislu prihvatljivije putanje), dok se ponekad varnični put pruža duž centralnih linija polja (putanja je kraća, ali energetski manje poželjna u smislu osnovnih fizičkih principa i zakona), što sve utiče na stohastičku prirodu primenjenog DC probajnog napona.

U podoblasti 2, električni proboj se javlja kao kombinacija dva vakuumska mehanizma: emisije elektrona sa katode i lavinskog procesa u vakuumu. Relativni doprinos ova dva mehanizma zavisi od pritiska rezidualnog gasa i tipa primenjenog napona (DC ili impulsni napon).

U podoblasti 3 električni proboj se u celini razvija na račun emisije elektrona sa katode. Tokom eksperimenta utvrđeno je da nema inicijacije električnog proboja koji pokreću mikropartikularne čestice ili mehanizmi anodne emisije, što može biti svojstveno uslovima pod kojima se odvijao eksperiment. Elektrode su polirane do nivoa visokog sjaja, te iz tih razloga verovatnoća nastanka mikropartikularnih čestica tokom

same izrade elektroda je svedena na minimum. Verovatnoća pojave mikropartikularnih čestica koje nastaju tokom predhodnih električnih proboja je minimalna, zbog korišćenja malih probojnih struja, koje su kontrolisane 10 Ω -skim otpornikom, vezanim na red sa ispitnom komorom.

Za inicijaciju električnog proboja kroz mehanizam anodne emisije, a što je uočeno tokom izvođenja eksperimenta, potrebno je oko 10 μ sec, a to je vreme koje je daleko duže od perioda potrebnog za pokretanja električnog proboja bilo putem emisionog, bilo putem vakuumskog mehanizma.

LITERATURA

- [1] de la Rue, W., and Muller, H. W. „On some points connected with terrestrial magnetism”, (1880). *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 171, 109.
- [2] Osmokrović, P., Vasić, A. „Anomalous Paschen Effect”, (2005). *IEEE Transaction on Plasma Science*, Vol. 33, No 5, 1672-1676.
- [3] Daniel, T. N., Dutton, J., and Harris, F. M. „Similarity in air and nitrogen II. Ionization, attachment and detachment coefficients”, (1969). *Brit. J. Appl. Phys.: J. Phys. D*, 2, 1559.
- [4] Rees, D. B. (1963). Ph.D. Thesis, University of Wales.
- [5] Theobald, J. K. „Investigation of back diffusion of photoelectrons in various standard gases as it affects secondary electron emission coefficients”, (1953). *Brit. J. Appl. Phys.*, 24, 123.
- [6] Phelps, A. V., Pack, J. L., and Frost, L. S. „Drift velocity of electrons in helium”, (1960). *Phys. Rev*, 117, 470.
- [7] Thomson, J. J. (1928). *Conduction of Electricity through Gases*, Vol. 1 Cambridge University Press
- [8] Townsend, J. S. „The Conductivity produced in Gases by Motion of negatively charged ions”, (1901). *Phil. Mag*, 1, 198.
- [9] Townsend, J. S. „The conductivity produced in gases by the motion of negatively-charged ions” (1900). *Nature*, 62, 340.
- [10] Crompton, R. W. „Comments on some recent analyses of the pulsed townsend discharge”, (1967). *J. Appl. Phys.*, 38, 4093.
- [11] Engelhardt, A. G., and Phelps, A. V. „Elastic and inelastic collision cross sections in hydrogen and deuterium from transport coefficients”, (1963). *Phys. Rev.*, 131, 2115.
- [12] Thomas, R. W. L., and Thomas, W. R. L. „Monte Carlo simulation of electrical discharges in gases”, (1969). *J. Phys. B Atom. Molec. Phys.*, 2, 562.
- [13] Frommhold, L. „Eine Untersuchung der Elektronenkomponente von Elektronenlawinen im homogenen Feld II”, (1960). *Z. Phys.*, 160, 554.

- [14] Moruzzi, J. L. „The effects of detachment and ion-molecule reactions on the determination of ionization and attachment coefficients from current-growth experiments”, (1968). Brit. J. Appl. Phys.: J. Phys. D, 1, 1587.
- [15] Horton, F., and Millest, D. M. „The Ionisation of Helium by Neutral Helium Atoms”, (1946). Proc. Roy. Soc., A185, 381.
- [16] Dutton, J., Haydon, S. C., and Llewellyn Jones, F. „Formative time lags in the electrical breakdown of gases”, (1953). Proc. Roy. Soc., A213, 203.
- [17] Thomas, R. W. L. (1968). Ph.D. Thesis, University of Wales.
- [18] Geballe, R., and Reeves, M. L. „A condition on uniform field breakdown in electron-attaching gases”, (1953). Phys. Rev., 92, 867.
- [19] Davies, W. E. V. J., Dutton, J., and Harris, F. M. „An apparatus for the investigation of pre-breakdown ionization in gases at high voltages, high gas pressures and large electrode separations”, (1966). J. Sci. Instr., 43, 457.
- [20] Dutton, J., Llewellyn Jones, F., Palmer, R. W. „Electrical breakdown of gases: Ionization growth in air at high pressures”, (1961). Proc. Phys. Soc., 78, 569.
- [21] Llewellyn Jones, F. (1966). Ionization and Breakdown in Gases (2nd edn.) Methuen, London.
- [22] Llewellyn Jones, F., and Parker, A. B. „Mechanism of the electric spark”, (1950). Nature, 165, 960.
- [23] Townsend, J. S., and McCallum, S. P. „The Validity of Fundamental Ionization Data for Electrons at High Values of E/p”, (1928). Phil. Mag, 6, 857.
- [24] Folkard, M. A, and Haydon, S. C. (1971). Aust. J. Phys., 24, 527.
- [25] Folkard, M. A, and Haydon, S. C. „Experimental investigations of ionization growth in nitrogen”, (1973). J. Phys. B, 6, 214.
- [26] Haydon, S. C., and Stock, H. M. P. „Non-Equilibrium Ionization Growth in Molecular Hydrogen”, (1966). Aust. J. Phys., 19, 795.
- [27] Chanin, L., M., and Rork, G. D. „Measurements of the first townsend ionization coefficient in neon and hydrogen”, (1963). Phys. Rev., 132, 2544.
- [28] Gosseries, A. „La détermination des coefficients d'ionisation α et γ dans les gaz”, (1939). Physica, 6, 453.
- [29] Johnson, P. C., and Parker, A. B. „A new theory for breakdown to the left of the Paschen minimum”, (1971). Proc. Roy. Soc., A325, 529.

- [30] Pace, J. D., Parker, A. B. „The breakdown of argon at low pressure”, (1973). J. Phys. D, Appl. Phys., 6, 1525.
- [31] Parker, A. B., and Johnson, P. C. „The Dielectric Breakdown of Low Density Gases. I. Theoretica”, (1971). Proc. Roy. Soc. A325, 511.
- [32] Đogo, G., Osmokrović, P., ”Statistical Properties of Electrical Breakdown in Vacuum”, (1989). IEEE Transaction on Electrical Insulation, Vol. 24, No 6, 949-953.
- [33] Đogo, G., Osmokrović, P., ”Contribution to Consideration of Stochastic Properties of Mechanisms of Electrical Breakdown in Vacuum “, (1990). Vacuum, Vol. 40, No 1-2, 228.
- [34] Osmokrović, P., „Mechanism of Electrical Breakdown in Gases at Very low Pressure and Interelectrode Gap Values,(1993). IEEE Transaction on Plasma Science, Vol. 21, No 6, 645-654
- [35] Boyd, H. A., Bruce, F. M., and Tedford, D. J. „Sparkover in long uniform-field gaps [2]”, (1966). Nature, Lond., 210, 719.
- [36] Dutton, J., Harris, F. M., and Jones, G. J. „Ionization, attachment and breakdown in SF 6”, (1970). Nature, Lond., 227, 702.
- [37] Cohen, E. H. „ Electric Strength of Highly Compressed Gases”, (1956). Proc. IEE, 103A, 57.
- [38] Bhalla, M. S., and Craggs, J. D. „Measurement of ionization and attachment coefficients in sulphur hexafluoride in uniform fields”, (1962). Proc. Roy. Soc., 80, 151.
- [39] George, D. W., and Richards, P. H.”Electrical field breakdown in sulphur hexafluoride”, (1969). Brit. J. Appl. Phys., 2, 1470.
- [40] Llewellyn Jones, F. (1966). Glow Discharges. Methuen, London.
- [41] Dutton, J., Evans, N. B., and Morgan, G. B.” Secondary ionization coefficients in oxygen at pressures up to atmospheric”, (1967). Brit. J. Appl. Phys., 18, 1287.
- [42] Debitetto, D. J., and Fisher, L. H.” Second townsend coefficient in oxygen at high pressures”, (1958). Phys. Rev, 111, 390.
- [43] Prasad, A. N., and Craggs, J. D.” Measurement of Townsend's ionization coefficients and attachment coefficients in oxygen”, (1961). Proc. Phys. Soc. 77, 385.

- [44] Freely, J. B., and Fisher, L. H. „Ionization, attachment, and breakdown studies in oxygen“, (1964). *Phys. Rev.*, 133, A304.
- [45] Llewellyn Jones, F. „The mechanism of the spark discharge in hydrogen“, (1939). *Phil. Mag.*, 28, 192.
- [46] Davies, D. K., Dutton, J., and Llewellyn Jones, F. „Secondary Ionization Processes in Hydrogen at High Gas Pressures“, (1958). *Proc. Phys. Soc.*, 72, 1061.
- [47] Dutton, J., and Morris, W. T. „The mechanism of the electrical breakdown of air in uniform fields at voltages up to 400 kv“, (1967). *Brit. J. Appl. Phys.*, 18, 1115.
- [48] Dutton, J., Harris, F. M., and Hughes, D. B. „Electrical Breakdown of Nitrous Oxide“, (1973). *Proc. IEE*, 120, 941.
- [49] Dutton, J., Harris, F. M., and Llewellyn Jones, F. „The influence of the three-body process of electron attachment on the growth of ionization in air at high pressure“, (1963)a. *Proc. Phys. Soc.*, 82, 581.
- [50] Dutton, J., Harris, F. M., and Llewellyn Jones, F. „The determination of attachment and ionization coefficients in air“, (1963)b. *Proc. Phys. Soc.*, 81, 52.
- [51] Goldspink, G. F., and Lewis, T. J. „Erratic Spark Breakdown at High Pressures“, (1968). *Annual Report of the Conference on Electrical Ionization and Dielectrical Phenomena*, p. 101.
- [52] Osmokrović, P., Đekić, S., Stanković, K., Vujisić, M., „Conditions for the applicability of the geometrical similarity law to gas pulse breakdown“, (2012). *IEEE Transaction on Dielectric and Electrical Insulation*, Vol. 17, No 4, 1185-1195
- [53] Trump, J. G., Cloud, R. W., Mann, J. G., and Hansan, E. P. „Influence of Electrodes on D-C, Breakdown in Gases at High Pressure“, (1950). *Trans. Amer. IEEE*, 69, 961.
- [54] Cookson, A. H. „Electrical breakdown for uniform fields in compressed gases“, (1970). *Proc. IEE*, 117, 269.
- [55] Müller, E. K. (1966). *Z. Phys.*, 21, 475.
- [56] Stankevich, Y. L., and Kalinin, V. G. (196). *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 11, 1120.

- [57] Engstrom, R. W., and Huxford, W. S. „Time-lag analysis of the Townsend discharge in argon with activated caesium electrodes”, (1940), Phys. Rev., 58, 67.
- [58] Raether, H. (1964). Electron Avalanches and Breakdown in Gases. Butterworths, London.
- [59] Evans, C. J. (1965). Ph.D. Thesis, University of Wales.
- [60] Llewellyn Jones, F. (1967). Ionization Avalanches and Breakdown. Methuen, London.
- [61] Varney, R. N.” Liberation of electrons by positive-ion impact on the cathode of a pulsed townsend discharge tube”, (1954). Phys. Rev., 93, 1156.
- [62] Osmokrović, P., Jurošević, M., Stanković, K., Vujisić, M., „Radiation hardness of gases discharge tubes and avalanche diodes used for transient voltage suppression”, (2009), Radiation Effects and Defects in Solids, Vol. 164, No 12, 880-808.
- [63] Davidson, P. M. „Growth of current between parallel plates”, (1955). Phys. Rev, 99, 1072.
- [64] Davidson, P. M. „Temporal growth of current between parallel plates”, (1956). Phys. Rev, 103, 1897.
- [65] Schlumbohm, H. „Die zeitliche Entwicklung einer Townsend-Entladung”, (1960). Z. Phys., 159, 212.
- [66] Hornbeck, J. A. „Microsecond transient currents in the pulsed townsend discharge”, (1951). Phys. Rev, 83, 374.
- [67] Wijsman, R. A.”Breakdown probability of a low pressure gas discharge”, (1949). Phys. Rev., 75, 833.
- [68] Legler, W. ” Zur Statistik der Elektronenlawinen”, (1955). Z. Phys., 140, 221.
- [69] Schlumbohm, H. „Zur Statistik der Elektronenlawinen im ebenen Feld. III”, (1958). Z. Phys., 151, 563.
- [70] Cookson, A. H., and Lewis, T. J. „Variations in the Townsend first ionization coefficient for gases”, (1966). Brit. J. Appl. Phys., 17, 1473.
- [71] Vidal, G., Lacaze, J., and Maurel, J. „Microscopic evolution of the ionizing collision frequency in Townsend avalanches”, (1974). J. Phys. D, Appl. Phys., 7, 1684.

- [72] Legler, W. "The influence of the relaxation of the electron energy distribution on the statistics of electron avalanches", (1967). *Brit. J. Appl. Phys.*, 18, 1275.
- [73] Osmokrović, P., Krivokapić, I., Matijašević, D., Karlatović, N. „Stability of the gas Filled Surge Arrestes Characteristic Under Service Conditions”, (1996). Vol. 11, No. 1, 260-266.
- [74] Hertz, G. „Zur Frage der Spannungsabhängigkeit des Zündverzuges”, (1937). *Z. Phys.*, 106, 102.
- [75] Davidson, P. M. „Theory of temporal growth of ionization between parallel plates in the inert gases”, (1962). *Proc. Roy. Soc.*, 80, 143.
- [76] Davies, A. J., and Evans, C. J. „Statistical fluctuations of ionization currents and the concept of the breakdown potential”, (1965). *Brit. J. Appl. Phys.*, 16, 57.
- [77] Davies, A. J., and Evans, C. J. „The Theory Of Ionization Growth in Gases under Pulsed and Static Fields", (1973). CERN Yellow Report 73-10.
- [78] Nitta, T., Yamada, N., and Fujiwara, Y. „Area Effect Of Electrical Breakdown In Compressed SF₆”, (1974). *IEEE Trans. PAS-93*, 623.
- [79] Gumbell, E. J. (1958). *Statistic of Extremes*. New York.
- [80] Weibull, W. „A statistical distribution function if wide applicability”, (1951). *J. Appl. Mech.*, 18, 293.
- [81] Bruce, F. M. „Calibration of uniform field spark gaps for high voltage measurements at power frequencies”, (1947). *J.IEE.*, 94, 138.
- [82] Crompton, R. W., Dutton, J., and Haydon, S. C. „Precision measurements of ionization coefficients in uniform static fields”, (1956). *Proc. Roy. Soc.*, B69, 2.
- [83] Dutton, J., Harris, F. M., and Llewellyn Jones, F. „The influence of the three-body process of electron attachment on the growth of ionization in air at high pressure”, (1963) c. *Proc. 6th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Paris, Vol. 1, p. 179.
- [84] Blasberg, H., A. M., and de Hoog, F. J. „Measurements of the primary ionization coefficient in H₂”, (1971). *Physica*, 54, 468.
- [85] Corrigan, S. J. B., and von Engel, A. „The excitation of helium by electrons of low energy”, (1958). *Proc. Roy. Soc.*, A245-335.
- [86] Buursen, C. G. J., de Hoog, F. J., and van Montfort, L. H. ” New values of α/p_0 in pure neon obtained with the luminous-flux method”, (1974). *Physica*, 60, 244.

- [87] de Hoog, F. J., and Kasdorp, J. „A new determination of Townsends α for neon”, (1967). *Physica*, 34, 63.
- [88] Jones, G. H., and Grey Morgan, C. „Measuring of primary ionization coefficienta”, (1969). *Proc. 9th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Bucharest, Vol. 1, p. 135.
- [89] Dutton, J., Hughes, M. and Tan, B. C. „Ionization coefficients in helium, neon and helium-neon mixtures”, (1969). *J. Phys.*, B, 2, 890.
- [90] Davidson, P. M. „Theory of the temporal growth of ionization in gases involving the action of metastable atoms and trapped radiation”, (1958). *Proc. Roy. Soc.*, A249, 237.
- [91] Newton, R. R. „Transients in townsend discharges”, (1948). *Phys. Rev.* 73, 570.
- [92] Tagashira, H., and Lucas, J. „The Statistical distribution of breakdown time-lags by the Townsend mechanism under high-energy-particle irradiation”, (1969). *J. Phys. D*, 2, 872.
- [93] Osmokrović, P., Krstić, S., Ljevak, M., Novaković, D. „Influence of Gis parameters on the Topler Constant”, (1992). *IEEE Transaction on Electrical Insulation*, Vol. 8, No. 1, 175-181.
- [94] Osmokrović, P., Vujisić, M., Stanković, K., Vasić, A., Lončar, B. „Machanisms of Electrical Breakdown of Gases for pressure for 10 to 1bar and inter-electrode gaps from 0,1 to 1,5 mm”,(2007). *Plasma Sources Science and Technology*, Vol. 16, No. 4, 643-655.
- [95] Dibbern, U. „Untersuchung der Elektronenkomponente von Einzellawinen mit dem Photomultiplier”, (1961). *Z. Phys.*, 163, 582.
- [96] Jovanović, B., Stanković, K., Vujisić, M., Osmokrović, P. „Initiation and Prgress Of Breakdown in the Range to the Left of the Paschen Minimum”, (2011).). *IEEE Transaction on Dielectronic and Electrical Insulation*, Vol. 18, 954-963.
- [97] Dutton, J. „A survey of electron swarm data”, (1975). *J. Chem. Phys. Ref. Data*, 4, 577.
- [98] Lakshminarashimha, C. S., Snelson, R. A., and Lucas, J. „Time-of-flight electron-swarm studies of ionization and attachment in gases”, (1974). *Proc. 3th Int. Conf. on Gas Discharges*, IEE Conf. Publ. No. 118, Vol. 1, p. 82.

- [99] Jones, E., and Llewellyn Jones, F. „The Experimental Determination of the Primary Ionization Coefficients at Low Gas Pressures”, (1958) Proc. Roy. Soc., 72, 363.
- [100] Haydon, S. C., and Williams, O. M. „The experimental values of the Townsend first ionization coefficient in nitrogen at low values of E/p ”, (1972). J. Phys D., 5, L79.
- [101] Krisch, H. „Release of secondary electrons in low pressure discharges by metastable N_2 -molecules and their quenching by other gases | [Elektronennachlieferung in Niederdruckentladungen durch metastabile Stickstoffmoleküle und deren Stoßlöschung durch Fremdgase]”, (1968). Z. Phys., 208, 322.
- [102] Price, D. A., Lucas, J., and Moruzzi, J. L. „Ionization in oxygen-hydrogen mixtures”, (1972). J. Phys. D, Appl. Phys., 5, 1249.
- [103] Holzer, W. „Optische Untersuchung der Funkenzündung in Luft von Atmosphärendruck mittels des unterdrückten Durchbruchs”, (1932). Z. Phys., 77, 676.
- [104] Masch, K. „Über Elektronenionisierung von Stickstoff, Sauerstoff und Luft bei geringen und hohen Drucken”, (1932). Arch. F. Elektrotek, 26, 587.
- [105] Moruzzi, J. L., and Price, D. A. „Ionization, attachment and detachment in air and air- CO_2 mixtures”, (1974). J. Phys. D, Appl. Phys., 7, 1434.
- [106] Harrison, J. A., i Geballe, R. „Simultaneous measurement of ionization and attachment coefficients”, (1953). Phys. Rev., 92, 86.
- [107] Prasad, A. N. „ Measurement of ionization and attachment coefficients in dry air in uniform fields and the mechanism of breakdown”, (1959). Proc. Phys. Soc. 74, 33.
- [108] Dutton, J., Llewellyn Jones, F., and Morgan, G. B. „Electron attachment in oxygen”, (1963) Nature, 198, 680.
- [109] Boyd, H. A. and Crichton, G. C. „Measurement of Ionization and Attachment Coefficients in Sulfur Hexafluoride”, (1971). Proc. IEE, 118, 1872
- [110] Llewellyn Jones, F. „Ionization Growth and Breakdown”, (1956). Handbuch der Physik, 22,1.

- [111] Osmokrović, P., Stanković, K., Pešić, M., Dolićanin, Ć. Statističke metode u elektroenergetici, (2009). Akademska Misao, Državni univerzitet u Novom Pazaru, Beograd
- [112] Heylen, A. E. D. „Influence of molecular bonding on the townsend ionization coefficients of hydrocarbon gases”, (1963). J. Chem. Phys., 38, 765.
- [113] Valeriu-Petrescu, M. „Electrical Brakedown of Gases”, (1943). Bull. Soc. Rouman Phys., 26, 542.
- [114] Osmokrović, P., Stanković, K., Vujisić, M. Određivanje merne nesigurnosti, Akademska misao, Beograd
- [115] Bartholomeyczuk, W. „Townsend'sche Zündbedingung und Aufbauzeit einer Entladung”, (1940). Z. Phys., 116, 235.
- [116] Stanković, K., Osmokrović, P., Dolićanin, Ć., Vujisić, M., Vasić, A. „Time enlargement low pulse brekdown “, (2009). Plasma Source Science and Technology, Vol. 18, No.2, art.no. 025028.
- [117] Auer, P. L. „Transient analysis of the townsend discharge”, (1958). Phys. Rev, 111, 671.
- [118] Davies, A. J. (1964). Ph.D. Thesis, University of Wales.
- [119] Morgan, C. G., and Williams, W. T. „Temporal ionization growth constants and secondary processes in hydrogen”, (1965). Proc. Phys. Soc. 85, 443.
- [120] Davies, D. K., Llewellyn Jones, F., and Morgan, C. G. „Ionization growth times and secondary processes in helium”, (1963) Proc.Phys. Soc., 81, 677.
- [121] Fisher, L. H., and Bederson, B. „Formative time lags of spark breakdown in air in uniform fields at low overvoltages”, (1951). Phys. Rev., 81, 109.
- [122] Morgan, C. G. ” Temporal growth of ionization in gases”, (1956). Phys. Rev, 104, 566.
- [123] Dutton, J., Haydon, S. C., and Llewellyn Jones, F. „Formative time lags in the electrical breakdown of gases”, (1953). Brit. J. Appl. Phys., 4, 170.
- [124] Biondi, M. A. „Diffusion, de-excitation, and ionization cross sections for metastable atoms. I”, (1952). Phys. Rev., 88, 660.
- [125] Davies, A. J., Evans, C. J., and Llewellyn Jones, F. „Electrical breakdown of gases: the spatio-temporal growth of ionization in fields distorted by space-charge”, (1964). Proc. Roy. Soc., A281, 164.

- [126] Bandel, H. W. „Measurement of the current during the formative time lag of sparks in uniform fields in air”, (1954). Phys. Rev., 95, 1117.
- [127] Willis, B. A., and Morgan, C. G. „Secondary ionization processes in neon discharge”, (1969). Brit. J. Appl. Phys.: J. Phys. D, 2, 1567.
- [128] Menes, M. „Buildup of a Discharge in Argon”, (1959). Phys. Rev, 116, 481.
- [129] Ward, A. L. „Calculations of electrical breakdown in air at near-atmospheric pressure”, (1965). Phys. Rev., 138A, 1357.
- [130] Slepian, J., and Torok, J. J. (1929). Elect. Journal, 26, 107.
- [131] Torok, J. J. „Surge Impulse Breakdown of Air”, (1928). Trans. AIEE, 47, 177.
- [132] Dunnington, F. G. „An optical study of the formation stages of spark breakdown”, (1931). Phys. Rev., 38, 1535.
- [133] White, H. J. „A study of the initial stages of spark discharges in gases”, (1934). Phys. Rev., 46, 99.
- [134] Leob, L. B., and Meek, J. M. „The mechanism of spark discharge in air at atmospheric pressure. I”, (1940). J. Appl. Phys., 11, 438.
- [135] Raether, H. „Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Funkenkanal - Nach Beobachtungen in der Nebelkammer’, (1939). Z. Phys., 112, 464.
- [136] Raether, H. „Zur Entwicklung von Kanalentladungen”, (1940). Arch. F. Elektrotek, 34, 49.
- [137] Haydon, S. C. (1968). A Survey of Phenomena in Ionized Gases, International Atomic Energy Agency, Vienna.
- [138] Chalmers, I. D., Duffy, H., and Tedford, D. J. „The mechanism of spark breakdown in nitrogen, oxygen, and sulphur hexafluoride”, (1972). Proc. Roy. Soc., A329, 171.
- [139] Wagner, K. H. „Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Plasmakanal, untersucht mit Bildverstärker und Wischverschluß”, (1966). Z. Phys., 189, 465.
- [140] Davies, A. J., Davies, C. S., and Evans, C. J. „Computer simulation of rapidly developing gaseous discharges “, (1971). Proc. IEE, 118, 816.
- [141] Davies, A. J., and Evans, C. J. „Field distortion in gaseous discharges between parallel-plate electrodes “, (1967). Proc. IEE, 114, 1547.
- [142] Borsch-Supan, W., and Oser, H. (1963). J. Res. Nat. Bur. Standards, Washington 67B, 41.

- [143] Lucas, J. (1961). Proc 5th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, North Holland, Amsterdam, 1, 693.
- [144] Osmokrović, P., Arsić, N., Vujisić, M., Stanković, K., Dolićanin, Č. „Realibility of three-electrode spark gaps”, (2008). Plasma Devices and Operartions, Vol. 16, No.4, 235-245.
- [145] Ward, A. L. (1961). Proc. 5th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Munich, p. 1595. North-Holland, Amsterdam.
- [146] Ward, A. L. „Calculations of cathode-fall characteristics”, (1962). J. Appl. Phys., 33, 2789.
- [147] Ward, A. L., and Jones, E. „Electrical breakdown in hydrogen at low pressures”, (1961). Phys. Rev., 122, 376
- [148] Koppitz, J. „Nitrogen discharges of large cross section at high overvoltage in a homogeneous field”, (1973). J. Phys. D, Appl. Phys., 6, 1494.
- [149] Morgan, C. G., Evans, C. J., Williams, W. T., and Davies, A. J. „Space-charge controlled ionization growth in hydrogen”, (1965). Brit. J. Appl. Phys., 16, 1797.
- [150] Kline, L. E. „Calculations of discharge initiation in overvolted parallel-plane gaps”. (1974). J. Appl. Phys., 45, 2046.
- [151] Timm, U. „The development of single streamers started by laser light at high overvoltages in rare gases”, (1973). J. Phys. D Appl. Phys., 6, 1891.
- [152] Reininghaus, W. „The influence of secondary avalanches on the development of the cathode-directed streamer”, (1972). J. Phys. D, Appl. Phys., 5, 1448.
- [153] Reininghaus, W. „Measurement of the space charges produced in streamers”, (1973). J. Phys. D, Appl. Phys., 6, 982.
- [154] Osmokrović, P., Petković, D., Marković, O. „Measuring Probe for Fast Transients Monitoring in Gas Insulated Substation”, (1997). IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement, Vol. 46, No.1,36-45.
- [155] Davies, A. J., Evans, C. J., and Woodison, P. M. „Calculation of discharge development in nitrogen, oxygen and air at near atmospheric pressure”, (1975). Proc. 3rd Int. Conf on Gas Discharges, IEE Conf. Publ. No. 118, Vol. 1, p. 119.

- [156] Doran, A. A. „The development of a Townsend discharge in N₂ up to breakdown investigated by image converter, intensifier and photomultiplier techniques”, (1968). *Z. Phys.*, 208, 427.
- [157] Davies, A. J., Evans, C. J., and Woodison, P. M. „Computation Of Ionisation Growth At High Current Densities”, (1975). *Proc. IEE*, 122, 765.
- [158] Allen, K. R., and Phillips, K. „Correlation of the formative time lags with the light emitted from spark discharges”, (1964), *Proc. Roy. Soc.*, A278, 188.
- [159] Osmokrović, P., Kartalović, N., Atanackov, N., Ostojić, D. „Model Law for Gase Insolated Systems”, (2000). *IEEE Transaction on Plasma Science*, Vol. 28, No.1, 298-302.
- [160] Osmokrović, P., Živić, T., Lončar, B., Vasić, A. „The Validity of the General Similarity Law for Electrical Breakdown of Gases”(2006). *Plasma Sources Science and Technology*, Vol. 34, No.4, 703-713.
- [161] Osmokrović, P., Petković, D., Marković, O., Kartalović, Đ. „Measuring System for Fast Transient Monitoring in Gas-Insulated Substation”, (1997). *VDE, ETEP*, Vol. 7, No.3, 165-172.
- [162] Davies, A. J., Evans, C. J., Townsend, P., and Woodison, P. M. „Computation Of Axial And Radial Development Of Discharges Between Plane Parallel Electrodes”, (1977). *Proc. IEE*, 124, 179.
- [163] J. M. Meek, J. D. (1978). *Craggs, Electrical breakdown of gases*, John Wiley and Sons: New York.
- [164] S. C. Braun, (1966). *Introduction to electrical discharges in gases*, John Wiley and Sons: New York.
- [165] Osmokrović, P., Živić, T., Lončar, B., Vasić, A. „The validity of the general similarity law for electrical breakdown of gases”, (2006). *Plasma Sources Sci. T.*, Vol. 15, No. 4, 703-713.
- [166] Osmokrović, P., Vasić, A., Živić, T. „The influence of the electric field shape on the gas breakdown under low pressure and small inter-electrode gap conditions” (2005). *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 33, No. 5, 1677-1681.
- [167] Osmokrović, P., Krivokapić, I., Krstić, S. „Mechanism of electrical breakdown left of the paschen's minimum”, (1994). *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 1, No. 1, 77-82.

- [168] Stanković K., Vujisić, M., Delić, Lj. „Influence of tube volume on measurement uncertainty of GM counters”, (2010). Nucl. Technol. Radiat., Vol. 25, No. 1, 46-50.
- [169] Vujisić, M., Stanković, K., Dolićanin, E. and Osmokrović, P. „Radiation hardness of COTS EPROMs and E²PROMs”, (2010). Radiat. Eff. Defect S., Vol. 165, No. 5, 362–369.
- [170] Marjanović, N., Vujisić M., Stanković, K., Despotović, D., Osmokrović P. „Simulated exposure of titanium dioxide memristors to ion beams”, (2010). Nucl. Technol. Radiat., Vol. 25, No. 2.
- [171] Osmokrović, P. „Influence of switching operations on the vacuum dielectric strength”, (1993). IEEE Trans. Power Deliver., Vol. 8, No. 1, 175-181.
- [172] Osmokrović, P., Vujisić, M., Cvetić, J., Pešić, M., (2007). „Stochastic nature of electrical breakdown in vacuum”, IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 14, No. 4, 803-812.
- [173] Osmokrović, P., Đogo, G., „Contribution to consideration of stochastic properties of mechanisms of electrical breakdown in vacuum”, (1990). Vacuum, Vol. 40, No. 1-2, 228-229.
- [174] Townsend, J. C. „Theory of glow discharge from wires”, (1913). The Electrician, 348-350.
- [175] Stanković, K., Vujisić, M., Vasić, A. „Comparison of gamma ray effects on eproms and eeproms”, (2009). Nucl. Technol. Radiat., Vol. 24, No. 1, 61-67.
- [176] Osmokrović, P., Živić, T., Lončar, B., Vasić, A., „The validity of the similarity law for the electrical breakdown of SF₆ gas”, (2006). Plasma Sources Sci. T., Vol. 15, No. 4, 1538-1544.
- [177] Boeck, W., „Volumen-Zeit-Gesetz beim stossspannungsdurchschlag von SF₆”, (1975). Elekt. Zeitschrift Ausgabe A, (ETZ A), Vol. 96, 300-305.
- [178] Osmokrović, P., Vasić, A. „Anomalous Paschen effect”, (2005). IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 33, No. 5, 1672-1676.
- [179] Stanković, K., Pešić, M., Osmokrović, P., Vujisić M., „Surface Time enlargement law for gas pulse breakdown”,(2008). IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol.15, No. 4, 994-1005.

- [180] Đogo, G., Osmokrović, P. „Statistical properties of electrical breakdown in vacuum”, (1989). IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 24, 949-953.
- [181] Hauschild, W., Mosch, W., „Statistical Techniques for High-Voltage Engineering”, Peter Peregrinus, London, (1992). IEE Power Series, Vol. 13, 66.
- [182] Osmokrović, P., Ilić, G., Stanković, K., Dolićanin, Ć., Vujisić, M. „Determination of pulse tolerable voltage in gas-insulated systems”, (2008). Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 47, 8928-8934.
- [183] P.A. Chatterton, Electrical Breakdown in Gases, edited by J.D Meek , J.D. Craggs. , 1978, Wiley, New York
- [184] R.V. Latham, , High Voltage Vacuum Insulation, The Physical Basic Academic Press, 1981, London
- [185] H.C. Miller, Values of Fowler-Nordheim field emission functions: $v(y)$, $t(y)$, and $s(y)$, Journal of the Franklin Institute 282 (6), 1966, pp. 382-388
- [186] B.M. Cox, The nature of field emission sites, Journal of Physics D: Applied Physics 8 (17), 1975, art. no. 008 , pp. 2065-2073
- [187] R.V. Latham, Prebreakdown Electron Emission, *IEEE transactions on electrical insulation* EI-18 (3), 1982 , pp. 194-203
- [188] W.P. Dyke, W.W Dolan, J.K. Trolan, The field emission initiated vacuum arc. II. The resistively heated emitter, *Physical Review* 91 (5), 1953, pp. 1054-1057
- [189] Vibrans, G.E., Vacuum voltage breakdown as a thermal instability of the emitting protrusion, *Journal of Applied Physics* 35 (10), 1964, pp. 2855-2857
- [190] P.A. Chatterton, A theoretical study of field emission initiated vacuum breakdown, Proceedings of the Physical Society 88 (1) , 1966, art. no. 326 , pp. 231-245
- [191] D.W. Williams, W.T. Williams, Field-emitted current necessary for cathode-initiated vacuum breakdown, Journal of Physics D: Applied Physics 5 (2) , 1972, art. no. 309 , pp. 280-29
- [192] V. G. Zhurbenko, V. A. Nevrovskii, Zhurn. Tekh. Fiz. vol 50, No 12, 1980, pp. 2532
- [193] S.P. Bugaev, E.A. Litvinov, G.A. Mesyates, D.I Proskurovski, Uspekhi Fiz. Nauk, vol. 115, No. 1, 1975, p. 101

- [194] E.A. Litvinov, G.A. Mesyates, D.I Proskurovski, *Uspekhi Fiz. Nauk*, vol. 139, No. 2, 1983, p. 265
- [195] D.K. Davies, M.A. Blondi, Mechanism of dc electrical breakdown between extended electrodes in vacuum, *Journal of Applied Physics* 42 (8) , 1971, pp. 3089-3107
- [196] V. A. Nevrovskii, *Zhurn. Tekh. Fiz.* vol 48, No 11, 1978, pp. 2301
- [197] Maitland, R. Hawley, High speed photographs of vacuum sparks at voltages up to 250 kv, *Vacuum* 18 (7) , 1968, pp. 403-408
- [198] I.D. Chalmers, B.D. Phukan, Photographic observations of impulse breakdown in short vacuum gaps, *Journal of Physics D: Applied Physics* 12 (8) , art. no. 007 , 1979, pp. 1285
- [199] J.D. Cross, B. Mazurek, K.D. Srivastava, Photographic Observations Of Breakdown Mechanism In Vacuum, *IEEE transactions on electrical insulation* EI-18, No. 3, 1983 , pp. 230
- [200] D.K. Davies, *J. Vac. Sci. Technol.*, v. 10, No. 1, 1793, p_94
- [201] Chalmers, B. Phukan, Breakdown time lags in short vacuum gaps, *Vacuum* 32 No.3, 1982, pp. 145
- [202] K. Tsuruta, Impulse Electrical Breakdown Fields Of Short Vacuum Gaps, *IEEE transactions on electrical insulation* EI-22, No. 1, 1987, pp. 77
- [203] K. Tsuruta, *IEEE transactions on electrical insulation* EI-18, No. 3, 1983, pp. 204
- [204] T. Utsumi, Cathode- and anode-induced electrical breakdown in vacuum, *Journal of Applied Physics* 38, No. 7, 1967 , pp. 2989
- [205] R.V. Latham, Microparticle charge acquisition and reversal at impact, *Journal of Physics D: Applied Physics* 5 , No. 11, art. no. 311, 1972, pp. 2044
- [206] A.K. Chakrabarti, P.A. Chatterton, Microparticle trigger discharges and impact damage in a high-voltage vacuum insulated gap, *Journal of Applied Physics* 47, No.12, 1976, pp. 5320
- [207] P.A. Chatterton, M.M. Menon, K.D. Srivastava, Processes involved in the triggering of vacuum breakdown by low-velocity microparticles, *Journal of Applied Physics* 43 (11) , 1972, pp. 4536-4542
- [208] Pavlič, *Statistička teorija i primjena Tehnička knjiga*, Zagreb, 1985

[209] N. Bronstajn, K. A. Semendjajev, Spravocnik po matematike, Nauka, Moskva, 1986

Biografija autora

Bojan Jovanović je rođen 27.12.1985. godine u Kosovskoj Mitrovici. Osnovnu školu i gimnaziju prirodno-matematičkog smera završio je u Kosovskoj Mitrovici. Diplomirao je na Fakultetu tehničkih nauka Univerziteta u Prištini 2009. godine. Doktorske studije na Elektrotehničkom fakultetu u Beogradu upisao je školske 2009/2010. godine na Modulu za nuklearnu, medicinsku i ekološku tehniku i zaključno sa školskom 2011/2012. ispunio je sve obaveze predviđene planom i programom doktorskih studija. U svom dosadašnjem naučnom radu, Bojan Jovanović je objavio 2 rada za u časopisima sa SCI liste, 2 rada na konferencijama međunarodnog značaja i 1 rad na konferenciji nacionalnog značaja.

Prilog 1.

Izjava o autorstvu

Potpisani Bojan Jovanović

broj indeksa _____

Izjavljujem

da je doktorska disertacija pod naslovom

Iniciranje i razvoj proboja u tačkama levo od Pašenovog minimuma

- rezultat sopstvenog istraživačkog rada,
- da predložena disertacija u celini ni u delovima nije bila predložena za dobijanje bilo koje diplome prema studijskim programima drugih visokoškolskih ustanova,
- da su rezultati korektno navedeni i
- da nisam kršio/la autorska prava i koristio intelektualnu svojinu drugih lica.

Potpis doktoranda

U Beogradu, _____

Prilog 2.

**Izjava o istovetnosti štampane i elektronske verzije
doktorskog rada**

Ime i prezime autora Bojan Jovanović

Broj indeksa _____

Studijski program _____

Naslov rada Iniciranje i razvoj proboja u tačkama levo od Pašenovog minimuma

Mentor: prof. dr. Predrag Osmokrović, redovni profesor Elektrotehničkog fakulteta,
Univerziteta u Beogradu

Potpisani Bojan Jovanović

Izjavljujem da je štampana verzija mog doktorskog rada istovetna elektronskoj verziji koju sam predao/la za objavljivanje na portalu **Digitalnog repozitorijuma Univerziteta u Beogradu**.

Dozvoljavam da se objave moji lični podaci vezani za dobijanje akademskog zvanja doktora nauka, kao što su ime i prezime, godina i mesto rođenja i datum odbrane rada.

Ovi lični podaci mogu se objaviti na mrežnim stranicama digitalne biblioteke, u elektronskom katalogu i u publikacijama Univerziteta u Beogradu.

Potpis doktoranda

U Beogradu, _____

Prilog 3.

Izjava o korišćenju

Ovlašćujem Univerzitetsku biblioteku „Svetozar Marković“ da u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Beogradu unese moju doktorsku disertaciju pod naslovom:

Iniciranje i razvoj proboja u tačkama levo od Pašenovog minimuma

koja je moje autorsko delo.

Disertaciju sa svim priložima predao/la sam u elektronskom formatu pogodnom za trajno arhiviranje.

Moju doktorsku disertaciju pohranjenu u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Beogradu mogu da koriste svi koji poštuju odredbe sadržane u odabranom tipu licence Kreativne zajednice (Creative Commons) za koju sam se odlučio/la.

1. Autorstvo

2. Autorstvo - nekomercijalno

3. Autorstvo – nekomercijalno – bez prerade

4. Autorstvo – nekomercijalno – deliti pod istim uslovima

5. Autorstvo – bez prerade

6. Autorstvo – deliti pod istim uslovima

(Molimo da zaokružite samo jednu od šest ponuđenih licenci, kratak opis licenci dat je na poledini lista).

Potpis doktoranda

U Beogradu, _____
