

DOI: [10.46793/CIGRE37.D1.05](https://doi.org/10.46793/CIGRE37.D1.05)**D1.05****MEHANIZMI I MATEMATIČKO MODELOVANJE ELEKTRIČNOG PROBOJA
PLEMENITIH GASOVA U OBLASTI PAŠENOVOG MINIMUMA****MECHANISMS AND MATHEMATICAL MODELING OF ELECTRICAL BREAKDOWN
OF NOBLE GASES IN THE PASCHEN MINIMUM REGION****Alija Jusić¹, Nenad Kartalović, Adnan Mujezinović, Uroš Kovačević, Dragana Brajović,
Predrag Osmokrović**

Abstract. U oblasti Pašenovog minimuma smenjuju se mehanizmi lavinskog proboja vakuma anomalni Pašenov mehanizam proboja i Townsend-ov mehanizam proboja. Granice između ovih mehanizama nisu oštre već dolazi do njihovog mešanja i međusobnog uticaja. Pošto se ovi mehanizmi električnog proboja zasnivaju na električnom pražnjenju u gasovima u radu se kritički razmatra matematički model mehanizma električnog pražnjenja zasnovan na izrazima za jonizaciju i koeficijent prema Townsend-u i Takeiskiju.

Na osnovu tog razmatranja predlaže se novi izraz za jonizacioni koeficijent zasnovan na pretpostavci Maksvelovog spektra gasa slobodnih elektrona. Eksperimentalnom provjerom je ustanovljeno da takav jonizacioni koeficijent daje najbolje rezultate u oblasti Pašenovog efekta. Primjenom tako dobijenog algoritma za proračun vrijednosti probojnog napona i odgovarajućim eksperimentalno vrijednosti dato je objašnjenje mehanizma električnog proboja plemenitih gasova u Pašenovoj oblasti. Eksperimenti su vršeni u dobro kontrolisanim laboratorijskim uslovima uz malu mjernu nesigurnost.

Keyword: Pašenova oblast, lavinski mehanizam proboja napona, anomalni Pašenov mehanizam proboja, Townsend-ov mehanizam proboja.

Abstract. In the Paschen minimum region, the mechanisms of avalanche vacuum breakdown, the anomalous Paschen breakdown mechanism, and the Townsend breakdown mechanism alternate. The boundaries between these mechanisms are not sharply defined, instead, they intermingle and influence each other.

¹Alija Jusić, Power Electric Utility of Bosnia and Herzegovina, Vilsonovo šetalište 15, 71000 Sarajevo, al.jusic@epbih.ba

Nenad Kartalović, Nikola Tesla Institute of Electrical Engineering, University of Belgrade, Koste Glavinica 8a, 11000 Belgrade, Serbia, nenad.kartalovic@gmail.com

Adnan Mujezinović, Faculty of Electrical Engineering, University of Sarajevo, Zmaja od Bosne bb, 71000 Sarajevo, Bosnia and Herzegovina, adnan.mujezinovic@etf.unsa.ba

Uroš Kovačević, Innovation center, Faculty of Mechanical Engineering, University of Belgrade, Kraljice Marije 16, 11000 Belgrade, Serbia, ukovacevic@mas.bg.ac.rs

Dragana Brajović, Fakultet tehničkih nauka Čačak Svetog Save 65 Čačak, Srbija, dragan.brajovic@ftn.kg.ac.rs

Predrag Osmokrović, Elektrotehnički fakultet Beograd, Belgrade, Serbia, opredrag@verat.net

Since these electrical breakdown mechanisms are based on gas discharge, this study critically examines the mathematical model of electrical discharge mechanisms based on ionization expressions and coefficients according to Townsend and Takeishi.

Based on this analysis, new expressions for the ionization coefficient are proposed, assuming a Maxwellian spectrum of free electron gas. Experimental verification has confirmed that such an ionization coefficient provides the best results in the Paschen effect region. By applying the derived algorithm for calculating breakdown voltage values and comparing them with corresponding experimental values, an explanation of the electrical breakdown mechanism of noble gases in the Paschen region is provided. Experiments were conducted under well-controlled laboratory conditions with minimal measurement uncertainty.

Keywords: *Paschen region, avalanche breakdown mechanism, anomalous Paschen breakdown mechanism, Townsend breakdown mechanism.*

1 UVOD

Električni proboj gasova se javlja kao rezultat sudara elektrona molekulima ili atomima gasa, čime se stvaraju joni i elektroni, što može da rezultira uspostavljanju mehanizma samoodržanja. Uspostavljanje pražnjenja koje se samo održava, u velikoj meri kontrolišu odnosi razvoja sudarnih procesa koji obuhvataju naelektrisanih čestica i njihovih transportnih svojstava. Sam električni proboj zavisi od djelotvornosti mehanizma stvaranja i nestajanjem elektronsko-jonskih parova koji određuju gustinu elektrona tokom električnog pražnjenja [1,2,3].

Jonizacija elektronima, što je osnovni elementarni proces svih električnih fenomena u gasovima, je za slučaj plemenitih gasova, uslovno, elastičnog tipa. Elastičnost elektronsko-atomskog sudara proističe u slučaju monoatomskih (plemenitih) gasova iz činjenice da kod njih ne dolazi do disocijacije molekula ni do pobuđivanja niskoenergetskih rotacionih i vibracionih kvantnomehaničkih stanja [4-6]. Ta činjenica omogućava da se energetskom spektru gasa slobodnih elektrona pridruži Maksvelova raspodjela po brzinama, [7-9].

Posebno interesantna oblast električnog proboja (električnog pražnjenja uopšte) je oblast Pašenovig minimuma. To je oblast u okolini minimuma na Pašenovoj krivoj koja predstavlja zavisnost vrednosti probojnog napona od proizvoda pritiska i međjuelektrodnog rastojanja [9, 10]. Električno pražnjenje u oblasti Pašenovog minimuma je izuzetno složen. Složenost električnog pražnjenja u oblasti Pašenovog minimuma je posledica činjenice da se u njoj javljaju istovremeno skoro svi mogući mehanizmi samoodržavanja. To rezultira izuzetnom složenosti i kombinacijom mogućih ishoda električnog proboja [10-15]. Usled toga je eksperimentalo ispitivanje i projektovanje elektrotehničkih komponenti izolovanih gasom pri vrednosti pritiska i međjuelektrodnog rastojanja u oblasti Pašenovog minimuma nepouzdan [16,17]. Ako se ovome razmatranju doda podatak da je većina elektrotehničkih komponenti izolovanih gasom na potpritisku pri malim među elektrodnim rastojanjima, po pravilu, izolovana plemenitim gasovima postaje jasno zašto je cilj ovoga rada razvoj matematičkog modela električnog proboja plemenitih gasova u oblasti Pašenovog minimuma.

2 MEHANIZAM ELEKTRIČNOG PROBOJA PLEMITIH GASOVA U OBLASTI PAŠENOVOG MINIMUMA

Pašenova kriva je zavisnost vrijednosti dc probojnog napona od proizvoda pritiska i međjuelektrodnog rastojanja u homogenom električnom polju. Takva zavisnost, tj. činjenica da je proizvod pritiska i međjuelektrodnog rastojanja (pd) „dobra promjenjiva“, direktno je posljedica važenja zakona sličnosti za fenomene električnog pražnjenja u gasovima [18,19].

Sama Pašenova kriva ima oblik asimetrične U-krive sa minimumom koji se većinu gasova nalazi između 0,5 i 5 Pa i 150 i 500V, [20, 22]. Oblast Pašenovog minimuma nije teoretski definisana. U ovome radu će se smatrati da je oblast Pašenovog minimuma ograničena: sa lijeve strane pd vrijednosti pri kojoj se električni proboj odvija čistim vakuumskim mehanizmom, a sa desne strane pd vrijednosti pri kojoj se električni proboj odvija čistim gasnim mehanizmom (tj. da se van oblasti Pašenovog minimuma ne dešavaju sekundarni efekti aktivni na elektrodama). Pretpostavka da se tako definiše oblast Pašenovog minimuma je opravdana pošto je lijevo od nje odnos srednje slobodne dužine puta elektrona i međuelektrodnog rastojanja veći od 1, a desno od nje manji od 1, [25-28].

Unutar oblasti Pašenovog minimuma mehanizam električnog pražnjenja se mijenja od lijeve granice ka desnoj granici sljedećim nizom: vakuumski lavinski mehanizam, anomalni Pašenov mehanizam i Townsend-ov mehanizam. U samom Pašenovom minimumu srednja slobodna dužina puta elektrona je jednaka međuelektrodnom rastojanju.

Kao što je rečeno električni proboj plemenitih gasova odvija se jonizacionim procesima. Ovi procesi uključuju pored elektronskih-atomskih sudara i sudare jona i fotona sa atomima gasa ali i sa materijalom elektroda [24].

Svi jonizacioni procesi električnog pražnjenja dijele se na primarne i sekundarne. U primarne procese spadaju pomenuti procesi jonizacije, a sekundarni procesi su pozitivno povratna sprega koja aktivira sistem samoodržavanja električnog pražnjenja. Pri stvaranju matematičkih modela električnog pražnjenja u plemenitim gasovima primarni jonizacioni proces se opisuje primarnim Townsend-ovim koeficijentom α (jonizacionim koeficijentom).

Primarni Townsend-ov koeficijent α predstavlja broj jonizujućih sudara elektrona i atoma gasa po jedinici puta u pravcu polja. Sekundarni jonizacioni procesi se opisuju sekundarnim Townsend-ovim koeficijentom γ . Sekundarni Townsend-ov koeficijent γ predstavlja ukupan prinos elektrona nastalih sekundarnim procesima po jednoj primarnoj lavini. Ovako definisani primarni i sekundarni koeficijenti nemaju konstantnu vrednost već se menjaju u zavisnosti od vrste gasa, električnog polja i pritiska. Merenja su pokazala da se sekundarni Townsend-ov koeficijent za plemenite gasove u homogenom električnom polju može smatrati konstantnim sa vrednošću u opsegu u 10^{-4} i 10^{-1} . Zavisnost primarnog Townsend-ovog koeficijenta od vrste gasa, električnog polja i pritiska opisana semiempirijskim izrazima koji imaju ograničenu primjenu. U ovom radu će se takvi semiempirijski izrazi za primarni Townsend-ov α koeficijent uporediti sa teoretski izvedenim izrazom (koji se zasniva na elastičnoj prirodi elektronsko-atomskih sudara u slučaju plemenitih gasova).

Električno pražnjenje u gasovima u oblasti Pašenovog minimuma se odvija Townsend-ovim mehanizmom. Za Townsend-ov mehanizam električnog pražnjenja karakteristično je da se sekundarni procesi odvijaju skoro isključivo na elektrodama. To znači da sekundarni elektroni nepohodni za samoodržavanje električnog pražnjenja nasatju iz elektroda (katode) mehanizmima: jonsko izbijanje, fotoemisija i izbijanje eksitonovim (metastabilnim) jonom. To važi i za sve mehanizme proboja gasa u oblasti Pašenovog minimuma.

U cilju opisivanja mehanizma Townsend-ovog proboja plemenito gasa polazi se od slobodnog elektrona koji ima uslove da inicira električno pražnjenje (t.j. ima energiju veću od energije veze k elektrona atoma gasa). Nakon predjenog puta x prema anodi jedan takav elektron generiše $n(x)$ čiji se broj na sledećem elementu puta dx uveća za $dn(x)$, određena izrazom:

$$dn(x) = n(x) \cdot \alpha dx \quad (1)$$

Rješavanje diferencijalne jednačine 1 dobije se da struje koja stiže na anodu iznosi

$$i = \frac{i \cdot e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (2)$$

Na osnovu izraza 2 dobije se uslov da dodje do proboja Townsend-ovog mehanizma plemenitog gasa u homogenom polju

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (3)$$

U slučaju nehomogenog električnog polja uslov za proboj, izraz 3, prelazi u

$$\gamma \left[\int_0^d \alpha e^{\int_0^x \alpha dx} \right] = 1 \quad (4)$$

Analizirajući izraz (2) može se zaključiti: 1-pri niskim vrijednostima jednosmjernog napona $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ ima vrijednost nula; 2-sa porastom vrijednosti jednosmjernog napona izraz $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ monotonno raste do konačne maksimalne vrijednosti 1; 3- tada imenilac u izrazu (2) teži nuli, a vrijednost struje definisane izrazom (2) postaje neodređeno velika (teži beskonačnosti). Prema teoriji Townsend-ovog mehanizma proboja nastanak neodređeno velike vrijednosti struje definiše početak proboja. Townsend-ov mehanizam se može interpretirati na sljedeći način: 1-za vrijednost $e^{\alpha d} < 1$ struja u međuelektrodnom prostoru (električno pražnjenje) nije samoodrživo; 2- za vrijednost $e^{\alpha d} = 1$ broj jonsko-elektronskih parova generisanih u međuelektrodnom prostoru dovodi do pozitivne povratne sprege i definiše vrijednost praga nastanka električnog pražnjenja; 3- za vrijednost $e^{\alpha d} > 1$ dolazi do kumulativne jonizacije sekundarnim procesima. To dovodi do ubrzanog porasta pražnjenja i ostvarenje uslova $\gamma e^{\alpha d} = 1$, [25].

Pošto električno pražnjenje u gasu nastaje superpozicijom primarnih i sekundarnih procesa električnog pražnjenja veličine $e^{\alpha d}$ i γ fluktuiraju oko neke srednje vrijednosti što znači da i proizvod $\gamma e^{\alpha d}$ fluktuira za pojedinačne lavine. To znači da bi odgovarajuće vrijednosti DC probojnog napona mogla da fluktuira oko neke srednje vrijednosti. Te fluktuacije su algebarske prirode pa se srednja vrijednost DC probojnog napona za veće serije mjerenja (> 50) deterministička veličina [26, 27]. Međutim, fluktuacije vrijednosti DC probojni napon za manje serije i mjerenja instrumentima velike rezolucije čine rezultat takve serije takve serije statističkim uzorkom slučajne promjenljive probojni napon, [28]. Prema tome DC probojni napon, u zavisnosti od eksperimentalnog postupka njegovog određivanja može biti razmatrana ili kao deterministička ili kao stohastička veličina.

Pošto svaka deterministička veličina može da se odredi numerički ako postoji odgovarajući fizički model, znači da se na osnovu izraza (3) ili (4) i poznavanja zavisnosti koeficijenata α i γ od pritiska gasa i električnog polja može izračunati zavisnosti vrijednosti DC probojnog napona ispitivanog gasa od proizvoda pd (pritisak x međuelektrodno rastojanje). U tu svrhu Townsend je za jonizacioni koeficijent α predložio empirijsku zavisnost, [28].

Svaka deterministička veličina se mora moći odrediti ako postoji odgovarajući fizički model. Da bi se na osnovu izraza (3) i (4) mora se poznavati zavisnost koeficijenata α i γ od relativnih veličina, tj. od pritiska gasa i vrijednosti električnog polja. Townsend je za koeficijent α predložio empirijsku zavisnost, [28]:

$$\alpha(x) = pC_1 e^{-\frac{C_2}{\frac{E(x)}{p}}} \quad (5)$$

gdje su: C_1 i C_2 - konstante koje su karakteristike posmatranog gasa. Pošto je prema jednačini gasnog stanja proizvod pd (pritisak x međuelektrodno rastojanje) „dobra“ promjenljiva i $E(x)=U/d$ izraz (5) se može napisati u obliku:

$$\alpha(x) = pC_1 e^{-\frac{C_2 pd}{U}} \quad (6)$$

što odgovara fizičkom modelu lavinskih mehanizama kumulativnih procesa električnog pražnjenja u gasovima. Konstante C_1 i C_2 su određene za sve gasove.

U tabeli T1 date su vrijednosti konstanti C_1 i C_2 za plemenite gasove zajedno sa oblašću primjenljivosti:

Tabeli T1: Vrijednosti konstanti C_1 i C_2 za plemenite gasove zajedno sa oblašću primjenljivosti:

Gas	C_1 [1/Pam]	C_2 [V/Pam]	Oblast primenljivosti $E(x)/p$ [V/Pam]
He	2.1	25.5	150 do 112
Ne	3.0	75	75 do 300
Ar	10.2	135	75 do 450
Xe	19.5	262.5	150 do 600
Kr	12.75	180	75 do 750

Za plemenite gasove Takeishi dao je izrazu za $\alpha(x)$ u obliku, [25]:

$$\alpha(x) = pK_1 \left[1 - e^{-\frac{K_2 \frac{U}{pd}}{K_3}} \right] \quad (7)$$

gdje su K_1 , K_2 i K_3 konstante za određene gasove, Tabela T2.

Tabela T2: Vrijednosti konstanti K_1 , K_2 i K_3 za plemenite gasove zajedno sa oblašću primjenljivosti:

Gas	K_1 [1/Pam]	K_2 [V/Pam]	K_3 [V/Pam]	Oblast primenljivosti $E(x)/p$ [V/Pam]
He	2.23	6	120	6 do 225
Ne	3.14	7.05	150	7.05 do 300
Ar	10.45	18.38	341.25	18.38 do 1200
Xe	20.88	31.35	585	31.35 do 1800
Kr	12.88	19.88	382.5	19.88 do 1500

Sekundarni jonizacioni koeficijent γ se, u prvoj aproksimaciji, može smatrati konstantnim u odnosu na vrijednost električnog polja i pritiska. On zavisi od vrste gasa i materijala elektroda. U tabeli T3 su date vrijednosti sekundarnih jonizacionog koeficijenta γ za razne plemenite gasove i elektrode od volframa, [29]:

Tabela T3: Vrijednosti jonizacionog koeficijenta γ za razne plemenite gasove i elektrode od volframa

Gas	γ
He	0.29
Ne	0.213
Ar	0.095
Xe	0.013
Kr	0.05

Izrazi za Townsend-ove jonizacije (primarne) koeficijente date izrazima (5) i (7) su empirijski izrazi dobijeni logičkim razmatranjem, a ne egzaktnim fizičkim modelom.), Naime, pošto svaki kumulativni lavinski proces ima porast takav da je diferencijalni broja konstitutivnih komponenata lavine na diferencijalnom dijelu puta proporcionalan je ukupnom broju konstitutivnih komponenata. U slučaju električnog praženjenja u gasovima nerelevantne konstitutivne komponente (elektroni) zadovoljavaju navedeni uslov što dokazuje izraz (1). Na osnovu toga lahko se zaključuje da jonizacioni koeficijent treba da ima ekponencijsnu promjenu.

Ta promjena treba da bude rastuća sa porastom vrijednosti električnog polja pošto tada elektroni preuzimaju veću količinu energije na srednjoj dužini slobodnog puta. Također, ta promjena treba da bude opadajuća sa porastom pritiska pošto veći pritisak gasa znači veću gustinu gasa, odnosno kraću srednju slobodnu dužinu puta. Kada se ovakvom razmatranju dodaju dvije ili tri konstante koje se odrede fitovanjem odgovarajućih ekperimentalno dobijenih tačaka dobijaju se izrazi koji omogućavaju određivanje vrijednosti DC probojnog napona (kao što su izrazi (6) i (7)). Mana tih izraza je što važe samo za određene oblasti vrijednosti odnosa električnog polja i pritiska i što nisu zasnovani na fundamentalnim fizičkim zakonima.

Pošto jonizacioni proces skoro u potpunosti zavisi od jonizacije slobodnim elektronima. Townsend-ov jonizacioni koeficijent se može dobiti na osnovu poznavanja spektra gasa slobodnih elektrona na osnovu definicije iz statističke fizike, [30, 31]:

$$\alpha(x) = n_0 \int_0^{\infty} \sigma_i(\varepsilon) v f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (8)$$

gdje je v brzina slobodnih elektrona u spektru, σ_i efikasni presjek jonizaciju u zavisnosti od energije ε slobodnih elektrona u spektru, n_0 gustina naleketrisanih atoma i $f(\varepsilon)$ funkcija raspodjele slobodnih elektrona po energijama (spektar gasa slobodnih elektrona) spektar gasa slobodnih elektrona je Maksvelovskog tipa:

$$f(\varepsilon)d\varepsilon = 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi}}\left(\frac{1}{kT}\right)^{\frac{3}{2}}e^{(-\frac{\varepsilon}{kT})}d\varepsilon \quad (9)$$

Promjenama izraza (9) u izraz (8), nakon integracije dobija se:

$$\alpha(T_e) = 4\frac{M\sigma_{io}}{R\sqrt{\pi}}p\frac{\varepsilon_i + 2T_e}{T_e}e^{-\frac{\varepsilon_i}{T_e}} \quad (10)$$

gdje je M molekularna masa gasa, p priorisak gasa, σ_{io} efikasni presjek za jonizaciju neutralnog molekula gasa elektronima energije ε_i , R Ridbegova konstanta i T_e elektronska temperatura određena izrazom:

$$T_e = kT = \xi\lambda eE \quad (11)$$

gdje je ξ termoliracioni form faktor, λ srednja slobodna dužina puta i E električno polje.

Izraz (10) omogućava da se odredi zavisnost jonizacionog koeficijenta na osnovu poznavanja (ili mjerenja) parametara koji se javljaju u izrazima (10) i (11), [32]. Zamjenom izraza (10) i (11) u uslov za Townsend-ov proboj dat izrazima (3) i (4) dobija se da DC probojni napon zavisi od proizvoda pd . To potvrđuje ispravnost postupka ovakvog izvođenja izraza za jonizacioni koeficijent (pošto to znači da zadovoljava zakon sličnosti za električna pražnjenja u gasovima). Treba naglasiti da ovako izveden jonizacioni koeficijent α važi u potpunosti samo za plemenite gasove. Naime, u električnom polju energetski spektar gasa slobodnih elektrona driftuje u pravcu polja i dobija se na srednjoj slobodnoj dužini puta određeni iznos energije. Ako je gas molekularne prirode u neelastičnoj interakciji sa gasom slobodnih elektrona dolazi do pobuđivanja rotacionih i vibracionih stanja molekula. Ta promjena spektra gasa slobodnih energija ka nižim energija i djelimično se gubi Maksvelov oblik spektra. Međutim, u slučaju atomskih (plemenitih) gasova interakcije su elastične usljed postojanja samo jednog stepena slobode i spektar gasa slobodnih elektrona se ne mjenja (zadržava Maksvelov oblik).

Prethodno prikazani jonizacioni koeficijenti omogućavaju dobijanje pašenove krive koja podrazumjeva detereminističke prirode vrijednosti DC probojnog napona. U slučaju da su ispunjeni uslovi da se DC probojni napona posmatra kao stohastička vrijednost na njega se primjenjuju statistički postupci.

3 EKSPERIMENT

Izvedeni algoritmi za proračun vrenosti DC probojnog napona i njihovo međusobno poredjenje vršeno je eksperimentalno. Za eksperimente je korišćena gasna komora, slika 1. Komora sa slike 1 bila je projektovana za podpritisak. Vakumpasta na O-ringovima i teflonske trake na navojima obezbeđivali su izuzetno dobru zaptiveneost komore. Preciznim mernim instrumentom nije bilo moguće ustanoviti promenu pritiska u komori redovnim merenjem tokom 50 sati. Elektrođni sistem E u komori omogućavao je promenu elektroda. Jedan od nosača elektroda je bio namenjen za podešavanje međuelektrodnog rastojanja. Taj nosač elektroda je imao fini navoj ($0,25\text{mm}/2\pi$) za podešavanje međuelektrodnog rastojanja I ugradjen elektronski mikrometar.

[illegible]

Punjenje komore gasom vršeno je preciznim gasnim krugom, [33]. Postupak punjenja komore sastojao se u sljedećim koracima: 1-vakumiranje komore do pritiska 10^{-1} Pa; 2-punjenje komore radnim gasom do 10^6 Pa; 3-ponavljanje koraka 1 i 2 tri puta; 4-dozir ventilom punjenje komore na željenu vrijednost pritiska svedenu na vrijednost pritisak pri 0°C primjenom izraza $p(t) = (1 + \frac{t}{273,16}) p(0)$ (gdje je t radna temperatura); 5-vršenje mjerenja i 6-podešavanje sljedeće vrijednosti pritiska.

Slika 2: Elektrode oblika Rogovskog

Tabela T4: Primenjivani Metodi za izradu elektrodno odgovarajuće vrednosti izlaznog rada

Metal	Izlazni rad	Metal	Izlazni rad
Elektron	1,8eV	Gvoždje	4,36eV
Aluminijum	3,74eV	Bakar	4,47eV
Srebro	4,28eV	Volfram	4,5eV

Za određivanje srednje vrijednosti DC probojnog napona vršeno je 100 uzastopnih mjerenja. Između dva uzastopna mjerenja pravljena je pauza 30 sekundi. Prije svake serije mjerenja elektrodni sistem je kondicioniran za 20 uzastopnih proboja. Dobijeni rezultati su testirani na pripadnost jedinstvenom statističkom uzorku (Šovenov kriterijum i Man-Whitney test sume) i Man-Whitney test i U-testa) Kao DC napon korišćen je napon porasta brzinom 8 V/s . Niskonaponska elektroda je bila uzemljena preko otpornosti $500\text{M}\Omega$ (u cilju smanjenja uticaja prethodnih mjerenja). Vrijednost DC probojnog napona mjerenja je omskim djeliteljem i memorijskim voltmetrom. Mjerni instrumenti su se, tokom eksperimenta, nalazili u mjernoj kabini zaštitom većom od 100dB, [34]. Sva mjerenja su vršena pod dobro kontrolisanim laboratorijskim uslovima. Kombinovana mjerna nesigurnost određena statističkim i analitičkim postupkom bila je manja od 5%, [35, 36, 37].

Eksperimentalni postupak je bio podeljen u četiri cjeline:

- Primenom izraza za Townsend-ov mehanizam proboja homogenog električnog polja (izraz 3.) i izraza za primarni (jonizacioni) koeficijent α i sekundarni jonizacioni koeficijent γ (izrazi ili 5, ili 7, ili 10) uz vrednosti konstanti datih u tabelama T1, T2 i T3 određene su Pašenove krive sa desne strane Pašenovog minimuma. Pri tome su korišteni uslovi: gasovi He, Ar, Xe i elektrode od volframa polirane do visokog sjaja.
- Nakon toga je pod istim uslovima izvršeno merenje vrednosti DC probojnog napona.
Na osnovu kvadratnog odstupanja između teoretskih krivih i eksperimentalno dobijenih tačaka određeno je koji izraz za primarni koeficijent (jonizacioni) α daje najmanje odstupanje. (Nadalje u radu je u svim proračunima korišten taj koeficijent).
Nakon toga je primjenom Mann–Whitney U testa sume rangova određena desna granica oblasti Pašenovog minimuma, prelazna oblast i oblast sa isključivo strimerskim mehanizmom proboja. Na taj način (statističkom analizom) određene granice proverene su eksperimentalno korišćenjem pored poliranih elektroda od volframa i identične polirane elektrode od drugih materijala.
- U tačkama lijevo od minimuma vršen je takođe proračun vrijednosti DC probojnog napona uz pretpostavku korištenja istih gasova (He, Ar, Xe) i poliranih elektroda od volframa. Nakon toga je, pod istim uslovima, izvršeno, merenje vrednosti probojnog napona. Primenom Mann–Whitney U testa sume rangova ustanovljeno je da slučajne promjenjive DC probojni napon ne pripadaju jedinstvenom statističkom uzorku. Za tumačenje te pojave primjenjen je proračun vrijednosti DC probojnog napona prema Townsend-ovom uslovu za nehomogeno električno polje (izraz 4.).
- Na način na koji je to urađeno u tačkama desno od Pašenovog minimuma određene su granice oblasti desno od Pašenovog minimuma u kojim se proboj

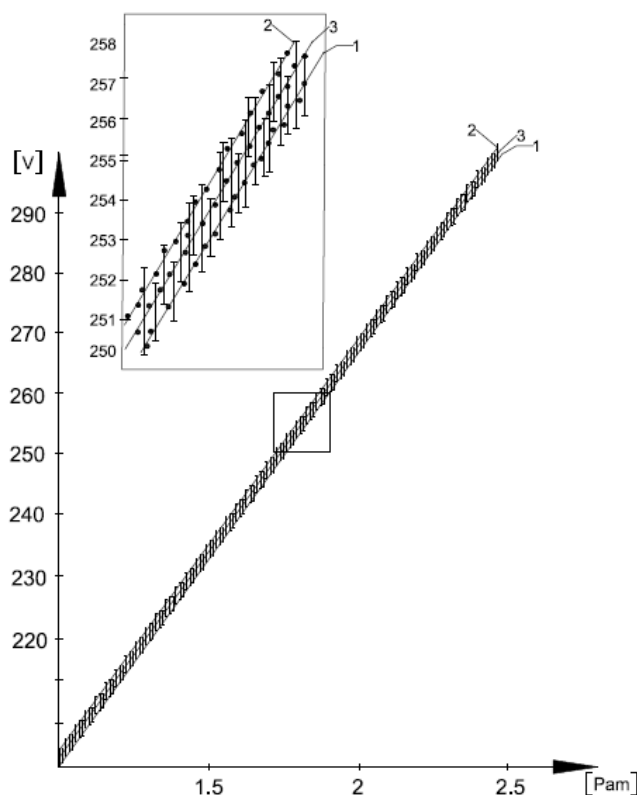
gasu odvija gasnim Townsend-ovim mehanizmom i karakteristike tog mehanizma. Pored toga određena je granica prelazne oblasti između gasnog mehanizma proboja i vakuumnog mehanizma proboja lavinskim mehanizmom. Takođe je određena granica nakon koje prestaje mogućnost pojave vakuumnog lavinskog mehanizma i nastupa čist vakuumski mehanizam proboja katodnog tipa. U tu svrhu vršena su mjerenja na elektrodama od različitih materijala poliranim i peskarenim.

4 REZULTATI I DISKUSIJA

Na slici 3 su prikazani djelovi iz proračunatih Pošenovih krivih desno od Pošenovog minimuma. Proračun je vršen za uslove: gas Ar, elektroda polirane, materijal volfram, međuelektrodno rastojanje 0,3 mm.

Tokom proračuna je korišten izraz (3) (Townsend-ov uslov za proboj) sa izrazima za jonizacioni koeficijent α (6) (Townsend-ov izraz - kriva 1.), (7) (Takeishi izraz - kriva 2.) i (10) (izvedeni izraz prema Maksvelovoj raspodjeli gasa i slobodnih elektrona - kriva 3.).

Pored proračunatih Pošenovih krivih na slici 3, su prikazane i odgovarajuće eksperimentalne tačke dobijene tačke (dobivene pod istim uslovima prema kojim su vršeni proračuni).



Slika 3: Proračunate Pašenove krive desno od Pašenovog minimuma: 1-jonizacioni koeficijent prema izrazu (3); 2- jonitacioni koeficijent prema izrazu (7); 3-jonizacioni koeficijent prema maksvelovoj raspodjeli gasa slobodnih elektrona; • odgovarajuće ekperimentalno dobijene vrijednosti sa statističkim rasipanjem(pod istim uslovima prema kojima su proračunate Pašenove krive)

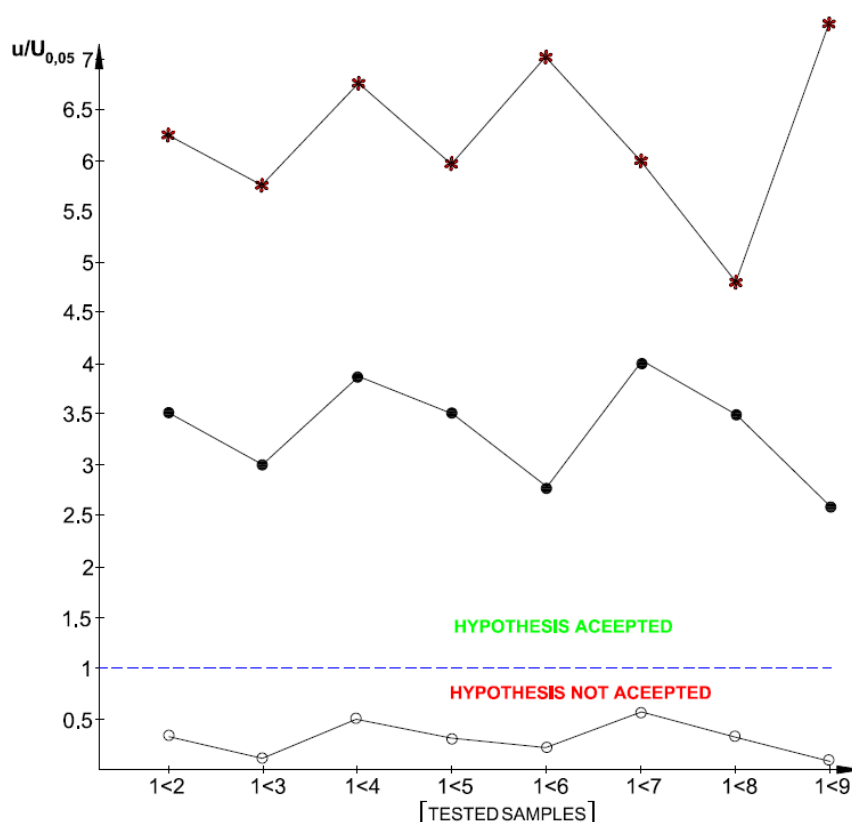
U tabeli 5 date su vrijednosti kvadratnog odstupanja između eksperimentalnih i teoretski proračunatih krivih sa slike 3.

Tabela T5: Kvadratno odstupanje između eksperimentalno dobijenih tačaka i teoretski proračunatih krivih

Kvadratno odstupanje proračunatih Pašenovih krivih i ekperimentalnih ta;aka		
$d_1[V^2]$	$d_2[V^2]$	$d_3[V^2]$
3,4	2,1	1,4

Rezultati prikazani na slici 3 i tabeli 4 pokazuju da se najbolje slaganje eksperimentalnih rezultata teoretskih proračuna dobija za teoretski proralčun dobijen novo izvedenim eksponencijalnim koeficijentom izraz (10). Time se verifikuje takva vrsta proračuna. Na osnovu ovog rezultata su svi proračuni vrijednosti probojnog napona u radu vršena upotrebom izraza (10) za jonizacioni koeficijen.

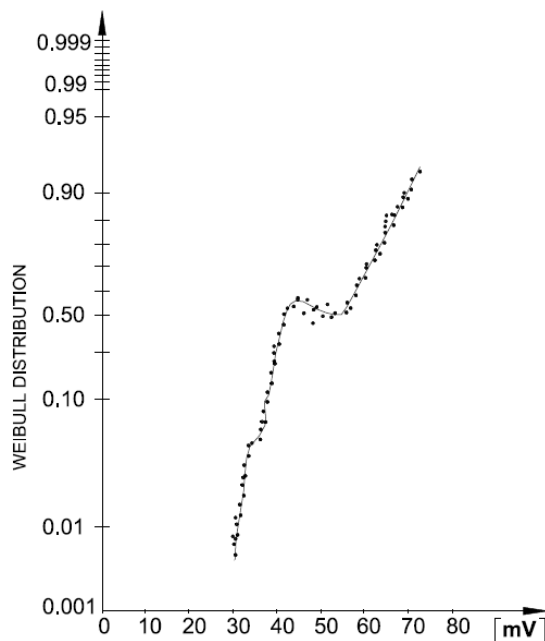
Na slici 4 prikazani su rezultati U-testa za deset statističkih poduzoraka od po deset hronoloških vrijednosti DC probojnih napona iz niza od 100 mjerenja u tačkama 1,5 Pam, 2,0 Pam i 2,5 Pam. Kao što je rečeno, mjerenja su vršena preciznim mjernim instrumentom sa pet pouzdanih cifara. U-test je sproveden svođenjem na prvi statistički poduzorak. Međutim pokazalo se da se suštinski isti rezultati dobiju i u testovima sprovedenim svođenjem na druge statističke uzorke.



Slika 4: Rezultati U-testa za deset hronoloških poduzoraka od po deset slučajnih promjenljivih DC probojni napon u tačkama: *-1,5 Pam; o-2,0 Pam i •-2,5 Pam

Rezultati U-testa, slika 4, pokazuju da su u tačkama 1,5 Pam i 2,5 Pam sve slučajne promjenljive DC probojni napon pripadaju jedinstvenom statističkom uzorku. To tvrdnja ne važi za slučajne promjenljive DC probojni napon u tački 2,0 Pam.

Analizom slučajnih promjenljivih DC probojnog napona pokazuje da pripadaju složenoj raspodjeli aditivnog tipa, slika 5. Sa slike 5 se vidi da slučajne promjenljive DC probojni naponi pripadaju dvijema aditivnim Weibullovim raspodjelama.



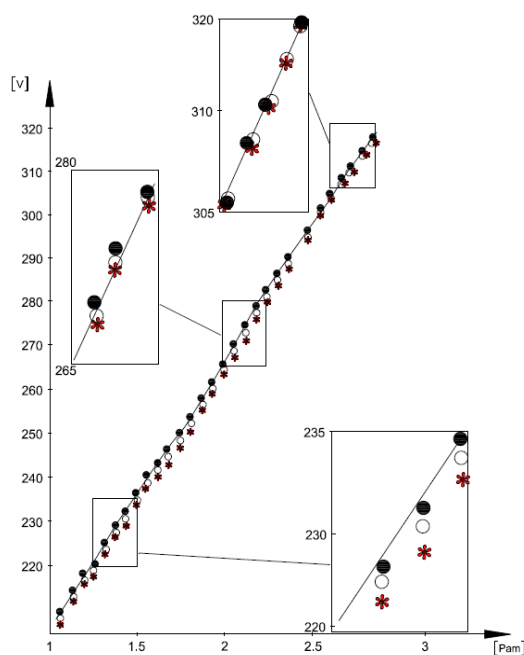
Slika 5: Statistički uzorak slučajne promjenljive DC probojni napon na papiru Weibullove vjerovatnoće dobijenih eksperimentalno u tački (2,0 Pam, 300 V)

Na osnovu rezultata prikazanih na slikama 3, 4 i 5 se može zaključiti da se od Pašenovog minimuma do tačke 1,5 Pam proboj odvija Townsend-ovim mehanizmom, a u tačkama između tačke 1,5 Pam i 2,5 Pam proboj se odvija kombinacijom Townsend-ovim i strimerskim mehanizmom. Za vrijednosti proizvoda pd većim od 2,5 Pam proboj se odvija strimerskim mehanizmom.

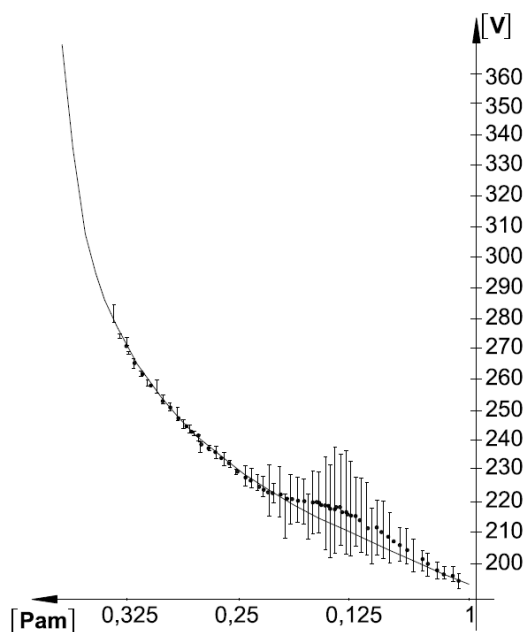
Ovaj zaključak potvrđuju i rezultati dobijeni primjenom elektroda od različitih materijala (elektron, aluminijum i volfram), slika 6. Sa slike 6 se vidi da materijal elektrode jednoznačno utiče na vrijednost DC probojnog napona od Pašenovog minimuma do tačke 1,5 Pam.

U tačkama između 1,5 Pam i 2,5 Pam taj uticaj postoji, ali nije jednoznačan. U tačkama iznad pd vrijednosti 2,5 Pam materijal elektroda ne utiče na vrijednost DC probojnog napona.

Na slici 7 su prikazan dio proračunate Pašenove krive lijevo od Pašenovog minimuma. Proračun je vršen pod istim uslovima kao i za dio krive desno od Pašenovog minimuma, uz primjenu izraza (10) za jonizacioni koeficijent. Pored proračuna Pašenove krive na slici 7 su prikazani i odgovarajući eksperimentalno dobijene tačke (dobijene pod istim uslovima prema kojima su vršeni proračuni).

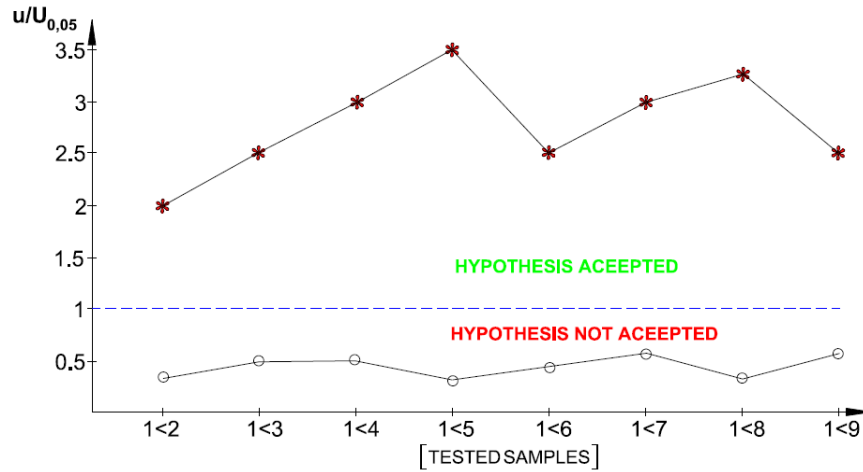


Slika 6: Vrijednost DC probojnog napona dobijene eksperimentalno u posmatranoj oblasti desno od Pašenovog minimuma; •-volfram, *-elektron i o-srebro

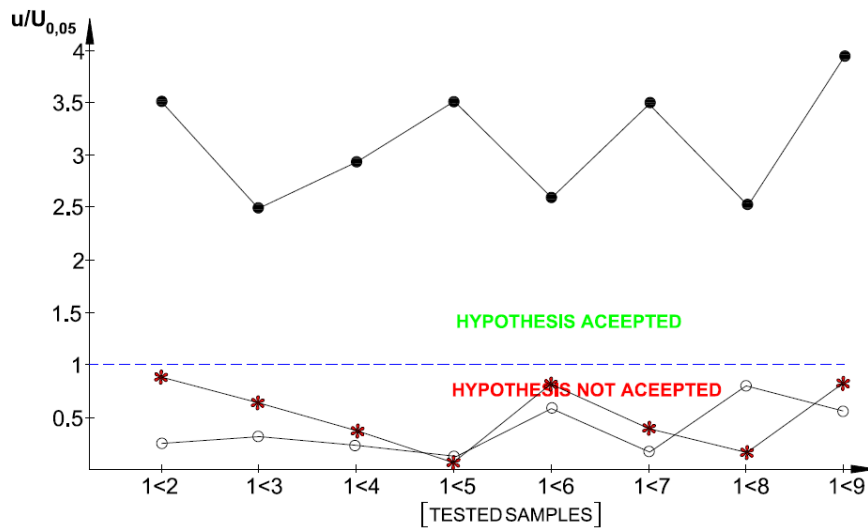


Slika 7: Proračunate pašenove krive lijevo od pašenovog minimuma dobijene pod istim uslovima kao i odgovarajući proračun desno od pašenovog minimuma(uz primjenu izraza (10) za jonizacioni koeficijent); • odgovarajuće ekperimentalno dobijene vrijednosti sa statističkim rasipanjem(pod istim uslovima prema kojima su proračunate Pašenove krive)

Za razliku od odnosa proračunatih krivih Pašenovih krivih desno od Pašenovog minimuma i odgovarajućih eksperimentalno dobijenih rezultata odnos proračunatih Pašenovih krivih prema odgovarajućim eksperimentalno dobijenim rezultatima se znatno razlikuje, naročito u dijelu bliskom Pašenovom minimumu. Te razlike se sastoje u sljedećem: 1-slaganje eksperimentalno dobijenih rezultata sa odgovarajućim proračunatim Pašenovim krivima je vrlo loše i 2-eksperimentalno dobijeni rezultati imaju znatno statičko odstupanje (naročito u tačkama bliskim minimumu).



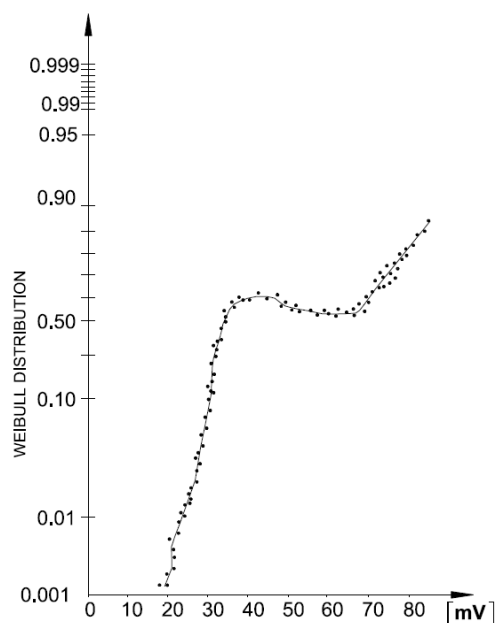
a)



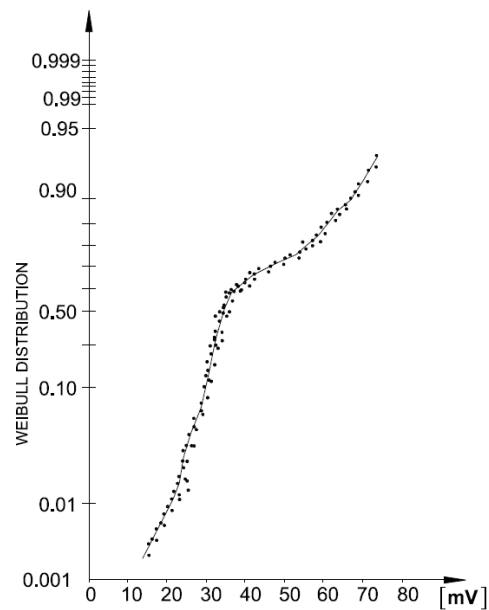
b)

Slika 8: Rezultati U-testa za deset hronoloških poduzoraka od po deset slučajnih promjenljivih DC probojni napon; a- u tačkama 0,75(•) i 0,20(*) polirane elektrode od volframa b-u tačkama 0,75(•), 0,15(*) i 0,10 Pam(○)pjeskarene elektrode od volframa;

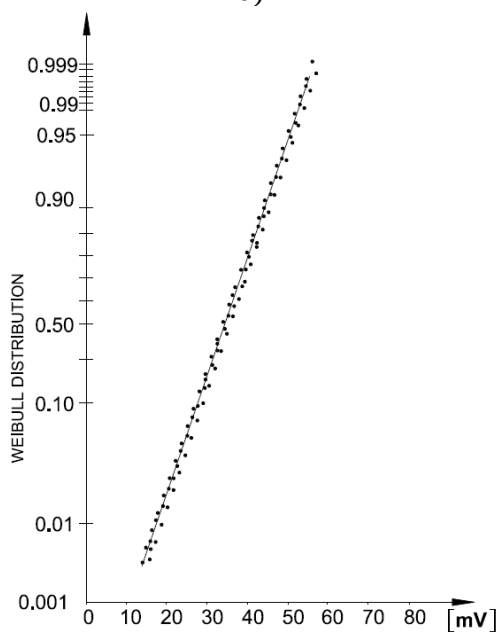
Na slici 8a prikazani su rezultati U-testa za deset statistički poduzoraka od po deset hronoloških vrijednosti DC probojnih napona od niza od sto mjerenja poliranim elektrodama od volframa. Rezultati U-testa prikazani na slici 8 pokazuju da ni jedan od deset pouzoraka ne pripada jedinstvenom statističkom uzorku. Statističkom analizom slučajne promjenljive DC probojni napon ekperimentalno određenih za tačku 0,25 Pam pokazue da slučajne promjenljive DC probojni napona pripadaju složenijoj raspodjeli aditivnog tipa koja se sastoji od dvije Weibulove raspodjele, slike 9. Ovakav rezultat se može objasniti ako se u tačkama lijevo od Pašenovog minimuma dio proboja odvija linijama („ d_1 “) dužim od međuelektrodnog rastojanja („ d_m “) koje pri pritisku P_1 nižem od pritiska u Pašenovom minumumu (P_{min}) zadovoljavaju uslov $P_1 d_1 = P_{min} d_{min}$. Na taj način je stvoren uslov da se proboj po dužoj putanji ostvaruje nižom vrijednošću DC probojnog napona (jednakom probojnom naponu u Pašenovom minimumu). Više vrijednosti slučajne promenljive DC probojnog napona su posljedica prethodno objašnjen fluktuacije u vrijednosti jonizacionih koeficijenata (koje rezultuju fluktuacijama slučajne promenljive DC probojni napon).



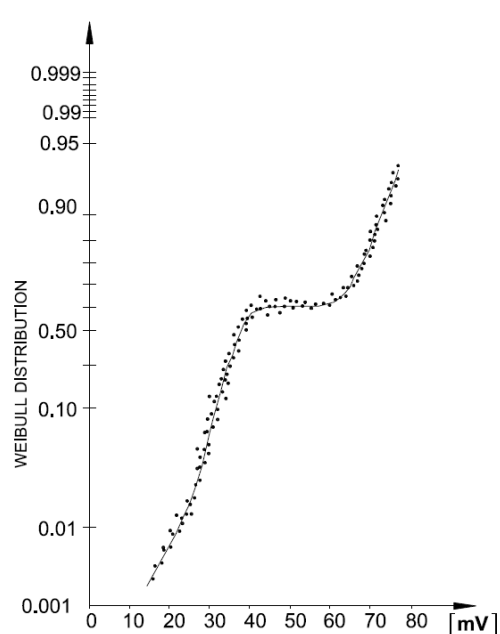
a)



b)



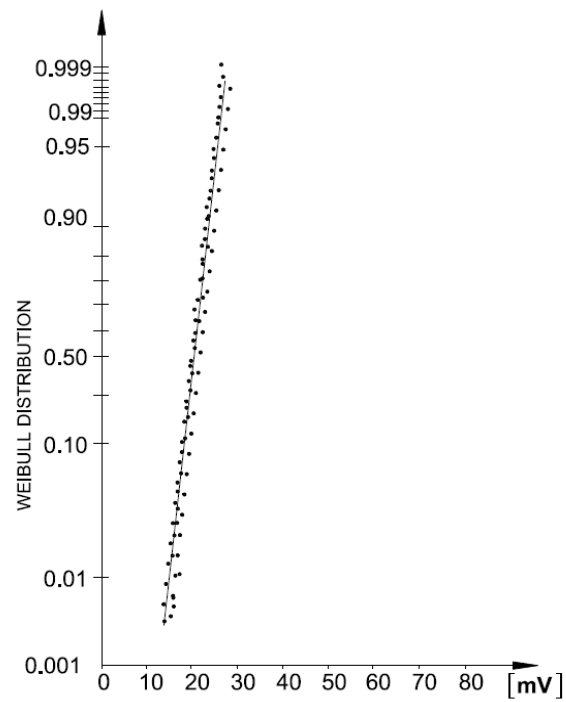
c)



d)

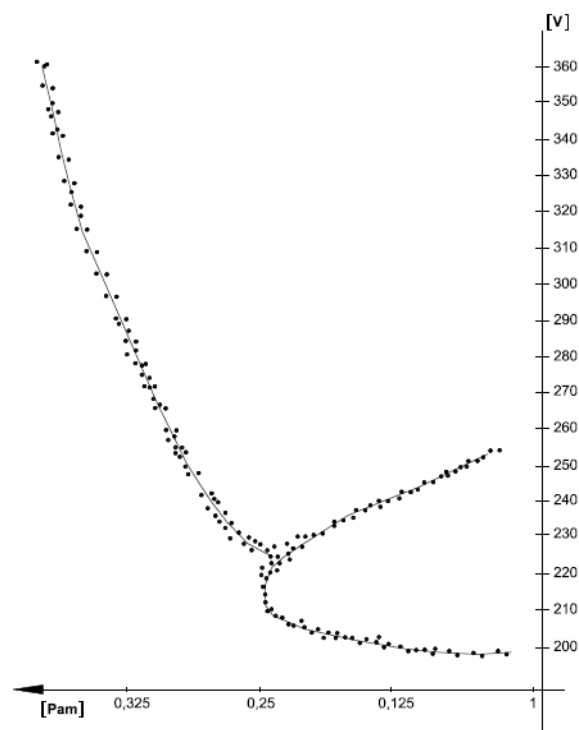
Razdvajanjem aditivnih komponenta statističkog uzorka slučajne promenljive DC probojnog napona lijevo od Pašenovog minimuma (u blizini minimuma) dobijaju se dva stohastička uzorka malog statističkog rasipanja (slika 10). Ova pojava se u literaturi naziva Anomalni Pašenovim efektom i često drugačije objašnjava, [38].

Pomjeranjem u lijevo ka nižim vrijednostima proizvoda p_d gube se karakteristike odnosa proračunate krive Pašeneve krive i odgovarajućih eksperimentalni dobijenih rezultata. Slaganje eksperimentalno dobijenih rezultata sa proračunatim Pašenovim krivim i dalje je loše, ali eksperimentalno dobijeni rezultati imaju znatno manje rasipanje. Analiza pripadnosti jedinstvenom statističkom uzorku slučajne promjenljive DC probojni napon U-testom pokazuje da ta hipoteza testa usvojena.

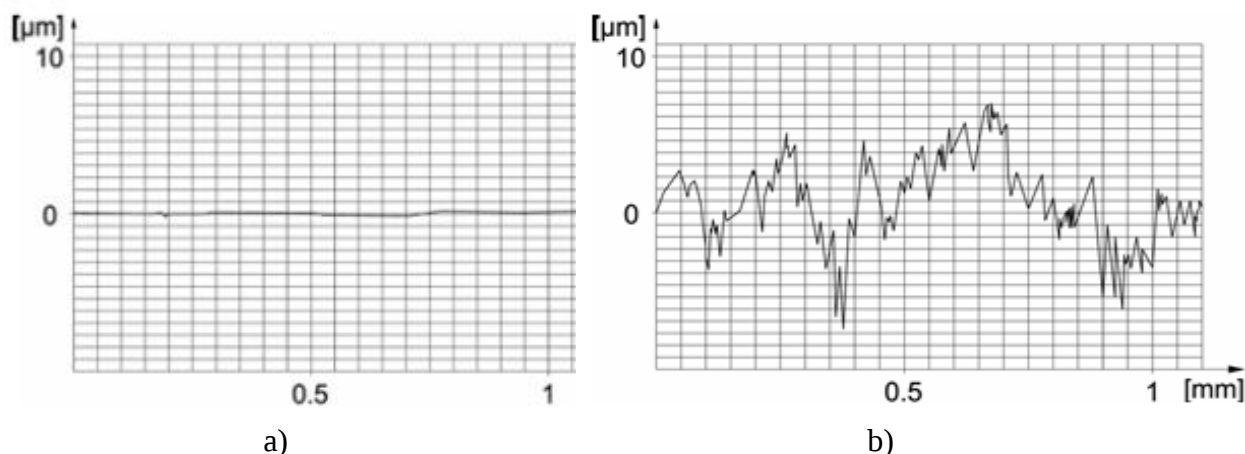


f)

Slika 9: Statistički uzorak slučajne promjenljive DC probojni napon na papiru Weilubulove vjerovatnoće dobijenih ekperimentalno u tačkama 0,75 Pam i 0,20 Pam za polirane elektrode od volframa i u tačkama 0,75 Pam, 0,15 Pam i 0,10 Pam za pjeskarene elektrode od volframa



Slika 10: Dva stohastička uzorka malog statističkog rasipanja



Slika 11: Topografija površine elektrode polirane do visokog sjaja i pkeskarene elektrode (dobijene taligratom)

Međutim, ako se umjesto poliranih elektroda upotrebe pjeskarene elektrode situacija se mijenja. Javlja se jedna uska oblast u kojoj je slaganje eksperimentalno dobijenih rezultata i proračunate Pašenove krive dosta dobro i statističko rasipanje je zanemarivo. Nakon te oblasti javlja se oblast gdje dolazi do većeg odstupanja proračunatih vrijednosti Pašenove krive i odgovarajućih eksperimentalno dobijenih tačaka. Nakon te dvije oblasti vraća se odnos između proračunatih Pašenovih krivih i eksperimentalno dobijenih tačaka. Objašnjenje ove pojave zavise od topografije površine elektrode, slika 10, zasniva se na činjenici sa polirane elektrode ne mogu zadržati adsorbovane dijelove gasa što je uslov za pojavom proboja vakuuma lavinskim mehanizmom. Naime, gasni mjehur (reda veličine 0,1mm) nema za što da se drži na poliranoj elektrodi slika 10a. Na pjeskarenoj elektrodi slika 10b, ima puno mogućnosti postojanja asorbovanja lavisnkih mjehurova koji generišu vakuumski proboj sve dok njihov površinski napon izdrži kontra pritisak vakuuma. Prema tome lijeva granica Pašenove oblasti zavisi od topografije elektrodnih površina, i u posmatranom slučaju je locirana na 0,25 Pam. Prethodno prikazani rezultati se odnose na Ar, međutim kvalitativno isti rezultati su dobijeni i za ostale plemenite gasove. Također, treba napomenuti da je u praksi pojava lavinskog vakuumskog proboja u tačkama lijevo od Pašenovog minimuma prije pravilo nego izuzetak. Naime, u praksi se veoma rijetko javljaju elektrode polirane do visokog sjaja, a i kada se jave njihove karakteristike se brzo gube.

5 ZAKLJUČAK

Da bi se razmatrali mehanizmi i matematički modeli električnog polja u oblasti Pašenovog proboja u oblasti Pašenovog minimuma plemenitih gasova, bilo je potrebno prvo fizički definisati ovu oblast. U radu se razmatraju, uslovno kazano, dvije oblasti Pašenovog minimuma. Prva, uža oblast Pašenovog minimuma je definisana kao oblast u kojoj se sekundarni procesi električnog pražnjenja dešavaju isključivo elektrodnim mehanizmima. Druga, šira oblast Pašenovog minimuma je definisana kao oblast u kojoj se pojava sekundarnih procesa na elektrodama i gasu dešavaju istovremeno (tj. mehanizmi električnog proboja se mješaju). U cilju razmatranja ovako definisane oblasti Pašenovog mininimuma razvijen je pouzdan algoritam za proračun gasa Tauzend-eovim mehanizmom uz primjenu ovog izraza za jonizacioni Tauzend-ov koeficijent. Ovaj novi izraz za jonizacioni koeficijent je zasnovan na pretpostavci važenja makwelove raspodjele gas slobodnih elektrona.

Pored algoritma za proračun vrijednosti Dc probojnog napona i aparata statističke matematike izvedeni eksperimenti mjerenja Dc probojnog napona visokopreciznim (sa šest značajnih decimalnih cifara) omogućili su da se napravi shema mehanizma električnog proboj u široj oblasti Pašenovog minimuma (a samim time i u užoj oblasti). Idući sa desna u lijevo mehanizmi proboja u široj oblasti Pašenovog minimuma se ređaju na sljedeći način: 1- prelazna oblast mješanja vakuumske mehanizma katodnog tipa i vakuumske mehanizma lavinskog tipa; 2- oblast vakuumske lavinskog mehanizma; 3- oblast Anomalnog Pašenovog mehanizma; 4- Pašenov minimum; 5- oblast Townsend-ovog mehanizma i 6-prelazna oblast mješanja Townsend-ovog i strimerskog mehanizma proboja plemenitih gasova je dvostruko potvrđen. Ovdje treba još napomenuti da se lavinski vakuumski mehanizam ne javlja kod elektroda na površinama poliranih površina (do visokog sjaja) ali treba i kazati da se primjena takvih elektroda veoma često javlja u praksi.

6 LITERATURA

- [1] Jusić A., Stojić T., Lazarević D., Kovačević U., The influence of parameters of gas-insulated system on the duration of electrical breakdown at points near to Paschen minimum, (2023) Vacuum, 217, art. no. 112549, DOI: 10.1016/j.vacuum.2023.112549
- [2] Osmokrović Predrag, Mechanism of electrical breakdown of gases at very low pressure and interelectrode gap values, (1993) IEEE Transactions on Plasma Science, 21 (6), pp. 645 - 653, DOI: 10.1109/27.256784
- [3] Arbutina D., Vasić-Milovanović A., Nedić T., The influence of the GM tube insulation parameters on the GM counter characteristics, (2022) Vacuum, 196, art. no. 110755, DOI: 10.1016/j.vacuum.2021.110755
- [4] Electra D. Pouloupoulou and Nick P. Petropoulos, A technical note on the uncertainties of the Chen correlation for the boiling heat transfer coefficient at saturated flow, (2024) Nuclear Technology and Radiation Protection, 39(2), pp. 60-166, <https://doi.org/10.2298/NTRP2402160P>
- [5] Belić Č, Jusić A.R., Kovačević U.D., Malaš V.S., Poparić G., The influence of ionizing α and γ radiation on the statistics of the random variable electrical breakdown of electronegative gases, (2024) Nuclear Technology and Radiation Protection, 39 (4)
- [6] J. M. Meek and J. D. Craggs. Electrical Breakdown of Gases (Wiley, New York, 1978).
- [7] Yu. P. Raizer, Gas Discharge Physics (Springer, Berlin, 1991)
- [8] A. von Engel, Ionized gases (Oxford: Clarendon, 1966)
- [9] Osmokrović P., Krstić S., Ljevak M., Novaković D., Influence of GIS Parameters on the Topley Constant (1992) IEEE Transactions on Electrical Insulation, 27 (2), pp. 214 - 220, DOI: 10.1109/14.135593
- [10] Yuliya Zaripova, Vyacheslav Dyachkov, Tatyana Gladkikh, Mirgul Bigeldiyeva, and Nasr Ahmed Nasr Diab, Investigation of gamma radiation shielding features for modified structural materials for nuclear energy and nuclear medicine, (2023) Nuclear Technology and Radiation Protection, 38(2), pp. 108-115, <https://doi.org/10.2298/NTRP2302108Z>

- [11] Osmokrovic P., Djogo G., Applicability of simple expressions for electrical breakdown probability in vacuum, (1989) IEEE transactions on electrical insulation, 24 (6), pp. 943 - 947, DOI: 10.1109/14.46317
- [12] Rajović Z., Vujisiš M., Stanković K., Osmokrović P., Influence of SF₆-N₂ gas mixture parameters on the effective breakdown temperature of the free electron gas, (2013) IEEE Transactions on Plasma Science, 41 (12), art. no. 6645459, pp. 3659 - 3665, DOI: 10.1109/TPS.2013.2286153
- [13] Nenad Kartalović, Alija Jusić, Dušan Nikezić, Koviljka Stanković, Validity of the law of similarity for impulse and DC breakdown of gases in the vicinity of the Paschen's minimum, (2023) Vacuum, Volume 207, 111683, <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111683>.
- [14] Kartalović N.M., Kovačević U.D., Nikezić D.P., Osmokrović P.V., The influence of neutron and gamma radiation on the reliability of magnetic and semiconductor memories, (2024) Nuclear Technology and Radiation Protection, 39 (1), pp. 21 - 28, DOI: 10.2298/NTRP2401021K
- [15] Lazarevic, Stojić T., Jusić A., Kovačević U., A semi-empirical algorithm for determining the impulse characteristics of gas-insulated two-electrode systems in the vicinity of Paschen minimum with and without taking into account the spark channel thermoionization time, (2023) Vacuum, 213, art. no. 112153, DOI: 10.1016/j.vacuum.2023.112153
- [16] Trang Le Thi Ngoc, Linh Nguyen Thi Truc, Thanh Tran Thien, Tam Hoang Duc, Chuong Huynh Dinh, "An approach based on gamma-ray transmission technique and artificial neural network for accurately measuring the thickness of various materials", (2023) Nuclear Technology and Radiation Protection, 39 (2), pp. 98-110, DOI:10.2298/NTRP2402098T
- [17] Kartalović N.M., Kovačević U.D., Nikezić D.P., Jusić A.R., Influence of electromagnetic pollution of the electron beam generator and high-energy radioactive source on the memory components, (2024) Nuclear Technology and Radiation Protection, 38 (1), pp. 10 - 17, DOI: 10.2298/NTRP2301010K
- [18] Osmokrović, P. "Electrical Breakdown of SF₆ At Small Values of the Product Pd" (1989) IEEE Power Engineering Review, 9 (10), pp. 52 - 53, DOI: 10.1109/MPER.1989.4310322
- [19] Penderson, A. "Criteria for Spark Breakdown in Sulfur Hexafluoride" (1979) IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, PAS-89 (8), pp. 2043 - 22043, DOI: 10.1109/TPAS.1970.292789
- [20] N., Marjanovic, M. Vujisic, K., Stankovic, D., Despotović, P., Osmokrovic, "Simulated exposure of titanium dioxide memristors to ion beams", September 2010, Nuclear Technology and Radiation Protection 25(2):120-125, DOI: 10.2298/NTRP1002120M

- [21] Milić M. Pejović; Nikola T. Nešić; Momčilo M. Pejović, “Kinetics of positive ions and electrically neutral active particles in afterglow in neon at low pressure”, *Phys. Plasmas* 21, 042111 (2014), <https://doi.org/10.1063/1.4871485>
- [22] M. M. Pejović, M. M. Pejović, K. Stanković, “Physico-Chemical Processes Induced by Electrical Breakdown and Discharge Responsible for Memory Effect in Krypton with < 10 ppm Nitrogen”, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Volume 38, pages 415–428, (2018)
- [23] Pejović, M., Pejović, M., Belić, Č., Stanković, K., “Separation of vacuum and gas breakdown processes in argon and their influence on electrical breakdown time delay”, *Vacuum*, 173, <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2019.109151>
- [24] Kartalović N.M., Stojić T.M., Kovačević U.D., The influence of radiation on the characteristics of superinsulator films, (2023) *Nuclear Technology and Radiation Protection*, 38 (3), pp. 194 - 201, DOI: 10.2298/NTRP2303194K
- [25] I.R. Latham. *High Voltage Vacuum Insulation-the Physics Basis* (Academic, London, 1981).
- [26] Jusić A.R., Lazarević D.R., Turković I.M., Influence of ionizing radiation on the stochasticity of overvoltage protection at low, medium, and high voltage levels in gas surge arresters, (2023) *Nuclear Technology and Radiation Protection*, 38 (1), pp. 18 - 29, DOI: 10.2298/NTRP2301018J
- [27] Hauschild W, Mosch W. *Statistik für Elektrotechniker*. Verlag Technik; 1984.
- [28] Arbutina D.S., Stojić T.M., Vasić-Milovanović A.I., Kovačević U.D., Brajović D.V., Aging of the Geiger-Muller counter due to particle conductance in an insulating gas, (2017) *Nuclear Technology and Radiation Protection*, 32 (3), pp. 250 - 255, DOI: 10.2298/NTRP1703250A
- [29] Pejović, M. “Analysis of the memory effect in a nitrogen-filled tube at 6.6 mbar pressure for different cathode materials using the time delay method”, *Phys. Plasmas* 11, 3778–3786 (2004), <https://doi.org/10.1063/1.1760583>
- [30] S. O. Macheret; M. N. Shneider, “Kinetic modeling of the Townsend breakdown in argon”, *Phys. Plasmas* 20, 101608 (2013), <https://doi.org/10.1063/1.4823471>
- [31] Alimpijević, M., Stanković K., Ignjatovic M., Cvetić J., “The Maxwellian nature of free-electrons' gas spectrum of noble gases at low pressure”, *Vacuum*, 21, December 2014, Pages 19-23, <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2014.08.005>
- [32] Stanković K., Alimpijević, M., “Free-Electron Gas Spectrum Uniqueness in the Mixture of Noble Gases”, *Contributions to Plasma*, Volume 56, Issue 2, Pages 126-133, 2016, <https://doi.org/10.1002/ctpp.201500041>
- [33] Zhen Wang, Siming Guo, Ziyao SHU, Xing Zhou, Zhiwei LI, Shikui Huang, and Jinjie Wu, Measurement of mass attenuation coefficients of niobium, molybdenum, tantalum and tungsten near the absorption edge, (2024) *Nuclear Technology and Radiation Protection* Volume 39(2), pp. 111-120, <https://doi.org/10.2298/NTRP2402111W>

- [34] Xian Qiang Tang, Rui Zhao, Wei Feng Zhu, Bin Guo, Feng Qin, Bo Liu, and Jin Jie Wu, Simulation and measurement of X-ray scattered radiation in radiodiagnosis, (2023) Nuclear Technology and Radiation Protection, 38(2), Issue 2, Pages: 125-134, <https://doi.org/10.2298/NTRP2302125T>
- [35] Polužanski V., Kovacevic U., Bacanin N., Rashid T.A., Stojanovic S., Nikolic B., Application of Machine Learning to Express Measurement Uncertainty, (2022) Applied Sciences (Switzerland), 12 (17), art. no. 8581, DOI: 10.3390/app12178581
- [36] Poluzanski V.S., Kovacevic U.D., Nikolic B.D., Algorithm for calculating influence of power transformer oil temperature change on the accuracy of all-acoustic non-iterative partial discharge localization, (2018) FME Transactions, 46 (2), pp. 183 - 193, DOI: 10.5937/fmet1802183P
- [37] Stankovic K., Osmokrovic P., The model for calculating the type a measurement uncertainty of GM counters from the aspect of device miniaturization, (2014) IEEE Transactions on Nuclear Science, 61 (3), art. no. 6819052, pp. 1316 - 1325, DOI: 10.1109/TNS.2014.2317233
- [38] S. C. Braun. Introduction to Electrical Discharge in Gases (Johan Wiley and Sons, Inc, New York, 1966).