

ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ РОЗВИТКУ ЛАВИН ЕЛЕКТРОНІВ В ПОВІТРІ
У ПРИСТРОЇ ІМПУЛЬСНОГО БАР'ЄРНОГО РОЗРЯДУ

Ю.М. Васецький*, докт. техн. наук,
Інститут електродинаміки НАН України,
пр. Берестейський, 56, Київ, 03057, Україна.
E-mail: yuriy.vasetsky@gmail.com.

Метою роботи є визначення впливу величини електророзрядного проміжку і часової залежності зростання імпульсного електричного поля на характеристики лавинної стадії імпульсного бар'єрного розряду від початку дрейфу електронів у поступово зростаючому електричному полі з урахуванням порогового характеру процесу ударної іонізації в газі, впливу фотоіонізації на розмноження лавин, дифузії і електростатичного розштовхування електронів до моменту досягнення у головці лавини умови початку стримерного процесу. Розрахункові дослідження проведені для конкретної електродної системи з діелектричним бар'єром на катоді для повітряного проміжку 1–3 мм, імпульсу напруги з амплітудою 25 кВ і часом її досягнення 50 нс. Знайдено, що після трьох-чотирьох етапів генерації лавин їх перетворення у стримери відбувається за напруженості поля 80–100 кВ/см, який настає через ~30 нс після подачі напруги і слабо залежить від величини повітряного проміжку. З'ясовано, що для експерименту з тестовим проміжком 1.5 мм такі значення напруженості і часу мають місце в момент досягнення максимальної величини струму. Встановлено, що розміри лавини електронів для заданого імпульсу напруги у пристрої імпульсного бар'єрного розряду визначаються процесом дифузії електронів. Показано, що після подачі напруги в результаті першого етапу дрейфу електронів кількість випромінених фотонів, здатних породжувати ефективні електрони задля подальшого розвитку лавинного процесу, сильно залежить від величини розрядного проміжку. Визначено межі довжин проміжків із суттєво різною можливістю ініціювати розвиток лавин на наступних етапах. Бібл. 22, рис. 9, табл. 2.

Ключеві слова: імпульсний бар'єрний розряд, лавинно-стримерний перехід, фотоіонізація, напруженість електричного поля лавини електронів.

Вступ. Серед багаточисельних застосувань електричного розряду у газі в останні роки актуальності набули дослідження імпульсного бар'єрного розряду [1–3]. Якості такого типу розряду виявилися корисними у технологіях, що потребують достатньо енергійних електронів та їх однорідного розподілення зі значною густиною в розрядному проміжку. Для цього застосовується імпульсне електричне поле зі значною перенапругою, що за десятки наносекунд досягає максимального значення в електророзрядних проміжках міліметрового діапазону. Перенапруги в експериментах можуть досягати 50% і навіть 100% та більше. Однорідність розряду у вигляді електронних лавин і стримерів без утворення відокремлених іскрових каналів реалізується у разі застосування діелектричного бар'єру у вигляді пластин з діелектричного матеріалу, що закривають один або обидва електроди.

З точки зору ефективності для технологічних цілей імпульсний бар'єрний розряд є альтернативою іншим типам розрядів, що застосовуються з цією ж метою [4]. Зокрема, було показано доцільність впровадження пристроїв на основі такого типу розряду для генерації озону та інших активних радикалів у технологіях обробки харчових продуктів, забрудненої води, повітря [5–7]. Ще одним можливим напрямком є обробка високоенергійними електронами, породженими у розряді, металевих поверхонь задля покращення механічних властивостей поверхневого шару [8, 9].

© Васецький Ю.М., 2025

*ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-4738-9872>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2025



Це стаття відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND 4.0
<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode.uk>

Успіхи в експериментальному дослідженні імпульсного бар'єрного розряду у меншій мірі підтримані теоретичним обґрунтуванням особливостей електрофізичних процесів, що є доцільним для визначення напрямків поліпшення його характеристик. Складний і багатосторонній характер електрофізичних процесів в електричному розряді взагалі і в не меншій степені в імпульсному бар'єрному розряді визначає пріоритетний характер експериментального напрямку робіт. Однак це не виключає також і теоретичного дослідження, яке йде паралельно з експериментом. В цьому відношенні значимо колосальну кількість журнальних публікацій і велику, але значно меншу кількість монографічної літератури. За свідченням відомого дослідника повітряного розряду Ю. Райзера, коли діло стосується теорії, це не в останню чергу обумовлено на рідкість складними, багатограничними і заплутаними ефектами [10]. Тому, оскільки дана стаття спрямована в першу чергу на отримання уявлення щодо електрофізичних процесів, посилення обмежені в основному декількома літературні джерелами, в яких наведено достатня кількість необхідної оригінальної літератури. Це перш за все книги, які містять відомості про газові розряди різних типів і безпосередньо про імпульсний розряд [10–16]. З цієї ж причини дослідження у статті обмежується тільки певним початковим етапом розвитку імпульсного бар'єрного розряду, що, проте дає змогу отримати уявлення не тільки про динаміку і характеристики цього етапу, а й дістати практично необхідні відомості.

Особливістю роботи є дослідження конкретної електродної системи, на яку подається імпульс напруги із заданими амплітудою і залежністю від часу. Такі обмеження відповідають типовим значенням параметрів експериментального пристрою, що розробляється задля можливості технологічного використання [17, 18]. Крім того, це дає можливість обмежити об'єм публікації і надати огляд значної кількості відповідних даних та характеристик функціонування цього пристрою. Дослідження конкретної системи одночасно може вказати підходи для більш загального дослідження імпульсного бар'єрного розряду.

Метою роботи є визначення впливу величини міжелектродного проміжку і часової залежності зростання імпульсного електричного поля на характеристики лавинної стадії імпульсного бар'єрного розряду від початку дрейфу електронів у поступово зростаючому електричному полі з урахуванням порогового характеру процесу ударної іонізації в газі, впливу фотоіонізації на розмноження лавин, дифузії і електродинамічного розштовхування електронів до моменту досягнення у головці лавини умови початку стримерного процесу.

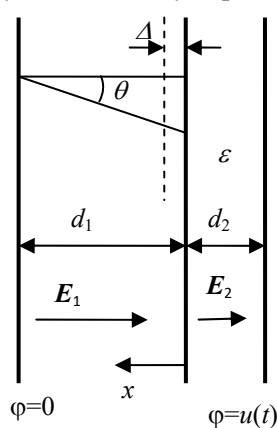


Рис. 1

Постановка задачі. Розглядається розвиток електричного розряду в плоскій системі електродів, на які подається імпульс напруги $u(t)$. На поверхні електрода негативної полярності (катод) розташований діелектричний бар'єр у вигляді плоскої діелектричної пластини товщиною d_2 з відносною діелектричною проникністю ε . Розряд розвивається у повітряному проміжку товщиною d_1 за атмосферного тиску $p = 10^5$ Па (рис. 1).

Імпульсний бар'єрний розряд в електророзрядній установці. На рис. 2, а показано типовий вигляд залежностей для одного імпульсу напруги (червона крива 1) і струму (блакитна крива 2) в експериментах з імпульсним бар'єрним розрядом в системі плоских електродів, на які подаються імпульси, що повторюються з частотою 100 Гц [17, 18]. Від'ємні значення напруги і струму відповідають позначенням потенціалів на рис. 1 та вибору позитивного напрямку струму вздовж осі x . Осцилограми, що представлені, були отримані для електродів діаметром 28 мм і відстані $d_1 = 1.5$ мм, діелектричний бар'єр товщиною $d_2 = 1$ мм мав відносну діелектричну проникність $\varepsilon = 4.74$. Напруга на початковому етапі зростає дуже поступово, її зміна стає помітною тільки, починаючи з моменту часу $\sim 10\text{--}20$ нс від початку представлених залежностей. Однак і далі напруга спочатку зростає повільно. Без врахування майже нульового початкового етапу тривалість імпульсу до досягнення максимального значення складає приблизно $t_m = 40\text{--}50$ нс. Результати вимірювання в експериментальному технологічному пристрою, де реалізована інша електродна система [7], показано на рис. 2, б. Тут спостерігаються такі ж характерні особливості, зокрема струм досягає максимальної за модулем величини за напругі ще до її досягнення амплітудного значення. Певна наявна відмінність полягає в існуванні додаткового локального екстремуму на спадаючій за модулем ділянці кривої струму вже після його максимальної ве-

личини. Ця обставина може бути обумовлена характером електрофізичних процесів у імпульсному бар'єрному розряді, і вона буде обговорена наприкінці статті.

У математичній моделі для дослідження імпульсного бар'єрного розряду в однорідному електричному полі (рис. 1) напруженість зовнішнього електричного поля джерела в області розрядного проміжку $E_1 = E_0$ (без врахування параметрів, що пов'язані з електричним розрядом: об'ємні і поверхневі заряди, струм переносу зарядів тощо) визначається як

$$E_0(t) = u(t)(d_1 + d_2/\varepsilon)^{-1}. \quad (1)$$

Максимальне значення напруженості імпульсного поля у представленому на рис. 2, а прикладі складає досить значну величину $E_{0\max} \approx 130 \cdot 10^5$ В/м. У порівнянні, пробивна напруга для такого ж повітряного проміжку в постійному полі має значно менше значення $\approx 43 \cdot 10^5$ В/м. Відповідні дані за результатами різних авторів наведено у [11] і показані на рис. 3. Суттєвим є те, що імпульсний розряд в залежності від швидкості зростання напруги і відстані між електродами може відбуватися за значно більшому амплітудному значенні напруги порівняно з постійною напругою [12].

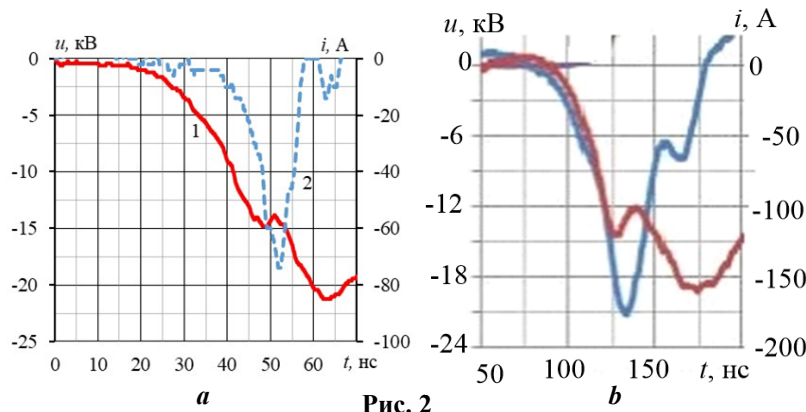


Рис. 2

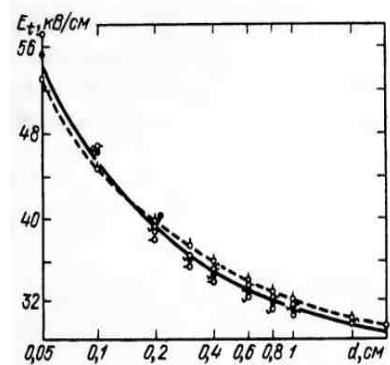


Рис. 3

Величина струму у розрядному проміжку починає різко зростати приблизно за тієї ж напруженості електричного поля, при якій має місце електричний розряд в постійному полі. Струм у даному випадку зростає до максимального значення за час ~ 10 нс і досягає його за напруженості зовнішнього поля $E_0 \sim 90 \cdot 10^5$ В/м. Далі струм зменшується і після незначного сплеску приймає нульове значення приблизно в момент досягнення напругою максимальної величини, що характерно для ємнісної складової струму. Візуально на фотографіях і швидкісних видео окремих періодично повторюваних імпульсів бар'єрного розряду видно, що однорідний розряд може бути у вигляді однорідного світіння або складатися зі значної кількості окремих ниток, що світяться [6].

Електророзрядний процес за наявності діелектричного бар'єру не може закінчитися електричним розрядом в класичному розумінні, зокрема: таунсендовський механізм імпульсного розряду за настільки значних перенапруг є маловірогідним [12]; розвиток одиночного іскрового каналу суперечить експериментальним даним, його розвитку перешкоджає наявність діелектричного бар'єру. З іншої сторони, запалення розряду за значній перенапрузі може свідчити про можливість утворення стримерів, але як багатоканального процесу. Такі особливості обумовлюють проведення досліджень розвитку імпульсного розрядного процесу за наявності діелектричного бар'єру на катоді з урахуванням конкретних умов подання напруги на електродну систему.

Імпульсний електророзрядний процес у тому числі його лавинний етап – явище багатопланове, яке включає, зокрема, процес розмноження електронів в результаті іонізаційних явищ, дифузію електронів, випромінювання і фотоіонізацію, збудження нейтральних молекул, створення об'ємного заряду на всьому шляху проходження лавини, включаючи особливе значення максимального поля головки лавини і багато інших. У даній роботі електророзрядний процес аналізується, базуючись на розгляді розвитку однієї лавини електронів. Тим самим вважається, що напруженість поля об'ємного заряду всіх лавин, у тому числі позитивного заряду іонного сліду, є незначними порівняно з полем зовнішнього джерела. Такий розгляд дає можливість зосередитися на основному у даному випадку факторі – досягненні локального поля поблизу головки лавини значення, за якого починається стримерна фаза процесу.

Процеси на початковому етапі подачі імпульсної напруги. Розвиток лавини починається з початкового електрона, який розмножуючись, перетворюється в електронну лавину, що дрейфує в поступово зростаючому полі. Напругу на початковому етапі, виходячи з рис. 2, для оцінок будемо описувати степенною функцією $u(t) = k(t - t_b)^n$. За початок залежності можна прийняти значення $t_b \sim (10 - 20) \cdot 10^{-9}$ с. Параметр $k(n)$ залежить від показника ступеня обраної апроксимації. При $n = 2$ цей параметр для наданого прикладу дорівнює приблизно $k \approx 2 \cdot 10^{19}$ В/с². Швидкість дрейфу електронів в електричному полі $v_{ed} = \mu_e E$ пропорційна її рухливості μ_e . Величину рухливості для повітря і атмосферному тиску приймемо незалежною від напруженості електричного поля $\mu_e \approx 5 \cdot 10^{-2}$ м²/(В·с) [13]. Звідси з урахуванням (1) момент часу $t - t_b$ і напруженість електричного поля E , коли електрон переміститься на відстань $x - x_0$ від точки початку руху x_0 з моменту подання напруги, виявляються такими:

$$t_1 - t_b = \left[\frac{(x - x_0)(n+1)(d_1 + d_2/\varepsilon)}{\mu_e k} \right]^{1/(n+1)} \quad (2)$$

$$E(x - x_0) = \left[\frac{(x - x_0)(n+1)}{\mu_e} \right]^{n/(n+1)} \left(\frac{k}{d_1 + d_2/\varepsilon} \right)^{1/(n+1)} \quad (3)$$

Найбільшої величини напруженості поля буде отримана у випадку $x - x_0 = d_1$, тобто для електрону, що перемістився на максимальну відстань від діелектричного бар'єру до протилежного електроду. У табл. 1 наведено максимальні напруженості електричного поля E і моменти часу $t_1 - t_b$ наприкінці руху електрона для різних відстаней між електродами d_1 за однакою величиною напруги та її залежності від часу. Тут і в подальшому будемо розглядати відстані d_1 в обмеженому діапазоні значень, які частіше використовуються в експериментах $d_1 = 1 \div 3$ мм. Інші параметри електродної системи залишають такими ж як в експерименті, результати якого показано на рис. 2, а.

Таблиця 1

d_1 , мм	E , 10^5 В/м	$t - t_b$, 10^{-9} , с
1.0	39	15
1.5	46	19
2.0	51	24
3.0	59	32

З даних у табл. 1 видно, що на розглянутому початковому етапі для малих відстаней $d_1 \leq 1.5$ мм напруженість поля не досягає пробивних значень. Навіть і для більших відстаней напруженість поля ще є значно меншою, порівняно з напруженістю поля, де струм досягає максимуму, який свідчить про зміну процесів у розвитку електричного розряду. Крім того, при розгляді початкового етапу розвитку електророзрядного явища необхідно врахувати різний характер залежностей від напруженості поля для дрейфу електронів і іонізації нейтральних молекул. Останній, на відміну від дрейфу електронів має пороговий характер – іонізація починається тільки з певного порогового значення напруженості електричного поля. Це значення для електронегативних газів визначається напруженістю, коли коефіцієнт іонізації починає перевищувати коефіцієнт прилипання. Для повітря відношення напруженості поля до тиску газу p ці коефіцієнти зрівнюються за $E/p \approx (26 - 31)$ В/(м·Па) [19]. Звідси впливає суттєве значення швидкості зростання напруги, особливо на початковому етапі, тим більш, що тут звичайно напруга зростає з часом не лінійно, а скоріше за законом, близьким до квадратичного.

Параметри, що закладаються у розрахунок розвитку імпульсного бар'єрного розряду. Оскільки для розрахунків необхідно враховувати зміну напруги принаймні до досягнення найбільшого значення, будемо використовувати апроксимацію у вигляді, в якому для малих значень часу залежність повторює вже застосовану степеневу апроксимацію

$$u(t) = U_m \sin^n(\omega t), \quad (4)$$

Як приклад, на рис. 4, а наведено залежності зміни напруженості електричного поля в часі для ряду значень розрядного проміжку d_1 у разі подачі напруги амплітудою $U_m = -25 \cdot 10^3$ В за $n = 2$, $\omega = \pi \cdot 10^7$ рад/с, що відповідає часу досягнення максимального значення $t_m = 50 \cdot 10^{-9}$ с. Швидкість зміни напруги $du(t)/dt = \omega U_m \sin(2\omega t)$ за $t = \pi/(4\omega)$ досягає максимального значення ωU_m і

складає $0.8 \cdot 10^{12}$ В/с, що близько до значень, які застосовуються у розроблених імпульсних джерелах живлення [17] та експериментах [6].

Починаючи з порогової величини, коефіцієнт іонізації α (число іонізацій у процесі переміщення електрона під дією електричного поля на відстань в 1 м) зростає. Для кількісного аналізу будемо використовувати найбільш розповсюджену апроксимацію експериментальних даних у вигляді [12]

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right), \quad (5)$$

де коефіцієнти A і B у різних авторів [10, 12, 14, 20] відрізняються незначною мірою. Для розрахунків далі застосовуються наступні значення [20] в системі одиниць СІ, справедливі у розрядах в повітрі:

$$\begin{aligned} E/p = 15 - 114 \text{ В/(м} \cdot \text{Па)}: \quad A_1 = 6.46 \text{ 1/(м} \cdot \text{Па)}, \quad B_1 = 190 \text{ В/(м} \cdot \text{Па)}; \\ E/p = 114 - 460 \text{ В/(м} \cdot \text{Па)}: \quad A_2 = 11.1 \text{ 1/(м} \cdot \text{Па)}, \quad B_2 = 277.4 \text{ В/(м} \cdot \text{Па)} \end{aligned} \quad (6)$$

У (5) і (6) дані відносяться до ефективного коефіцієнту іонізації, який є різницею між власне коефіцієнтом іонізації і коефіцієнтом прилипання.

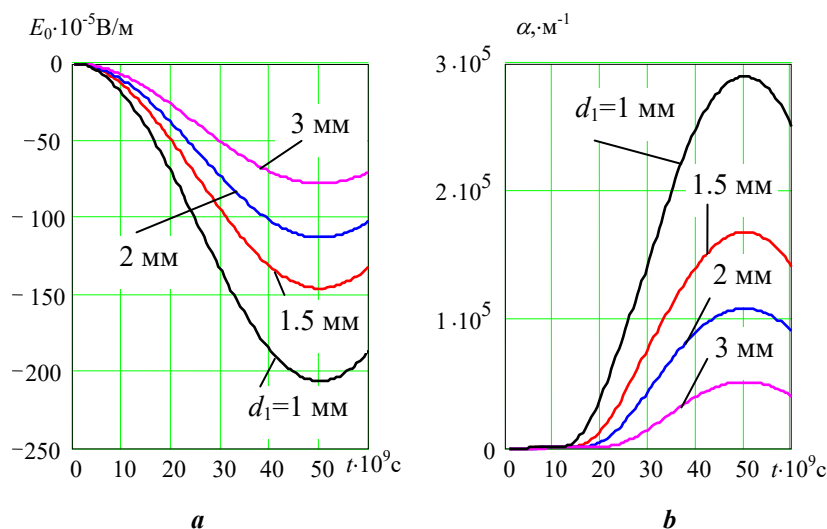


Рис. 4

Оскільки напруженість електричного поля змінюється у часі, то відповідним чином змінюється і коефіцієнт $\alpha(E(t))$, залежності якого від часу для обраного імпульсу напруги наведено на рис. 4, б. Для розрахунку застосовано припасовані один до одного значення коефіцієнтів A і B в різних діапазонах відношення E/p . З співставлення даних на рис. 4, а і у табл. 1 випливає, що для початкового етапу подачі імпульсу напруги за час переміщення електронної лавини на відстань d_1 величина коефіцієнту іонізації α ще далека від максимального значення, яке може бути досягнуте для даного проміжку. Тому електророзрядний процес може розвиватися далі шляхом збільшення кількості електронів в лавині або нових лавин за рахунок механізмів появи вільних електронів у більш пізній час.

У кожній електронній лавині у процесі її переміщення в електричному полі і зростанні кількості електронів має місце процес їх дифузії. Цей процес розвивається одночасно з електростатичним відштовхуванням електронів в лавині. Ці процеси впливають на розмір лавини, і він разом з кількістю електронів в лавині безпосередньо визначає електричне поле об'ємного заряду, яке додається до поля зовнішнього джерела. Перехід лавинної форми розряду в стримерну відбувається, коли напруженість електричного поля E' , що обумовлена об'ємним зарядом електронів, досягає приблизно величини поля зовнішнього джерела

$$|E'| \approx |E_0|. \quad (7)$$

Ця умова або пов'язана з нею критична кількість електронів у лавині $N_e = 10^6 - 10^8$ наводяться у результатах багатьох досліджень [10–12, 15]. У подальшому, на відміну від поточного значення, напруженість поля за умови (7) будемо позначати як E_s .

Параметри, що необхідні для дослідження процесу розвитку розряду на основі умови (7), а саме коефіцієнт дифузії електронів D_e , їхня рухливість μ_e , а також електронна температура T_e , яка

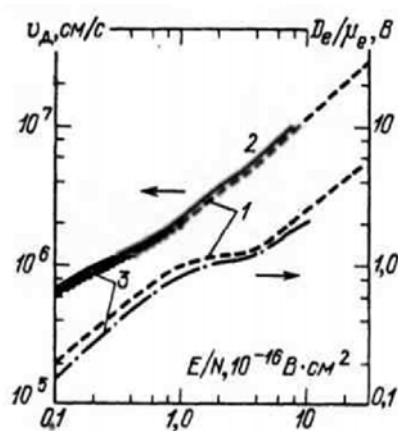


Рис. 5

може суттєво відрізнятися від температури газу, залежать від напруженості електричного поля, що для імпульсного режиму змінюються у часі. Ці величини не є незалежними і зв'язані загальним термодинамічним співвідношення Ейнштейна

$$D_e / \mu_e = kT_e / e, \quad (8)$$

де k – стала Больцмана, e – заряд електрона.

Задля подальшого аналізу використовуються дані з [10], що показані на рис. 5 у графічному вигляді. Розрахункові (пунктирні криві) і експериментальні (суцільні криві) результати для швидкості дрейфу $v_{ed} = \mu_e E$ і характеристичної енергії D_e / μ_e надані в залежності від відношення напруженості електричного поля до кількості молекул в одиниці об'єму E/n .

Механізми появи початкових електронів в електродній системі імпульсного бар'єрного розряду. Зроблена оцінка переміщення електронної лавини і відповідно напруженості електричного поля (2), (3) передбачала існування початкових електронів. Оскільки на початковому етапі з моменту подачі імпульсу напруги, принаймні для $d_1 \leq 1.5$ мм, ще не створюються умови перетворення лавинного розряду у стримерний, то для продовження іонізаційного процесу повинен існувати механізм відновлення початкових електронів, які переміщуються вже за більшої напруги імпульсу. Який це механізм в даній роботі не досліджується, однак приймається, що такі електрони з'являються завдяки певним механізмам, зокрема, відлипання від негативних іонів і фотоіонізації.

Якщо розглядати одиничний імпульс або перший з послідовності імпульсів, то початкові електрони у початковий період це ті, що з'явилися завдяки природному фону випромінювання. Під впливом такої радіації швидкість появи електронів у повітрі складає $dn_e/dt = 10^6 - 10^7 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ [12], де n_e – густина електронів. Наявність у повітрі кисню призводить до прилипання електронів. Цей процес у сухому повітрі найбільш ефективно йде у потрійних зіткненнях, що описується рівнянням [10]

$$e + O_2 + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2, \quad \frac{dn_e}{dt} = -k_M n_e n_{O_2}^2, \quad (9)$$

де експериментальне значення константи швидкості реакції є $k_M = 2.5 \cdot 10^{-42} \text{ м}^6/\text{с}$. Звідси густина електронів зменшується у часі від початкового значення n_{e0} за експоненціальним законом з постійною часу τ_M

$$n_e = n_{e0} \exp(-t/\tau_M), \quad \tau_M = 1/(k_M n_{O_2}^2), \quad (10)$$

яке виявляється $\tau_M = 12.5 \cdot 10^{-9} \text{ с}$. Воно незначною мірою відрізняється від значення $\tau_M = 11 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, в якому враховуються проміжні збуджені стани молекул кисню [10]. З отриманого результату випливає, що практично всі електрони, що з'являються в результаті природної іонізації, дуже швидко прилипають до молекул кисню, іони якого вже не можуть створювати лавин електронів в електричному полі.

В сильному електричному полі з ростом напруженості поля швидкість прилипання збільшується, причому тим швидше, чим більша вологість повітря [19].

Динаміка появи електронів в результаті відлипання від іонів кисню також описується експоненціальним законом зменшення густини негативних іонів від початкового значення $n_{O_2^-}$, Постійна часу τ_d характеризує «час життя» негативних іонів і визначається сталою швидкості відлипання електронів $k_d = 10^{-20} \text{ м}^3/\text{с}$ [10]

$$n_{O_2^-} = n_{O_2^-} \exp(-t/\tau_d), \quad \tau_d = 1/(k_d n_L), \quad (11)$$

де n_L – густина молекул газу, яка для нормальних умов повітря, що розглядається, є числом Лошмідта $n_L = 2.69 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$. З (11) отримуємо постійну часу $\tau_d = 3.7 \cdot 10^{-6} \text{ с}$.

За час досягнення імпульсом максимального значення t_m у просторі між діелектричним бар'єром і анодом в результаті відлипання можуть з'явитися електрони з густиною $n_e = n_{O_2^-} [1 - \exp(-k_d n_L t_m)]$. Наприклад, для обраного часу $t_m = 50 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ значення густини електронів, що відлипили, буде $n_e \approx n_{O_2^-} 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-3}$. Якщо густина $n_{O_2^-}$ визначається процесом природної

іонізацій повітря з наступним прилипанням, то за $n_{0\text{O}_2} \sim 5 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$ [13] маємо $n_e \approx 7 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$. В об'ємі повітряного проміжку з поверхнею електродів S протягом розглянутого часу з'являться $7 \cdot 10^6 S d_1$ початкових електронів. В цьому випадку в експерименті, осцилограми для якого показано на рис. 2, а, у довільній точці простору з рівною ймовірністю на інтервалі часу з'являться лише ~ 10 електронів. Ці електрони в електричному полі будуть розмножуватися і переміщуватися в напрямку до аноду. Процес збільшення кількості електронів буде тим більш ефективним, чим ближче до бар'єру з'явиться початковий електрон і чим більша напруженість поля буде у момент відлипання електрону. Крім того, у [12] зазначається, що у повітрі в електричному полі ефективність відриву електронів від O_2^- при зіткненні з молекулами є максимальною за $E/p = 68.5 \text{ В}/(\text{м} \cdot \text{Па})$.

Оскільки у пристрою, в якому аналізуються електророзрядні процеси, імпульси слідують один за одним з частотою 100-200 Гц, то ефективний початковий електрон з'явиться, якщо не в першому, то в одному з найближчих наступних імпульсів. Описаний процес може виявитися більш ефективним за значно більший густині негативних іонів, які залишаться, наприклад, в результаті попереднього імпульсного розряду. І дійсно в експериментах спостерігається стабілізація розряду після деякої кількості початкових імпульсів.

Вважається, що ініціювання лавинних процесів може бути пов'язане з явищем фотоіонізації. Іонізація молекул в електронній лавині є джерелом фотонів, які у своєму енергетичному спектрі мають достатню кількість фотонів з енергіями, що здатні призвести до іонізації молекул. Існує декілька механізмів іонізації з участю фотонів, докладний перелік яких надано у [10]. Після встановлення Ретером [15] факту іонізації газу іскровим розрядом були проведені експерименти стосовно іонізації випромінюванням від електронних лавин [21, 22]. На відміну від іскрового розряду суттєвою особливістю імпульсного бар'єрного розряду є його розповсюдження майже на всю площу електродів. Така особливість найбільш ймовірно напряму пов'язана з ініціюванням багатоканального розряду фотонами, що з'являються у головках лавини електронів та стримеру. Їхня кількість різко зростає як у зв'язку з експоненціальним ростом кількості електронів в окремій лавині, так зростанням кількості самих лавин і стримерів у зростаючому імпульсному полі.

Наведемо деякі оцінки іонізації фотонами, що породжують початкові електрони в газі. Ударна іонізація молекул у повітрі супроводжується випромінюванням фотонів різної частоти. Таке випромінювання характеризується набором параметрів η_j , що визначаються як кількість фотонів певної частоти на одне іонізуюче зіткнення електрона з нейтральною молекулою. Значення η_j , для частот, за яких можливий процес фотоіонізації, знаходиться у межах $\eta_j = 10^{-3} \div 10^{-2}$, причому їхні значення залежать ще і від напруженості електричного поля [22]. Інтенсивність випромінювання лавини на певній частоті безпосередньо у головки лавини на нульовій відстані $r = 0$ від неї можна визначити як добуток $N_j(0) = N_e \eta_j$, де N_e – кількість електронів в лавині. Задля оцінок за певну середню величину параметру $\eta_f \approx 5.4 \cdot 10^{-3}$ прийнемо значення для випромінювання молекул азоту з довжиною хвилі $\lambda = 101.2 \text{ нм}$ і відповідною інтенсивністю випромінювання $N_f(0) = N_e \eta_f$.

Випромінювання в газі з відстанню r від джерела для кожної з частот послаблюється за законом $\exp(-k_j r)$, де коефіцієнти поглинання k_j також залежать від частоти випромінювання. Їхні значення за вимірюваннями для повітря атмосферного тиску лежать у межах $150 \div 2200 \text{ м}^{-1}$. За усереднене значення для характерній напруженості поля прийнемо значення $k_f \approx 460 \text{ м}^{-1}$, що відповідає тієї ж довжині електромагнітної хвилі $\lambda = 101.2 \text{ нм}$. Характерна відстань, на якій кількість фотонів зменшується у e разів, складає $k_f^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ і є співрозмірною з розрядним проміжком d_1 . Але це може бути несуттєвим, враховуючі, що для появи наступних лавин у зростаючому імпульсному електричному полі достатньо незначної кількості початкових електронів, які можуть з'явитися у досить вузькому проміжку біля бар'єру.

З точки зору збільшення кількості електронів в лавині, яка досягає аноду, найбільш ефективними початковими електронами, породженими фотоіонізацією, є ті, що з'являються поблизу діелект-

ричного бар'єру у шарі певної товщини Δ , показаного у верхній частині рис. 1. Найбільша кількість електронів в лавині, у якій ще не досягнута умова перетворення в стример, буде при її наблизенні до аноду. Тут фотони $N_f(0)$ випромінюються з головки лавини у всіх напрямках. За припущенням, що зменшення інтенсивності потоку фотонів пов'язано з фотоіонізацією, отримаємо максимально можливе значення актів появи початкових електронів. В цьому разі легко знайти загальну кількість фотонів, що призводять до фотоіонізації в межах товщини шару Δ . Відношення їх кількості до кількості електронів в лавині N_{0f}/N_e оцінюється з наступного виразу:

$$\frac{N_{0f}}{N_e} = 2\pi\eta_f \int_0^{\theta_m} \left[\exp\left(-k_f \frac{d_1}{\cos\theta} \left(1 - \frac{\Delta}{d_1}\right)\right) - \exp\left(-k_f \frac{d_1}{\cos\theta}\right) \right] d\theta, \quad (12)$$

де $\theta_m = \arctg(D/d_1)$ є близьким до $\pi/2$, оскільки характерний розмір електродів D значно перевищує відстань d_1 .

Відношення (12) дає змогу отримати оцінку мінімальної кількості електронів в лавині біля аноду, випромінювання з якої за рахунок фотоіонізації породжує хоча б декілька нових початкових електронів, які дадуть початок нових лавин. Так, в межах $\Delta/d_1 = 0.1 \div 0.2$ для $d_1 = 1.5 \cdot 10^{-3}$ м відношення виявляється $N_{0f}/N_e = (1.7 \div 3.5) \cdot 10^{-3}$. Звідси, наприклад, для десяти нових лавин електронів необхідно щоб максимальна кількість електронів в головці першої лавини була не менше від $N_e \geq (3 \div 6) \cdot 10^3$. Для інших розмірів розрядного проміжку $d_1 = (1 \div 3) \cdot 10^{-3}$ м мінімальна кількість електронів за порядком величини відрізняється незначною мірою.

У випадку, коли кількість електронів в лавині значно перевищує мінімальне значення, вираз (12) дає кількість нових лавин другого етапу генерації, породжених попередньою лавиною електронів. Оскільки на другому етапі напруженість імпульсного електричного поля є значно більшою, то кількість іонізацій у лавинах призведе і до більшої кількості фотонів, що випромінюються. Цей процес може стати досить інтенсивним ще до того, як лавина досягне аноду. Аналіз щодо відстані, що проходить лавина і кількості електронів у неї наводиться далі. Тут відзначимо, що для оцінок кількості фотонів з (12) необхідно замість d_1 вибрати відповідне менше значення $x_s < d_1$ і розширити діапазон області Δ , де породжуються фотоелектрони. Більш того, вираз (12) може бути застосований і у випадку, коли вже в середньої області проміжку кількість електронів наближається до критичної за умови (7) лавинно-стримерного переходу. В цьому випадку задля отримання оцінки кількості фотонів може бути прийнята відстань x_s від діелектричного бар'єру до координати головки лавини з критичною кількістю електронів.

Оскільки основною метою роботи є дослідження розвитку лавин до досягнення умови для початку стримерного процесу, то більш детально процеси появи початкових електронів, зростання кількості лавин за рахунок наступної фотоіонізації і багатоканального лавинного стану не розглядаються. Але вважається, що бар'єрний розряд здійснюється в умовах, коли є достатня кількість початкових електронів, які породжують лавинний процес.

Електронні лавини в імпульсному полі пристрою бар'єрного розряду. Особливістю розвитку лавинного процесу, коли діелектричний бар'єр знаходиться на катоді, на відміну від вільного катоду, є те, що емісія електронів з катоду відсутня. В результаті відлипання від негативних іонів або фотоіонізації електрони можуть з'явитися у довільній точці міжелектродного простору в будь який момент дії імпульсного електричного поля. Для однієї окремої лавини початкові значення часу і координати появи електрона позначимо як t_0 і x_0 .

Напруженість електричного поля зарядів лавини, розподілених в об'ємі, є незначною протягом всьому часу зростання лавини майже до досягнення умови перетворення у стример [10]. Тому, всі параметри до цього моменту будемо вважати залежними від напруженості зовнішнього поля у повітряному проміжку $E_0(t)$.

Враховуючи залежність параметрів від напруженості електричного поля, яке змінюється у часі, шлях, на якій переміщуються електрони з часом $x(t) - x_0$ і кількість електронів в окремій лавині $N_e(t)$ визначаються за такими виразами:

$$x(t) - x_0 = \int_{t_0}^t v_{ed}(t) dt, \quad (13)$$

$$N_e(t) = \exp \left(\int_{t_0}^t \alpha(t) v_{ed}(t) dt \right), \quad (14)$$

де для $v_{ed}(E(t))$ використовуються дані на рис. 5, причому для інтерполяції за межі значень напруженості електричного поля на рисунку застосовується залежність $v_{ed}(E) \sim \sqrt{E}$ [10, 13]. Коефіцієнт іонізації $\alpha(E(t))$ визначається за апроксимацією (5), (6). У виразах (13), (14) час і переміщення електронів обмежені досягненням лавиною протилежного електрода $x(t) - x_0 \leq d_1 - x_0$ або її перетворення у стример.

Для обраного діапазону розрядних проміжків $d_1 = 1 - 3$ мм час, необхідний для того, щоб електрони завдяки дрейфу в імпульсному електричному полі досягли аноду, виявляється значно меншим, ніж час $t_m = 50$ нс настання максимальної величини напруженості поля. Це видно з представлених на рис. 6 залежностей часу від координати x (рис. 1). Якщо рух електронів почався не від діелектричного бар'єру, а на відстані x_0 від нього, то на відповідній кривій необхідно обрати обмежений діапазон відстані від нульового значення до $x - x_0$.

Оскільки напруга і відповідно напруженість поля на початковому етапі за $t_0 = 0$ збільшується поступово, то час досягнення електронами аноду значно перевищує значення, які необхідні на наступних етапах при більшій напруженості імпульсного поля. За напруженості поля, що наближається до максимального значення, час, необхідний для перетину всього проміжку, для $d_1 = 1$ мм не перевищує 3 нс. Цей час збільшується для більших відстаней, але навіть для $d_1 = 3$ мм він має порядок $t \sim 10$ нс, що все рівно значно менше часу t_m досягнення максимальної величини напруги імпульсу. Наведені результати дають змогу зіставити характер переміщення лавин з їх зростанням і збільшенням напруженості поля об'ємного заряду поблизу «головки» лавин на різних часових проміжках.

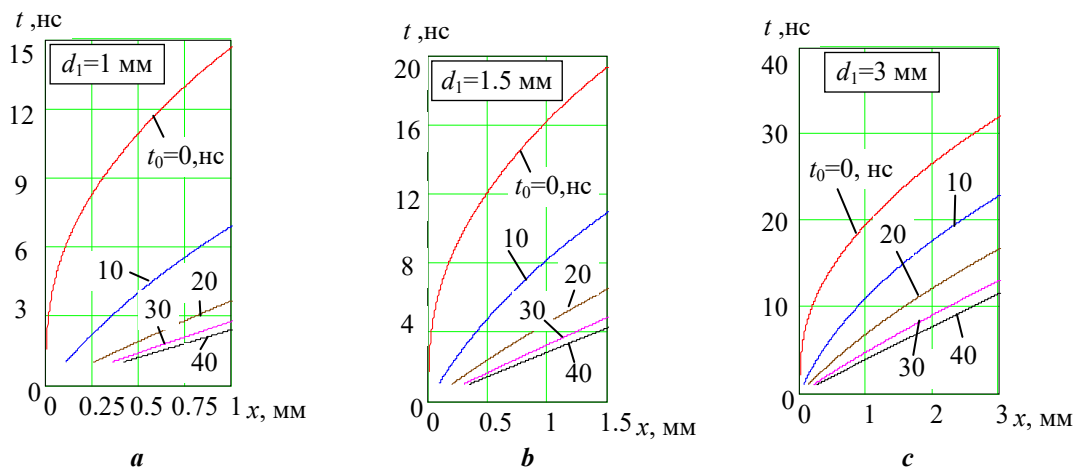


Рис. 6

Результати розрахунку кількості електронів в лавині в залежності від шляху, що пройшла лавина від її зародження за різних початкових моментів часу t_0 для різних розрядних проміжків, показано на рис. 7. Тут, аналогічно рис. 6, щоб отримати дані за умови початку руху електрону від координати x_0 , необхідно криві обмежитися відстанню $(x - x_0)$, починаючи з нульового значення.

Порівняння кривих за $t_0 = 0$ для різних розрядних проміжків показує суттєву залежність електророзрядних процесів на початковому етапі від величини розрядного проміжку d_1 у діапазоні, що розглядається. Для $d_1 \leq 1.5$ мм максимальна кількість електронів в головці лавин ймовірно є недостатньою для появи хоча б одного іонізуючого фотону. Мінімальна кількість електронів у лавині виявляється меншою значення, що визначається з (12), яке оцінюється величиною $N_e \sim 10^3 - 10^4$. Для цих

проміжків на першому етапі всі електрони, що існували у проміжку перед подачею напруги, перемістяться на анод і у проміжку не залишиться необхідних початкових електронів, для появи яких, як відмічалось, потрібен значно більший час, ніж ~ 15 нс (див. рис. 6, а). Механізм запалення імпульсного розряду, що спостерігається в експериментах, для таких проміжків є не зовсім зрозумілим і потребує додаткового дослідження. Одним з можливих механізмів може бути суттєве зменшення часу відлипання електронів від негативних іонів кисню за значно більшої напруженості зростаючого імпульсного поля (рис. 4, а).

Для повітряних проміжків $d_1 > 1.5$ мм вже після першого етапу проходження лавини після подання напруги виконуються умови багатоканального лавинного процесу. Відзначимо, крім того, що для розрядних проміжків $d_1 = 3$ мм (рис. 7, d) і більше, кількість електронів в лавині є достатньою для початку стримерного процесу $N_e = 10^6 - 10^8$, і він має місце вже на першому етапі після подачі імпульсу напруги. Ця обставина може призвести до локалізації окремих каналів розряду, що з'явилися. В експериментах з такими проміжками дійсно спостерігається шнурування розряду, яке також залежить від частоти слідування імпульсів [6].

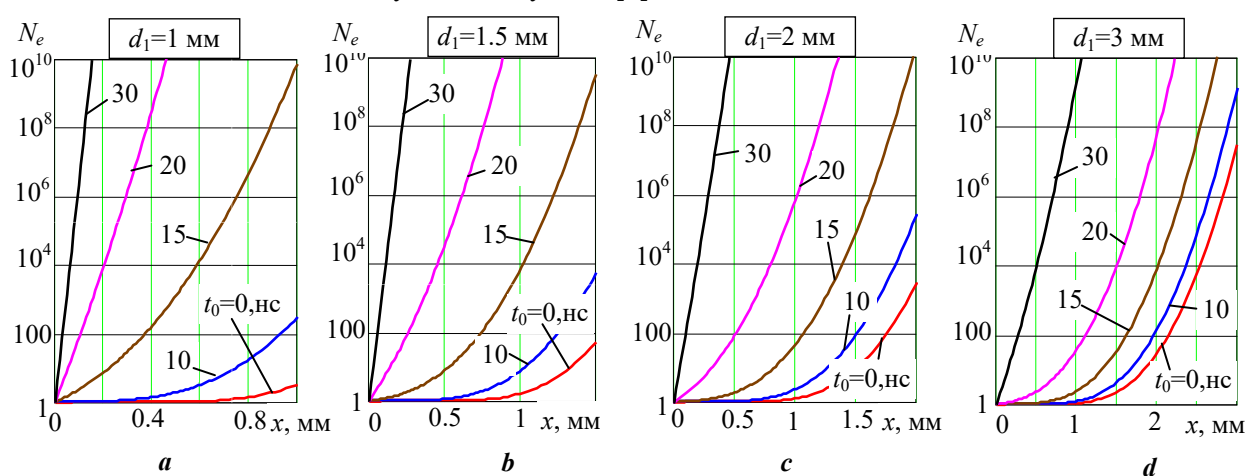


Рис. 7

Розрядний проміжок $d_1 \sim 1.5$ мм здається проміжним з точки зору розвитку імпульсного бар'єрного розряду. Для нього на першому етапі ймовірно з'являються тільки одиничні фотоелектрони. Але вже на другому етапі, починаючи з моменту часу ≈ 20 нс, у значно сильнішому полі кількість електронів в лавині стрімко зростає. Їхня кількість може досягти критичного значення, необхідного для появи стримеру, навіть у центральній частини проміжку. При цьому значна кількість фотонів $N_e \eta_f$ може призвести до фотоіонізації газу у більшому об'ємі, ніж на першому етапі розвитку лавини електронів.

Лавинно-стримерний перехід у пристрої імпульсного бар'єрного розряду. Дослідження лавинно-стримерного переходу будемо ґрунтувати на досягненні умови (7), коли максимальне значення напруженості електричного поля об'ємного заряду електронної лавини досягає напруженості зовнішнього поля. Напруженість поля об'ємного заряду, крім загальної величини заряду eN_e , залежить від геометрії області розташування об'ємного заряду, її розміру, розподілу заряду в області. На ці характеристики впливають два основних фізичних процеси: дифузійне розпливання електронного утворення та електростатичне відштовхування електронів в лавині [10, 12, 16]. На початковому етапі розвитку лавини швидкість зростання її розмірів за рахунок дифузії значно перевищує швидкість її зростання під дією електростатичного відштовхування. Зі зростанням кількості електронів в лавині швидкість електростатичного відштовхування різко збільшується. У постійному полі, коли перенапруги (перевищення напруги над значенням пробивного поля за його дії протягом значного проміжку часу) відсутні або є незначними за $N_e \sim 10^6$ розміри електронної хмари обумовлені електростатичним відштовхуванням починають переважати дифузійний радіус і перед розрядом значно перевищують його [10, 12]. Але у швидкозростаючому імпульсному полі таке співвідношення може змінитися [12]. Тому необхідно більш детально розглянути ці процеси, враховуючи характеристики імпульсу електричного поля у пристрої бар'єрного розряду.

У разі дрейфу електронів зі швидкістю $v_{ed} = \mu_e E$ електронна хмара за рахунок дифузії розпливається навколо центральної точки x_c лавини, положення якої визначається з (13). Густина потоку електронів $\mathbf{F}$ з урахуванням дрейфу в електричному полі і дифузії у векторній формі є

$$\mathbf{F} = -n_e \mu_e \mathbf{E} - D_e \nabla n_e, \quad (15)$$

де n_e – густина електронів, ∇ – диференціальний оператор Гамільтона.

З урахуванням швидкості зростання густини електронів завдяки іонізації $q = \alpha v_{ed} n_e$, рівняння безперервності для частинок має вигляд [10]

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div } \mathbf{F} = q. \quad (16)$$

Розв'язок рівняння (16) отримано в [16] для лавини, що народжується з одиничного початкового електрону у випадку незмінного однорідного зовнішнього електричного поля. Густина електронів в лавині в залежності від часу $t_c = t - t_0$, координати точки $(x - x_0)$ і відстані r відносно осової лінії переміщення лавини визначається з виразу

$$n_e = (4\pi D_e t_c)^{-3/2} \exp \left[\alpha v_{ed} t_c - \frac{((x - x_0) - v_{ed} t_c)^2 + r^2}{4D_e t_c} \right]. \quad (17)$$

Будемо використовувати (17) також для імпульсного поля у випадку, коли лавина ініціюється в момент часу, для якого напруженість електричного поля суттєво перевищує порогове значення $\sim 30 \cdot 10^5$ В/м. Тоді за короткий проміжок часу, необхідний для досягнення умови (7) перетворення лавини у стример, напруженість зовнішнього поля змінюється на невелику величину і, відповідно, параметри в (17), що визначають дифузійне розширення електронної хмари, змінюються незначною мірою.

Для дослідження напруженості електричного поля об'ємного заряду основним питанням є отримання характерних розмірів області, де зосереджений заряд, і його розподіл в цій області. Для цього в певний момент часу від початку руху лавини зафіксуємо центральну точку лавини $(x_c - x_0)$, що відповідає умові $(x_c - x_0) - v_{ed} t_c = 0$. У цьому разі вираз (17) можна представити у вигляді

$$n_e = (4\pi D_e t_c)^{-3/2} \exp \left[\alpha v_{ed} t_c - \frac{r^2}{4D_e t_c} \right] = (4\pi D_e t_c)^{-3/2} N_e(t_c) \exp \left(-\frac{r^2}{4D_e t_c} \right). \quad (18)$$

Розподіл електронів в лавині, що переміщується, має радіальну симетрію і їх густина спадає з відстанню від центру. Диференціальний радіус лавини, на якому густина зменшується в e разів по відношенню до її значення у центрі, визначається законом $R_D = \sqrt{4D_e t_c}$. Це значення часто застосовується для дослідженні спотворення електричного поля розподіленням зарядом і досягнення на цьому радіусі умови (7) лавинно-стримерного переходу. Радіус R_D відрізняється від радіусу, на якому напруженість поля досягає максимального значення R_m , що у більшій мірі відповідає змісту умови (7).

Напруженість електричного поля заряду, розподіленого з об'ємною густиною en_e визначається за виразом

$$E'(r, t_c) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \int_0^r en_e 4\pi r'^2 dr' = \frac{eN_e(t_c)}{\epsilon_0 (4\pi D_e t_c)^{-3/2}} f(r, t_c), \quad (19)$$

де від радіусу r залежить тільки функція $f(r, t_c)$

$$f(r, t_c) = \frac{1}{r^2} \int_0^r r'^2 \exp \left(-\frac{r'^2}{4D_e t_c} \right) dr'. \quad (20)$$

Функція $f(r, t_c)$ залежить від часу t_c , що пройшов від початку t_0 зародження лавини до поточного моменту t . Коефіцієнт дифузії D_e залежить від напруженості електричного поля $E_0(t_c + t_0)$, у тому числі і від часу t_c . Максимум функції $f(r, t_c)$ дає максимум напруженості електричного поля на поверхні сфери радіусу R_m для радіально розподіленого заряду. Однак необхідно зазначити, що різниця між радіусами R_D і R_m не є занадто великою, щоб значно вплинути на результати. Наприклад, для

$d_1 = 2$ мм, $t_0 = 23.7$ нс, $t_c = 4$ нс маємо такі значення: $R_D = 5.1 \cdot 10^{-2}$ мм, $R_m = 4.75 \cdot 10^{-2}$ мм. Для однозначності у подальшому для дослідження умови досягнення лавинно-стрімерного переходу (7) розрахунки будемо виконувати для радіусу R_m .

Другою причиною зростання головки лавини електронів є електростатичне розштовхування. Звичайно припускають, що вона має сферичну форму [10, 12, 13]. Швидкість зростання радіуса сфери визначається дрейфом електронів у власному полі заряду лавини. Припущення справедливо, коли зовнішнього поле не впливає на дрейф електронів. Це пояснюється накладанням полів – вздовж осі руху лавини в напрямку її переміщення поле збільшується і відповідно збільшується швидкість руху електронів, у протилежному напрямку поле і швидкість дрейфу електронів зменшуються. Тільки у поперечному напрямку напруженість електричного поля визначається зарядом електронів, однак для пояснення основних властивостей процесу зазвичай роблять наведене вище припущення щодо швидкості зростання зарядженої сфери

$$\frac{dR_F}{dt} = \mu_e E' = \mu_e \frac{eN_e}{4\pi\epsilon_0 R_F^2}. \quad (21)$$

Розв'язок рівняння (21) відносно радіусу сфери R_F є

$$R_F(t_c) = \left[\frac{3e}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{t_c} \mu_e N_e dt \right]^{1/3}. \quad (22)$$

Максимальна напруженість електричного поля E' розподіленого заряду буде на поверхні сфери радіусу R_F , величина якого обумовлена електростатичним відштовхуванням електронів в лавині.

Зростання радіусу лавини за рахунок електростатичного відштовхування обмежено гальмуванням, що пов'язане з протилежною дією позитивних зарядів, які оголюються при відході від них електронів. Вважається, що розміри електронної хмари обмежені наближеною умовою, коли радіус зрівнюється з довжиною іонізації $R_F \sim \alpha^{-1}$

Який з механізмів – дифузії або електростатичного відштовхування є переважним, коли напруженість поля розподіленого заряду досягає граничного значення (7), залежить від швидкості зростання напруженості електричного поля. Як видно з рис. 7, спочатку кількість електронів у лавинах, що утворилися від початкових електронів після подачі напруги, протягом часу дрейфу до аноду, за виключенням мабуть проміжку $d_1 = 3$ мм, не досягають значень, що типові для лавинно-стрімерного переходу. Тому розглянемо зростання розмірів лавин електронів, починаючи умовно з другого та наступних етапів (другої та наступних генерацій). За початок кожного наступного етапу приймемо моменти часу t_0 , що відповідають часу дрейфу електронів від діелектричного бар'єру до аноду протягом попереднього етапу. Такий вибір для $d_1 = 1$ мм деякою мірою виправданий тим, що саме у разі проходження максимальної відстані народжується найбільша кількість електронів. За оцінками кількості електронів в лавині з рис. 6 і 7 лавинно-стрімерний перехід може мати місце для другої генерації біля аноду. Вибір для $d_1 = 3$ мм початку третьої генерації є умовним, оскільки вже на другому етапі лавинно-стрімерний перехід реалізується у разі досягнення лавиною середньої області проміжку. Тому вибір t_0 на цих етапах характеризує не розвиток лавинного процесу, а лише дає дискретний вибір t_0 .

На рис. 8 показано динаміку зростання радіусу електронної хмари. Результати розрахунку показано для двох крайніх випадків електророзрядного проміжку $d_1 = 1$ мм і $d_1 = 3$ мм. Рис. 8, а і рис. 8, с відносяться до розрядного проміжку $d_1 = 1$ мм, рис. 8, б і рис. 8, д відносяться до $d_1 = 3$ мм. На рисунках для одного і того ж d_1 дані відрізняються моментом початку розвитку лавин t_0 , які відповідають початку другої і третьої лавинних генерацій. Максимальне значення обраних проміжків часу зростання радіусу лавин має порядок досягнення критичної кількості електронів у лавини при її переході у стрімерну форму.

З представлених залежностей видно спочатку повільне, а з часом дуже швидке зростання радіусу лавини за рахунок електростатичного відштовхування, швидкість якого починає значно перевищувати дифузійне зростання. Разом з тим, обмеження радіусу $R_F \leq \alpha^{-1}$ показує, що для імпульс-

ного процесу дифузійний радіус перевищує радіус електростатичного розштовхування. Саме він у кінцевому рахунку визначає досягнення умови лавинно-стримерного переходу. Така ситуація має місце як на другому, так і на третьому етапах розвитку лавин. Якщо процес продовжується і далі, то у зв'язку зі зростанням на наступних генераціях напруженості поля, дифузійний радіус, як і раніше, буде визначальним.

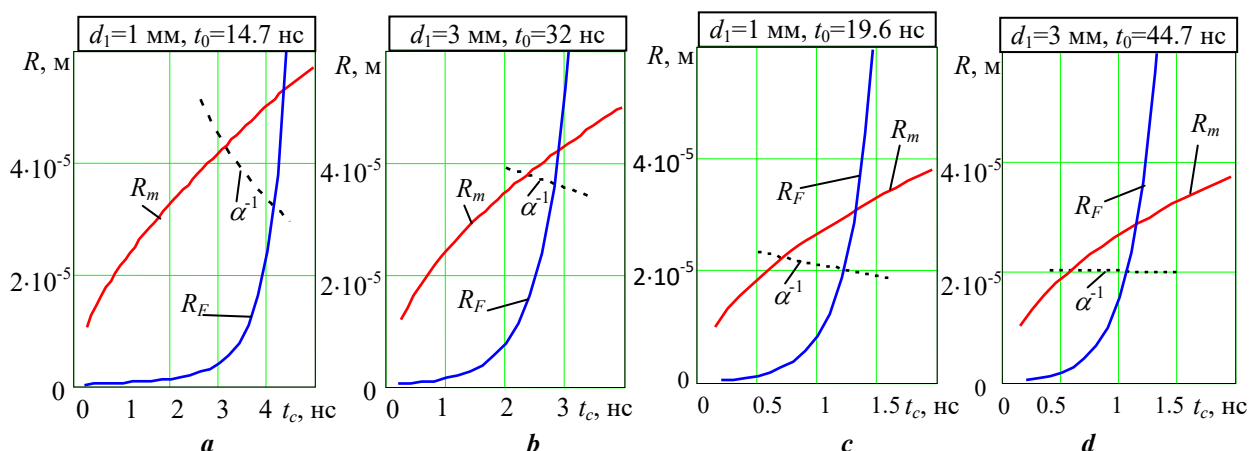


Рис. 8

Для різних розрядних проміжків визначимо основні параметри, за яких лавина перетворюється у стример. Для цього необхідно знайти розв'язок рівняння (7), де ліва частина визначається з (19), а правою є задане зовнішнє електричне поле (1), (4) за обраних вихідних даних: $U_m = -25 \cdot 10^3$ В, $n = 2$, $\omega = \pi \cdot 10^7$ рад/с. Рівняння розв'язувалося відносно часу настання умови лавинно-стримерного переходу $t_c = t_s$ за заданих значеннях розрядного проміжку d_1 та часу t_0 початку розвитку лавини. Як і раніше, за час t_0 для кожного d_1 умовно обрано три послідовних значення, які відраховуються від початку подачі напруги до часу, що був би необхідний електрону, щоб подолати одну, подвійну і потрійну відстані d_1 .

Рис. 9 для кожного d_1 ілюструє зміну у часі напруженості зовнішнього поля $|E_0|$ (пунктир) і напруженості поля заряду електронної лавини $|E'|$ (суцільні криві) поблизу виконання умови (7) для трьох вказаних моментів часу t_0 . Перетин відповідних кривих дає час перетворення лавини у стример і напруженість електричного поля такого переходу. Крім цих даних у табл. 2 наведено також інші параметри переходу: відстань, що проходить лавина $x_s - x_0$, кількість електронів в лавині в момент переходу N_{es} , її радіус R_{ms} , середня енергія електронів, що зв'язана з їх температурою в лавині $\overline{W}_{es} = \frac{3}{2} kT_{es}$. Дані для трьох послідовних моментів часу t_0 , яким відповідають рис. 9 a,b,c, у таблиці розташовані один під одним.

Таблиця 2

d_1 , м	t_0 , нс	t_s , нс	$x_s - x_0$, м	N_{es}	R_{ms} , м	E_s , В/м	W_{es} , еВ
$1 \cdot 10^{-3}$	14.67	4.54	$0.90 \cdot 10^{-3}$	$3.43 \cdot 10^7$	$5.45 \cdot 10^{-5}$	$66.5 \cdot 10^5$	7.51
	19.63	1.44	$0.37 \cdot 10^{-3}$	$1.44 \cdot 10^7$	$3.24 \cdot 10^{-5}$	$78.0 \cdot 10^5$	8.74
	23.35	0.69	$0.20 \cdot 10^{-3}$	$0.95 \cdot 10^7$	$2.38 \cdot 10^{-5}$	$97.0 \cdot 10^5$	10.2
$1.5 \cdot 10^{-3}$	19.35	3.84	$0.79 \cdot 10^{-3}$	$2.80 \cdot 10^7$	$4.96 \cdot 10^{-5}$	$64.8 \cdot 10^5$	7.31
	26.04	1.09	$0.29 \cdot 10^{-3}$	$1.18 \cdot 10^7$	$2.87 \cdot 10^{-5}$	$82.8 \cdot 10^5$	9.19
	31.30	0.58	$0.18 \cdot 10^{-3}$	$0.89 \cdot 10^7$	$2.21 \cdot 10^{-5}$	$103.7 \cdot 10^5$	10.5
$2 \cdot 10^{-3}$	23.72	3.41	$0.72 \cdot 10^{-3}$	$2.41 \cdot 10^7$	$4.65 \cdot 10^{-5}$	$64.1 \cdot 10^5$	7.22
	32.20	1.0	$0.27 \cdot 10^{-3}$	$1.11 \cdot 10^7$	$2.75 \cdot 10^{-5}$	$84.4 \cdot 10^5$	9.33
	39.13	0.60	$0.18 \cdot 10^{-3}$	$0.88 \cdot 10^7$	$2.23 \cdot 10^{-5}$	$101.7 \cdot 10^5$	10.4
$3 \cdot 10^{-3}$	32.04	3.20	$0.69 \cdot 10^{-3}$	$2.14 \cdot 10^7$	$4.46 \cdot 10^{-5}$	$62.3 \cdot 10^5$	7.02
	44.70	1.28	$0.33 \cdot 10^{-3}$	$1.22 \cdot 10^7$	$3.03 \cdot 10^{-5}$	$76.6 \cdot 10^5$	8.60
	56.15	1.39	$0.35 \cdot 10^{-3}$	$1.23 \cdot 10^7$	$3.11 \cdot 10^{-5}$	$73.6 \cdot 10^5$	8.29

Для другої генерації лавин електронів (рис. 9, а) для всіх проміжків d_1 характерна напруженість поля лавинно-стримерного переходу E_s складає величину $E_s \sim 60 \cdot 10^5$ В/м. При цьому час розвитку лавин лежить в межах $t_s \approx 3 - 4.5$ нс, збільшуючись зі зменшенням проміжку d_1 . Відстань, яку проходить лавина до свого перетворення, є різною для різних проміжків. За найменшого $d_1 = 1$ мм перетворення лавини у стример має місце біля аноду, коли лавина пододала майже вісь проміжок. Тобто ефективними, що породжують стримери, будуть ті електрони, що з'явилися безпосередньо у діелектричному бар'єру. Для більших проміжків ефективними будуть електрони, що з'являються у більш широкій частини розрядного проміжку. Найбільшою мірою це стосується відносно великих

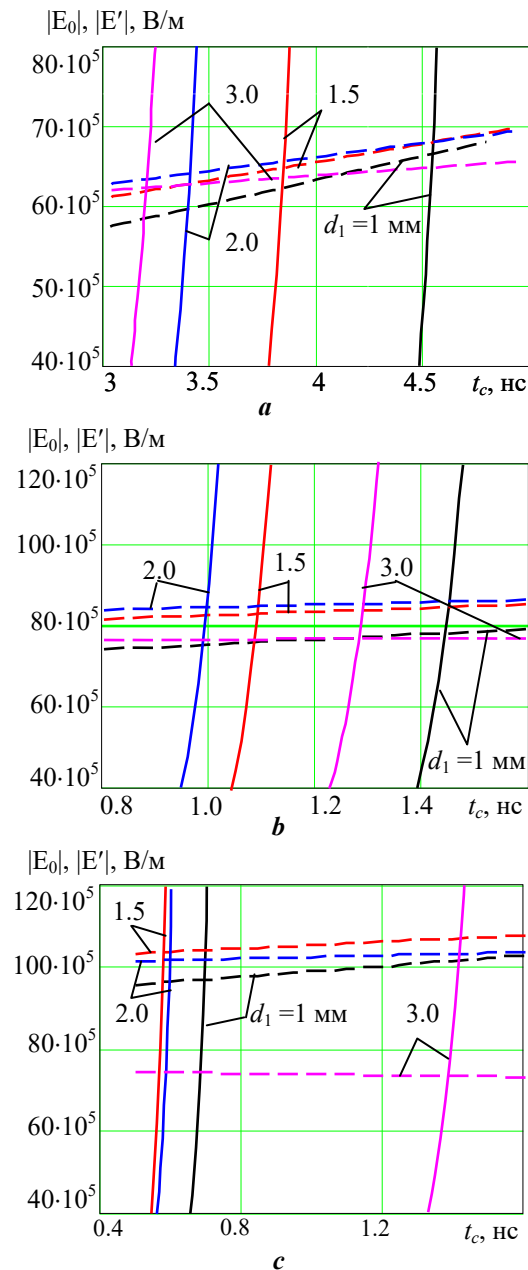


Рис. 9

ни проміжків $d_1 = 1.5$ мм і $d_1 = 2$ мм.

Ще більш екстремальні параметри мають місце у разі подальшого збільшення імпульсної напруги, що відображено на рис. 9, с і надані у третьому рядку елементів таблиці. Тут напруженість електричного поля переходу лавин у стримерну форму має величини порядку $E_s \sim 100 \cdot 10^5$ В/м (за виклю-

ком проміжків. Наприклад, для $d_1 = 3$ мм лавині достатньо подолати тільки відстань $x_s - x_0 = 0.69$ мм, тобто ефективними будуть початкові електрони, що з'являються практично у будь-якій точці проміжку. Більш того, кожна лавина, а тим паче, яка перетворилася у стример, є інтенсивним джерелом фотонів. Тому фотоіонізація у даному випадку генерується лавинами, що з'явилися не тільки у момент часу t_0 початку другого етапу. Протягом часу між початком другого і наступного етапів генерується декілька послідовних лавинних процесів. Вони також генерують фотони. Середня енергія електронів в лавині, що перетворюється у стример, на даному етапі незначною мірою залежить від величини розрядного проміжку і складає $\bar{W}_{es} \approx 7 - 7.5$ еВ. Середня енергія електронів в лавині і відповідна електронна температура визначені з (8) для напруженості електричного поля E_s . Оскільки така напруженість поля реалізується тільки на певних ділянках лавини і при цьому не враховано можливий вплив релаксації енергії у полі, що швидко змінюється у часі і просторі, то наведені величини середньої енергії електронів в умовах термодинамічної рівноваги дає тільки оціночні значення.

Для наступних обраних значень часу t_0 від початку подачі імпульсу напруги мають місце всі означені особливості, які однак є значно інтенсивнішими. Так, для наступного за розглянутим етапом часу t_0 (третій етап лавинних генерацій, рис. 9, б, другий рядок у таблиці) напруженість електричного поля лавинно-стримерного переходу має більшу величину $E_s \sim 80 \cdot 10^5$ В/м, час розвитку лавин зменшується до значень $t_s \approx 1 - 1.5$ нс, лавини, зростаючи, проходять меншу відстань $x_s - x_0 \sim 0.3 - 0.4$ мм і відповідно до наступного t_0 можуть з'явитися декілька послідовних систем лавин і стримерів. В електричному полі більшої напруженості зростає і середня енергія електронів у момент її перетворення у стример $\bar{W}_{es} \approx 8.6 - 9.3$ еВ, причому більші значення досягаються для середній величин

ченням $d_1 = 3$ мм, де напруженість поля у проміжку є найменшою і на даному інтервалі часу вже зменшується). Відстань, яку необхідно пройти лавинам до переходу, має ще менші значення $x_s - x_0 \sim 0.2$ мм, і по суті необхідно розглядати безперервний процес лавинно-стрімерних переходів. Кількість стрімерів у проміжку ще більше зростає. Середня енергія електронів в лавині для проміжків $d_1 = 1-2$ мм також незначною мірою зростає, майже не відрізняючись для різних проміжків $\overline{W}_{es} \approx 10.2-10.5$ eV.

Звертаючись до рис. 2, *a* експериментально виміряних залежностей від часу імпульсної напруги і струму для проміжку $d_1 = 1.5$ мм, можна зробити припущення щодо пояснення досягнення струмом максимуму за $E_0 \approx 90 \cdot 10^5$ В/м через ~ 30 нс від початку зростання імпульсу напруги. Ці виміряні параметри узгоджуються з розрахунковими для трьох-чотирьох етапів розвитку лавинного процесу.

Пояснення може полягати у різкому збільшенні кількості електронних лавин, що перетворюються у стрімери, зі зростанням напруженості імпульсного електричного поля. При цьому значно зменшується час, необхідний лавинам для переходу у стрімерну форму. Крім значної швидкості дрейфу лавин кожен стрімер, проростаючи в обидві сторони до аноду і в напрямку катоду, майже закорочує проміжок [10], залишаючи на діелектричному бар'єрі позитивний заряд. У місті, де стрімер торкається бар'єру, вся напруга виявляється прикладеною до діелектричної пластини. Для того, щоб у всьому об'ємі розрядного проміжку середнє значення напруженості електричного поля досягло необхідного мінімуму, яке відповідає значному зменшенню або призупиненню іонізаційних процесів, поверхнева густина позитивного електричного заряду на діелектричному бар'єрі повинна мати певне мінімальне значення. Таке значення ймовірно визначає одночасно і середню відстань між стрімерами, що досягли бар'єру. У такому процесі після дуже швидкого переносу зарядів за час ≤ 1 нс і відповідно значної величини струму, переміщення зарядів припиниться. Після цього, як видно з рис 2, струм у зовнішньому колі різко зменшується і визначається в основному незначним, за оцінками, ємнісним струмом через діелектричний бар'єр.

Якщо наруга продовжує зростати, то напруженість поля на проміжку знов зростає. Це може призвести до появи для струму ще одного локального екстремуму, який часто спостерігається в експериментах. Екстремум ясно видно на графіку рис. 2, *b*. Він є помітним біля нульового значення струму на рис. 2, *a*. Після повторного сплеску струм приходить до нульового значення у момент максимуму напруги, що є характерним для ємнісного струму. Відносно другого локального екстремуму струму необхідно зазначити, що його поява може бути пов'язана також з іншою причиною. У [18] поява екстремуму пояснювалася приходом відбитої хвилі струму, що розповсюджується вздовж високовольтного кабелю. Тому дійсна причина появи другого екстремуму в осцилограмі струму потребує додаткового дослідження.

Припущення, що наведені, визначають лише один з необхідних напрямків подальших досліджень. Разом з тим уявляється, що в дослідженнях електророзрядних процесів, а тим паче імпульсних з наявністю діелектричного бар'єру, визначальним фактором залишається експеримент, відповідність до результатів якого є обов'язковою при теоретичному дослідженні.

Висновки. 1. Розрахункові дослідження лавинної стадії імпульсного бар'єрного розряду з діелектричним бар'єром, що розташований на катоді, які проведені для конкретної електродної системи з розрядним проміжком у межах $1 \div 3$ мм та імпульсу напруги з амплітудою 25 кВ і часом її досягнення 50 нс, показали, що умова лавинно-стрімерного переходу досягається у разі зростання лавин, що зароджуються в результаті фотоіонізації фотонами, які з'являються в результаті ударної іонізації в газі, починаючи з другого етапу генерації лавин. Після трьох-чотирьох етапів лавинно-стрімерний перехід має місце за напруженості, що незначною мірою залежить від розрядного проміжку і має значення у межах 80-100 кВ/см. Для тестового проміжку 1.5 мм таке значення, а також час ~ 30 нс після подачі напруги, коли досягається така напруженість поля, узгоджуються з такими ж величинами в експерименті в момент досягнення максимальної величини струму.

2. Для розглянутих розрядних проміжків і параметрів імпульсної напруги у пристрої імпульсного бар'єрного розряду радіус електронної лавини, який разом з кількістю електронів, дає напруженість електричного поля лавинно-стрімерного переходу, визначається дифузією електронів і перевищує розміри лавини, що розширюється завдяки явищу електростатичного відштовхування.

3. На першому етапі дрейфу електронів, який починається з початку дії імпульсу напруги і закінчується досягненням електронами аноду, кількість іонізацій, що обумовлюють здатність випромінювати необхідну кількість фотонів, сильно залежить від величини розрядного проміжку у діапазоні, що розглядається: для проміжку, що менше 1.5 мм, внаслідок незначної кількості іонізацій у лавині ймовірність випромінювання фотофонів є незначною і після закінчення цього етапу проміжок лишається початкових електронів; для електророзрядних проміжків, що перевищують 1.5 мм вже в результаті першого етапу проходження лавини внаслідок фотоіонізації виконуються умови багатоканального лавинного процесу; проміжок ~1.5 мм здається перехідним з точки зору продовження розвитку імпульсного бар'єрного розряду внаслідок фотоіонізації на першому етапі.

Роботу виконано за рахунок держбюджетної теми «Розвиток теорії та моделювання нестационарних електрофізичних процесів в електропровідних і діелектричних середовищах імпульсних електромагнітних систем (шифр: Бар'єр-3)», КПКВК 6541030.

1. Xin Pei Lu, Mounir Laroussi. Temporal and spatial emission behavior of homogeneous dielectric barrier discharge driven by unipolar sub-microsecond square pulses. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2006. Vol. 39. Pp. 1127-1131. DOI: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/39/6/018>.

2. Shao Tao, Long Kaihua, Zhang Cheng, Yan Ping, Zhang Shichang, Pan Ruzheng. Experimental study on repetitive unipolar nanosecond-pulse dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2008. Vol. 41. 215203 (8pp). DOI: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/41/21/215203>.

3. Shuai Zhang, Li Jia, Wen-chun Wang, De-zheng Yang, Kai Tang, Zhi-jie Liu. The influencing factors of nanosecond pulse homogeneous dielectric barrier discharge in air. *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*. 2014. Vol. 117. Pp. 535-540. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.saa.2013.08.051>.

4. Kogelschatz U. Review Dielectric-barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. 2003. Vol. 23. No 1. Pp. 1-47. DOI: <https://doi.org/10.1023/A:1022470901385>.

5. Schmidt M., Holub M., Jogi I., Sikk M. Treatment of industrial exhaust gases by a dielectric barrier discharge. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 2016. No 75. P. 24708. DOI: <https://doi.org/10.1051/epjap/2016150554>.

6. Bozhko I.V., Bereka V.O. Uniform of pulse barrier discharge in the air of atmospheric pressure in the presence of water in a drop-film condition. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2019. No 5. Pp. 17-21. DOI: <https://doi.org/10.15407/technd2019.05.017>. (Ukr)

7. Bereka V.O., Bozhko I.V., Kondratenko I.P. Influence of parameters of water movement at its treatments on energy efficiency pulse barrier discharge. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2022. No 3. Pp. 62-68. DOI: <https://doi.org/10.15407/technd2022.03.062>. (Ukr)

8. Lobanov L.M., Berdnikova O.M., Pashchyn M.O., Mykhoduj O.L., Kushnaryova O.S., Solomiyshuk T.G., Kryvyi V.I. Strengthening of welded structures of 25KHGNT steel by pulsed barrier discharge treatment. *Avtomaticheskaya Svarka (Automatic Welding)*. 2022. No 12. Pp. 3-8. DOI: <https://doi.org/10.37434/as2022.12.01>. (Ukr)

9. Bozhko I.V., Kondratenko I.P., Lobanov L.M., Pashchin M.O., Berdnikova O.M., Mykhodui O.L., Kushnarova O.S., Goncharov P.V. Pulsed barrier discharge for treatment of surfaces of 25XГHMT steel plates. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2023. No 1. Pp. 76-81. DOI: <https://doi.org/10.15407/technd2023.01.076>. (Ukr)

10. Rizer Yu.P. Gas Discharge Physics. Springer. Berlin Heidelberg, 2011. 449 p. (Rus).

11. Meek J.M., Craggs J.D. Electrical Breakdown of Gases. Wiley, 1953. 507 p. DOI: <https://doi.org/10.1002/qj.49708034425>.

12. Korolev Yu. D., Mesyats G. A. Physics of Pulsed Breakdown in Gases. Ural Division of the Russian Academy of Sciences, 1998. 274 p. (Rus)

13. Beyer M., Boeck W., Möller K., Zaengl W. Hochspannungstechnik. Theoretische und praktische Grundlagen. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1986. XIII, 362 p. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-61633-4>.

14. Granovsky V. L. Electric Current in a Gas. Steady-State Current. Moskva: Nauka, 1971. 543 p. (Rus)

15. Raether H. Electron Avalanches and Breakdown in Gases. London: Butterworths, 1964. 191 p.

16. Lozansky E.D. and Firsov O.B. The Theory of the Spark. Moskva: Atomizdat, 1975. 272 p. (Rus).

17. Bereka V.O., Bozhko I.V., Karlov O.M., Kondratenko I.P. Coordination of parameters of the power source and the working chamber for water treatment with pulse barrier discharge. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2023. No 4. Pp. 81-89. DOI: <https://doi.org/10.15407/technd2023.04.081>. (Ukr).

18. Bereka V.O., Vasetsky Yu.M., Kondratenko I.P. The influence of the connecting high-voltage cable to the currents and voltages in device of pulsed dielectric barrier discharge. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2023. No 4. Pp. 81-89. DOI: <https://doi.org/10.15407/techned2024.04.016>. (Ukr).
19. Atomic and Molecular Processes. Editor: D.R. Bates. Academic Press, 1962. 904 p.
20. Razevig D.V. High Voltage Engineering. Khanna Publishers, 2011. 726 p.
21. Teich T.H. Emission gasionisierender Strahlung aus Elektronenlawinen. I. Meßanordnung und Meßverfahren. Messungen in Sauerstoff. *Zeitschrift Fur Physik*. 1967. Bd 199. H. 4. Pp. 378-394. DOI: <https://doi.org/10.1007/bf01332287>.
22. Teich T.H. Emission gasionisierender Strahlung aus Elektronenlawinen. II. Messungen in Oz--He-Gemischen, D-impfen, CO₂ und Luft; Datenzusammenstellung. *Zeitschrift Fur Physik*. 1967. Bd 199. H. 4. Pp. 395-410. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF01332288>.

ELECTROPHYSICAL PROCESSES OF ELECTRON AVALANCHE DEVELOPMENT IN AIR IN THE DEVICE OF PULSE BARRIER DISCHARGE IN AIR

Yu.M.Vasetsky

**Institute of Electrodynamics National Academy of Sciences of Ukraine,
Beresteiskyi Ave., 56, Kyiv, 03057, Ukraine.**

E-mail: yuriv.vasetsky@gmail.com.

The purpose of the work is to study the influence of the size of the discharge gap and the time dependence of the increase in the pulsed electric field to the characteristics of the avalanche stage of a pulse dielectric barrier discharge (PDBD) from the beginning of electron drift in increasing electric field, taking into account the threshold nature of the impact ionization process in the gas, the influence of photo-ionization to the enlargement of avalanches, diffusion and electrostatic repulsion of electrons at the head of the avalanche. Computational studies were carried out for the specific electrode system with the dielectric barrier located on the cathode for air gaps 1–3 mm, voltage pulse with the amplitude of 25 kV and time of its achievement of 50 ns. It is established that after three or four stages, the electric field strength of the avalanche-streamer transition has a value of 80-100 kV/cm, which occurs ~30 ns after the voltage is applied, and weakly depends on the size of the air gap. For the test experiment with gap of 1.5 mm, such values occur at the moment of reaching the maximum current value. It is determined that the size of the electron avalanche for the given voltage pulse in the PDBD is determined by the process of electron diffusion. It is shown that after applying voltage as a result of the first stage of electron drift, the number of emitted photons capable of generating effective electrons for the further development of the avalanche process strongly depends on the size of the discharge gap. The limits of the discharge gaps with significantly different possibilities to initiate the avalanches at subsequent stages are determined. References 22, figures 9, tables 2.

Key words: Key words: pulsed barrier discharge, avalanche-streamer transition, photo-ionization, electric field strength of electron avalanche.

Надійшла 10.12.2024
Остаточний варіант 19.12.2024