

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Міністерство освіти і науки України

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису
Андрієнко Ольга Володимирівна

УДК 537.525, 537.56

ДИСЕРТАЦІЯ
ДОВГОМІРНА ПЛАЗМОВА СИСТЕМА МАЛОГО ДІАМЕТРУ З
ТЛЮЧИМ РОЗРЯДОМ НИЗЬКОГО ТИСКУ

Спеціальність 171 – Електроніка

Галузь знань 17 – Електроніка та телекомунікації

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень.

Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання
на відповідне джерело

_____ О.В. Андрієнко

Науковий керівник Цибульський Леонід Юрійович, кандидат технічних
наук, доцент

Київ – 2025

АНОТАЦІЯ

Андрієнко О.В. Довгомірна плазмова система малого діаметру з тліючим розрядом низького тиску. – Кваліфікаційна робота на правах рукопису. Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії з галузі знань 17 Електроніка та телекомунікації за спеціальністю 171 Електроніка. – Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, 2025.

Актуальність роботи. Розробка іонних технологій обробки матеріалів є перспективним напрямком у різних галузях. Зокрема, для обробки довгомірних виробів малого діаметру для медицини (створення протезів, медичних пристроїв), виробів оборонної промисловості (стволів вогнепальної зброї, системи СТЕЛС), виробів тонкої механіки. Великий потенціал для реалізації іонних технологій має тліючий розряд. Для проектування технологічного обладнання і розробки технологічних процесів потрібні знання про особливості і характеристики тліючого розряду, що може бути досягнуте за допомогою моделювання. Більшість робіт в цій галузі присвячено моделюванню тліючого розряду в плоско-паралельних системах, які не враховують складну топологію реальних довгомірних систем малого діаметру і особливості розряду в таких системах. Тому дана робота присвячена вирішенню задачі моделювання тліючого розряду в довгих трубках малого діаметру в умовах з відношенням довжини (L) до відстані між електродами (d) $L \gg d$ (при d в межах 3-20 мм, L - до 1 м) за тиску, що відповідає області мінімуму кривої Пашена, тобто для pd в межах 0,5-1,5 Па·м в середовищі аргону.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Робота виконана на кафедрі електронних пристроїв та систем в Національному технічному університеті України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» в рамках наступних наукових проектів:

- НДДКР Дослідження електродинамічних ефектів у пристроях вакуумної та плазмової електроніки технологічного призначення, номер др 0119U103973, терміни виконання 2019-2022 рр.

- НДДКР Технологія комбінованого лазерного та імпульсно-плазмового нанесення зносостійких покриттів для зміцнення стволів вогнепальної зброї, номер др 0121U111822, терміни виконання 2020-2022 рр.

- НДДКР Дослідження та моделювання динамічних процесів в електронно-іонних системах, номер др 0124U002408, терміни виконання 2024-2026 рр.

Мета і завдання дослідження. Метою дисертаційної роботи є розробка та апробація гідродинамічних фізико-топологічних моделей тліючого розряду низького тиску в перспективних пристроях іонної техніки..

Для досягнення поставленої мети необхідно вирішити наступні основні наукові та практичні задачі:

1. Огляд та аналіз особливостей моделювання тліючого розряду;
2. Розробка гідродинамічної фізико-топологічної моделі тліючого розряду низького тиску в довгих трубках малого діаметру та апробація на пристроях іонної техніки;
3. Дослідження розподілу потоку газу в коаксіальній системі з подачею газу через перфорований внутрішній електрод;
4. Експериментальна перевірка та аналіз ефективності запропонованої моделі, надання рекомендацій з їх практичного використання.

Об'єкт дослідження: тліючий розряд в довгих тонких металевих та діелектричних трубках.

Предмет дослідження: фізико-топологічні моделі, для врахування електрофізичних процесів та параметрів розряду і конструктивних особливостей розрядних (іонних) пристроїв.

Методи дослідження: бібліографічний аналіз науково-технічної літератури, а також інформаційних матеріалів в базах даних та в Інтернеті, методи математичної фізики, фізико-топологічного моделювання і чисельного

розрахунку, електричні вимірювання вольт-амперної характеристики та зондові вимірювання для визначення параметрів плазми та рівномірності її горіння.

Наукова новизна результатів, отриманих автором, полягає у наступному:

1. Вперше побудовано фізико-топологічну гідродинамічну модель довгомірної плазмової системи з тліючим розрядом в дрейфово-дифузному наближенні з урахуванням пружних зіткнень електронів та іонів з молекулами газу, іонізації атомів газу електронним ударом, генерації метастабільних частинок, вторинної іонно-електронної емісії з поверхні катода, рекомбінації заряджених частинок, процесів дифузії та дрейфу заряджених частинок, впливу просторового заряду на розподіл електричного поля та прилипання частинок на поверхні електродів дозволяє адекватно розрахувати параметри розряду і розрядної плазми (максимальна похибка розрахунків вторинної електронної емісії склала 14%, а для струму не перевищувала 4%) в довгомірних вузьких трубчастих електродних системах з відношенням довжини до відстані між електродами $L \gg d$ (при d в межах 3-20 мм, L - до 1 м) за тиску, що відповідає області мінімуму кривої Пашена, тобто для pd в межах 0,5-1,5 Па·м в середовищі аргону.

2. Вперше побудована модель газорозподілу у довгомірній плазмовій коаксіальній системі малого діаметру з перфорованим внутрішнім електродом у ламінарному режимі руху газових молекул (при діаметрі отворів суттєво більше ніж довжина вільного пробігу молекул газу) дозволяє визначити характеристики розподілу газу в газорозрядному проміжку, зокрема величину неоднорідності газового потоку зі швидкістю вхідного потоку порядку 100 м/с

Практичне значення отриманих результатів полягає в наступному:

1. Створена фізико-топологічна модель тліючого розряду забезпечує адекватні розрахунки параметрів розряду (напруги, струму, густини струму) та газорозрядної плазми (розподіл концентрації заряджених частинок в міжелектродному проміжку, потенціалу плазми, температури електронів) при різних розмірах та топології електродних систем полегшує проектування

пристроїв для технологій іонної обробки в довгомірних вузьких трубчастих електродних системах з відношенням довжини до відстані між електродами $L \gg d$ (при d в межах 3-20 мм, L - до 1 м) за тиску, що відповідає області мінімуму кривої Пашена, тобто для pd в межах 0,5-1,5 Па·м в середовищі аргону, але система може застосовуватись для різних газів.

2. Результати моделювання та дослідження використані при розробці технології іонної обробки трубчастих металевих довгомірних виробів малого діаметру для обґрунтування режимів підтримання іонно-генеруючого тліючого розряду за електричним живленням і тиском робочого газу. Також моделювання дозволило обґрунтувати вибір діаметру внутрішнього електроду при заданому внутрішньому діаметрі зовнішнього електроду.

3. Розроблена модель двохелектродного пристрою у діелектричній оболонці з неоновим наповненням за допомогою якої був розроблений індикатор критичної напруженості електромагнітного поля. Пристрій успішно апробований для використання в мікрохвильовій печі. На основі даного пристрою може бути побудована плазмова система великої площини для використання в системах керування електромагнітним випромінюванням.

4. Розроблена модель газорозподілу дозволяє визначити режим протікання та розподіл тиску газу в міжелектродному проміжку коаксіальної системи при подачі газу через перфорований внутрішній електрод та показала суттєву неоднорідність тиску робочого газу при такому способі подачі газу в електродну систему.

Ключові слова: розряд, тліючий розряд, моделювання плазми, дифузійні моделі, гідродинамічні моделі, газорозрядні пристрої, перфорована трубка, коаксіальна система, азот, аргон, неон.

SUMMARY

Andriienko O.V. Longitudinal Plasma System of Small Diameter with Low-Pressure Glow Discharge. – Qualifying scientific work, the manuscript. The dissertation on competition of a scientific degree of the doctor of philosophy in the field of knowledge 17 Electronics and Telecommunications in specialty 171 Electronics. – National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”, Kyiv, 2025.

Relationship with academic programs, plans, themes. This research was conducted at the Department of Electronic Devices and Systems at the National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute" as part of the following scientific projects:

- R&D: Investigation of Electrodynamics Effects in Vacuum and Plasma Electronics Devices for Technological Applications, state registration number 0119U103973, implementation period 2019–2022.
- R&D: Technology for Combined Laser and Pulsed Plasma Deposition of Wear-Resistant Coatings for Strengthening Firearms Barrels, state registration number 0121U111822, implementation period 2020–2022.
- R&D: Investigation and Modeling of Dynamic Processes in Electron-Ion Systems, state registration number 0124U002408, implementation period 2024–2026.

The purpose and objectives of the study

The aim of the dissertation is to develop and test hydrodynamic physical-topological models of low-pressure glow discharge in prospective ion-technology devices.

To achieve this goal, the following key scientific and practical tasks must be addressed:

1. Review and analyze glow discharge modeling features.
2. Develop a hydrodynamic physical-topological model of low-pressure glow discharge in elongated, narrow tubes and validate it using ion technology devices.

3. Study gas flow distribution in a coaxial system with gas introduced through a perforated inner electrode.

4. Experimentally verify and analyze the effectiveness of the proposed model, providing recommendations for practical application.

Object of research: Glow discharge in elongated, thin metal and dielectric tubes.

Subject of research: Physical-topological models for considering electrophysical processes, discharge parameters, and design specifics of discharge (ion) devices.

Research methods: Bibliographic analysis of scientific and technical literature, as well as information materials from databases and the Internet; methods of mathematical physics, physical-topological modeling, and numerical calculation; electrical measurements of current-voltage characteristics; and probe measurements for determining plasma parameters and the uniformity of its glowing.

The scientific novelty of the results obtained by the author is as follows:

1. For the first time, a physical-topological hydrodynamic model for an elongated plasma system with glow discharge was developed using a drift-diffusion approximation, considering elastic electron-ion collisions with gas molecules, electron-impact ionization of gas atoms, generation of metastable particles, secondary ion-electron emission from the cathode surface, recombination of charged particles, diffusion and drift of charged particles, spatial charge effects on electric field distribution, and particle adhesion to electrode surfaces. This model accurately calculates discharge and plasma parameters (maximum error of secondary electron emission calculations is 14%, while current calculations error does not exceed 4%) in elongated narrow tubular electrode systems with length-to-electrode spacing ratios $L \gg d$ (d within 3-20 mm, L up to 1 m), under pressures corresponding to the Paschen curve minimum region (pd within 0.5-1.5 Pa·m) in argon.

2. For the first time, a gas distribution model was developed for elongated plasma coaxial systems with a small diameter and perforated inner electrode in laminar gas molecule flow mode (with hole diameters significantly greater than gas molecule free path length), enabling characterization of gas distribution within the discharge gap, particularly the gas flow non-uniformity at inlet flow velocities around 100 m/s.

The practical significance of the obtained results

1. The developed glow discharge model enables accurate calculation of discharge parameters (voltage, current, current density) and discharge plasma characteristics (charged particle concentration distribution, plasma potential, electron temperature) for different electrode system dimensions and topologies, facilitating the design of ion-processing devices in elongated narrow tubular electrode systems with length-to-electrode spacing ratios $L \gg d$ (d within 3-20 mm, L up to 1 m), under pressures corresponding to the Paschen curve minimum region (pd within 0.5-1.5 Pa·m) in argon, with potential applicability to other gases.

2. The modeling and research results supported the development of ion processing technology for elongated small-diameter metal tubular products, substantiating the operational regimes for maintaining ion-generating glow discharge through power supply and working gas pressure. Additionally, modeling justified selecting the internal electrode diameter based on the given external electrode diameter.

3. A two-electrode model device within a dielectric shell filled with neon was developed, leading to the creation of an indicator for critical electromagnetic field intensity. The device was successfully tested in microwave ovens. Based on this device, a large-area plasma system for electromagnetic radiation control systems can be developed.

4. The gas distribution model developed allows determining gas flow regimes and pressure distribution in coaxial system electrode gaps when gas is introduced through a perforated inner electrode, revealing significant working gas pressure non-uniformities with this gas introduction method.

Key words: discharge, glow discharge, plasma modeling, diffusion models, hydrodynamic models, gas discharge devices, perforated tube, coaxial system, nitrogen, argon, neon.

Список публікацій автора

Статті:

1. О. В. Андрієнко, М. С. Мельниченко, С. Б. Сидоренко, і А. І. Кузьмичев, «Моделювання високовольтного іонного діода з дротовим катодом при атмосферному тиску азоту», Мікросист., Електрон. та Акуст., т. 26, вип. 1, с. 218015–1, Квіт 2021.
2. О. В. Андрієнко, С. Б. Сидоренко, С. О. Майкут, Л. Ю. Цибульський, і А. І. Кузьмичев, «Моделювання тліючого розряду в коаксіальній системі електродів», Мікросист., Електрон. та Акуст., т. 29, вип. 3, с. 309513.1–309513.7, Жов 2024.
3. О. В. Андрієнко, «Узагальнена модель тліючого розряду на основі тригонометричного базиса», Технології та інжиніринг, т. 25, вип. 4, с. 9-18 (2024).
4. О. В. Андрієнко, Л. Ю. Цибульський, «Моделювання протікання газу через перфоровану трубку в коаксіальній розрядній системі», Технології та інжиніринг, т. 25, вип. 5, с. 60-67 (2024).
5. О. В. Андрієнко, «Дослідження параметрів тліючого розряду в коаксіальній системі електродів з тонким катодом», Технологія та конструювання в електронній апаратурі, № 3–4, (2024)

Тези доповідей:

6. O. Andrienko, I. Berezhnyi, A. Kuzmichev and S. Sydorenko, "Indication of the Critical Electromagnetic Field Strength in Microwave Processing Technologies," 2024 IEEE 7th International Conference on Smart Technologies in Power Engineering and Electronics (STEE), Kyiv, Ukraine, 2024, pp. TT3.09.1-TT3.09.5
7. O. D. Volpian, R. V. Dronsky, Yu. A. Obod, A. I. Kuzmichev, O. V. Andrienko and K. V. Alybin, Plasma and photon technologies against bio-factors, dangerous to human being, 2021 J. Phys.: Conf. Ser. 2144 012030
8. О. В. Андрієнко, І. М. Дрозд, і А. І. Кузьмичев, «Генератор озону на коронному розряді з дротовим катодом» на IV Міжнародної наук.-практ.

конференції —Прикладні науково-технічні дослідження», 1-3 квітня 2020 р., м. Івано-Франківськ. Опубліковані тези доклада: Том 1, с.121-122.

9. О. В. Андрієнко, Є. К. Павшук, С. Б. Сидоренко, «Дослідження впливу геометрії високовольтного іонного діода на характеристики розряду у азоті», III INTERNATIONAL SCIENTIFIC AND PRACTICAL CONFERENCE «Collective Thinking: Unifying Scientific Approaches in Multifaceted Research», November 29 – December 01, 2023, Amsterdam, Netherlands
10. О. В. Андрієнко, Моделювання плазмового розряду в довгих трубках малого діаметру у середовищі «comsol» з використанням модуля «ПЛАЗМА», 2nd International Scientific and Practical Internet Conference "Scientific Research and Innovation" devoted to modern achievements in science, April 3-4, 2023.

ЗМІСТ

ВСТУП	13
РОЗДІЛ 1 ПРИСТРОЇ З ВИКОРИСТАННЯМ ТОНКИХ МЕТАЛЕВИХ ТРУБОК.....	19
1.1 Застосування тонких металевих трубок	19
1.2 Застосування тонких металевих трубок з перфорацією	244
1.3 Плазмові системи для обробки внутрішньої поверхні тонких довгих трубок	28
1.4 Плазмові системи для біомедичних застосувань.....	366
1.5 Інші області застосування плазмових систем	423
1.6 Висновки до розділу 1	466
РОЗДІЛ 2 АНАЛІЗ СУЧАСНОГО СТАНУ ДОСЛІДЖЕНЬ В ОБЛАСТІ МОДЕЛЮВАННЯ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ	477
2.1 Огляд та класифікація методів моделювання тліючого розряду ...	477
2.2 Переваги і недоліки існуючих моделей.....	577
2.3 Відмінність моделювання коаксіальної системи від плоских дисків	588
2.4 Висновки до розділу 2	611
РОЗДІЛ 3 МОДЕЛЮВАННЯ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ	622
3.1 Постановка задачі на фізико-топологічне моделювання	622
3.2 Параметри фізико-топологічної моделі тліючого розряду.....	66
3.3 Самоузгоджена гідродинамічна модель тліючого розряду низького тиску	69
3.4 Результати моделювання коаксіальної системи з внутрішнім анодом	733
3.5 Результати моделювання коаксіальної системи з внутрішнім нитковим катодом	844
3.6 Двохелектродна система в діелектричній оболонці (елементарної комірки для світо-/плазмогенеруючого модуля)	911

3.7 Моделювання високовольтного іонного діоду в коаксіальній системі електродів.....	99
3.8 Висновки до розділу 3	1044
РОЗДІЛ 4 ДОСЛІДЖЕННЯ ТЛЮЧОГО РОЗРЯДУ В ДОВГИХ КОАКСІАЛЬНИХ ПОРОЖНИНАХ З ПЕРФОРОВАНИМ ЕЛЕКТРОДОМ	10505
4.1 Експериментальне дослідження умов створення стабільного і однорідного плазмового розряду в довгих трубках малого діаметру	10505
4.2 Моделювання протікання газу через перфоровану трубку в коаксіальній розрядній системі	1122
4.3 Висновки до розділу 4	11818
ВИСНОВКИ.....	11919
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	1222
ДОДАТОК А.....	13333

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження

Тліючий розряд у тонких металевих трубках є основою багатьох плазмових технологій, які знаходять застосування в іонно-плазмовому азотуванні, модифікації поверхонь деталей з метою зміцнення та пасивації, а також у процесах стимулювання реакцій у медичних та дезінфекції пристроїв екологічного призначення. Сучасна інженерія та матеріалознавство з кожним роком відкривають нові можливості застосування тонких металевих трубок, що характеризуються високим співвідношенням довжини до відстані між електродами ($L:d \gg 1$). Завдяки своїм унікальним властивостям – високій міцності при низькій масі, відмінній корозійній стійкості, можливості точного виробництва за строгими геометричними допусками – ці конструктивні елементи знаходять застосування у широкому спектрі галузей: від медицини та фармації до авіації, автомобілебудування, енергетики та хімічної промисловості. Важливість теми підтверджується також екологічним аспектом: застосування технологій, що дозволяє знизити енергетичні витрати та уникнути використання агресивних хімічних реагентів. Спостерігається значний прогрес у моделюванні плазмових процесів, однак більшість моделей зосереджено на дослідженні пристроїв з простими геометриями (наприклад, плоскі паралельні диски). Коаксіальні системи з тонкими трубками залишаються менш вивченими, що обумовлено складністю їх моделювання. Актуальність теми дослідження полягає у створенні адекватних моделей тліючого розряду для коаксіальних систем, що забезпечить подальший розвиток та оптимізацію конструкцій та технологічних процесів та зменшення енергетичних витрат виробництва та експлуатації. Задача вимагає розробки нових підходів до чисельного моделювання з урахуванням радіальної симетрії.

Актуальність роботи. Розробка іонних технологій обробки матеріалів є перспективним напрямком у різних галузях. Зокрема, для обробки довгомірних виробів малого діаметру для медицини (створення протезів, медичних

пристроїв), виробів оборонної промисловості (стволів вогнепальної зброї, системи СТЕЛС), виробів тонкої механіки. Великий потенціал для реалізації іонних технологій має тліючий розряд. Для проектування технологічного обладнання і розробки технологічних процесів потрібні знання про особливості і характеристики тліючого розряду, що може бути досягнуте за допомогою моделювання. Більшість робіт в цій галузі присвячено моделюванню тліючого розряду в плоско-паралельних системах, які не враховують складну топологію реальних довгомірних систем малого діаметру і особливості розряду в таких системах. Тому дана робота присвячена вирішенню задачі моделювання тліючого розряду в довгих трубках малого діаметру в умовах з відношенням довжини (L) до відстані між електродами (d) $L \gg d$ (при d в межах 3-20 мм, L - до 1 м) за тиску, що відповідає області мінімуму кривої Пашена, тобто для pd в межах 0,5-1,5 Па·м в середовищі аргону.

Мета і завдання дослідження. Метою дисертаційної роботи є розробка та апробація гідродинамічних фізико-топологічних моделей тліючого розряду низького тиску в перспективних пристроях іонної техніки..

Для досягнення поставленої мети необхідно вирішити наступні основні наукові та практичні задачі:

1. Огляд та аналіз особливостей моделювання тліючого розряду;
2. Розробка гідродинамічної фізико-топологічної моделі тліючого розряду низького тиску в довгих трубках малого діаметру та апробація на пристроях іонної техніки;
3. Дослідження розподілу потоку газу в коаксіальній системі з подачею газу через перфорований внутрішній електрод;
4. Експериментальна перевірка та аналіз ефективності запропонованої моделі, надання рекомендацій з їх практичного використання.

Об'єкт дослідження: тліючий розряд в довгих тонких металевих та діелектричних трубках.

Предмет дослідження: фізико-топологічні моделі, для врахування електрофізичних процесів та параметрів розряду і конструктивних особливостей розрядних (іонних) пристроїв.

Методи дослідження: бібліографічний аналіз науково-технічної літератури, а також інформаційних матеріалів в базах даних та в Інтернеті, методи математичної фізики, фізико-топологічного моделювання і чисельного розрахунку, електричні вимірювання вольт-амперної характеристики та зондові вимірювання для визначення параметрів плазми та рівномірності її горіння.

Наукова новизна результатів, отриманих автором, полягає у наступному:

1. Вперше побудовано фізико-топологічну гідродинамічну модель довгомірної плазмової системи з тліючим розрядом в дрейфово-дифузному наближенні з урахуванням пружних зіткнень електронів та іонів з молекулами газу, іонізації атомів газу електронним ударом, генерації метастабільних частинок, вторинної іонно-електронної емісії з поверхні катода, рекомбінації заряджених частинок, процесів дифузії та дрейфу заряджених частинок, впливу просторового заряду на розподіл електричного поля та прилипання частинок на поверхні електродів дозволяє адекватно розрахувати параметри розряду і розрядної плазми (максимальна похибка розрахунків вторинної електронної емісії склала 14%, а для струму не перевищувала 4%) в довгомірних вузьких трубчастих електродних системах з відношенням довжини до відстані між електродами $L \gg d$ (при d в межах 3-20 мм, L - до 1 м) за тиску, що відповідає області мінімуму кривої Пашена, тобто для pd в межах 0,5-1,5 Па·м в середовищі аргону.

2. Вперше побудована модель газорозподілу у довгомірній плазмовій коаксіальній системі малого діаметру з перфорованим внутрішнім електродом у ламінарному режимі руху газових молекул (при діаметрі отворів суттєво більше ніж довжина вільного пробігу молекул газу) дозволяє визначити характеристики розподілу газу в газорозрядному проміжку, зокрема величину неоднорідності газового потоку зі швидкістю вхідного потоку порядку 100 м/с

Практичне значення отриманих результатів полягає в наступному:

1. Створена фізико-топологічна модель тліючого розряду забезпечує адекватні розрахунки параметрів розряду (напруги, струму, густини струму) та газорозрядної плазми (розподіл концентрації заряджених частинок в міжелектродному проміжку, потенціалу плазми, температури електронів) при різних розмірах та топології електродних систем полегшує проектування пристроїв для технологій іонної обробки в довгомірних вузьких трубчастих електродних системах з відношенням довжини до відстані між електродами $L \gg d$ (при d в межах 3-20 мм, L - до 1 м) за тиску, що відповідає області мінімуму кривої Пашена, тобто для pd в межах 0,5-1,5 Па·м в середовищі аргону, але система може застосовуватись для різних газів.

2. Результати моделювання та дослідження використані при розробці технології іонної обробки трубчастих металевих довгомірних виробів малого діаметру для обґрунтування режимів підтримання іонно-генеруючого тліючого розряду за електричним живленням і тиском робочого газу. Також моделювання дозволило обґрунтувати вибір діаметру внутрішнього електроду при заданому внутрішньому діаметрі зовнішнього електроду.

3. Розроблена модель двохелектродного пристрою у діелектричній оболонці з неоновим наповненням за допомогою якої був розроблений індикатор критичної напруженості електромагнітного поля. Пристрій успішно апробований для використання в мікрохвильовій печі. На основі даного пристрою може бути побудована плазмова система великої площини для використання в системах керування електромагнітним випромінюванням.

4. Розроблена модель газорозподілу дозволяє визначити режим протікання та розподіл тиску газу в міжелектродному проміжку коаксіальної системи при подачі газу через перфорований внутрішній електрод та показала суттєву неоднорідність тиску робочого газу при такому способі подачі газу в електродну систему.

Особистий внесок здобувача. Основні наукові положення і результати, що наведені в дисертації, отримані автором особисто. Серед них:

1. Побудова фізико-топологічної гідродинамічної моделі довгомірної плазмової системи з тліючим розрядом в дрейфово-дифузному наближенні.

2. Моделювання тліючого розряду в коаксіальній системі електродів з двома варіантами конфігурації електродів.

3. Моделювання тліючого розряду в двохелектродній системі в діелектричній оболонці

3. Моделювання газорозподілу у довгомірній плазмовій коаксіальній системі малого діаметру з перфорованим внутрішнім електродом

4. Проведення експериментальних досліджень.

Апробація результатів дисертації. Результати та основні положення роботи

доповідалися та обговорювалися на:

1. О. В. Андрієнко, І. М. Дрозд, і А. І. Кузьмичев, «Генератор озону на коронному розряді з дротовим катодом» на IV Міжнародної наук.-практ. конференції —Прикладні науково-технічні дослідження», 1-3 квітня 2020 р., м. Івано-Франківськ. Опубліковані тези доклада: Том 1, с.121-122.

2. O. D. Volpian, R. V. Dronsky, Yu. A. Obod, A. I. Kuzmichev, O. V. Andrienko and K. V. Alybin, Plasma and photon technologies against bio-factors, dangerous to human being, 2021 J. Phys.: Conf. Ser. 2144 012030

3. O. Andrienko, I. Berezhnyi, A. Kuzmichev and S. Sydorenko, "Indication of the Critical Electromagnetic Field Strength in Microwave Processing Technologies," 2024 IEEE 7th International Conference on Smart Technologies in Power Engineering and Electronics (STEE), Kyiv, Ukraine, 2024, pp. TT3.09.1-TT3.09.5

4. О. В. Андрієнко, Є. К. Павшук, С. Б. Сидоренко, «Дослідження впливу геометрії високовольтного іонного діода на характеристики розряду у азоті», III INTERNATIONAL SCIENTIFIC AND PRACTICAL CONFERENCE «Collective Thinking: Unifying Scientific Approaches in Multifaceted Research», November 29 – December 01, 2023, Amsterdam, Netherlands

5. О. В. Андрієнко, Моделювання плазмового розряду в довгих трубках малого діаметру у середовищі «comsol» з використанням модуля «ПЛАЗМА», 2nd International Scientific and Practical Internet Conference "Scientific Research and Innovation" devoted to modern achievements in science, April 3-4, 2023.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається із анотації, вступу, чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел та додатку. Робота містить 144 сторінок, у тому числі: 110 сторінок основного тексту, 54 рисунки, 23 таблиці, список використаних джерел із 106 найменувань на 11 сторінках

РОЗДІЛ 1 ПРИСТРОЇ З ВИКОРИСТАННЯМ ТОНКИХ МЕТАЛЕВИХ ТРУБОК

1.1 Застосування тонких металевих трубок

Сучасні дослідження у галузі матеріалознавства та інженерії засвідчують надзвичайно широку сферу використання тонких металевих трубок із високим співвідношенням довжини до діаметра ($L:d \gg 1$). Такий конструктивний елемент знаходить застосування у медичному приладобудуванні, фармацевтичному виробництві, транспортному машинобудуванні, хімічній промисловості та багатьох інших секторах економіки. Завдяки поєднанню малої маси, значної міцності, корозійної стійкості (за належного вибору сплаву) й точної геометрії внутрішнього й зовнішнього діаметра, вищезазначені трубки здатні виконувати численні критично важливі функції в умовах високої температури, тиску та агресивних хімічних середовищ.

У медичній індустрії тонкі металеві трубки використовуються для виготовлення катетерів, ін'єкційних голок та ендоскопічних інструментів. Особлива увага приділяється якості внутрішньої поверхні, адже вона впливає на стерильність та біосумісність виробів. Сучасні методи полірування та електрополірування забезпечують мінімальну шорсткість ($R_a \leq 0,2-0,4$ мкм), що є критично важливим для запобігання бактеріальному колонізації та підвищення тривалості експлуатації пристроїв [104]. В медичній сфері тонкі трубки, виготовлені переважно з нержавіючої сталі (AISI 304, 316L) або титанових сплавів [80], слугують основою для створення ін'єкційних голок, катетерів, ендоскопічних інструментів та інших спеціалізованих пристроїв. Критичною вимогою у цих застосуваннях є одночасно висока поверхнева чистота та відсутність мікротріщин, адже будь-які мікродфекти можуть спричинити локальну корозію або стати вогнищами інфекцій. Водночас точність внутрішнього діаметра безпосередньо впливає на ефективність дозування лікарських засобів і комфорт пацієнта під час маніпуляцій, особливо якщо

Йдеться про внутрішньосудинні процедури. Технології полірування, електрополірування та пасивації дають змогу досягнути поверхні зі шорсткістю на рівні сотих часток мікрметра, що суттєво зменшує імовірність виникнення бактеріальних нальотів і підвищує термін безаварійної експлуатації обладнання.

У фармацевтичній промисловості тонкі металеві трубки часто використовують також для дозування та транспортування рідких реагентів, напівфабрикатів і готових лікарських форм. Вимоги до чистоти й стерильності трубопроводів у цій галузі регламентуються міжнародними стандартами на кшталт GMP (Good Manufacturing Practice), які передбачають жорсткий контроль за відсутністю механічних задирок, окалини та залишкових реактивів на внутрішніх стінках трубок. Оскільки навіть мікроскопічні забруднення здатні впливати на хімічну стабільність фармацевтичного продукту або сприяти появі біоплівки, виробники приділяють значну увагу досконалому очищенню та поліруванню внутрішньої поверхні. Це необхідно для дотримання точного дозування складових компонентів, а також для запобігання вторинному інфікуванню чи контамінації продукту мікроорганізмами.

Транспортна галузь, зокрема автомобілебудування, розглядає тонкі металеві трубки як оптимальне рішення для гальмівних магістралей, паливних ліній, а також для елементів гідравлічних приводів. У цих випадках основними критеріями є підвищена міцність і здатність трубок витримувати високий тиск та вібраційні навантаження протягом усього терміну експлуатації автомобіля. Гладкість і чистота внутрішньої поверхні зменшує ризик утворення відкладень чи повітряних пробок, що, у свою чергу, запобігає небажаним коливанням тиску та гарантує стабільну роботу систем. Гальмівна рідина може містити водорозчинні та олієві компоненти, тому будь-які корозійні процеси чи забруднення можуть значно знизити ефективність гальмування та підвищити ризик виникнення аварійних ситуацій. Аналогічні аргументи справедливі й для паливних систем, оскільки нерівна внутрішня поверхня суттєво ускладнює рівномірне транспортування пального та знижує точність його розпилення в двигуні, впливаючи на паливну економічність та рівень шкідливих викидів.

У авіаційній і космічній промисловості вимоги до тонких трубок ще суворіші, ніж у автомобілебудуванні. В літальних апаратах, особливо в авіалайнерах та космічних кораблях, маса кожного окремого елемента повинна бути мінімальною за умови збереження високих показників міцності й надійності. Паливні та гідравлічні системи в авіації перебувають під дією комплексних навантажень, включно з різкими перепадами температур, вібраціями та значними відцентровими силами при маневруванні [81]. Внутрішня поверхня трубок, яка часто виконується з корозійностійких сплавів (титан, алюміній, нержавіюча сталь високої якості), повинна бути ретельно відполірованою, аби запобігти появі локальних джерел корозії та забезпечити ламінарний характер потоку. Наявність шорсткостей чи поглиблень може призвести до кавітації, порушень гідравлічного балансу та прискореного зносу суміжних елементів системи. Крім того, будь-яка неякісна обробка поверхні підвищує ймовірність мікротріщин, які в умовах низьких температур або підвищеного тиску здатні швидко поширюватися.

В приладобудуванні та електроніці тонкі металеві трубки знаходять застосування як захисні кожухи для сенсорів температури, тиску або вологості. Внутрішня поверхня в цьому контексті може впливати на час реакції датчика, оскільки зайві заглиблення чи потовщення стінок призводять до збільшення теплового опору та уповільнення теплопередачі до чутливого елемента. Для спеціалізованих приладів, що функціонують у хімічно агресивних середовищах або під високим тиском, неабияке значення має вибір відповідного матеріалу та типу обробки. Часто використовується електрополірування, що дозволяє зняти поверхневий шар металу товщиною кілька мікрометрів, усуваючи мікротріщини та згладжуючи будь-які нерівності, сформовані в процесі прокату або холодного волочіння [104]. Така обробка позитивно впливає на експлуатаційні характеристики трубки, забезпечуючи її довговічність і стійкість до утворення осадів.

Харчова промисловість регулюється не менш строгими нормами, що стосуються чистоти та безпеки виробничих ліній. Тонкі металеві трубки тут

застосовуються у дозуючих та розливних установках для сипучих і рідких харчових продуктів, а також у системах пастеризації та стерилізації. Гігієнічні вимоги вимагають відсутності пор і подряпин на внутрішній поверхні, оскільки в цих зонах можуть розвиватися бактерії або залишатися частинки продукту. Навіть найдрібніші відколи металу неприпустимі, оскільки можуть потрапити до харчових продуктів і поставити під загрозу здоров'я споживачів. Тому виробники у харчовій індустрії часто використовують трубки з поліруванням до мінімальної шорсткості, а також застосовують спеціальні покриття, що полегшують санітарну обробку та СІР-процедури (Cleaning in Place). Належний контроль якості та періодичні перевірки поверхневого стану дозволяють збільшити тривалість експлуатації обладнання та знизити виробничі витрати.

У хімічній промисловості тонкі трубки мають неабияке значення в реакторах, пробовідбірниках, конденсаторах і теплообмінниках. Під час контакту з агресивними речовинами (кислотами, лугами, розчинниками) важливо, щоб поверхня металу не містила мікропор, які могли б запустити локальні процеси корозії чи накопичення шкідливих відкладень [80]. Це особливо суттєво для проточних реакцій, де стабільність технологічного процесу залежить від відсутності небажаних побічних реакцій на стінках труб. Задля забезпечення корозійної стійкості можуть використовуватися сплави на основі нікелю або молібдену, а також передові методи обробки (зокрема, хімічне травлення з подальшим пасивуванням). Саме якісне полірування, доведення поверхні до оптимальних параметрів шорсткості й ретельна перевірка герметичності роблять можливим тривале використання обладнання при високих температурах та тисках.

Теплообмінні системи теж виграють від впровадження тонких металевих трубок, особливо у випадках, коли необхідна мінімізація габаритів і покращення ефективності. У системах охолодження промислових об'єктів або в побутових кліматичних установках (кондиціонерах, холодильниках) подібні трубки сприяють оптимальному теплообміну за рахунок високої поверхні контакту. Рівність і чистота внутрішньої поверхні дають змогу зменшити втрати на тертя

рідини та поліпшити циркуляцію, забезпечуючи належний теплообмін. В умовах, коли робочий агент (фреон або інші холодоагенти) взаємодіє з поверхнею трубки, важливо виключити утворення осадів, інакше продуктивність системи може суттєво знизитися.

Таким чином, тонкі металеві трубки із високим співвідношенням довжини до діаметра стали універсальним елементом для вирішення складних інженерних завдань у різних секторах промисловості. Вони дають змогу поєднати структурну міцність із відносно малою масою, витримують широкий спектр температурно-технологічних умов і гарантують точне транспортування рідин або газів. Водночас саме якісна обробка їхньої внутрішньої поверхні суттєво впливає на стабільність роботи обладнання, його гігієнічність, безпеку та довговічність. Це особливо актуально у медичній та фармацевтичній галузях, де від внутрішнього стану трубок залежить стерильність, а у транспортній, хімічній та енергетичній промисловості – енергоефективність і надійність систем.

Таблиця 1.1 Застосування тонких металевих трубок

Сфера	Приклади пристроїв	Типові характеристики	Співвідношення L:D
Медицина	<ul style="list-style-type: none"> • Катетери • Ін'єкційні голки (деякі типи) • Озонатори 	<p>Діаметр: 0,5–3 мм Довжина: 5–30 см Матеріал: нержавіюча сталь медичного класу (AISI 304, 316L)</p>	~9:1–12:1
Хімічна та фармацевтична промисловість	<ul style="list-style-type: none"> • Тонкі дозувальні трубки • Лабораторні пробовідбірники 	<p>Діаметр: 4–15 мм Довжина: 40–200 мм Матеріал: нержавіюча сталь або спеціальні хімічно стійкі сплави</p>	~10:1–14:1
Приладобудування / Електроніка	<ul style="list-style-type: none"> • Захисні кожухи для термопар • Зонди датчиків 	<p>Діаметр: 3–10 мм Довжина: 30–150 мм (або більше, залежно від конструкції) Матеріал: нержавіюча сталь (іноді Inconel, Hastelloy)</p>	~9:1–14:1
Машинобудівна промисловість	<ul style="list-style-type: none"> • Гідравлічні лінії • Поршневі системи • Паливні трубки 	<p>Діаметр: 6–12 мм Довжина: 60–120 см Матеріал: високоякісні сплави алюмінію або титану</p>	~10:1–14:1

З огляду на вищезазначене, можна дійти висновку, що інновації в обробці внутрішньої поверхні, виборі матеріалів і методах контролю якості забезпечують широкий простір для підвищення функціональних можливостей тонких металевих трубок. Подальші наукові розробки у цьому напрямі, ймовірно, будуть зосереджені на вдосконаленні композитних покриттів, нетрадиційних методах зміцнення внутрішніх стінок (наприклад, за допомогою іонно-плазмового напилення) та інтеграції сенсорів безпосередньо в матеріал трубки.

1.2 Застосування тонких металевих трубок з перфорацією

Тонкі металеві перфоровані трубки широко застосовуються в різних галузях промисловості завдяки поєднанню малої маси, міцності та здатності забезпечувати високу пропускну здатність і можливість селективної фільтрації чи аерації. Серед найбільш поширених сфер використання таких трубок можна виділити системи фільтрації рідин і газів, нафто- та газовидобування, дренажні та іригаційні установки, харчову промисловість, водопідготовку і навіть автомобілебудування. Специфіка технологічних процесів у цих галузях пояснює, чому якісна обробка внутрішньої поверхні є критично важливою для забезпечення належного функціонування обладнання.

Однією з ключових галузей, де тонкі металеві перфоровані трубки необхідні, є виробництво фільтраційних систем [82]. У промисловій очищувальній техніці вони виконують функцію попередньої або тонкої фільтрації, затримуючи на собі великі механічні частинки чи домішки і водночас даючи змогу зберегти високу швидкість потоку. Класичним прикладом є обладнання в нафтопереробній та хімічній промисловості: через такі трубки подається промислова вода чи газ, що потребує очищення. Перфорація слугує базою для подальших шарів фільтрувального матеріалу, а завдяки тонким, проте міцним стінкам трубки витримують значний тиск і забезпечують великі обсяги пропуску. У медичній та фармацевтичній галузях перфоровані трубки також можуть бути необхідними для спеціалізованих фільтраційних систем, де

контроль над стерильністю й відсутністю сторонніх краплень є вкрай важливим.

У нафтовидобувній і газовидобувній промисловості металеві перфоровані трубки часто встановлюють у свердловинах у вигляді «сліцевих» або «екранних» колон. Вони захищають систему від потрапляння дрібних порід, піску та інших домішок, що здатні закупорювати або пошкоджувати свердловину. Оскільки таке обладнання зазнає дії високого тиску, агресивного мінерального середовища і перепадів температур, від стійкості та ретельного виготовлення трубки залежить стабільність усього процесу видобутку. Тут перфоровані отвори мають бути рівномірно розташовані й належно оброблені, щоб знизити ризик виникнення мікротріщин і уникнути локальних корозійних осередків.

Дренажні та іригаційні системи також використовують тонкі перфоровані трубки [67], наприклад, для відводу надлишкової вологи з ґрунту або забезпечення крапельного поливу. У системах дренажу перфорація дає змогу ефективно збирати підґрунтову воду й відводити її у канали чи спеціальні резервуари, попереджаючи підтоплення й забезпечуючи сталі умови зволоження землі. У випадку крапельного поливу невеликі отвори або щілини в трубці сприяють дозованій подачі води безпосередньо до коренів рослин, що зменшує витрати води та покращує якість зрошення. Для тривалої та надійної роботи таких систем важливо, щоб перфорацію було виконано без задирок та нерівностей, адже будь-які дефекти внутрішньої поверхні можуть спричинити нерівномірний потік або навіть закупорювання.

Не менш актуальними є тонкі металеві перфоровані трубки у харчовій промисловості. Вони можуть слугувати для аерації, фільтрації чи сепарації різних продуктів, зокрема соків, молочної продукції, пива, вина або інгредієнтів для приготування м'ясних та рибних делікатесів. Висока якість нержавіючої сталі (AISI 304, 316L) дає змогу дотримуватися санітарно-гігієнічних норм, а належна обробка поверхонь робить ці трубки стійкими до корозії [80]. У виробництві сиру, наприклад, можуть застосовуватися перфоровані елементи, що дозволяють відводити сироватку або контролювати газообмін у процесі

дозрівання. Водночас важливо врахувати, що в харчових процесах трубки повинні легко очищуватися й не мати «мертвих зон» для скупчення залишків, адже це може призвести до мікробіологічних ризиків.

Окреме місце посідають системи водопідготовки й знезалізнення, де перфоровані трубки використовують для подачі повітря у воду (аерації), окиснюючи розчинене залізо, марганець та інші сполуки, які потім можна профільтрувати або осадити. Наявність перфорації в такому випадку сприяє рівномірному розподілу бульбашок повітря, що підвищує ефективність процесу й знижує енергетичні витрати. Трубки мають бути виготовлені із матеріалів, що витримують тривалий контакт з водою та періодичні коливання тиску, а їхня внутрішня поверхня повинна бути позбавлена мікротріщин, здатних спровокувати місцеву корозію.

У транспортній галузі, зокрема автомобілебудуванні, перфоровані трубки можна зустріти у вихлопних системах глушників і резонаторів. Такі елементи забезпечують оптимальний розподіл і зменшення шумових хвиль, що виходять з двигуна. Тонка й водночас міцна металева стінка з перфорацією поглинає високочастотні компоненти звуку та дає змогу досягти більш комфортних акустичних показників. Враховуючи високі температури, вплив конденсату і газів, трубки потребують якісної антикорозійної обробки та точного розрахунку розміщення отворів.

Значущість обробки внутрішньої поверхні не можна недооцінювати. По-перше, від цього залежить пропускна здатність системи. Будь-які задирки, надмірна шорсткість чи мікротріщини можуть перешкоджати потоку рідин або газів, знижуючи загальну ефективність обладнання. По-друге, саме внутрішня поверхня є найбільш схильною до корозії через накопичення агресивних речовин чи домішок. Ретельне полірування й пасивація дозволяють зменшити мікрорельєф та усунути потенційні «пастки» для розчинених хімічних речовин або мікроорганізмів. По-третє, у багатьох випадках (медицина, фармацевтика, харчова промисловість) гігієна й стерильність є критично важливими вимогами. Наявність тріщин чи пор у внутрішній поверхні може призвести до мікробної

контамінації, що неприпустимо у виробництві продуктів харчування або ліків. По-четверте, якість обробки впливає на механічну міцність та зносостійкість трубки: вирівнювання внутрішньої поверхні й видалення мікрodefektів зменшують ризик утворення точок концентрації напружень, а отже – зменшують імовірність розповсюдження тріщин.

Отже, тонкі металеві перфоровані трубки виступають універсальним конструктивним елементом у широкому спектрі застосувань: від дренажних систем і нафтовидобувної галузі до фармацевтичного виробництва й автомобільної індустрії. Їхні переваги полягають у високій функціональності перфорації, здатності витримувати великі навантаження й агресивні середовища, а також можливості забезпечувати точний контроль потоків рідин чи газів. Водночас ефективна робота таких трубок безпосередньо залежить від належної обробки їхньої внутрішньої поверхні, яка повинна бути вільна від задирок, мікротріщин та зайвої шорсткості. Лише за таких умов можна досягнути стабільної продуктивності обладнання, продовжити термін його служби та відповідати жорстким санітарно-гігієнічним і технологічним вимогам сучасної промисловості.

Таблиця 1.2 Застосування тонких перфорованих трубок

Сфера	Приклади пристроїв	Типові характеристики	Співвідношення L:D
Фільтрація рідин і газів	– Фільтри (картриджі) в промисловому обладнанні – Газові фільтри (наприклад, трубчасті елементи в аспіраційних системах)	– Діаметр трубки: 20–100 мм – Довжина: 0,5–2 м (для промислових установок) – Перфорація: отвори Ø 1–3 мм (густота отворів залежить від необхідної пропускної здатності)	~10:1–30:1
Іригаційні системи	– Тонкі перфоровані трубки для крапельного поливу – Мікроіригація	– Діаметр: 12–25 мм – Довжина: 10–100 м у бухтах (особливо для садів чи полів) – Перфорація: отвори Ø 0,5–1 мм із певним кроком для рівномірного розподілу води	~10:1–15:1

Будівництво та водоочистка	<ul style="list-style-type: none"> – Дренажні перфоровані трубки при відведенні ґрунтових вод – Системи знезалізнення (де використовуються перфоровані патрубки для аерації) 	<ul style="list-style-type: none"> – Діаметр: 40–110 мм (дренаж у будівництві) – Довжина: від 2 до 6 м (стандартні модулі) – Перфорація: ряд отворів \varnothing 2–5 мм або поздовжніх щілин, розташованих по колу чи в одній площині 	~10:1–15:1
Автомобілебудування	<ul style="list-style-type: none"> – Перфоровані глушники (вихлопні системи) – Резонатори в вихлопі 	<ul style="list-style-type: none"> – Діаметр: 30–80 мм – Довжина: 300–600 мм (елемент усередині глушника) – Перфорація: круглі отвори \varnothing 2–4 мм (велика кількість рівномірно розташованих отворів для зменшення шуму) 	~8:1–12:1

1.3 Плазмові системи для обробки внутрішньої поверхні тонких довгих трубок

Обробка внутрішньої поверхні трубок [15,42] є важливим етапом у виробництві компонентів для різних галузей – від мікроелектроніки та оптики до медичного обладнання. Традиційні методи обробки (хімічне очищення, механічне шліфування тощо) часто мають обмеження через складну геометрію оброблюваної поверхні.

Основними завданнями даної обробки є:

- *Очищення поверхні.* Процес спрямовано на видалення забруднень, залишків виробничих процесів і органічних речовин, що можуть негативно впливати на наступні етапи технології. Забезпечення високого ступеня чистоти внутрішньої поверхні дозволяє досягнути кращої адгезії покриттів та зменшити ризики корозії, що сприяє підвищенню експлуатаційних характеристик виробу.

- *Активація поверхні.* Під активацією розуміють процес модифікації хімічного складу поверхні з метою підвищення її реакційної здатності. Формування активних функціональних груп (наприклад, –ОН, –COOH, –NH₂) на оброблюваній поверхні дозволяє забезпечити міцний зв'язок із нанесеними матеріалами, що є важливим для подальшого нанесення захисних або функціональних плівок.

- *Нанесення покриттів.* Осадження тонких плівок без використання рідких розчинників дозволяє створити захисні або спеціалізовані функціональні шари на поверхні матеріалу. Такий підхід сприяє не лише покращенню механічних і хімічних властивостей виробу, але й знижує екологічне навантаження за рахунок відсутності токсичних розчинників.

Фактори які впливають на вибір типу розряду для плазмової обробки поверхні

1. Мета обробки. Необхідно визначити, чи спрямована технологія на очищення, активацію або осадження покриттів. Різні типи розрядів можуть забезпечувати різні механізми взаємодії з поверхнею. Для ефективного очищення може бути важлива висока концентрація активних частинок, що руйнують забруднення. При активації поверхні ключовим є утворення функціональних груп, що забезпечують кращу адгезію для подальших покриттів. Для осадження плівок важливо забезпечити стабільний і контрольований процес полімеризації або хімічного осадження.

2. Геометрія оброблюваного виробу. Внутрішня обробка тонких і довгих трубок вимагає розрядів, здатних забезпечити рівномірну обробку важкодоступних ділянок. Розряди, що формують однорідну плазму по всій довжині трубки, мають перевагу перед локалізованими джерелами іонізації.

3. Температурний режим. Для обробки термочутливих матеріалів необхідно використовувати розряди, що забезпечують низькотемпературну плазму (наприклад, тліючий розряд або імпульсні розряди). При цьому важливо уникнути термічного впливу, який може змінити фізико-хімічні властивості основного матеріалу.

4. Енергоспоживання. Оцінка споживання електроенергії та енергетичної ефективності розряду є важливим критерієм, оскільки оптимізація витрат енергії без шкоди для якості обробки може значно вплинути на економічну ефективність виробництва.

5. Склад газової суміші. Підбір відповідного газового середовища (аргон, кисень, азот або їх суміші) впливає на характер хімічних реакцій, що

відбуваються на поверхні. Деякі розряди краще працюють у певних газових середовищах, що забезпечує оптимальні умови для видалення забруднень або утворення активних груп.

6. Рівень іонізації та активності частинок. Для досягнення ефективної активації або осадження плівок важливо, щоб розряд забезпечував високий ступінь іонізації, що сприяє хімічній взаємодії між активними частинками плазми та оброблюваною поверхнею.

7. Необхідність використання вакуумного обладнання. Деякі розряди, як-от тліючий розряд, вимагають роботи в умовах низького тиску, що потребує використання вакуумних установок. З одного боку, це дозволяє досягти високої чистоти обробки, а з іншого – підвищує інвестиційні витрати та складність експлуатації.

8. Можливість регулювання параметрів процесу. Сучасні системи повинні забезпечувати точний контроль над параметрами (тиском, потужністю, складом газу), що дозволяє оптимізувати процес обробки для конкретних матеріалів і застосувань. Гнучкість налаштувань є важливою для адаптації технології до різних виробничих умов.

9. Вартість обладнання та експлуатаційні витрати. При виборі типу розряду необхідно враховувати як початкові інвестиції, так і поточні витрати на обслуговування обладнання. Розглядаючи економічну ефективність, важливо співвіднести ці витрати з отриманою якістю обробки та підвищенням експлуатаційних характеристик виробу.

10. Екологічна безпечність. Використання плазмових технологій, що не потребують хімічно агресивних реагентів, сприяє зниженню шкідливого впливу на навколишнє середовище. Обрання екологічно чистих методів може стати додатковою перевагою при впровадженні технології на виробництво.

Вибір типу розряду для плазмової обробки базується на комплексному аналізі технологічних, термічних, хімічних, економічних та екологічних критеріїв. Оптимальне рішення дозволяє забезпечити ефективне очищення, активацію та осадження покриттів, а також врахувати специфіку оброблюваної

поверхні та кінцеві вимоги до продукту. Систематичний підхід до вибору технології сприяє досягненню високої якості обробки та підвищенню експлуатаційних характеристик виробів, що є надзвичайно важливим у сучасних високотехнологічних виробничих процесах.

Сучасні технології обробки внутрішньої поверхні ґрунтуються на застосуванні різних типів плазмових розрядів, кожен з яких має свої специфічні особливості [30, 55, 105]:

1. Плазмові системи на основі коронного розряду.

Коронний розряд виникає при локальному зосередженні електричного поля біля гострих кінців або точкових електродів, що призводить до іонізації газу в невеликих об'ємах. В умовах атмосферного тиску цей тип розряду забезпечує утворення холодної плазми.

Переваги:

- Енергетична ефективність та простота конструкції: Завдяки простоті реалізації, системи на базі коронного розряду мають невисокі вимоги до енергоспоживання та обладнання.

- Атмосферні умови роботи: Можливість роботи без спеціального вакуумного обладнання сприяє спрощенню технологічного процесу.

Недоліки:

- Локалізованість впливу: Розряд характеризується обмеженою зоною впливу, що ускладнює забезпечення рівномірної обробки довгих трубок.

- Обмежена потужність: Для досягнення високої щільності іонізації може бути недостатньо потужності, що впливає на ефективність очищення та активації поверхні в умовах складної геометрії.

2. Плазмові системи на основі діелектрично-бар'єрного розряду

У системах на основі діелектрично-бар'єрного розряду між електродами встановлюється діелектричний бар'єр, який запобігає переходу розряду в дуговий режим і дозволяє отримати стабільну плазму при роботі в атмосферних умовах. Цей тип розряду забезпечує більш рівномірний розподіл активних частинок на оброблюваній поверхні.

Переваги:

- Робота при атмосферному тиску: Відсутність потреби у вакуумному обладнанні спрощує інтеграцію технології у виробничі процеси.
- Стабільність розряду: Діелектричний бар'єр сприяє рівномірному розподілу плазми, що забезпечує ефективну обробку внутрішніх поверхонь.

Недоліки:

- Нижча іонізація: У порівнянні з тліючим розрядом, рівень іонізації може бути нижчим, що впливає на інтенсивність хімічних процесів на поверхні.
- Складність адаптації: Для обробки внутрішніх поверхонь тонких трубок може знадобитися спеціальна електродна конфігурація, що ускладнює конструкцію системи.

3. Плазмові системи на основі тліючого розряду.

Тліючий розряд формується при низькому тиску в газовій суміші, що дозволяє отримати стабільну, рівномірну та низькотемпературну плазму.

Переваги:

- Низькотемпературна обробка: Мінімізується ризик термічного пошкодження матеріалу, що є критично важливим для тонких трубок.
- Висока однорідність: Забезпечується рівномірний розподіл плазми, що сприяє ефективному очищенню, активації та подальшому нанесенню покриттів.
- Гнучкість налаштування параметрів: Можливість точного контролю над параметрами розряду дозволяє оптимізувати процес під специфічні вимоги виробництва.

Недоліки:

- Необхідність вакуумного обладнання: Робота в умовах низького тиску вимагає додаткових витрат на створення та підтримання вакууму.
- Складність оптимізації: Точний контроль параметрів (тиск, склад газу, потужність) є критичним для досягнення бажаного результату, що може підвищувати складність технологічного процесу.

4. Плазмові системи на основі радіочастотних (RF) розряди.

Радіочастотні системи використовують високочастотне електромагнітне поле для ініціації та підтримки плазми.

Переваги: Забезпечують високу точність регулювання параметрів, що дозволяє отримувати однорідні покриття та ефективно управляти хімічними реакціями на поверхні.

Недоліки: Складність апаратного забезпечення та висока вартість обладнання.

5. Плазмові системи на основі імпульсного розряду.

Імпульсні технології характеризуються короткими імпульсами високої потужності, що дозволяють мінімізувати теплове навантаження на матеріал.

Переваги: Забезпечують обробку термочутливих матеріалів із збереженням їх властивостей завдяки мінімальному нагріву.

Недоліки: Необхідність високоточних систем керування імпульсами, що може підвищувати складність і вартість процесу.

6. Плазмові системи на основі мікрохвильових розрядів.

Мікрохвильові системи використовують випромінювання в діапазоні мікрохвиль для генерації стабільної плазми.

Переваги: Забезпечують високий рівень однорідності плазми та можуть працювати в широкому діапазоні параметрів, що сприяє гнучкості процесу.

Недоліки: Вимагають спеціалізованого обладнання і систем контролю, що може збільшувати капіталовкладення.

Використання плазмових систем на основі тліючого розряду дозволяє досягти високої якості модифікації поверхні, забезпечуючи рівномірну обробку навіть у вузьких і довгих трубках.

Плазмові системи на основі тліючого розряду для обробки внутрішньої поверхні тонких довгих трубок є високоефективним методом модифікації матеріалів, що дозволяє проводити як очищення, так і активацію поверхні через вплив реактивних частинок, іонів та радикалів, що утворюються в умовах низького тиску; у таких системах важливим є правильне електродне розташування, яке забезпечує рівномірний розподіл плазми по всій довжині

внутрішньої поверхні, що може бути досягнуто шляхом використання самої трубки в якості одного з електродів або через спеціальні конструкції електродних агрегатів, адаптованих до вузької геометрії оброблюваних елементів. Завдяки можливості регулювання параметрів розряду (наприклад, напруги, тиску, складу газової суміші та температурного режиму) ця технологія дозволяє отримувати бажані зміни у хімічному складі та морфології поверхні, що сприяє поліпшенню адгезивних характеристик, збільшенню корозійної стійкості, а також створенню оптимальних умов для подальшого нанесення захисних або функціональних покриттів. Одночасно вирішення завдань, пов'язаних з рівномірним проникненням плазми у довгі вузькі канали та запобіганням локальним перегріванням чи ушкодженню матеріалу, вимагає розробки інноваційних електродних конфігурацій та оптимізації режимів роботи розряду, що робить даний підхід надзвичайно актуальним, адже висока точність і однорідність поверхневого модифікування є критично важливими для підвищення експлуатаційних характеристик кінцевої продукції.

У дослідженні [97] було представлено метод осадження титанових плівок на внутрішній поверхні довгих скляних труб за допомогою магнетронної імпульсної плазми. Вони виявили, що пульсуючий розряд проходить через кілька фаз – початковий пробій, стійкий режим та фазу післясвітіння, що є важливим для рівномірного нанесення плівки. Особливу увагу автори приділили феномену «розширеного аноду», коли осаджена провідна плівка сприяє зміщенню області розряду всередину трубки. Це дозволяє забезпечити ефективне покриття навіть при великій довжині труби та вузькому діаметрі. У дослідженні [42] застосовано метод плазмового розпилення для внутрішнього покриття довгих вузьких труб. Автор використовував як магнетронну, так і електрон-резонансну плазму, що дозволило досягти високої однорідності осаджених плівок. Завдяки вимірюванням аксіального розподілу товщини плівки методом світлового поглинання було встановлено, що керування параметрами розряду (наприклад, інтенсивністю магнітного поля та частотою імпульсів) значно впливає на рівномірність покриття. Отримані результати підкреслюють

важливість оптимізації умов плазмового процесу для забезпечення високої адгезії покриття та його стійкості до впливу агресивних середовищ.

Ще один підхід представлено у дослідженні [72], де розглядається осадження аморфних вугільних плівок на внутрішній поверхні труб із використанням плазмового джерела при атмосферному тиску. Основна ідея полягає в утворенні довгих плазмових струменів, які активізують хімічне розкладання вуглецевого прекурсора та сприяють утворенню рівномірного покриття. Аналіз отриманих плівок за допомогою Фур'є-перетворення інфрачервоної спектроскопії, скануючого електронного мікроскопу та рентгенової фотоелектронної спектроскопії довів, що плівка складається з комбінації sp^2 - і sp^3 -гідрогенізованого вуглецю, що позитивно позначається на її механічних та хімічних властивостях. Такий підхід відкриває нові можливості для нанесення покриттів на внутрішні поверхні труб, де контроль хімічних процесів є критично важливим.

Дослідження [34] зосереджене на вимірюванні коефіцієнта вторинної електронної емісії при обробці іонним розпиленням металевих поверхонь. Хоча дана робота безпосередньо не стосується нанесення покриттів, вона дає важливе розуміння механізмів, які впливають на підтримку плазмових розрядів. Зокрема, було встановлено, що окислення поверхні призводить до значного збільшення коефіцієнта вторинної електронної емісії що, у свою чергу, може впливати на стабільність розряду та ефективність осадження плівок. Отримані дані є ключовими для моделювання плазмових процесів у магнетронних системах та сприяють розробці нових технологій реактивного розпилення.

Таким чином, аналіз сучасних досліджень свідчить про те, що плазмові технології є надзвичайно перспективним методом для нанесення покриттів на внутрішні поверхні труб. Контроль параметрів розряду, застосування ефекту «розширеного аноду» та оптимізація умов плазмового процесу дозволяють отримувати високоякісні, однорідні та стійкі плівки, що відповідають вимогам сучасної промисловості. Подальші дослідження у цій сфері можуть сприяти розробці нових експериментальних установок та вдосконаленню методів

моделювання, що забезпечить ще більшу ефективність та універсальність застосування плазмових технологій для захисного покриття внутрішніх поверхонь труб.

1.4 Плазмові системи для біомедичних застосувань

В останні десятиліття велика увага приділяється вивченню впливу газових розрядів і плазми, що генерується в них, на біологічні об'єкти [1,83]. Цей вплив обумовлений фізико-хімічними властивостями плазми, які визначаються тим, що плазма містить різноманітні активні частинки (активні форми кисню та азоту (АФК), домішки перекису водню, вільні радикали, збуджені атоми та молекули, електрони, різні іони, навіть активні форми інертних газів та випромінювання фотонів від УФ до ІЧ діапазону довжин хвиль) в широкому діапазоні енергій (0,05-0,1 еВ для атомних частинок, для іонів та електронів – до 10 кеВ). Причому для впливу на біологічні об'єкти, як правило, використовують нерівноважну нетеплову плазму, в якій важливу роль відіграють електрони високих енергій. Реакційна плазма використовується в біомедичному обладнанні для лікування різних захворювань, приготування рідких і газоподібних лікарських середовищ, дезінфекції та стерилізації, а також для очищення, дезодорації та знезараження повітря. Цей напрямок в плазмових технологіях отримав назву «Плазма в медицині». Доказом його актуальності є створення нового журналу «IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medicine» [83]. Близьким до цього напрямку є озонування різних біологічних об'єктів, у тому числі сільськогосподарської продукції, а також питної води і стічних вод. У цих технологіях для генерації озону використовують плазмові розряди.

Особливістю плазмової біомедичної апаратури є робота головним чином з об'єктами, що знаходяться або у відкритій атмосфері [8], або в камерах-ізоляторах при тиску близько атмосферного, а для створення нетермічного плазмового середовища у газах високого тиску застосовуються особливі форми електричних розрядів і, як правило, висока напруга в одиниці-десятки кіловольт.

Причому в багатьох випадках потрібно живлення розрядів змінним струмом кілогерцевого і мегагерцевого діапазонів або в імпульсному режимі. Для отримання нерівноважної нетермічної плазми атмосферного тиску (на відміну від сильнострумівих дугових і іскрових розрядів з рівноважною термічною плазмою) застосовують розряди з малою густиною струму і малою потужністю, і це той випадок, коли доцільно застосовувати розряди з вторинно-емісійним катодом. Нерівноважна плазма дозволяє реалізувати процеси, які неможливі в термічних розрядах і представляють великий інтерес для біомедичних застосувань. Наприклад, для генерації озону потрібна енергія електронів близько 10 еВ, але нагрів газу до температури, що відповідає такій енергії, призведе до миттєвого розпаду озону.

Одним з напрямків плазмової біомедицини є озонотерапія, оскільки озон найчастіше отримують за допомогою газорозрядних генераторів – озонаторів. Озон та озоновані речовини застосовують як лікувальний засіб, а також для дезінфекції та стерилізації медичних виробів, дезодорування та знезараження повітря [24,66].

Для отримання озону можна використовувати різні види газових розрядів [20], але в більшості випадків використовують розряд з діелектричним бар'єром між металевими електродами і коронний розряд між оголеними металевими електродами, один з яких чи обое мають малий радіус кривизни (завдяки формі електродів у вигляді нитки або загострень) з локальним посиленням електричного поля. Також застосовують модифікації бар'єрного розряду – поверхневий і капілярний розряд, комбінації коронного розряду з бар'єрним і розряд з металевими електродами – поздовжній або поперечний тліючий розряд підвищеного тиску в потоці газу, мікроструктуровані системи електродів та інші [57,58].

В будь-якому із зазначених вище розрядах певну роль відіграє вторинна емісія електродів, навіть якщо електроди покриті діелектриком [57]. Ця емісія найсильніше проявляється у випадках утворення близько катода шару позитивного просторового заряду з великим падінням напруги, в якому

прискорюються іони, що йдуть на катод, а також при генерації поблизу катода ультрафіолетового випромінювання, здатного викликати вторинну фотоелектронну емісію катода. Через низьку енергію іонів при атмосферному тиску газу для іонно-електронної емісії важливим є механізм потенційного викидання, а роль фотоелектронної емісії незважаючи на низькі значення її коефіцієнта може бути вирішальною в певних випадках. Може мати місце і вторинна електронна емісія, викликана збудженими і метастабільними атомними частками. Загальний коефіцієнт вторинної електронної емісії катода, тобто відношення струму електронної емісії до струму іонів на катоді, швидше за все, близько 0,01-0,1. Вторинні електронно-емісійні процеси найбільшою мірою реалізуються у коронному розряді з оголеним металевим катодом. У коронному розряді з зоною іонізації близько анода функціонує і інший тип вторинного емітера, в якості якого виступає зовнішня темна зона розряду у випадках, коли вона емітує вільні електрони і негативні іони у бік анода. Іони прискорюються і розпадаються у прианодній зоні з виділенням вільних електронів, які разом з електронами з зовнішньої зони теж прискорюються полем анода, іонізують газ і підтримують тим самим коронний розряд.

Ці обставини, а також те, що озонатори на коронному розряді мають певні конструктивні переваги перед озонаторами на бар'єрному розряді з діелектричним бар'єром, зумовили вибір апаратури на коронному розряді для дослідження і розробки в нашій роботі. Конструктивні переваги озонаторів на коронному розряді полягають у відсутності бар'єру і низькому опорі газовому потоку, тому немає необхідності істотно підвищувати тиск на вході в озонатори, а також можливості живлення озонаторів напругою постійного струму.

Коронний розряд як електричне явище відомий давно і багато його характеристик проаналізовані та досить докладно описані в літературі [99], Хоча далеко не всі особливості виявлені через різноманітність умов при конкретних застосуваннях. На рис. 1.1 – рис. 1.4 наведені типові електродні системи коронного розряду, його внутрішня структура і різновиди [8].

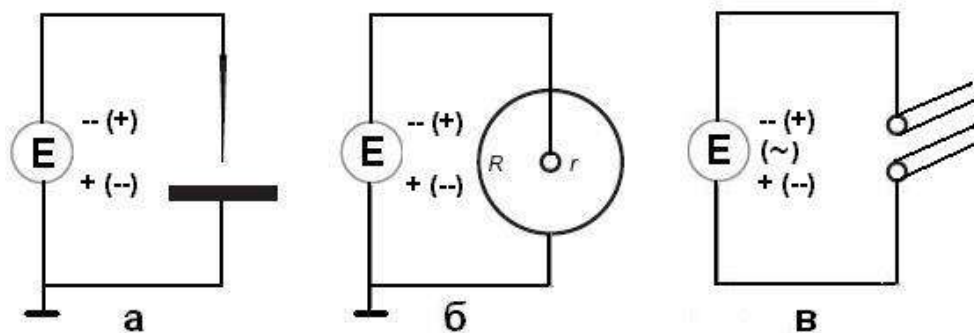


Рисунок 1.1 Найпростіші електродні системи для створення коронного розряду: а – вістрійна система, б – коаксіальна система "дріт/нитка – порожнистий циліндр/труба", в – біполярна двопровідна система.

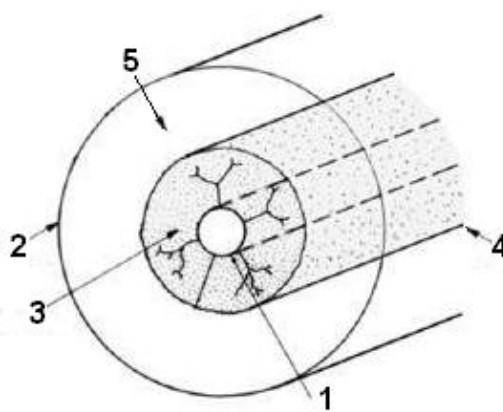


Рисунок 1.2 Структура уніполярного коронного розряду на прикладі коаксіальної системи: 1 – внутрішній електрод, 2 – зовнішній електрод, 3 – зона іонізації, 4 – умовна границя зони іонізації, 5 – зовнішня зона (зона дрейфу іонів).

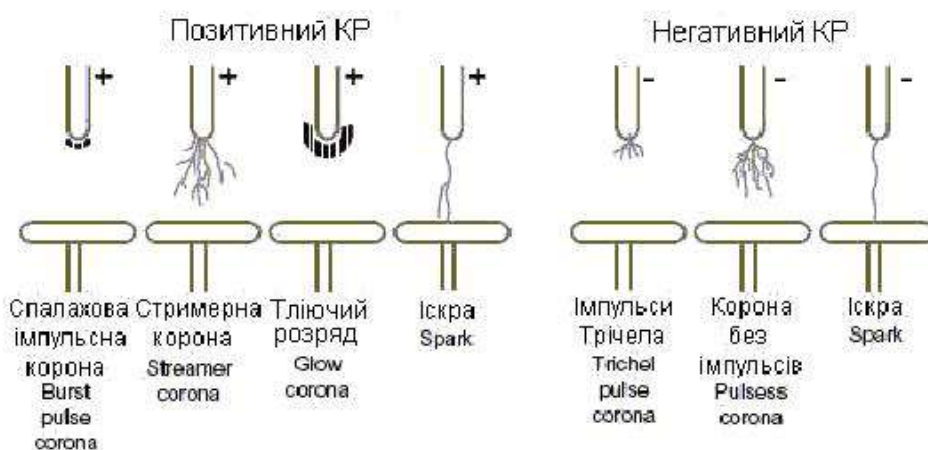


Рисунок 1.3 Різновиди уніполярного коронного розряду в системі з вістрям [30].

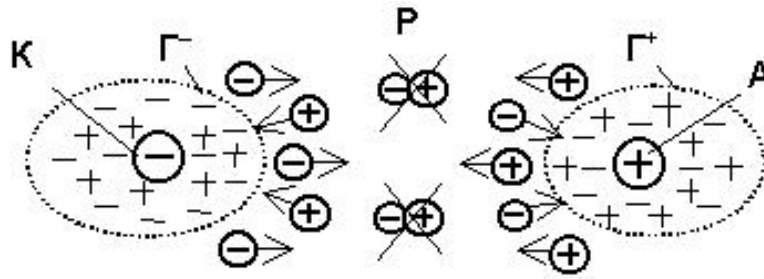


Рисунок 1.4 Структура біполярного коронного розряду між двома дротами: А – анодний дріт, К – катодний дріт, Γ^- – границя катодної зони іонізації, Γ^+ – границя анодної зони іонізації, Р – рекомбінація заряджених частинок у зовнішній зоні (зоні дрейфу). Границі Γ позначають емітер частинок, що йдуть із зони іонізації (електронів ліворуч і позитивних іонів праворуч) і колектор частинок, що приходять (позитивних іонів зліва і негативних іонів / електронів праворуч).

Коронний розряд – це відносно стабільний високовольтний слабкострумовий розряд з холодними вторинно-емісійними електродами, який сам підтримується ($U \sim 1 \dots 100$ кВ; струм – мікро- і міліампери при розмірах електродів до 1 м, але досягає амперного діапазону в разі кілометрових високовольтних ліній передачі енергії). Його головна особливість – істотна неоднорідність розподілу електричного поля, при якому поле поблизу одного або обох активних (коронувальних) електродів набагато сильніше поля в іншій частині міжелектродного проміжку. Напруженість поля біля активного електрода повинна бути більше критичної (початкової) E_0 для підтримки необхідної інтенсивності розмноження заряджених частинок в лавинному процесі іонізації газу електронами в умовах високого тиску газу. Для цього радіус кривизни поверхні електрода r повинен бути набагато менше довжини проміжку d (або $r \ll R$, див. рис. 1.1 б); так, відношення $r:d$ має бути менше 0,15.

Неоднорідний розподіл поля в коронному розряді дозволяє, по-перше, створювати розряд при помірно високій напрузі, а по-друге, частина розряду з низькою напруженістю поля діє як газовий баластовий резистор, стабілізуючи розряд. У випадку плоских паралельних електродів або з великим r при підвищенні напруги відбувається іскровий пробій, минаючи стадію коронного розряду.

Для генерації озону може застосовуватися як уніполярний, так і біполярний коронний розряд, але другому присвячено набагато менше робіт. Він розглядався головним чином в системах з паралельних дротів, оскільки до них відносяться високовольтні лінії передачі енергії, рис. 1.1в і рис. 1.4.

Дослідження розрядів атмосферного тиску [100] показали, що хімічні та бактерицидні ефекти впливу на біологічні об'єкти притаманні всім типам розрядів. На рисунку 1.5 наведено дані для таких розрядів, як тиха (безструменева) корона, іскровий розряд та діелектричний бар'єрний розряд. Після експозиції *Bac. Stearotherophilus* у розрядній камері кількість тих, що вижили, дуже мала. Зволоження газів зменшує кількість тих, що вижили за рахунок утворення кислот. Максимальний ефект досягається при бар'єрному розряді в повітрі.

Пандемія коронавірусу (COVID-19) викликала сплеск інтересу до досліджень і розробок плазмових пристроїв для боротьби з цим вірусом [17]. Позитивні результати досліджень з іншими вірусами є обнадійливими. Точний механізм вірусоцидної дії все ще досліджується, але є підстави припускати, що активність вірусів пригнічується в результаті окислення активними речовинами його зовнішніх шипів. В даний час найбільш реальним застосуванням плазмової технології є боротьба з поширенням вірусів в атмосфері замкнутих приміщень з людьми шляхом оснащення вентиляційних систем плазмовими пристроями при дотриманні всіх заходів безпечної експлуатації.

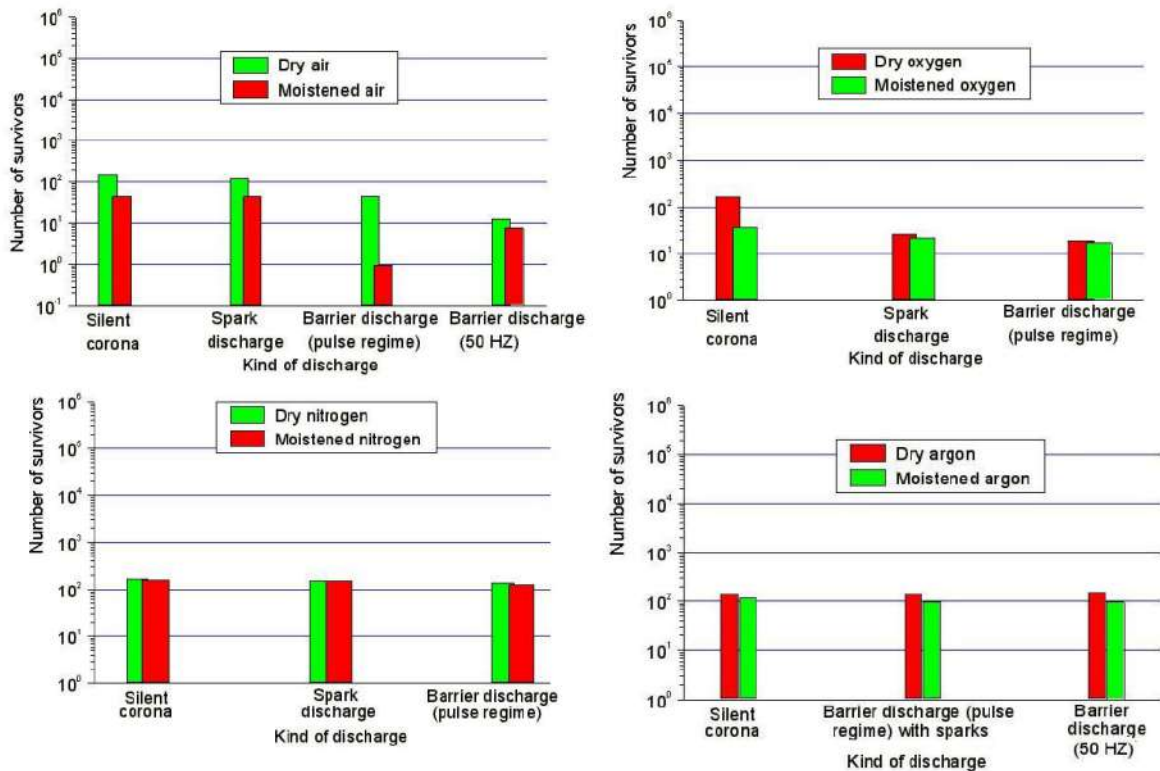


Рисунок 1.5 Вживання спор бактерій *Bac. Stearotherophilus* через 30 хв. Розряди атмосферного тиску витримували в різних газових середовищах, які були створені в скляній камері з діаметром і висотою 20 см. Потужність розряду, віднесена до об'єму камери (Вт/см³): для коронного – $1 \cdot 10^{-4}$, для іскрового – $6,3 \cdot 10^{-3}$, діелектричного бар'єрного (імпульсний режим) – $4 \cdot 10^{-3}$, бар'єрного (живлення змінною напругою 50 Гц) – $1,5 \cdot 10^{-3}$. Початкова кількість спор – $8,6 \cdot 10^5$.

1.5 Інші області застосування плазмових систем

Плазмові системи знаходять широке застосування у численних галузях технології, що виходять за межі традиційних сфер, таких як обробка поверхонь чи біомедичні застосування. Одним із важливих напрямків є використання плазмових систем як індикатора електромагнітного поля в технологічних установках, зокрема в мікрохвильових пристроях [14]. Газорозрядні лампи, що працюють на основі тліючого розряду, здатні реагувати на зміну напруженості електромагнітного поля, забезпечуючи візуальний сигнал про наближення критичних значень. Наприклад, у мікрохвильових печах, де можливе виникнення зворотної хвилі, така лампа може засвічуватись при досягненні небезпечного

рівня поля, що дозволяє оперативно виявити потенційні аварійні режими. Це є особливо важливим у промислових умовах, де стабільність роботи магнетронів та інших пристроїв залежить від точного контролю параметрів електромагнітного поля. Завдяки цьому пристрої, які використовують принцип газорозрядного розряду, дозволяють не лише попередити можливе перегрівання та вихід з ладу компонентів, а й забезпечують можливість проведення своєчасного технічного обслуговування обладнання.

Крім індикації електромагнітного поля, плазмові системи активно використовуються для контролю технологічних процесів обробки в умовах виробництва. Тліючий розряд, що виникає в системах плазми, може служити чутливим індикатором чистоти робочого середовища та стану оброблюваних матеріалів. Зміна спектру випромінювання плазми може свідчити про перебіг реакцій на поверхні матеріалу, про появу летких компонентів чи конденсацію, що є критично важливими для оптимізації технологічного процесу. У виробництві напівпровідникових пристроїв, де навіть незначні відхилення в умовах обробки можуть призвести до зниження якості кінцевої продукції, застосування систем контролю на базі плазмових розрядів дозволяє в режимі реального часу виявляти зміни в хімічному складі середовища. Наприклад, в умовах реакторів для плазмового згорання контроль параметрів розряду дозволяє підтримувати оптимальну концентрацію активних частинок, що впливає на ефективність перетворення енергії та стабільність роботи системи. Такі підходи активно використовуються в енергетиці, зокрема при контролі процесів згорання в газових турбінах, де своєчасна індикація аномалій електромагнітного поля дозволяє уникнути аварійних ситуацій та підвищити ефективність роботи установки.

Аналітичні методи дослідження матеріалів на базі плазмових систем також набувають все більшого значення у сучасних наукових та виробничих дослідженнях. Технології, що базуються на тліючому розряді, широко використовуються як джерело іонів для методів спектроскопії, таких як оптико-емісійна спектроскопія та мас-спектрометрія. Завдяки високій чутливості та

точності ці методи дозволяють проводити як якісний, так і кількісний аналіз елементного складу матеріалів, здійснювати профілювання глибини зразків та виявляти домішки навіть у складних конструкціях, таких як метали, сплави, кераміка та напівпровідники. Наприклад, у виробництві електронних компонентів контроль домішок на мікрорівні забезпечує високу надійність готової продукції, а аналітичні системи на базі плазмових розрядів допомагають оптимізувати технологічні процеси шляхом виявлення змін у складі матеріалів під час виробництва. Це особливо актуально для галузей, де точність і чистота матеріалів є критичними для функціональності кінцевих пристроїв, таких як високочастотні електронні системи або оптоелектронні компоненти.

Наприклад, у космічних технологіях плазмові системи використовуються для контролю і стабілізації електромагнітного поля навколо космічних апаратів, що сприяє зниженню ризику впливу космічного випромінювання та забезпечує безперебійну роботу на борту супутників. Також у галузі авіації застосовуються системи на базі плазмових розрядів для оптимізації аеродинамічних характеристик літальних апаратів шляхом створення локальних електростатичних полів, які впливають на потоки повітря навколо крил, що підвищує ефективність управління та безпеку польотів.

В області екологічного моніторингу та контролю якості повітря застосування плазмових систем дозволяє проводити швидку діагностику забруднюючих речовин. Завдяки високій чутливості аналітичних методів, розроблених на основі плазмових джерел іонів, можна виявляти навіть незначні концентрації токсичних компонентів у повітрі чи стічних водах, що є надзвичайно важливим для забезпечення екологічної безпеки на промислових підприємствах. Крім того, такі системи використовуються для контролю процесів згорання палива в електростанціях, де своєчасна реакція на зміну складу газової суміші допомагає оптимізувати параметри роботи котлів та турбін, зменшуючи викиди шкідливих речовин в атмосферу.

Іншим прикладом є застосування плазмових систем у виробництві електроніки та високоточних приладів. У виробничих процесах, де важлива

чистота технологічного середовища, використання тліючих розрядів може служити як контрольний показник стану робочого простору. Наприклад, в умовах виробництва високочастотних мікросхем контроль спектральних характеристик плазми дозволяє виявляти забруднення або появу небажаних реакцій, що негативно впливають на якість готової продукції. Таким чином, інтеграція плазмових систем у технологічний процес сприяє підвищенню надійності виробництва та зниженню дефектності кінцевої продукції.

Загалом, використання плазмових систем демонструє їх універсальність і високий потенціал у багатьох сучасних технологіях. Ці системи дозволяють не лише здійснювати оперативний моніторинг та регулювання параметрів технологічних процесів, а й сприяють впровадженню новітніх методів діагностики, що мають критичне значення для забезпечення якості і безпеки виробничих процесів у різних галузях промисловості. Завдяки постійному вдосконаленню методів чисельного моделювання і розвитку цифрових технологій, застосування плазмових систем набуває все більшої актуальності в галузях, де точність, оперативність і можливість адаптації до динамічних умов є ключовими факторами успішної роботи. Такі інновації дозволяють забезпечити високий рівень контролю у виробництві електронних компонентів, енергетичних установках, космічних технологіях та екологічному моніторингу, сприяючи підвищенню продуктивності і конкурентоспроможності сучасних підприємств. Завдяки комплексному підходу до впровадження плазмових систем, виробники мають можливість не лише реагувати на змінні умови виробництва, а й прогнозувати потенційні збої, що дозволяє значно знизити ризик аварійних ситуацій і оптимізувати роботу технологічного обладнання.

1.6 Висновки до розділу 1

1. У різних галузях промисловості є необхідність у виготовленні довгомірних металевих трубок малого діаметру для застосування в медицині, фармацевтиці, хімічній та харчовій промисловості, приладо- та машинобудуванні і енергетиці. Важливою задачею у технології виготовлення трубок є забезпечення високої якості внутрішньої поверхні трубок, а саме зниження шорсткості, відсутності забруднень різними речовинами, забезпечення стерильної чистоти. Перспективним методом обробки внутрішньої поверхні для покращення її якості є іонно-плазмова обробка, яка широко застосовується для досягнення таких цілей.

2. Внаслідок специфічності умов реалізації іонно-плазмової обробки поверхні всередині металевих довгомірних трубок малого діаметру експериментальні методи дослідження процесів під час обробки дуже складні для виконання. Методи математичного моделювання дозволяють отримати достатньо повну інформацію про іонно-плазмові процеси всередині таких трубок. Першочерговою задачею є визначення даних про умови ефективної генерації іонів, які є основним робочим інструментом для обробки поверхні.

3. У даній дисертаційній роботі для генерації іонів запропоновано використати плазмову систему на базі аномального тліючого розряду, а для вибору умов його створення фізико-топологічне моделювання у коаксіальній системі, де зовнішнім електродом є довга тонка трубка.

РОЗДІЛ 2 АНАЛІЗ СУЧАСНОГО СТАНУ ДОСЛІДЖЕНЬ В ОБЛАСТІ МОДЕЛЮВАННЯ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ

2.1 Огляд та класифікація методів моделювання тліючого розряду

Газорозрядні системи є важливим інструментом для реалізації плазмових технологій, що знаходять своє застосування в різних галузях, таких як електроніка, мікроелектроніка, хімія, біомедицина, а також у технологіях обробки матеріалів. При цьому коаксіальні системи електродів у вигляді трубок малого діаметру є значно менше вивченими порівняно з системами з плоскими дисковими електродами, які є більш типовими для лабораторних досліджень. Це зумовлено особливостями коаксіальних структур, що ускладнює теоретичний аналіз і потребує спеціальних методів моделювання. Зокрема, однією з головних труднощів є нестача експериментальних даних щодо параметрів розряду у коаксіальних системах, оскільки безпосередній вимір тиску, температури та густини заряджених частинок у внутрішніх областях розрядного проміжку є технічно складним і дорогим завданням. У зв'язку з цим, чисельне моделювання тліючого розряду стає важливим засобом для дослідження та оптимізації таких систем.

Тліючий розряд як тип низькотемпературної плазми широко застосовується в промисловості, екологічних технологіях та медичних процесах. Наукова література зосереджується на численних підходах до моделювання тліючого розряду, зокрема на гідродинамічних, кінетичних, дрейфово-дифузійних моделях, а також на гібридних методах, які поєднують декілька підходів для підвищення точності. Кожен метод має свої переваги і обмеження, що обумовлює їх застосування для різних типів розрядів та електродних систем. За допомогою цих моделей дослідники можуть аналізувати різні фізико-хімічні процеси, такі як іонізація, рекомбінація, дрейф заряджених частинок і теплообмін між плазмою та газом.

У моделюванні тліючих розрядів на цей час існує декілька видів моделей [55]:

– Гідродинамічна модель описує плазму як континуум, використовуючи макроскопічні рівняння, такі як рівняння Нав'є-Стокса, рівняння енергії, рівняння неперервності. На сьогоднішній день гідродинамічний підхід найчастіше застосовується для моделювання плазових тліючих розрядів. Він базується на уявленні про плазму як про континуум, що дозволяє описувати її поведінку на макроскопічному рівні за допомогою рівнянь, які визначають густину, швидкість та температуру заряджених частинок у розряді. Гідродинамічні моделі добре підходять для швидкого отримання результатів, задовільно працює в несильному полі та при низьких тисках, але їх точність недостатня для моделювання складних плазових систем. Детально можливості та обмеження гідродинамічних моделей описані в [36].

– Кінетичні моделі описують поведінку частинок на мікроскопічному рівні. Основою є функція розподілу частинок у фазовому просторі. До таких методів належать рівняння Больцмана, метод Монте-Карло, метод частинок у комірках (Particle-in-Cell, PiC). Модель за методом Монте-Карло використовується для моделювання плазми в умовах, де необхідно детально враховувати кінетичні процеси. Вона особливо корисна для аналізу нестационарних явищ, а також для розрахунку властивостей плазми при низьких та середніх тисках, де важливі кінетичні ефекти і нелокальний транспорт електронів. Ця модель застосовується для широкого діапазону напруги, зокрема для розрядів з відносно низькою напругою, де розподіл енергії електронів значно відрізняється від теплового, а також в складних геометричних конфігураціях. З розвитком обчислювальних технологій метод Монте-Карло стає все більш популярним. Він широко використовується для моделювання процесів руху та зіткнень частинок у прикатодному шарі тліючого розряду за наявності відомих даних про електричне поле. Модель за методом Монте-Карло часто поєднують з іншими моделями, такими як частинка в комірці (PiC). Комбінація є ефективною, оскільки метод PiC обчислює електричне поле, але не враховує зіткнення частинок, тоді як

метод Монте-Карло моделює рух, зіткнення і втрати енергії частинок, проте не займається розрахунком електричного поля.

– Модель на основі метода дрейфово-дифузного наближення із розв’язанням рівнянь Больцмана поєднує макроскопічний підхід до опису руху заряджених частинок з розв’язанням кінетичних рівнянь, що дозволяє враховувати складні фізичні процеси на різних масштабах. Модель підходить для низькотемпературних плазмових розрядів, таких як тліючий розряд. Вона дозволяє точно описувати просторовий розподіл плазми та її параметрів, особливо у випадках, коли середній вільний пробіг електронів порівняний з характерними розмірами системи.

– Гібридна модель може мати, наприклад, комбінації рідинних та кінетичних моделей. Вони часто надають більш точні результати порівняно з окремо взятими гідродинамічною чи кінетичною моделлю, але потребують більше обчислювальних ресурсів. Гібридні моделі тліючого розряду дозволяють досягти високої точності та ефективності завдяки поєднанню різних підходів.

Вибір конкретної моделі залежить від завдань дослідження та доступних обчислювальних ресурсів. У табл. 2.1 наведено класифікацію моделей газових розрядів, їх переваги та недоліки.

Таблиця 2.1. Класифікація моделей газових розрядів

Модель	Короткий опис	Переваги	Недоліки
Гідродинамічна	Гідродинамічна модель (або макроскопічна модель) використовується для опису поведінки плазми на основі макроскопічних величин, таких як густина, швидкість і температура частинок. Базується на рівняннях збереження маси, імпульсу та енергії.	Відносно швидка і проста у реалізації для багатьох задач.	Менш точна для опису мікроскопічних процесів. Вимагає припущень щодо термодинамічної рівноваги, тому малоприматна у випадку нерівноважних процесів
Дрейфово-дифузна з розв’язанням рівнянь Больцмана	Дрейфово-дифузна модель базується на рівняннях Больцмана та використовується для опису поведінки	Точніший опис мікроскопічних процесів. Висока точність у прогнозуванні	Складніша для розв’язання. Великі обчислювальні витрати особливо в багатовимірних

	заряджених частинок у полі. Вона враховує як дрейф частинок під дією електричного поля, так і їх дифузію внаслідок теплового руху.	просторового розподілу частинок	і нестационарних випадках
Метод Монте-Карло (МС)	Симуляція траєкторій окремих частинок (електронів, іонів, нейтральних атомів) шляхом генерації випадкових чисел для визначення ймовірностей зіткнень, іонізації, рекомбінації тощо.	Висока точність в моделюванні стохастичних процесів. Гнучкість у врахуванні складних фізичних явищ.	Висока обчислювальна складність через необхідність моделювання великої кількості частинок і їх взаємодій. Для отримання статистично значущих результатів може знадобитися велика кількість симуляцій.
Моделі в узагальнених координатах за Лагранжем та Гамільтоном, основані на розв'язуванні інтегральних рівнянь	Основані на розв'язуванні рівняння Лапласа. Не містять час як явний параметр.	Дозволяють моделювати складні високочастотні системи із закрученням заряджених частинок.	Складні в проектуванні.
Частинка в комірці (PiC)	Простір розділяється на комірки, в яких обчислюються середні фізичні величини (густина зарядів, електричне поле). Кожна частинка моделюється окремо, її рух визначається рівняннями руху (Ньютона-Лоренца).	Детальне моделювання руху і взаємодії частинок, що забезпечує високу точність та дає можливість моделювання складних плазмових систем з урахуванням різних фізичних процесів.	Вимагає значних обчислювальних ресурсів та часозатрат.
Гібридні моделі	Поєднують різні чисельні підходи для досягнення кращої точності та ефективності. Такі методи використовують переваги кількох моделей і враховують їхні недоліки, щоб отримати більш надійні результати.	Дозволяють досягти високої точності та ефективності завдяки поєднанню різних підходів.	Вимагають ще більших обчислювальних та часових витрат. Складні в проектуванні.

В роботі [26] проведено двовимірне чисельне моделювання піднормального розряду в аргоні. Автори визначили, що в прикатодній області

концентрація електронів становить приблизно $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а температура повільних електронів – 0,25–0,3 еВ. Розрахунки просторових профілів електричного поля показали значення у сотнях В/см, що дозволяє описати механізми іонізації в цьому режимі. Показано, що просторовий розподіл електричного поля і електронної щільності у піднормальному режимі забезпечує стабільність розряду при низьких струмах.

У статті [75] здійснено порівняльний аналіз чисельних моделей розряду в гелію при атмосферному тиску (760 Торр) і зазорі близько 0,1 мм. Моделювання показало, що оптимальні умови розряду забезпечують напругу близько 200–300 В та струмові щільності поряд із кількома міліамперами на см^2 . Виявлено що форма електронної енергетичної розподілу (Maxwellian проти non-Maxwellian) суттєво впливає на струмово–напружену характеристику, що дозволяє краще оптимізувати параметри розряду для практичних застосувань.

У роботі [46] застосовано модель другого порядку для самоконсистентного розв’язання рівнянь неперервності, імпульсного перенесення та енергетичного балансу. За результатами чисельних розрахунків, при використанні рівномірного джерела генерації зарядів максимальна концентрація електронів у центральній частині розряду сягала приблизно 10^9 см^{-3} , а різниця потенціалів між варіантами джерела була у межах 100–200 В. Основним висновком є те, що тип джерела зарядів (рівномірний генератор проти вторинної емісії) суттєво впливає на профіль потенціалу, що може бути використано для регулювання характеристик розряду.

У дослідженні [7] чисельне моделювання за допомогою COMSOL Multiphysics показало, що для розрядів між паралельними електродами при робочій напрузі близько 400 В можливо отримати кілька стійких розв’язків із різними профілями електронної щільності та електричного поля. Показано, що існування мультиплікативних розв’язків відкриває можливість виникнення різних режимів перенесення струму, що може впливати на стабільність пристроїв.

У матеріалі [31] розроблено кінетичну схему атмосферного розряду у швидкоплинному потоці нагрітого повітря. Для попередньо нагрітого повітря при $T_0 = 1800$ К і струмових щільностях понад 3 А/см² встановлено, що асоціативна іонізація за участю збуджених атомів (наприклад, через реакцію $N(2P) + O(3P) \rightarrow NO^+ + e$) є основним механізмом іонізації. Висновком дослідження є те, що використання асоціативної іонізації дозволяє пояснити зниження редукованого електричного поля при підвищенні температури газу.

У роботі [90] досліджено вплив плазмових процесів на гідродинаміку між паралельними електродами. Чисельне моделювання показало, що при зміні напруги від 200 до 400 В індукована швидкість потоку варіюється від 1 до 3 м/с, а тепловий потік зростає пропорційно силі плазми. Встановлено, що плазмове індуковане охолодження може бути ефективно використане для керування потоком і тепловим режимом пристроїв.

Стаття [32] присвячена розрядам у повітрі при високих температурах газу (від 1000 до 6000 К). Моделювання показало, що при T від 2500 до 4500 К основним механізмом іонізації є асоціативна реакція $N(2D) + O(3P) \rightarrow NO^+ + e$, а електронна енергія для збудження стану $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ складає близько $6,2$ еВ, що значно нижче іонізаційної енергії NO ($9,27$ еВ). Зміна механізмів іонізації при підвищенні T впливає на зниження редукованого електричного поля, що є важливим для управління характеристиками розряду.

У статті [37] аналізовано моделювання коронного розряду у системі з дротовим та пластинчастим електродами. Використовуючи параметри: радіус дроту $0,1$ мм та радіус циліндричного електрода $13,4$ мм, чисельні розрахунки показали, що розподіл електричного поля та неоднорідність індукції зарядів суттєво залежать від геометрії конфігурації. Основним висновком є те, що оптимізація геометрії електродної системи може значно покращити ефективність коронного розряду.

У статті [96] розроблено модель плазми з урахуванням перенесення пилових частинок. Моделювання показало, що при низьких струмах (порядку декількох мА) і малих радіусах пилових частинок (кілька мікрометрів) пил

накопичується в центральній області розрядної трубки, тоді як при збільшенні струму та розміру частинок формується пилова порожнина, що розширюється. Основним висновком є те, що параметри розряду (як струм, так і розмір частинок) суттєво впливають на просторовий розподіл пилу, що має практичне значення для пристроїв з розрядною плазмою.

У дослідженні [5] аналізували стабільність осьовим симетричних режимів розряду в мікродискретній системі з параметрами: зазор $h = 0,5$ мм, радіус $R = 1,5$ мм, тиск $p = 30$ Торр та робоча напруга близько 400 В. Було встановлено, що характерний час дрейфу іонів складає приблизно 1 мкс, а перехід між дифузним режимом та режимами з локалізованими «плямами» струму може пояснюватися нестабільністю розряду. Показано що стабільність розряду залежить від параметрів електродної системи та часу дрейфу іонів.

У статті [27] проведено 2D чисельне моделювання нормального тліючого розряду в аргону. Результати показали, що при напрузі катоду ≈ 400 В електронна щільність у зоні негативного світіння досягає приблизно 10^9 см⁻³, а середня температура електронів становить близько 2,5 еВ. Профіль електричного поля в негативному світінні має значення 10–20 В/см. Головним висновком є те, що використання відношення Ейнштейна для обчислення електронної дифузії дозволяє покращити опис просторового розподілу електронної щільності.

У статті [74] порівнюються різні модифікації гідродинамічних моделей. За результатами дослідження максимальна електронна щільність у зоні негативного саява складає приблизно $1 \cdot 10^9$ см⁻³, а середня температура електронів – близько 3 еВ. Розбіжності між моделями становлять кілька відсотків. Показано, що сучасні гідродинамічні моделі є достатньо точними для опису основних характеристик розрядів, але врахування нелокальних ефектів може бути необхідним для оптимізації розрахунків.

У дослідженні [22] представлено комплексну модель мережі для аргонних глоу-розрядів, що застосовуються в аналітичній хімії. Типові умови – тиск 0,5–10 Торр, напруги 500–1500 В, струми 1–50 мА, що забезпечують електронну щільність від 10^{11} до 10^{14} см⁻³. Розроблена модель дозволяє отримати повну

картину процесів в розряді, що сприяє оптимізації як аналітичних методик, так і технологічних процесів.

У дослідженні [38] розроблено 2D гібридну модель, де електрони розділено на повільні (описані гідродинамічно) та швидкі (моделюються методом Монте-Карло). Модель дозволяє отримати вольт-амперні характеристики, виявити явище реверсії поля та формування воронкоподібних струмів при робочих напругах від 100 до 500 В і електронній щільності близько 10^9 см^{-3} . Основний висновок полягає в тому, що гібридний підхід дає самоконсистентний опис розряду, проте його переваги над розширеною гідродинамічною моделлю не є суттєвими.

У статті [23] розроблено гібридну модель, де швидкі електрони моделюються методом Particle-in-Cell-Монте-Карло, а повільні електрони та іони описуються гідродинамічно. Результати включають розрахунки частот зіткнень, енергетичних розподілів електронів та профілі потенціалу, що узгоджуються з експериментальними вимірюваннями при напругах від 100 до 1000 В. Модель демонструє високу точність при прогнозуванні основних параметрів розряду.

У статті [19] запропоновано 2D модель для аналізу просторових профілів електронної та іонної густин, електричного поля та потенціалу. Результати показують, що в аномальному режимі зі збільшенням струму напруга в катодному шарі зростає, а його товщина зменшується. Показано, що радіальні ефекти грають вирішальну роль у стабілізації розряду.

В роботі [50] досліджено перехід від Таунсендівського розряду до нормального за допомогою 2D моделювання для аргонів розрядів у камері з радіусом 1,5 см та добутком тиску на довжину зазору 1–10 Торр·см при $\gamma = 0,07$. Виявлено, що в субнормальному режимі відбувається радіальне звуження розряду та виникає негативний диференціальний опір, що може спричинити коливання струму. Переходи між режимами розряду пов'язані з нелокальними ефектами та залежністю коефіцієнта вторинної емісії від електричного поля.

У статті [20] розроблено тривимірну мережу моделей для аргонових тліючих розрядів, що застосовуються в аналітичній хімії. При типових умовах (0,5–10 Торр, 500–1500 В, 1–50 мА) отримано електронну щільність у межах 10^{11} – 10^{14} см⁻³. Моделювання дозволяє розрахувати вольт-амперні характеристики, профілі потенціалу та електричного поля, а також інтенсивність оптичного випромінювання. Основний висновок полягає в тому, що комплексний підхід дозволяє отримати реалістичну картину процесів у розряді, що забезпечує добру узгодженість з експериментальними даними.

Таблиця 2.2 Огляд та класифікація сучасних досліджень

Назва статті	Метод моделювання	Основні параметри моделі
Multiple Solutions in the Theory of DC Glow Discharges [7]	Дрейфово-дифузна модель з самоузгодженим розв'язанням рівнянь Больцмана	Тиск: 30 Торр Робочий газ: Ксенон (Xe) Геометрія електродів: Циліндрична розрядна трубка з радіусом 0.5 мм і висотою 0.5 мм
2D DC Subnormal Glow Discharge in Argon [26]	Двовимірне чисельне моделювання на основі гідродинамічного методу та рівнянь Больцмана	Тиск: 1 Торр Робочий газ: Аргон (Ar) Геометрія електродів: Плоскі паралельні електроди (відстань між електродами 3.525 см, радіус електрода 5.08 см)
Second Order Fluid Glow Discharge Model Sustained by Different Source Terms [46]	Гідродинамічний метод з розв'язанням рівнянь Больцмана	Тиск: 240 Торр Робочий газ: Аргон (Ar) Геометрія електродів: Плоскі паралельні електроди з відстанню між ними 0.3 см
Glow Discharge in a High-Velocity Air Flow [31]	Кінетичне моделювання з розв'язанням рівнянь Больцмана	Тиск: Атмосферний Робочий газ: Повітря (попередньо нагріте до 1800–2900 К) Геометрія електродів: Два голкові електроди, розташовані вздовж осі газового потоку
Modelling of an Atmospheric-Pressure Air Glow Discharge Operating in High-Gas Temperature Regimes [32]	Кінетичне моделювання з врахуванням реакцій асоціативної іонізації	Тиск: Атмосферний (1 атм) Робочий газ: Повітря (суміш N ₂ –20% O ₂) Геометрія електродів: Циліндр з радіусом 1 мм
On the accuracy and reliability of different fluid	«Розширена гідродинамічна модель» (Extended Fluid	Тиск: 3 Торр Робочий газ: Аргон (Ar)

models of the direct current glow discharge [74]	Model), яка по суті представляє собою гібридну модель з розв'язанням рівняння Больцмана для розподілу енергії електронів та рівняння Пуассона для електричного поля	Геометрія електродів: Циліндрична симетрія з розрядним проміжком 1 см і радіусом 1.5 см
Study of stability of DC glow discharges [5]	Дрейфово-дифузне наближення локального поля з розв'язанням рівняння Пуассона:	Тиск: 30 Торр Робочий газ: Ксенон (Xe) Геометрія електродів: Циліндрична трубка з радіусом 1.5 мм і висотою 0.5 мм
Two-Dimensional Numerical Simulation of the DC Glow Discharge in the Normal Mode [25]	Двовимірне чисельне моделювання на основі рівнянь Больцмана, рівнянь Пуассона і відношення Ейнштейна для дифузії електронів	Тиск: 0.65 Торр, 0.947 Торр, 1.3 Торр Робочий газ: Аргон (Ar) Геометрія електродів: Плоскі паралельні електроди з відстанню між ними 3.525 см, радіус електрода 5.08 см

Проведений аналіз сучасних публікацій дозволяє виділити кілька ключових аспектів, які потребують подальшого дослідження:

- Необхідність розробки уніфікованих підходів до моделювання, що дозволять порівнювати результати досліджень, виконаних різними методами.
- Виявлення меж застосування окремих методів моделювання, зокрема у випадках, коли традиційні підходи не дають змогу точно описати поведінку розряду при екстремальних умовах.
- Значення експериментальної апробації моделей. Незважаючи на високий рівень розвитку чисельних методів, практична перевірка отриманих результатів залишається визначальним критерієм достовірності моделі.

Наукові праці, присвячені моделюванню тліючого розряду, свідчать про необхідність міждисциплінарного підходу, що об'єднує знання з галузі фізики плазми, математики, комп'ютерних наук і матеріалознавства. Це дозволяє досягти більш повного розуміння процесів, що відбуваються в системах з складною геометрією, і сприяє подальшому впровадженню інноваційних рішень у практичну діяльність.

2.2 Переваги і недоліки існуючих моделей

Розглянемо переваги і недоліки кожного з основних підходів до моделювання тліючих розрядів.

Гідродинамічні моделі мають такі переваги:

- Відносно швидкий розрахунок.
- Простота реалізації у багатьох задачах, де плазму можна розглядати як континуум.
- Добре підходять для моделювання макроскопічних характеристик розряду при низьких полях і малих тисках.

Однак гідродинамічні моделі мають і суттєві обмеження. Вони не можуть точно враховувати мікроскопічні процеси, такі як зіткнення та кінетичні ефекти, що є необхідним для моделювання плазми у складних умовах, таких як високий тиск або великі електричні поля. Крім того, ці моделі є малоефективними для моделювання складних електродних систем, зокрема коаксіальних, де просторовий розподіл плазми є нерівномірним.

Кінетичні моделі, такі як метод Монте-Карло, мають високу точність і дозволяють враховувати всі мікроскопічні процеси у розряді. Завдяки детальному опису руху частинок у фазовому просторі, вони є ефективними для моделювання нерівноважних розрядів у складних конфігураціях. Однак кінетичні моделі є обчислювально затратними і часто вимагають значних ресурсів для досягнення прийнятної точності, особливо при моделюванні розрядів у великих об'ємах або складних геометрій.

Дрейфово-дифузійні моделі поєднують макроскопічний підхід до опису руху заряджених частинок з розв'язанням кінетичних рівнянь. Вони є найбільш підходящими для моделювання низькотемпературної плазми, де важливим є просторовий розподіл заряджених частинок, а також у випадках, коли середній вільний пробіг електронів порівнянний з розмірами системи. Недоліком дрейфово-дифузійного підходу є необхідність у великих обчислювальних

потужностях, що робить його складним для застосування у реальних умовах виробництва.

Гібридні моделі комбінують переваги гідродинамічних та кінетичних підходів, що дозволяє забезпечити високу точність та ефективність моделювання. Такі моделі часто застосовуються для складних задач, де необхідно одночасно моделювати макро- та мікропроцеси. Однак гібридні моделі є складними для реалізації і потребують синхронізації різних підходів, що також збільшує обчислювальні витрати.

2.3 Відмінність моделювання коаксіальної системи від плоских дисків

Розглядаючи специфіку моделювання газорозрядних систем, необхідно окремо зупинитися на відмінностях між системами з коаксіальними електродами та системами з плоскими дисковими електродами. Ці відмінності є визначальними для вибору методів моделювання, математичних підходів і аналізу отриманих результатів.

Геометрична структура. Коаксіальні системи електродів характеризуються циліндричною геометрією, де катод розташований концентрично всередині анода. Ця структура формує розряд у радіально симетричному просторі, що істотно впливає на розподіл електричного поля та густину заряджених частинок. У системах з плоскими дисками електроди розташовані паралельно, що створює рівномірний простір між ними. Ця геометрія сприяє формуванню однорідного електричного поля та розподілу плазмових параметрів, за винятком областей поблизу країв електродів, де виникають крайові ефекти.

В коаксіальних системах, навпаки, радіальна залежність параметрів розряду зумовлює складність у точному описі процесів, що протікають у плазмі. Наприклад, густина електронів і іонів значно зростає поблизу катода через концентрацію поля в цій області, тоді як у системах із плоскими електродами розподіл більш рівномірний.

Розподіл електричного поля. У коаксіальних системах напруженість електричного поля змінюється нелінійно в залежності від радіальної відстані, що відповідає логарифмічній залежності розподілу потенціалу у циліндричній геометрії. Це означає, що поле є найсильнішим біля внутрішнього електрода і слабшає до анода. Для систем із плоскими дисками напруженість електричного поля є майже постійною у міжелектродному просторі, що значно спрощує опис плазмових процесів.

Через складність радіальної залежності у коаксіальних системах необхідно використовувати циліндричну систему координат у чисельних моделях, тоді як для плоских систем зазвичай достатньо картезіанської системи координат.

Розподіл плазмових параметрів. У коаксіальних системах розподіл плазмових параметрів, таких як густина заряджених частинок, температура та потенціал, має радіально-симетричний характер. Зокрема, у центральній області спостерігається висока густина електронів і іонів, тоді як у напрямку до периферії вона зменшується. Це ускладнює рівномірне використання плазми в промислових процесах і вимагає додаткових досліджень для оптимізації конструкції системи.

У плоских системах з дисковими електродами розподіл густини заряджених частинок і температури плазми є більш рівномірним, що робить такі системи зручнішими для експериментальних досліджень. Це також дозволяє використовувати спрощені математичні моделі для їх опису.

Методи моделювання. У коаксіальних системах для опису фізичних процесів застосовуються методи, адаптовані для циліндричних координат. Найчастіше використовується гідродинамічний підхід у дрейфово-дифузійному наближенні, що враховує радіальну залежність густини заряджених частинок, температури електронів і напруженості електричного поля. Крім того, враховується вторинна емісія катода, рекомбінація іонів і інші процеси, які є специфічними для коаксіальної геометрії.

Для систем із плоскими електродами моделі можуть бути спрощеними, що базуються на картезіанських координатах і рівняннях, які враховують переважно

однорідне поле. Це значно спрощує чисельні обчислення, особливо у випадках використання кінетичних моделей або методу Монте-Карло.

Фізичні ефекти. Коаксіальні системи піддаються сильнішому впливу крайових ефектів, особливо в областях, де система переходить від регулярної геометрії до областей закінчення трубок або перфорацій. Це може створювати нерівномірності в розподілі плазмових параметрів, які ускладнюють моделювання і потребують додаткового врахування в чисельних моделях. У системах із плоскими електродами крайові ефекти є менш значними і не так сильно впливають на загальну картину розряду.

Енергетична ефективність. Коаксіальні системи забезпечують кращу енергетичну ефективність, оскільки втрати енергії на зіткнення іонів із стінками зменшуються через специфічну геометрію електродів. Це дозволяє використовувати такі системи в умовах низьких значень pd , що є критично важливим для багатьох плазмових технологій. У системах із плоскими дисками енергетична ефективність залежить від рівномірності розподілу поля, однак втрати можуть бути більшими через більшу площу взаємодії заряджених частинок із стінками.

Моделювання коаксіальних систем є суттєво складнішим у порівнянні з системами із плоскими електродами через їхню специфічну геометрію, нерівномірність електричного поля і радіально залежний розподіл плазмових параметрів. Ці особливості роблять коаксіальні системи більш ефективними для спеціалізованих задач, таких як обробка внутрішніх поверхонь металевих деталей або створення вузькоспеціалізованих іонно-плазмових технологій. Водночас їх математичне моделювання вимагає складніших підходів, що враховують всі просторово-залежні характеристики.

2.4 Висновки до розділу 2

1. В результаті системного аналізу існуючих методів моделювання тліючого розряду, їх переваг і обмежень у застосуванні до специфічних умов іонно-плазмової обробки внутрішньої поверхні трубок коаксіальних електродних систем, встановлено, що найбільш доцільно використовувати для фізико-топологічного моделювання аномального тліючого розряду в довгомірних тонких трубках гідродинамічний підхід у дифузійно-дрейфовому наближенні. Підґрунтям такого підходу є виконання умови значної кількості іонізуючих зіткнень електронів з молекулами газу на шляху руху від катоду (поверхні трубки) до аноду (осьового електроду). Такий підхід значно спрощує розрахунки відносно підходу на засадах фізичної кінетики.

2. Вибір тиску робочого газу p для гідродинамічного моделювання відповідає умові значно меншої середньої довжини вільного пробігу електронів λ_i по відношенню до міжелектродного проміжку d . Виконання умови мінімальної напруги на тліючому розряді приводить значення добутку pd в область мінімуму кривих Пашена.

3. Відомо, що використання гідродинамічного підходу (моделі) для вказаних значень добутку pd забезпечує коректне самоузгоджене математичне описання процесів електричного розряду при високій точності розрахунків з врахуванням просторової неоднорідності електричних полів, хімічних реакцій, процесів генерації носіїв заряду та електрофізичних характеристик і геометричних параметрів електродних систем.

РОЗДІЛ 3 МОДЕЛЮВАННЯ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ

3.1 Постановка задачі на фізико-топологічне моделювання

Узагальнюючи дані проаналізовані в попередньому розділі можна створити аналітично-поведінкову модель. Аналіз наведених публікацій дає змогу виокремити такі параметри впливу на тліючий розряд [11]:

– Тиск робочого газу (p). Тиск визначає концентрацію молекул газу, що впливає на частоту зіткнень між іонами, електронами та молекулами газу. При підвищеному тиску збільшується ймовірність зіткнень, що може призвести до втрати енергії і зменшення ефективності розряду. У низькому тиску зменшується кількість зіткнень, що може збільшити стабільність розряду.

– Відстань між електродами (d). Відстань між електродами визначає величину напруги, необхідної для підтримання розряду. Збільшення відстані може вимагати вищої напруги для запалювання розряду, що впливає на стабільність. Оптимальне співвідношення між тиском і відстанню між електродами (pd) забезпечує стабільний розряд при мінімальних витратах енергії.

– Електричне поле (U). Напруга, прикладена до електродів, створює електричне поле, яке прискорює електрони. Збільшення напруги може призвести до збільшення енергії електронів, що впливає на іонізацію та може зробити розряд більш стабільним.

– Тип і склад робочого газу. Різні гази мають різну здатність до іонізації, що впливає на ефективність тліючого розряду. Наприклад, інертні гази, такі як неон або аргон, часто використовуються через їхню високу стійкість і низьку хімічну активність.

– Конфігурація та матеріал електродів. Матеріал електродів може впливати на процеси вторинної електронної емісії, що, в свою чергу, впливає на стабільність розряду. Конфігурація електродів визначає розподіл електричного поля, що впливає на рівномірність розряду.

– Температура (t). Температура газу впливає на кінетичну енергію частинок і на рівень збудження молекул. Зміни температури можуть змінити частоту зіткнень і вплинути на стабільність розряду.

– Присутність домішок або забруднень. Домішки в газі можуть змінювати рівень іонізації і впливати на стабільність розряду. Вони можуть викликати утворення додаткових шляхів для електричного струму або спричинити нестабільності.

Тліючий розряд має характерну структуру (рис. 3.1), що складається з кількох областей, кожна з яких характеризується своїми фізичними процесами, напругою та фотонною емісією. Основні області тліючого розряду наступні [76]:

1. Катодний шар розташовується безпосередньо біля катода. Тут спостерігається різкий спад потенціалу, завдяки якому утворюється сильне електричне поле, яке прискорює електрони від катода. Цей шар відповідає за первинну іонізацію газу за рахунок зіткнень прискорених частинок.

2. Негативне світіння розташоване відразу після катодного шару. Тут відбувається інтенсивне збудження атомів і молекул газу, що призводить до яскравої фотонної емісії. Електричне поле в цій області суттєво слабше, ніж у катодному шарі.

3. Темний Фарадеевий простір іде після негативного світіння. Світлова інтенсивність тут значно знижується, оскільки збудження частинок падає, а електричне поле стає ще слабшим.

4. Позитивний стовп — довга, практично однорідна область плазми, яка простягається від темної зони до анода. Тут підтримується рівновага між процесами іонізації та рекомбінації, що забезпечує стабільність плазми. Властивості цієї області (наприклад, напруженість електричного поля, концентрація заряджених частинок) майже постійні вздовж стовпця.

5. Анодний шар розташовується безпосередньо біля анода. Може характеризуватися підвищеною світловою емісією та невеликим падінням потенціалу, яке допомагає завершити процес перенесення заряду до анода.

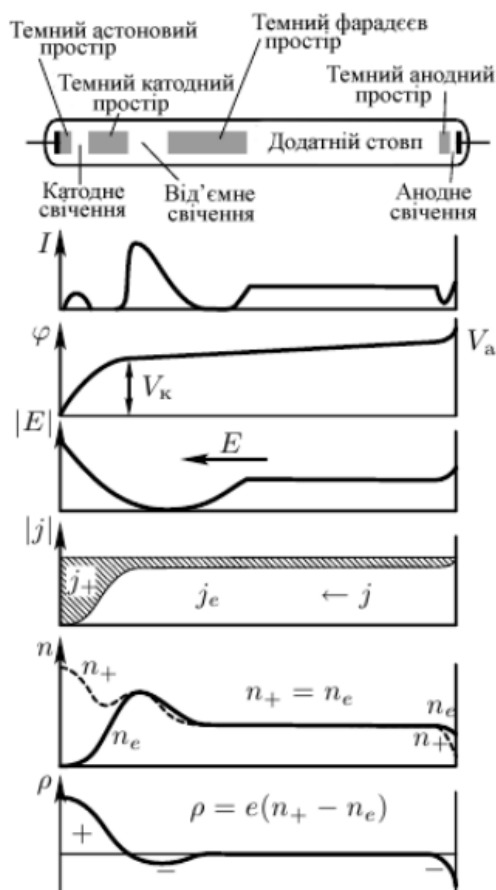


Рисунок 3.1 Структура тліючого розряду

Якщо проміжок між електродами невеликий, це впливає на характеристики розряду наступним чином:

- Скорочення просторових шарів розряду. При малих відстанях між електродами простір, у якому формуються окремі області значно скорочується. Це може призвести до того, що ці області починають накладатися одна на одну або зовсім не формуються як чітко розділені шари.

- Зміна розподілу електричного поля. У невеликому проміжку електричне поле стає більш однорідним по всьому об'єму між електродами. Це може вплинути на локальні процеси дрейфу та дифузії, а також на ефективність іонізації, що веде до зміни інтенсивності та просторового розподілу плазмових процесів.

- Збільшення ролі поверхневих ефектів. У малих проміжках взаємодія плазми з поверхнями електродів стає домінуючою. Процеси вторинної емісії,

адсорбції заряджених частинок і теплових ефектів можуть суттєво впливати на стабільність і характеристики розряду.

Гідродинамічний підхід у дрейфово-дифузному наближенні обрано для моделювання тліючого розряду в коаксіальній системі з кількох причин:

1. Адекватний опис переносу заряджених частинок: дрейфово-дифузна модель ефективно враховує рух електронів та іонів під впливом електричного поля (дрейф) та градієнтів концентрації (дифузія). Це дозволяє описати основні фізичні процеси, що відбуваються в тліючому розряді, без необхідності переходу до більш складних кінетичних моделей.

2. Зниження обчислювальних витрат: гідродинамічні (fluid) моделі у дрейфово-дифузному наближенні зазвичай формулюються у вигляді систем диференціальних рівнянь, які значно простіше та швидше розв'язувати чисельно, ніж повні кінетичні рівняння (наприклад, у методах Particle-in-Cell або Монте-Карло). Це особливо важливо у разі складної геометрії коаксіальної системи.

3. Самозв'язаний розрахунок просторового розподілу поля: такий підхід легко інтегрується з рівнянням Пуассона для розрахунку електричного поля, що необхідно для адекватного опису просторового розподілу розряду.

4. Обґрунтованість припущень для тліючого розряду: у тліючих розрядах характерні умови, за яких середній вільний шлях частинок набагато менший за розміри системи, що дозволяє використовувати гідродинамічне наближення. При цьому деталі мікроскопічних процесів можна адекватно представити через макроскопічні величини (концентрації, температури, швидкості).

5. Геометрія системи: коаксіальна забезпечує природну циліндричну симетрію, що дозволяє використовувати циліндричні координати (r, φ, z) . Це спрощує постановку задачі, зокрема, дозволяє звести проблему до основного радіального напрямку в центральній області, де $L \gg d$

Отже, вибір гідродинамічного підходу в дрейфово-дифузному наближенні є компромісом між точністю опису основних фізичних процесів у тліючому

розряді та ефективністю чисельних розрахунків, що робить його оптимальним для моделювання в коаксіальній системі. Для розрахунків використовується система рівнянь адаптована для циліндричної коаксіальної геометрії.

Метою моделювання є побудова фізико-топологічної моделі тліючого розряду за умови значення параметру $pd \approx 1$ Па·м, що відповідає лівій частині мінімуму кривої Пашена, у витягнутій коаксіальній системі електродів, що дозволить визначити:

- розподіл потенціалу в міжелектродному просторі;
- концентрацію заряджених частинок;
- густину електронного та іонного струмів;
- вольт-амперні характеристики розряду в різних режимах.

Процеси в розряді які необхідно врахувати:

- іонізація атомів електронним ударом;
- генерація та гасіння метастабільних атомів;
- пружні зіткнення електронів та іонів;
- резонансне перезарядження іонів;
- іонізація Пенінга;
- вторинна іонно-електронна емісія катода.

3.2 Параметри фізико-топологічної моделі тліючого розряду

На рис.3.3 представлено фізико-топологічну модель тліючого розряду, яка враховує послідовність постановки задачі і її розрахунку. Модель включає початкові та граничні умови, види хімічних реакцій та фізичні процеси самоузгодження плазми розряду. Модель дозволяє визначити Розподіл електричного потенціалу та параметри електричного поля, та розподіл концентрації електронів і іонів у розрядному проміжку досліджуваного пристрою. Отримані динамічні характеристики розрядного проміжку дозволяють визначити інтегральні параметри пристроїв на їх основі.



Рисунок 3.2 Фізико-топологічна модель тліючого розряду

Топологія електродних систем

1. Трубчастий металевий пристрій, у якому коаксіально вводять внутрішній електрод (рис. 3.3) для підтримання всередині пристрою тліючого розряду за pd , що відповідають мінімуму кривої Пашена для запалювання розряду.

2. Двохелектродний пристрій у діелектричній оболонці (рис. 3.4) за pd , що відповідають мінімуму кривої Пашена для запалювання розряду.

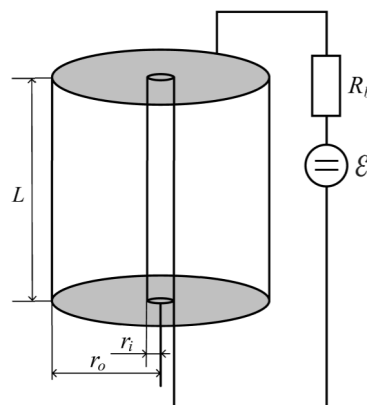


Рисунок 3.3 Коаксіальна електродна система

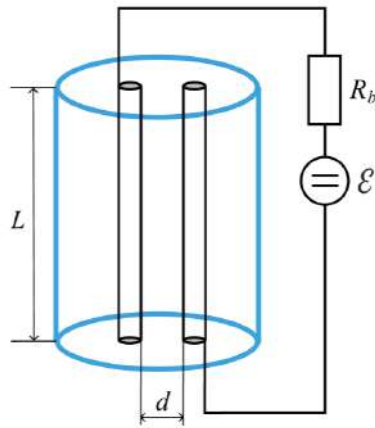


Рисунок 3.4 Двохелектродний пристрій у діелектричній оболонці

Параметри пристроїв та робочого середовища

1. Довгомірність – $L \gg d$
2. Низький тиск та допустимість застосування гідродинамічного наближення – довжина вільного пробігу частинок $\lambda \ll d$
3. Стаціонарний режим
4. Відсутність іскрових явищ і переходу в дугову форму розряду

Об'ємні та поверхневі реакції

Таблиці 3.1. наведено об'ємні реакції в аргоні, де Ar – атом аргону, Ar* – метастабільний збуджений стан атома аргону, Ar⁺ – іон, e – електрон.

Таблиця 3.1. Об'ємні реакції в аргоні

Реакція	Тип реакції	$\Delta\varepsilon$, eV	Швидкість реакції
$e + \text{Ar} \rightarrow e + \text{Ar}$	Пружне зіткнення електронів з атомами	—	за функцією розподілу Максвела
$e + \text{Ar} \rightarrow e + \text{Ar}^*$	Генерація метастабільного атома під дією електронного удару	11,5	з використанням коефіцієнтів Таунсенда
$e + \text{Ar}^* \rightarrow e + \text{Ar}$	Гасіння метастабільного атома під дією електронного удару	-11,5	за функцією розподілу Максвела
$e + \text{Ar} \rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	Іонізація атомів електронним ударом	15,8	з використанням коефіцієнтів Таунсенда
$e + \text{Ar}^* \rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	Іонізація метастабільних атомів ударом електронів	4,427	за функцією розподілу Максвела
$\text{Ar}^* + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}$	Гасіння метастабільного атома	—	1807 м ³ /(с·моль)
$\text{Ar}^* + \text{Ar}^* \rightarrow e + \text{Ar} + \text{Ar}^+$	Іонізація Пенінга	—	3.734·10 ⁸ м ³ /(с·моль)

Таблиця 3.2. Поверхневі реакції з аргоном

Реакція	Поверхня	Коефіцієнт прилипання
$\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar}$	Катод	0,1
$\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar}$	Анод	1
$\text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar}$	Катод, Анод	1

Таблиця 3.3 Об'ємні реакції в неоні

Реакція	Тип реакції	$\Delta\epsilon$, eV	Швидкість реакції
$e + \text{Ne} \rightarrow e + \text{Ne}$	Пружне зіткнення електронів з атомами	—	за функцією розподілу Максвела
$e + \text{Ne} \rightarrow e + \text{Ne}^*$	Генерація метастабільного атома під дією електронного удару	16.62	з використанням коефіцієнтів Таунсенда
$e + \text{Ne}^* \rightarrow e + \text{Ne}$	Гасіння метастабільного атома під дією електронного удару	-16.62	за функцією розподілу Максвела
$e + \text{Ne} \rightarrow 2e + \text{Ne}^+$	Іонізація атомів електронним ударом	21.56	з використанням коефіцієнтів Таунсенда
$e + \text{Ne}^* \rightarrow 2e + \text{Ne}^+$	Зіткнення метастабільних атомів	4.92	за функцією розподілу Максвела
$\text{Ne}^* + \text{Ne}^* \rightarrow e + \text{Ne} + \text{Ne}^+$	Іонізація Пенінга	—	$1807 \text{ м}^3/(\text{с} \cdot \text{моль})$
$\text{Ne}^* + \text{Ne} \rightarrow \text{Ne} + \text{Ne}$	Гасіння метастабільних атомів	—	$3.734 \cdot 10^8 \text{ м}^3/(\text{с} \cdot \text{моль})$

Таблиця 3.4. Поверхневі реакції з неоном

Реакція	Поверхня	Коефіцієнт прилипання
$\text{Ne}^+ \rightarrow \text{Ne}$	Катод	0,1
$\text{Ne}^+ \rightarrow \text{Ne}$	Анод	1
$\text{Ne}^* \rightarrow \text{Ne}$	Катод, Анод	1

Коефіцієнти для розрахунку швидкостей реакцій наведені в додатку А.

3.3 Самоузгоджена гідродинамічна модель тліючого розряду низького тиску

Густина електронів обчислюється шляхом розв'язування дрейф-дифузійного рівняння. Конвекцією електронів внаслідок руху рідини нехтуємо.

Дифузія описується за законом Фіка:

$$\mathbf{\Gamma}_{\text{diff}} = -D_e \nabla n_e \quad (3.1)$$

Дрейф:

$$\mathbf{\Gamma}_{\text{drift}} = \mu_e n_e \mathbf{E} \quad (3.2)$$

Таким чином, сумарний потік електронів:

$$\mathbf{\Gamma}_e = -n_e(\mu_e \cdot \mathbf{E}) - \mathbf{D}_e \cdot \nabla n_e \quad (3.3)$$

Континуумне рівняння для електронів:

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e) + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_e = R_e \quad (3.4)$$

де

∇ – оператор Гамільтона,

n_e – концентрація електронів,

μ_e – рухливість електронів,

\mathbf{E} – напруженість електричного поля,

\mathbf{D}_e – коефіцієнт дифузії електронів,

$\mathbf{\Gamma}_e$ – вектор потоку електронів,

R_e – швидкість генерації електронів внаслідок непружних зіткнень.

Рухливість електронів обчислюється з приведеної рухливості за допомогою:

$$\mu_e = \frac{\mu_{\text{red}}}{N_n} \quad (3.5)$$

де N_n – концентрація нейтральних частинок.

Дифузія електронів:

$$\mathbf{D}_e = \mu_e T_e \quad (3.6)$$

Функція розподілу електронів по енергії розраховується по Максвелу:

$$f(\varepsilon) = \varphi \frac{3}{2} \beta_1 e^{-\frac{\varepsilon \beta_2}{\varphi}} \quad (3.7)$$

де ε – енергія електрона, φ – середня енергія електронів в еВ. Коефіцієнти β_1 і β_2 визначаються неповною гамма-функцією:

$$\beta_1 = \Gamma\left(\frac{5}{2}\right)^{\frac{3}{2}} \Gamma\left(\frac{3}{2}\right)^{-\frac{5}{2}} \quad (3.8)$$

$$\beta_2 = \Gamma\left(\frac{5}{2}\right) \Gamma\left(\frac{3}{2}\right)^{-1} \quad (3.9)$$

Константи швидкості реакцій обчислюються з ефективного перерізу на основі функції розподілу електронів по енергії, тобто за функцією розподілу Максвелла:

$$k_f = \gamma \int_0^{\infty} \varepsilon \sigma_k(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3.10)$$

де σ_k - ефективний переріз зіткнення (м^2)

Для постійнострумових розрядів кращою практикою є використання коефіцієнтів Таунсенда замість констант швидкості для визначення швидкості реакції. Ці коефіцієнти дають кращий опис того, що відбувається в області прикатодного падіння напруги [2]. Припустимо, що існує M реакцій, які сприяють зростанню або розпаду електронної густини та P непружних електронно-нейтральних зіткнень. Загалом $P \gg M$. Коли використовуються коефіцієнти Таунсенда, складова джерела електронів задається співвідношенням:

$$R_e = \sum_{j=1}^M x_j \alpha_j N_n |\Gamma_e| \quad (3.11)$$

де x_j — мольна частка частинки реакції, α_j — коефіцієнт Таунсенда. Втрати енергії електронів отримують підсумовуванням втрат енергії зіткнення за всіма реакціями:

$$R_\varepsilon = \sum_{j=1}^P x_j \alpha_j N_n |\Gamma_e| \Delta\varepsilon_j \quad (3.12)$$

де $\Delta\varepsilon_j$ — втрати енергії від реакції j .

Що стосується неелектронних частинок, то для масової частки кожної складової вирішується наступне рівняння:

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} (\omega_k) + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \omega_k = \nabla \cdot \mathbf{j}_k + R_k \quad (3.13)$$

де

\mathbf{j}_k – вектор дифузійного потоку,
 \mathbf{R}_k – вираз швидкості для частинки k ,
 \mathbf{u} – усереднений по масі вектор швидкості рідини,
 ρ – просторова щільність заряду
 ω_k – масова частка k -ї частинки.

Вектор дифузійного потоку визначається як:

$$\mathbf{j}_k = \rho \omega_k \mathbf{V}_k \quad (3.14)$$

де \mathbf{V}_k – багатокомпонентна швидкість дифузії для частинки k .

Для визначення електричного поля, яке формується внаслідок просторової неоднорідності зарядів, застосовується рівняння Пуассона:

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (3.15)$$

Врахування циліндричної симетрії при обчисленні операцій диференціювання (наприклад, використання циліндричних координат, де оператор Лапласа набуває вигляду):

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \quad (3.16)$$

Просторова щільність заряду ρ обчислюється за формулою:

$$\rho = q \left(\sum_{k=1}^N Z_k n_k - n_e \right) \quad (3.17)$$

де

q – одиничний заряд,

Z_k – заряд,

n_k – концентрація електронів,

На відміну від НЧ-розрядів, механізм підтримки даного розряду – це випромінювання вторинних електронів з катода. Електрон випромінюється з поверхні катода із заданою ймовірністю при попаданні іона. Потім ці електрони прискорюються сильним електричним полем поблизу катода, де вони набувають достатньо енергії для ініціювання іонізації.

Граничні умови. Внаслідок контакту електронів зі стінками спостерігається їхня втрата, а процес вторинної емісії забезпечує їх відновлення. Це, в свою чергу, формує граничну умову для потоку як електронів, так і енергії:

$$\mathbf{n} \cdot \Gamma_e = \gamma(\Gamma_p \cdot \mathbf{n}) \quad (3.18)$$

і потік енергії електронів:

$$\mathbf{n} \cdot \Gamma_\varepsilon = \varepsilon_p \gamma(\Gamma_p \cdot \mathbf{n}) \quad (3.20)$$

де \mathbf{n} – вектор зовнішньої нормалі,

Γ_ε – густина енергії електронів,

Γ_p – вектор потоку іонів,

ε_p – середня енергія вторинних електронів.

Коли метастабільні та іонізовані атоми аргон стикаються зі стінками, вони перетворюються назад у нейтральні атоми.

Для виконання розрахунків використано пакет Comsol Multiphysics.

3.4 Результати моделювання коаксіальної системи з внутрішнім анодом

Таблиця 3.5. Початкові умови для коаксіальної системи з внутрішнім анодом

Параметр	Значення
Напруга живлення	2800 В
Температура, Т	300 К
Тиск, р	66,6-200 Па
Вторинна емісія, γ	0.1
Концентрація електронів у міжелектродному просторі, n_{e0}	10^{13} м^{-3}
Концентрація нейтральних частинок у міжелектродному просторі, N	$2.5 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$
Приведена рухливість електронів [70]	$4 \cdot 10^{24} \text{ 1/(В} \cdot \text{м} \cdot \text{с)}$
Внутрішній радіус катоду, r_c	10 та 13 мм
Зовнішній радіус аноду, r_a	2 мм
Осьова довжина вздовж електродної системи, L	280 мм
Баластний резистор, R_b	10-300 кОм

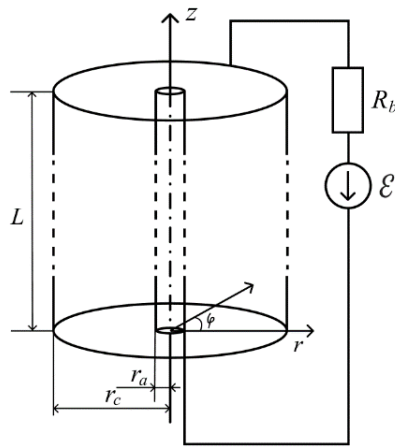


Рисунок 3.5 Модель розрядної системи з внутрішнім анодом

Кінцево-різницева сітка для розрахунку в Comsol Multiphysics задавалася з двома розмірами: більш проста для області між електродного простору (з розмірами елемента від $7 \cdot 10^{-5}$ м до 0,014 м) і ущільнена для областей катода і анода (з розмірами елемента від $7 \cdot 10^{-5}$ м до 0,007 м). Такі розміри елементів дозволяють достатньо точно розрахувати процеси розряду, що відбуваються в моделі.

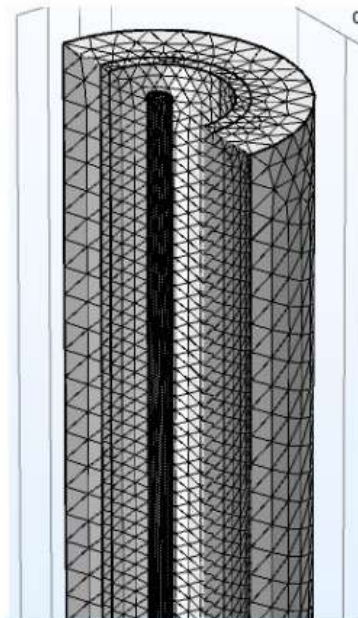


Рисунок 3.6 Кінцево-різницева сітка коаксильної системи електродів

На рис. 3.7-3.9 наведено графіки розподілів потенціалу та концентрації заряджених частинок у міжелектродному проміжку (по r). Режим існування розряду встановлювався за допомогою баластного резистору R_b , і, відповідно, його величина впливає на струм розряду та інші характеристики. Напряга на розряді в залежності від радіусу катода (10 та 13 мм) знаходилась в межах 115 – 155 В.

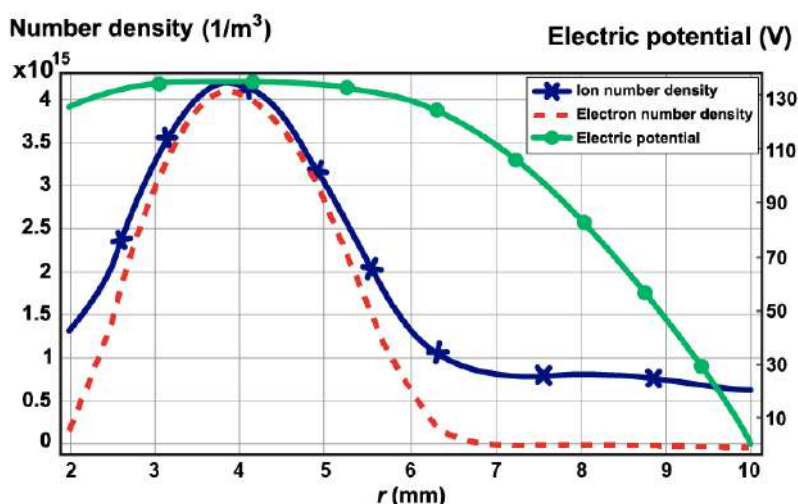


Рисунок 3.7 Розподіл потенціалу та концентрації іонів і електронів радіально вздовж проміжку від аноду до катода посередині електродної системи $r_c = 10$ мм, $R_b = 50$ кОм, $p = 133$ Па. $p \times (r_c - r_a) = 1.064$ Па·м

На рис. 3.7 показано розподіл потенціалу в випадку існування плазми в розрядному проміжку, на рис 3.8 – при відсутності плазми. В обох випадках значна роль позитивного просторового заряду іонів в формування кривої розподілу потенціалу в міжелектродному проміжку. Відомо, що розподіл потенціалу в коаксіальній системі (вакуумному конденсаторі) характеризується сильною неоднорідністю, тобто напруженість електричного поля біля внутрішнього електроду малого діаметру суттєво збільшується по відношенню до напруженості біля зовнішнього електроду в порівнянні з постійною напруженістю поля для плоскопаралельних електродів. Ці особливості призводять до різних розподілів потенціалів в вакуумних коаксіальній та плоскій системах, а також показано їх відмінність від розподілу при наявності просторового заряду іонів (рис. 3.7, 3.8).

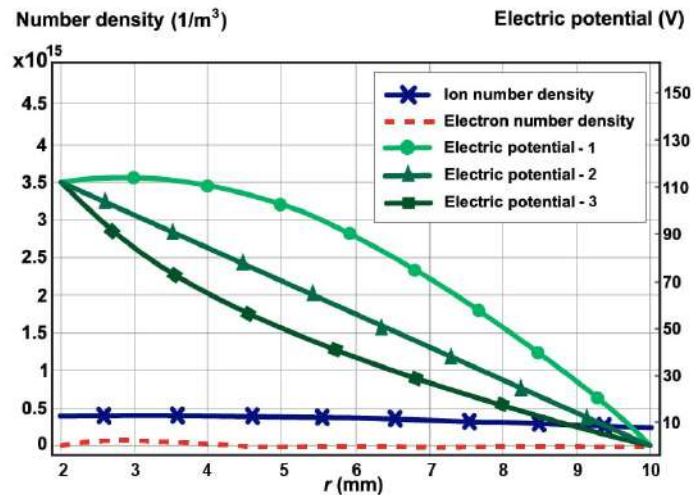


Рисунок 3.8 Розподіл потенціалу та концентрації іонів і електронів радіально вздовж проміжку від аноду до катоду посередині електродної системи. $r_c = 10$ мм, $R_b = 300$ кОм. $p = 133$ Па. $p \times (r_c - r_a) = 1.064$ Па·м. Розподіл потенціалу в циліндричній електродній системі з розрядом – 1, без розряду – 3, в плоскопаралельній електродній системі без розряду – 2.

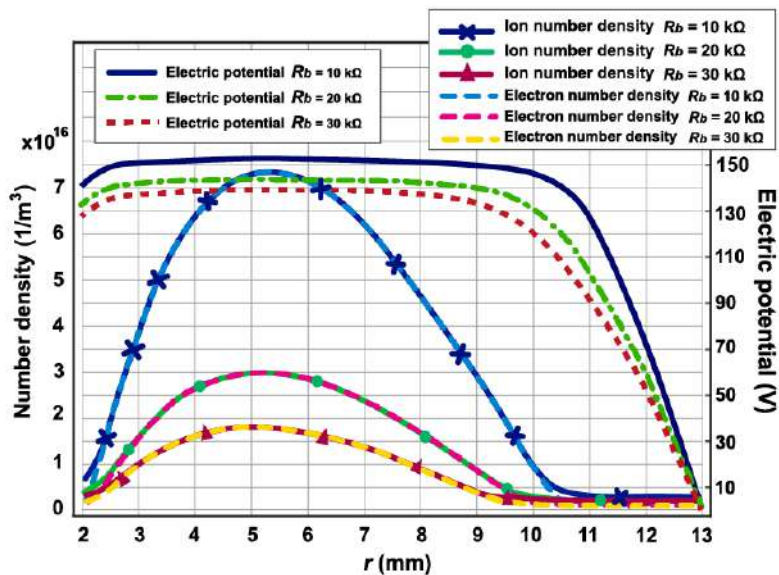


Рисунок 3.9 Розподіл потенціалу, густини іонів і електронів радіально вздовж проміжку від аноду до катоду посередині електродної системи $p = 133$ Па·м. $p \times (r_c - r_a) = 1.46$ Па·м

На рис. 3.10 показано розподіл густину іонного струму j_c вздовж поверхні катода. Густина струму рівномірна вздовж поверхні (окрім $R_b = 300$ кОм, $r_c = 10$ мм для дуже слабкострумного розряду) і складає $0.6 - 1.1$ А/м².

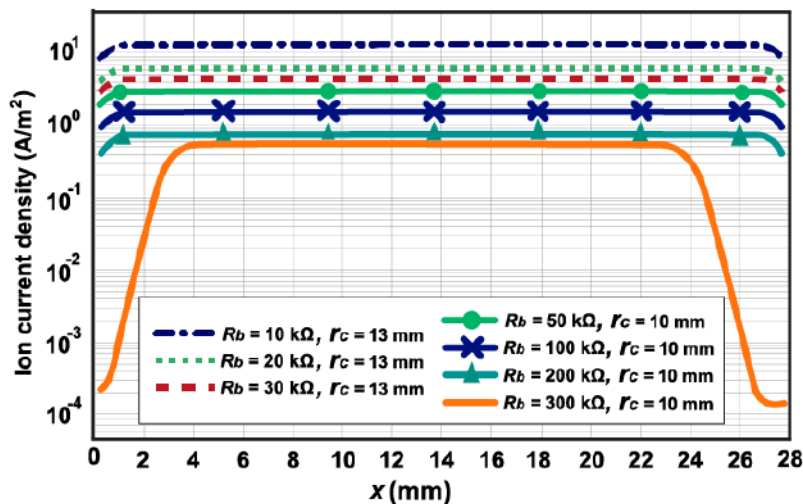


Рисунок 3.10 Графік розподілу густини іонного струму на катоді вздовж його поверхні.

Таблиця 3.6. Дані густини електронного та іонного струму на катоді та аноді, $r_c = 10$ мм, $r_a = 2$ мм

R _b , кОм	Густина електронного струму, А/м ²		Густина іонного струму, А/м ²	
	катод	анод	катод	анод
$p=66,6$ Па				
50	0,27	17,8	2,8	-2,62
100	0,135	8,55	1,45	-0,8
200	0,084	4,9	0,85	-0,08
300	0,084	4,9	0,85	-0,08
$p=133,3$ Па				
50	0,265	17,5	2,9	-2,32
100	0,130	8,6	1,42	-0,90
200	0,067	4,25	0,75	-0,31
300	0,057	3,62	0,65	-0,22
$p=200$ Па				
100	0,13	8,54	1,45	-0,85
200	0,065	4,24	0,74	-0,31
300	0,055	3,6	0,62	-0,23

Таблиця 3.7 Дані електронного та іонного струму та похибка розрахунку,

 $r_c = 10$ мм, $r_a = 2$ мм

R _b , кОм	Електронний струм, мА		Іонний струм, мА		Сумарний катодний струм, мА	Сумарний анодний струм, мА	Похибка розрахунку, %
	катод	анод	катод	анод			
$p=66,6$ Па							
50	4,5	60	47	-8,8	51,5	51,2	0,59
100	2,2	28	24	-2,6	26,2	25,4	3,15
200	1,1	13,5	12	-0,18	13,1	13,32	1,68
300	0,76	9	8,13	-0,11	8,89	8,89	0
$p=133,3$ Па							
50	4,40	59,24	48,43	-7,74	52,83	51,5	2,5
100	2,22	29,11	24,33	-3,04	26,53	26,07	1,76
200	1,11	14,21	12,22	-1	13,32	13,21	0,8
300	0,74	9,43	8,19	-0,55	8,93	8,88	5,6
$p=200$ Па							
100	2,18	28,72	24,45	-2,81	26,63	25,91	2,78
200	1,08	14,16	12,28	-1,02	13,36	13,14	1,67
300	0,72	9,47	8,22	-0,6	8,94	8,87	0,79

Таблиця 3.8 Похибка розрахунку коефіцієнту вторинної емісії, $r_c = 10$ мм, $r_a = 2$ мм

R _b , кОм	Струм на катоді, мА		Фактичний коефіцієнт вторинної електронної емісії	Похибка розрахунку, %
	Електронний	Іонний		
$p=66,6$ Па				
50	4,5	47	0,096	4
100	2,2	24	0,092	8
200	1,1	12	0,092	8
300	0,76	8,13	0,093	7
$p=133,3$ Па				
50	4,40	48,43	0,091	9
100	2,22	24,33	0,091	9
200	1,11	12,22	0,091	9
300	0,74	8,19	0,09	10
$p=200$ Па				
100	2,18	24,45	0,089	11
200	1,08	12,28	0,088	12
300	0,72	8,22	0,088	12

Таблиця 3.9 Дані густини електронного та іонного струму на катоді та аноді, $r_c = 13$ мм, $r_a = 2$ мм

R _b , кОм	Густина електронного струму, А/м ²		Густина іонного струму, А/м ²	
	катод	анод	катод	анод
$p = 133,3$ Па				
10	0,128	8,47	1,45	-0,78
20	0,064	4,22	0,74	-0,31
30	0,056	3,68	0,65	-0,245

Таблиця 3.10 Дані електронного та іонного струму та похибка розрахунку, $r_c = 13$ мм, $r_a = 2$ мм

R _b , кОм	Електронний струм, мА		Іонний струм, мА		Сумарний катодний струм, мА	Сумарний анодний струм, мА	Похибка розрахунку, %
	катод	анод	катод	анод			
$p = 133,3$ Па							
10	2,15	28,39	24,52	-2,62	26,67	25,77	3,49
20	1,06	14,07	12,31	-0,99	13,37	13,08	2,22
30	0,71	9,37	8,23	-0,61	8,94	8,76	2,05

Таблиця 3.11 Похибка розрахунку коефіцієнту вторинної емісії, $r_c = 13$ мм, $r_a = 2$ мм

R _b , кОм	Струм на катоді, мА		Фактичний коефіцієнт вторинної електронної емісії	Похибка розрахунку, %
	Електронний	Іонний		
$p = 133,3$ Па				
10	2,15	24,52	0,088	12
20	1,06	12,31	0,086	14
30	0,71	8,23	0,086	14

Для аналізу характеристик розряду в системі, яка досліджується, бажано використовувати вольт-амперні характеристики (ВАХ) розряду, тому що їх зазвичай використовують в літературі. Проте розрахований сумарний струм включає ту частину, на яку неоднозначно впливають діелектричні торці електродної системи. Тому приведено модифіковані ВАХ у вигляді напруга розряду – щільність струму на аноді (рис. 3.11) та іонного струму розряду на катоді (рис. 3.12) в центральній частині системи. На полі рис. 3.11, 3.12 вказані значення баластного резистору для побудови окремих точок ВАХ. Представлені

характеристики розраховані для різних значень міжелектродного проміжку (при $r_c = 10$ мм проміжок складає 8 мм, а при $r_c = 13$ мм — складає 11 мм).

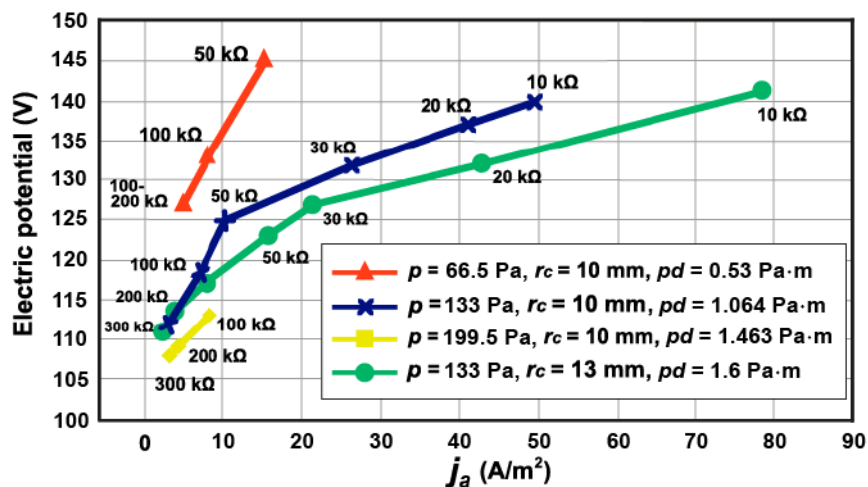


Рисунок 3.11 Модифікована вольт-амперна характеристика розряду при різних тисках для аноду

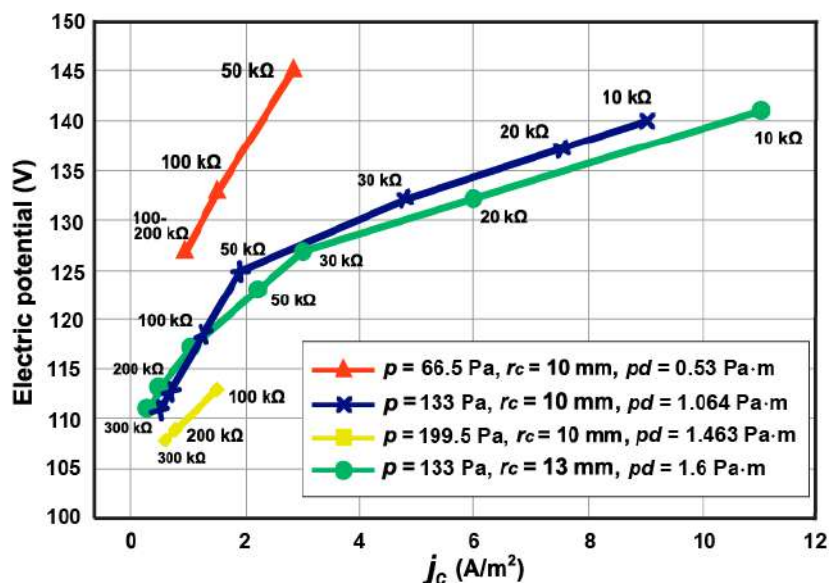


Рисунок 3.12 Модифікована вольт-амперна характеристика катоду для розряду при різних тисках

В результаті моделювання було отримано дані, які вказують на те, що розряд при pd , характерних для лівої частини області мінімуму кривих Пашена, де починається підйом напруги виникнення розряду, має всі ознаки типового тліючого розряду, але з особливостями різних режимів (мод). В усіх модах присутня іон-електронна емісія та іонізація електронним ударом, а розрядна

напруга відповідає типовим значення для тліючого розряду [40]. Значуща роль просторового заряду іонів призводить до нелінійного розподілу потенціалу навіть при невеликих значеннях щільності струму (~ 80 мкА/см² для $R_b = 300$ кОм, рис. 3.8, рис. 3.12). Характер розподілу потенціалу вказує на формування в міжелектродному проміжку біля катодного шару просторового заряду іонів, в якому має місце генерація іонів.

При малих струмах та pd іонний шар простягається від катоду до аноду з повільним зростанням концентрації іонів (рис. 3.8), причому концентрація електронів n_e менше концентрації іонів n_p на коефіцієнт $\sim \gamma$, що вказує на відсутність плазмоутворення в проміжку. Така безплазмова мода розряду в літературі називається найпростішою або Таунсендівською [3, 53]. Вона має лінійний розподіл потенціалу (крива 2 на рис. 3.8) та постійну напруженість електричного поля завдяки мінімальному впливу просторового заряду іонів. Проте в даному випадку безплазмова розрядна мода має нелінійний розподіл потенціалу (крива 1 на рис. 3.8) завдяки сильному впливу просторового заряду іонів, але таку моду також можна віднести до найпростішої. Її особливістю є позитивний нахил ВАХ. Просторовий іонний заряд нівелює ефект впливу коаксіальності геометрії електродної системи з підвищеною напруженістю поля біля внутрішнього електроду.

ВАХ для $R_b = 300, 100, 50$ кОм на рис. 3.11, 3.12 для $r_c = 10, 13$ мм ($pd = 0.53, 1.064, 1.463$ Па·м) якраз відносяться до найпростішої безплазмової моди. В цій моді різниця між концентраціями електронів та іонів зменшується зі зменшенням баластного опору R_b , тобто при збільшенні струму розряду. Проте навіть з $R_b = 50$ кОм ($pd = 1.064$ Па·м) та $R_b = 100$ кОм ($pd = 1.6$ Па·м) не досягається повної рівності між концентраціями електронів та іонів в області максимальної концентрації заряджених частинок (рис.3.7).

На проміжку між катодом та анодом розподіл потенціалу має прикатодну частину з наростанням потенціалу (~ 130 В, для $j_c \sim 3$ А/м²), а потім спад в прианодній області (~ 15 В). Перехід від однієї частини розподілу до іншої знаходиться в області максимуму концентрації заряджених частинок (на $r =$

4 мм, рис. 3.7). В цій безплазмовій моді розряду створюються дві іонні оболонки з переважанням концентрації іонів.

Інша ситуація спостерігається зі зменшенням R_b (30, 20, 10 кОм) на ВАХ рис. 3.11, 3.12. Криві зменшують кут нахилу, як для $r_c = 10$ мм, так і для 13 мм. Розряд переходить до іншої моди. Має місце вирівнювання величин концентрацій електронів та іонів між катодом та анодом, тобто формується плазма негативного свічення, як в типовому тліючому розряді (рис. 3.9). Крім того розподіл потенціалу має три частини: катодне падіння зі стрімким нарощуванням потенціалу (130 – 150 В, $j_c > 3$ А/м²), падіння в області негативного світіння зі слабким наростанням (до 5 В) та анодне падіння зі слабким спаданням (~ 15 В). Таким чином створюється дві приелектродні оболонки з переважанням концентрації іонів.

Падіння в області негативного світіння для цієї моди характеризується збільшенням самої області та концентрації заряджених частинок в ній зі збільшенням щільності струму.

Розподіл густини іонів та електронів в радіальному напрямку дещо нагадує рішення рівняння дифузії для нижчої дифузійної моди [40]. Максимальна концентрація створює кільце навколо аноду, а мінімальна концентрація знаходиться поблизу катода.

Для розрядів в коаксіальних систем характерні різні щільності струму для внутрішнього (в нашому випадку, аноду) та зовнішнього (катода) електродів, що зв'язані через коефіцієнт вторинної емісії та коефіцієнту впливу геометрії, тобто відношенню площ (радіусів) електродів

$$j_b = j_3 \times (1 + \gamma) \times R_c / R_a \quad (3.21)$$

Для плоскопаралельної електродної системи коефіцієнт впливу геометрії R_c / R_a зникає. Для досліджуваної коаксіальної системи електродів коефіцієнт впливу геометрії R_c / R_a становить 5 та 6,5, тобто геометрія системи має вплив на процеси в приелектродних областях.

Прианодне спотворення поля починається на відстані ~ 1 мм від аноду з його радіусом 2 мм, проте ці величини одного порядку, тому можна вважати, що згущення силових ліній на аноді не значно більше від плоскопаралельної системи, проте згущення силових ліній і відповідно збільшення щільності струму на анод, створює ситуацію, коли потрібно зрівноважувати струми катода та аноду за рахунок зниження напруги між плазмою та анодом. Анод не може за рахунок меншої площі приймати стільки електронів, що виходить з плазмового катода, і тому в іонній оболонці навколо аноду електрони починають накопичуватись, щоб обмежити струм електронів з плазми до аноду. Оскільки анодне падіння напруги перешкоджає руху частини електронів до аноду, що мають енергію нижчу ~ 15 еВ для обох радіусів катода, то можна допустити, що середня енергія електронів в прианодній області порядку цього значення.

Розподіл заряджених частинок навколо аноду та радіальний розподіл потенціалу показує, що в плазмовій моді плазма зосереджується в області максимуму концентрацій заряджених частинок, де відбувається їх основна генерація та дифузія з подальшою деіонізацією на електродах. Важливо відмітити, що падіння потенціалу в прианодній області не заважає дифузійному руху іонів.

Розряд вважається ускладненим, якщо протяжність катодного падіння більша або дорівнює міжелектродній відстані. На рис. 3.8 крива потенціалу електричного поля монотонно піднімається майже до аноду, при цьому плазмової області немає. На ВАХ рис. 3.11, 3.12 це відноситься до більш крутих частин кривих, що знаходяться зліва від “перелому”, де ми маємо розряд в ускладненій формі або близької до неї. В правих частинах кривих відносно “перелому” з’являється плазмова область, яка розширюється зі збільшенням параметру $p \times (r_c - r_a)$ та відстані між катодом та анодом, при цьому максимум концентрації заряджених частинок віддаляється від аноду, і вже не може йти мова про ускладнену форму.

3.5 Результати моделювання коаксіальної системи з внутрішнім нитковим катодом

Таблиця 3.12 Початкові умови для коаксіальної системи з внутрішнім катодом

Параметр	Значення
Напруга живлення	800 В
Температура, Т	300 К
Тиск, р	400 Па
Вторинна емісія, γ	0.1
Концентрація електронів у міжелектродному просторі, n_{e0}	10^{13} м^{-3}
Концентрація нейтральних частинок у міжелектродному просторі, N	$2.5 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$
Приведена рухливість електронів	$4 \cdot 10^{24} \text{ 1/(В} \cdot \text{м} \cdot \text{с)}$
Внутрішній радіус аноду, r_a	5 мм
Зовнішній радіус катоду, r_c	15 $\mu\text{м}$
Осьова довжина вздовж електродної системи, L	90 мм
Баластний резистор, R_b	20-8000 кОм

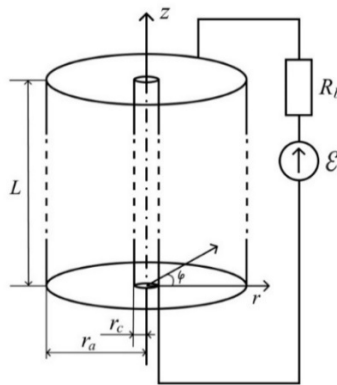


Рисунок 3.13 Модель розрядної системи з внутрішнім катодом

Режим існування розряду встановлювався за допомогою баластного резистору R_b , і, відповідно, його величина впливає на струм розряду та інші характеристики. Напруга на розряді знаходилась в межах 118 – 250 В.

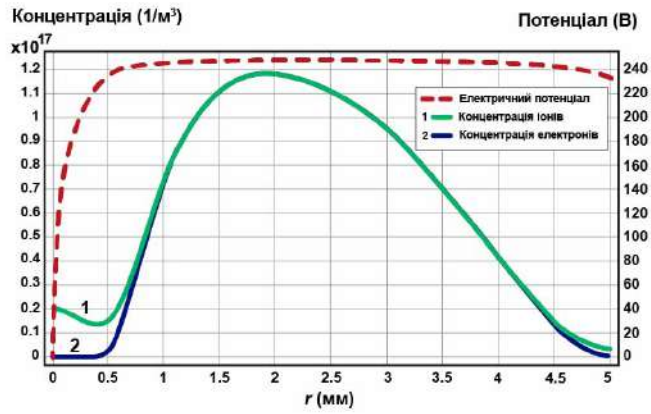


Рисунок 3.14 Розподіл потенціалу та концентрації іонів і електронів радіально вздовж проміжку від катоду до аноду $R_b = 20$ кОм

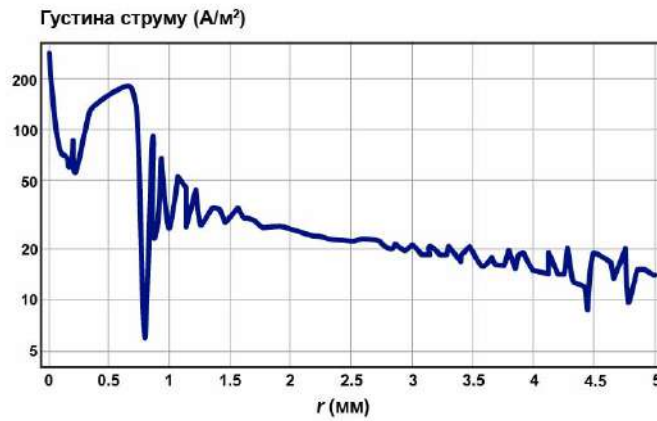


Рисунок 3.15 Густина струму в мікрорядному проміжку при $R_b = 20$ кОм

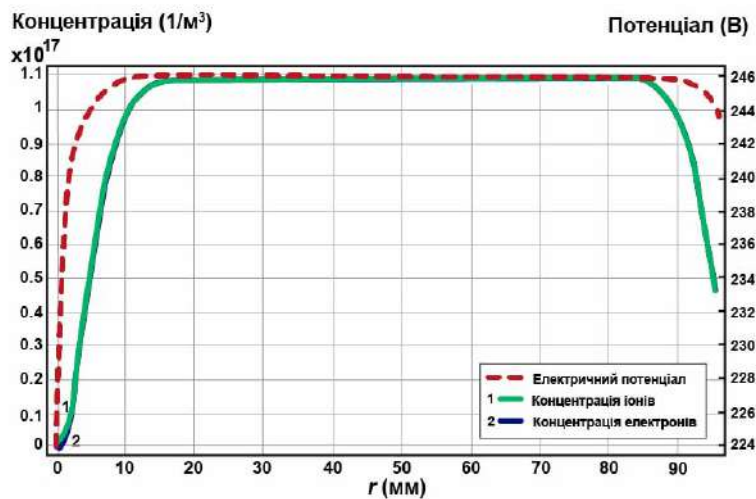


Рисунок 3.16 Розподіл потенціалу та концентрації іонів і електронів вздовж катоду $R_b = 20$ кОм

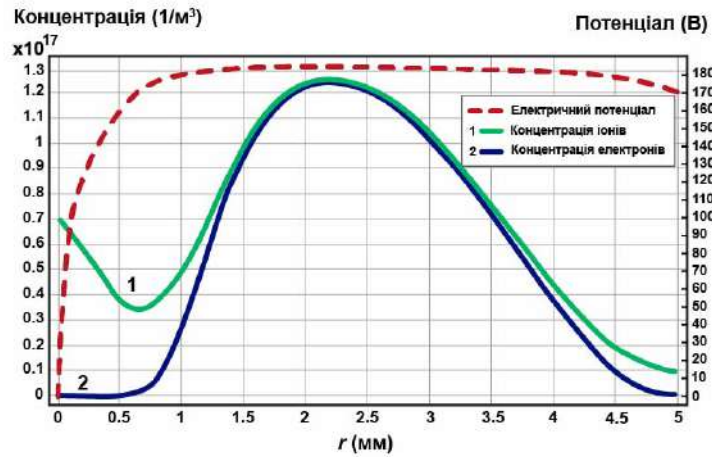


Рисунок 3.17 Розподіл потенціалу та концентрації іонів і електронів радіально вздовж проміжку від катоду до аноду $R_b = 100$ кОм

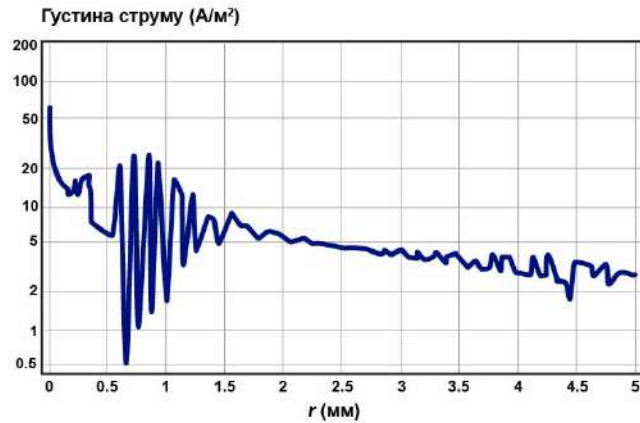


Рисунок 3.18 Густина струму радіально вздовж проміжку від катоду до аноду при $R_b = 100$ кОм

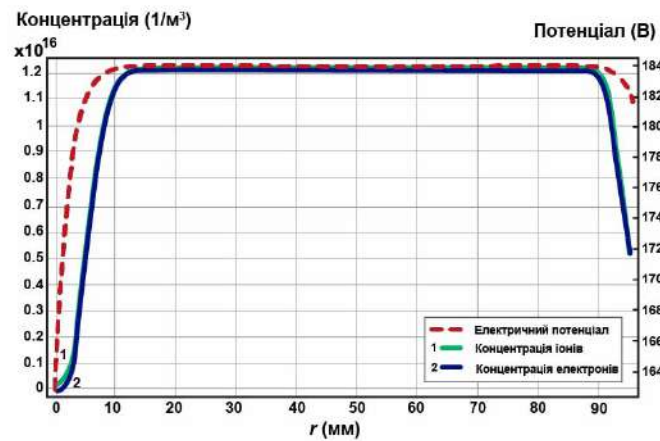


Рисунок 3.19 Розподіл потенціалу та концентрації іонів і електронів вздовж катоду $R_b = 100$ кОм

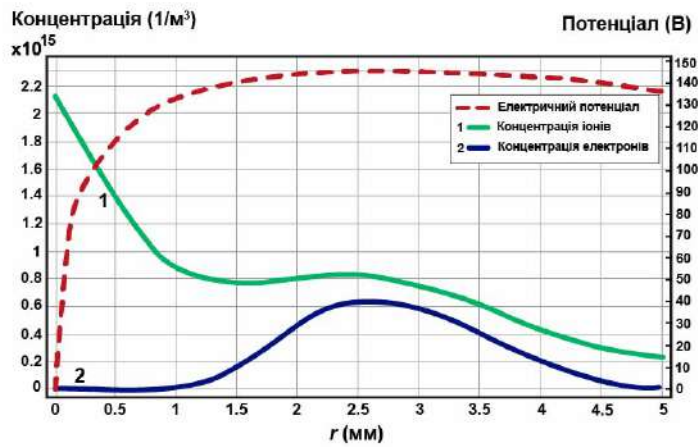


Рисунок 3.20 Розподіл потенціалу та концентрації іонів і електронів радіально вздовж проміжку від катоду до аноду $R_b = 500$ кОм

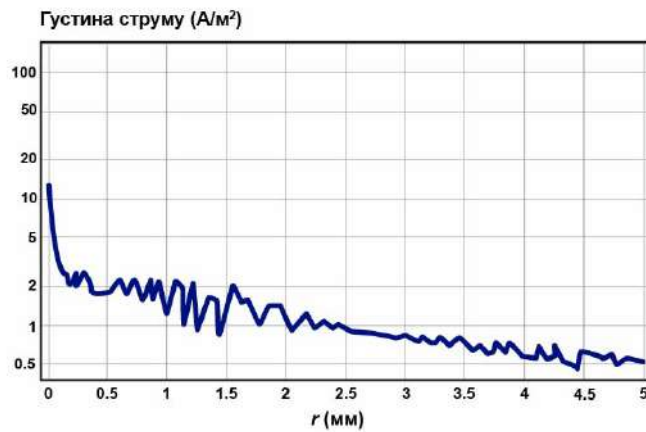


Рисунок 3.21 Густина струму радіально вздовж проміжку від катоду до аноду $R_b = 500$ кОм

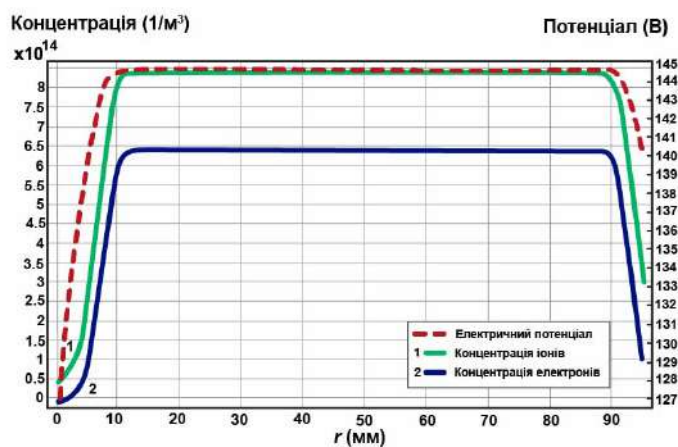


Рисунок 3.22 Розподіл потенціалу та концентрації іонів і електронів вздовж катоду $R_b = 500$ кОм

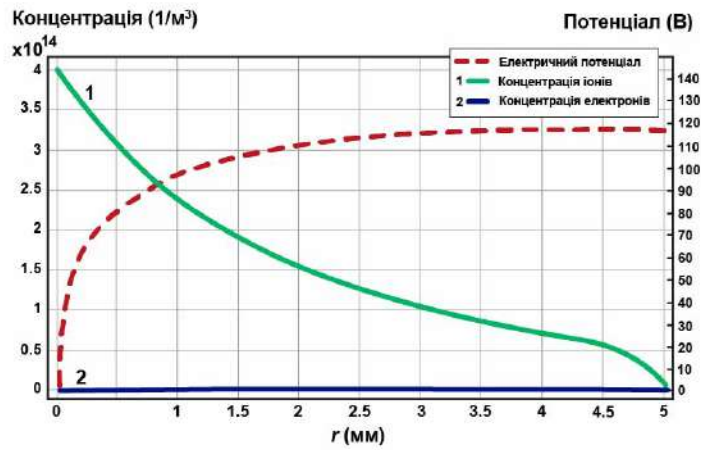


Рисунок 3.23 Розподіл потенціалу та концентрації іонів і електронів радіально вздовж проміжку від катоду до аноду $R_b = 8000$ кОм

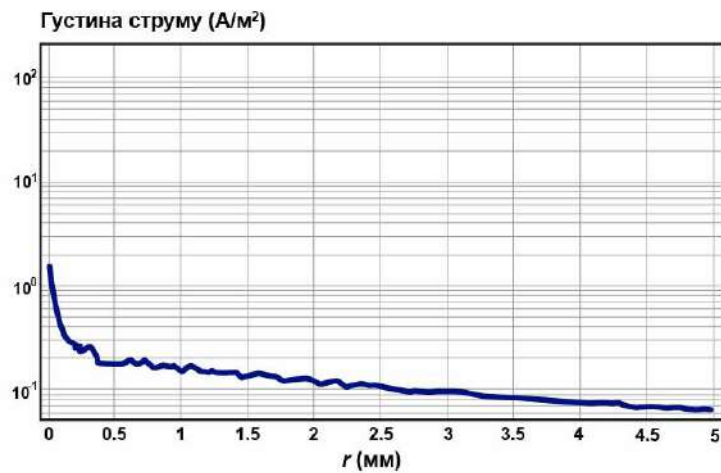


Рисунок 3.24 Густина струму радіально вздовж проміжку від катоду до аноду $R_b = 8000$ кОм

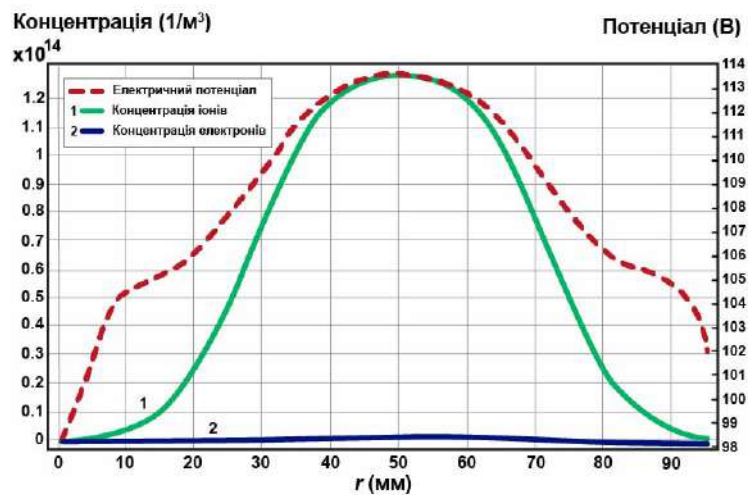


Рисунок 3.25 Розподіл потенціалу та концентрації іонів і електронів вздовж катоду $R_b = 8000$ кОм

На рисунках 3.14 та 3.17 показано розподіл потенціалу в випадку існування плазми в розрядному проміжку, на рисунках 3.20 і 3.23 – при відсутності плазми. В обох випадках значна роль позитивного просторового заряду іонів в формуванні кривої розподілу потенціалу в міжелектродному проміжку. Відомо, що розподіл потенціалу в коаксіальній системі (вакуумному конденсаторі) характеризується сильною неоднорідністю, тобто напруженість електричного поля біля внутрішнього електроду малого діаметру суттєво збільшується по відношенню до напруженості біля зовнішнього електроду в порівнянні з постійною напруженістю поля для плоскопаралельних електродів. Ці особливості призводять до різних розподілів потенціалів в вакуумних коаксіальній та плоскій системах.

В результаті моделювання було отримано дані, які вказують на те, що розряд при значеннях параметру pd , характерних для правої частини області мінімуму кривих Пашена, де починається підйом напруги виникнення розряду, має всі ознаки типового тліючого розряду. Характер розподілу потенціалу вказує на формування в міжелектродному проміжку біля катодного шару просторового заряду іонів, в якому має місце генерація іонів.

Розподіл потенціалу має три частини: катодне падіння зі стрімким нарощуванням потенціалу, падіння в області негативного світіння зі слабким наростанням та анодне падіння зі слабким спаданням. Таким чином створюється дві приелектродні оболонки з переважанням концентрації іонів. Падіння в області негативного світіння характеризується збільшенням самої області та концентрації заряджених частинок в ній зі збільшенням щільності струму.

Розподіл заряджених частинок навколо катоду та радіальний розподіл потенціалу показує, що в плазмовій моді плазма зосереджується в області максимуму концентрацій заряджених частинок, де відбувається їх основна генерація та дифузія з подальшою деіонізацією на електродах. Важливо відмітити, що падіння потенціалу в прианодній області не заважає дифузійному руху іонів.

На рисунках 3.16, 3.19, 3.22 і 3.25 показано розподіл концентрації іонів, електронів та потенціалу поверхні катода. Концентрація нерівномірна вздовж поверхні, тобто змодельовані варіанти розряду можна віднести до нормального, так як емісія електронів відбувається не по всій площі катода

На рисунках 3.15, 3.19, 3.21 і 3.24 показано густину електронного струму в міжелектродному проміжку яка відображена радіально вздовж проміжку від катода до аноду. З наведених результатів наочно видно, що домінуючим параметром, який найсильніше впливає на параметри розряду є густина струму. Вона визначається при постійній напрузі джерела живлення номінальним значенням баластного резистора R_b , що обмежує струм.

Те, що істотний вплив на протікання тліючого розряду та відповідно на результати моделювання має схема підключення джерела живлення та баластного резистора, вказує на те, що номінальне значення визначає не тільки власне густину струму, але і постійну часу системи тліючого розряду:

$$\tau = R_b C \quad (3.22)$$

де C – сукупна ємність, яка включає паразитну ємність монтажу, зовнішнього блокувального конденсатору. Для роботи [74] його ємність вказана 1 пФ. В роботі [105] – не визначено. В даній роботі його ємність нищівно мала порівняно з дифузійною ємністю плазми, що визначається сукупною кількістю зарядів в тілі розряду. Звичайно, самі електроди також слугують блокувальним конденсатором. Але в даному разі, де один з електродів має мізерну площину, блокувальні властивості мізерні.

Хоча в експериментальному дослідженні [105] конденсатор не вказано, але зрозуміло, що роль такого конденсатора можуть відігравати паразитні ємності монтажу експерименту.

Питання присутності сукупної ємності конденсатора є принциповим. В дослідженні [5] вказується на вплив режимів розряду в процесі вирішення диференціальних рівнянь обраної моделі. З іншого боку існують моделі [21,88], що

враховують по суті те ж саме, але з точки зору виникнення коливань як складової процесу протікання розряду. Таким чином, стабільність системи розряду розглядається з точки зору частотних та фазових співвідношень. І вплив номінального значення баластного резистора R_b та блокувальної ємності може мати вирішальне значення на стабільність розряду. Що, власне і підтверджене рисунками і роботами [21,88] результатами на рисунках 3.15-3.26. При малому значенні резистора $R_b = 20$ кОм спостерігається найбільша густина струму, найбільша нестабільність розрахунку, отже і найбільша можливість виникнення ефектів, зазначених в роботах [21,88].

3.6 Двохелектродна система в діелектричній оболонці (елементарної комірки для світло-/плазмогенеруючого модуля)

Таблиця 3.13 Початкові умови для двухелектродної системи

Параметр	Значення
Напруга живлення	300 В
Температура, Т	300 К
Тиск, р	1333 Па
Вторинна емісія, γ	0.1
Концентрація електронів у міжелектродному просторі, n_{e0}	10^{13} м^{-3}
Концентрація нейтральних частинок у міжелектродному просторі, N	$2.5 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$
Приведена рухливість електронів	$10^{25} \text{ 1/(В} \cdot \text{м} \cdot \text{с)}$
Діаметр електродів	1 мм
Відстань між електродами, d	3 мм
Довжина електродів, L	25 мм
Баластний резистор, R_b	1 кОм

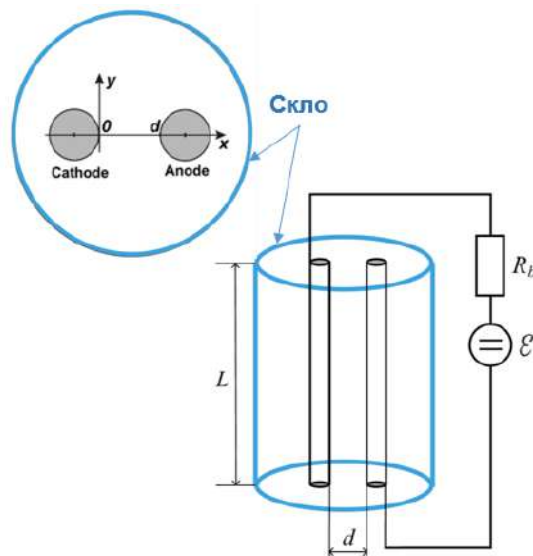


Рисунок 3.26 . Конструктивна схема газорозрядної лампи

Корпус газорозрядної неонові лампи являє собою трубку зі скла С52-1 молібденової групи з внутрішнім діаметром 1,4 см і довжиною 3 см, матеріал електродів – нікель (дріт діаметром 1 мм, довжиною 2,5 см), відстань між осями електродів – 4 мм. За величину розрядного проміжку між електродами d візьмемо відстань між поверхнями електродів по центральній осі x , тобто 3 мм.

Кінцево-різницеву сітку для розрахунку в Comsol Multiphysics зображено на рис. 3.27 Вибір кроку та структура сітки базуються на принципі адаптивного уточнення: у зонах з очікуваними високими градієнтами фізичних величин, таких як поблизу електродів, використовується дрібна сітка з мінімальним кроком до $4,2 \cdot 10^{-6}$ м. Це дозволяє точно враховувати локалізовані ефекти, зокрема формування областей високої електричної напруженості та щільності зарядів. У менш критичних областях, де зміни параметрів є плавнішими, застосовується грубіша сітка з кроком до $1,42 \cdot 10^{-4}$ м, що зменшує обчислювальне навантаження без втрати точності. Перехід між різними рівнями деталізації виконаний поступово, що мінімізує чисельні похибки. Такий підхід дозволяє досягти оптимального балансу між точністю розрахунку та ефективністю обчислень.

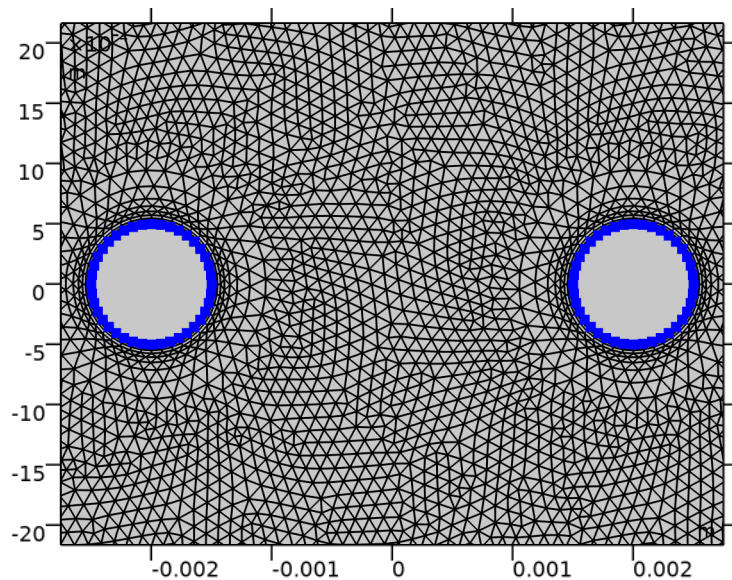


Рисунок 3.27 Кінцево-різнцева сітка двохелектродної системи

Відкрита форма дротяних електродів дозволяє плазмі газового розряду покривати майже всю поверхню електродів. Ця особливість розряду, плюс значне перевищення внутрішнього діаметра трубки лампи над значенням d , має суттєво збільшити об'єм плазми, що емітує фотони, і зробити її більш помітною для оператора.

Для стабільного виникнення розряду при мінімальній напруженості електромагнітного поля (тобто для того, щоб індикатор був максимально чутливим) тиск газу p повинен відповідати мінімуму кривої Пашена, який також характерний для високих частот при відсутності хвильових ефектів, що відповідає нашому випадку, оскільки $d \ll \lambda$ [64, 77]. Для неону мінімальна напруженість поля генерації розряду для частоти 2,45 ГГц відповідає $pd = 3,3 \dots 16$ Па-м [64], а $d = 0,3$ см, вибираємо тиск 1,3 кПа. Мінімальна напруженість поля, при якій відбувається розряд в неоні згідно з кривою Пашена, становить близько 500 В/см [64] і, відповідно, для $d = 0,3$ см напруга запалювання розряду становить 150 В.

Для спрощення вважається, що протягом кожного півперіоду прикладеного електричного поля відбувається розряд постійного струму. Підставою для цього є те, що характеристики процесів у розряді постійного струму і ВЧ розряді з вторинною іонно-електронною емісією (так званий γ -тип

ВЧ розряду) дуже подібні за відсутності хвильових ефектів і малої рухливості іонів [77].

На рис. 3.28 наведено графіки розподілу потенціалу і концентрації заряджених частинок у міжелектродному проміжку вздовж осі x (див. рис. 3.26) для одного з напівциклів напруги.

При вказаних значеннях E і R напруга розряду становить 90 В, струм лампи 5 мА, а концентрація електронів у плазмі – близько $6 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$. Товщина оболонки просторового заряду біля катода становить 1 мм, що становить третину від значення d . Це відповідає параметрам стабільного тліючого розряду [76, 93]. При зміні E і R струм лампи можна регулювати до будь-якого достатнього значення.

На рис. 3.29 показано двовимірний розподіл концентрації електронів у поперечному перерізі лампи для одного півперіоду поля. Найважливіше, що плазма займає майже весь внутрішній простір лампи при невеликому об'ємі електродів, тому лампа генерує широкий потік світлового випромінювання. Це дуже добре для чіткої індикації критичної напруженості електромагнітного поля в мікрохвильовій установці.

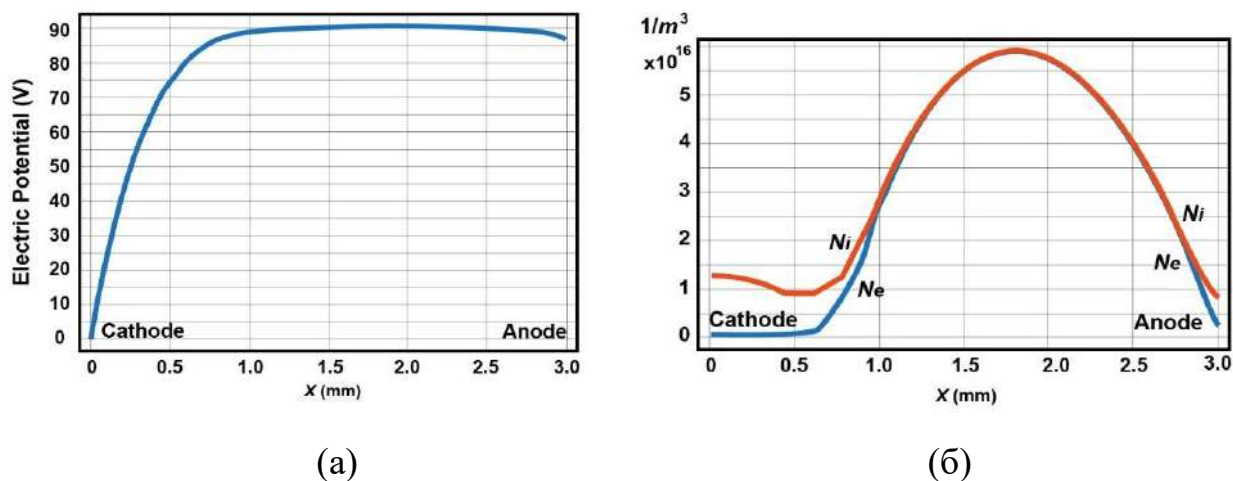


Рисунок 3.28 Розподіл електричного потенціалу (а) та концентрації іонів неону Ni і електронів Ne (б) вздовж осі x від катода до анода

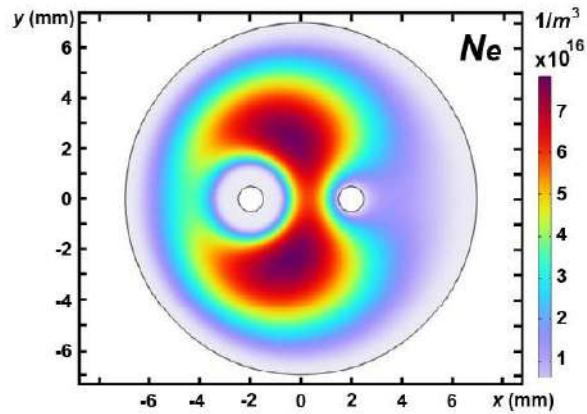


Рисунок 3.29 2D-розподіл концентрації електронів у поперечному перерізі газорозрядної лампи

Отримані кількісні дані про характеристики розряду в лампі розробленої конструкції, з одного боку, не суперечать загальній теорії тліючих розрядів низького тиску [76, 93], а з іншого – свідчать про те, що вибір конструктивних параметрів (форма і розміри електродів і трубки лампи, розташування електродів у трубці, тип і тиск газу) можна вважати оптимальним для розв'язуваної задачі.

Розрахований двовимірний розподіл концентрації електронів у плазмі розряду (див. рис. 3.29) свідчить про те, що активно працююча частина поверхні електрода з від'ємним потенціалом під час негативного півперіоду поля становить значну частку всієї поверхні електрода. Це зменшує питоме навантаження на електрод, збільшує об'єм плазми, що світиться, і робить її добре видимою для оператора.

Область розряду між поверхнями електродів, звернених один до одного (між катодною і анодною оболонками просторового заряду на рис. 3.28), чітко представляє плазму негативного світіння, яка є джерелом інтенсивного світлового випромінювання від отриманого розряду. Області з найбільшою концентрацією електронів розташовані з боків відносно прямої лінії на осі x (тобто $y = 0$), що з'єднує центри електродів (див. рис. 3.29). Розрядні області на цій лінії і на коротких бічних лініях електричного поля не містять класичного позитивного стовпа, тобто позитивний електрод безпосередньо прилягає до плазми негативного тліючого розряду. Це мінімізує напругу підтримки розряду і

нагрівання лампи. Однак слабо світну область, що прилягає до задньої поверхні позитивного електрода, можна розглядати як своєрідну форму позитивного стовпа. Область плазми вздовж поверхні трубки лампи також можна розглядати як своєрідний позитивний стовп уздовж силових ліній електричного поля між тильними поверхнями електродів, цей стовп живиться електронами з сусідньої плазми негативного світіння.

В якості практичного застосування газорозрядної лампи було створено індикатор критичної напруженості електромагнітного поля для захисту магнетрона при виникненні небезпечного для нього режиму роботи за рахунок використання простої світлової сигналізації. Передбачається, що у випадку підвищення напруженості поля в камері при включеному магнетроні, світлове випромінювання індикатора буде сигналом для оператора про негайне вимкнення магнетрона. Також можливе автоматичне вимкнення магнетрона за сигналом індикатора (світловим або електричним, в залежності від схеми автоматичного вимкнення). Вимкнення магнетрона оператором за світловим сигналом передбачає оснащення автономними індикаторами мікрохвильових установок, які раніше не комплектувалися виробниками такими пристроями, тобто автономні індикатори можуть бути самостійним ринковим продуктом.

Вибір конструкції світлового індикатора базується на виконанні наступних вимог до його параметрів, таких як 1) чутливість до напруженості електромагнітного поля частотою 2,45 ГГц, 2) наявність чіткого спрацьовування, тобто двох різних станів – відсутність сигналу при нормальній напруженості поля і генерація сигналу при її критичному значенні, 3) генерація сильного світіння при встановленні критичного значення напруженості поля для полегшення реєстрації оператором аварійного критичного режиму роботи магнетрона, 4) стійкість до перевантаження індикатора індукованим струмом, 5) максимальна простота конструкції і низька вартість майбутнього виробництва індикатора.

Конструктивна схема світлового індикатора представлена на рис. 3.30.

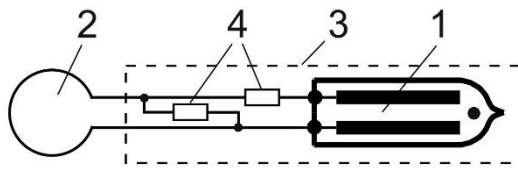


Рисунок 3.30 Індикатор критичної напруженості електромагнітного поля.
 1 – газорозрядна лампа, 2 – індуктивна антена, 3 – кожух-екран з отворами
 малого діаметру, 4 – баластні резистори для поглинання надлишкової
 потужності

Індикатор складається з газорозрядної лампи (1), індуктивної (петльової) антени (2), баластних резисторів (4), які обмежують напругу на газорозрядній лампі (1) і струм через неї, і корпусу екрана (3) з отворами малого діаметра. Світлове випромінювання газорозрядної лампи повинно бути видимим через отвори. Для мінімізації електромагнітних перешкод і неконтрольованого світіння лампи в корпусі розміщені резистори лампи і баласту. Отвори малого діаметру δ не порушують екрануючої функції корпусу за умови, що $\delta \ll \lambda$, де λ – довжина хвилі на частоті 2,45 ГГц, яка генерується магнетроном. В якості робочого газу для лампи використовується неон з добре видимим яскраво-червоним світінням.

Під час вибору розмірів антени необхідно врахувати той факт, що вона працює в просторі технологічної камери з високою напруженістю електромагнітного поля і не повинна подавати занадто велику потужність на баластні резистори і лампу, щоб не перегріти їх. Зазвичай довжину дроту петлі індуктивної антени вибирають близькою до довжини хвилі λ для отримання резонансу [52]. У нашому випадку довжина петлі $l < \lambda$; довжина l і опір баластних резисторів підбираються експериментально для конкретної конструкції лампи (тобто з урахуванням її електричних характеристик і потужності) і для НВЧ-установки (печі), а також місце, де встановлюються індикатори.

На рисунку 3.31 показано, наприклад, побутову мікрохвильову піч зі світловими індикаторами, встановленими в ній у різних місцях. Розподіл напруженості електричного поля в камері НВЧ-обробки (1) залежить від навантаження та його взаємодії з електромагнітним полем. Тому рекомендується

розміщувати декілька індикаторів (11, 12) критичної напруженості електромагнітного поля в різних місцях камери (1).

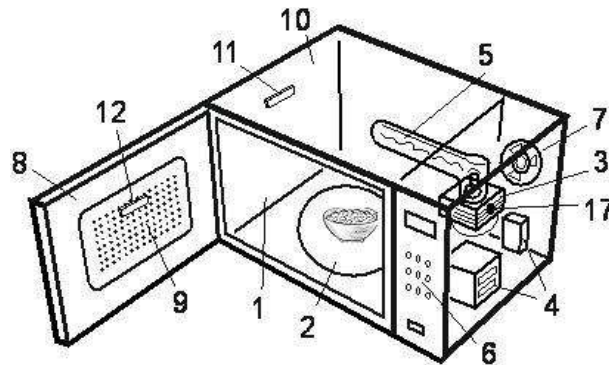


Рисунок 3.31 Загальна структурна схема мікрохвильової печі. 1 – робоча камера, 2 – стіл для завантаження продукту, 3 – магнетрон, 4 – елементи блоку живлення, 5 – хвилеводна структура для передачі електромагнітної енергії в робочу камеру, 6 – блок керування, 7 – вентилятор, 8 – двері, 9 – вікно з напівпрозорою сіткою, 10 – бокова стінка, 11, 12 – світлові індикатори критичної напруженості електромагнітного поля

Система індикації реагує світінням на перевищення критичної напруженості електромагнітного поля в камері під час обробки НВЧ-енергією, подає світловий сигнал оператору, який повинен негайно припинити роботу печі, і таким чином захищає магнетрон від виходу з ладу і скорочення терміну його служби, а також скорочує час виходу шкідливого випромінювання, не поглиненого навантаженням, через вікно (9) і зазор між корпусом робочої камери (1) і дверима (8).

На рисунку 3.32 показано світіння газорозрядного індикатора після його увімкнення під час генерації критичної напруженості електромагнітного поля в ненавантаженій робочій камері мікрохвильової печі. Індикатор встановлено на бічній стінці камери.



Рисунок 3.32 Світіння індикатора при створенні критичної напруженості електромагнітного поля

При розміщенні в камері посудини з 250 мл води (відповідно до рекомендацій виробників НВЧ-печей, це мінімальне завантаження печі) індикатор не засвічувався. Таким чином, обрана конструкція індикатора критичної напруженості електромагнітного поля має два стійких стани, що дає можливість вказувати на nereкомендовані та аварійні режими роботи НВЧ-технологічного обладнання.

3.7 Моделювання високовольтного іонного діоду в коаксіальній системі електродів

Моделювання проведено для азоту та з початковими умовами наведеними в таблиці 3.14

Таблиця 3.14 Початкові умови

Параметр	Значення
Напруга живлення	20 кВ
Температура, T	300 та 600 К
Тиск, p	101 325 Па
Вторинна емісія, γ	0.05
Концентрація електронів у міжелектродному просторі, n_{e0}	10^{10} м^{-3}
Концентрація нейтральних частинок у міжелектродному просторі, N	$2.5 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$
Внутрішній радіус аноду, r_a	3 та 10 мм
Зовнішній радіус катоду, r_c	0,005-0,8 мм

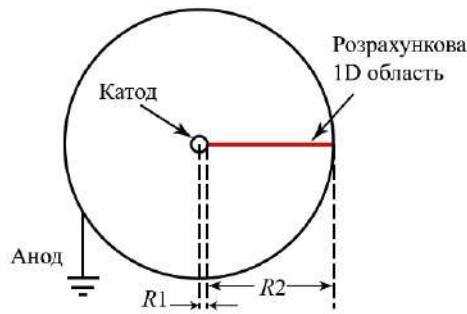


Рисунок 3.33 Коаксіальна система електродів іонного діода

В міжелектродному проміжку нові електрони і позитивні іони генеруються в результаті іонізації молекул азоту прискореними електронами, іонізація описується стандартним рівнянням з використанням 1-го коефіцієнта Таунсенда α . Генерація іонів, рекомбінація іонів і електронів описується рівняннями приєднання в стандартній формі з використанням відповідних коефіцієнтів цих реакцій. Вказані стандартні рівняння і залежності коефіцієнтів Таунсенда і вказаних реакцій від локальної приведенної напруженості електричного поля $E(r)/N$ взяті з літератури [71].

Оскільки внаслідок високого тиску газу швидкість отримання енергії електронами від електричного поля локально врівноважується швидкістю втрати енергії, можливо використовувати наближення локального поля, що означає, що електрони перебувають в локальній рівновазі з електричним полем, і середні властивості електронів можуть бути виражені як функція від наведеного електричного поля (E/N). Тобто коефіцієнти переносу і джерела частинок добре параметризовані за допомогою наведеного електричного поля. У наближенні локального поля рівняння для середньої енергії електронів не треба вирішувати, а це значно знижує складність чисельної задачі.

Система рівнянь вирішувалась методом кінцевих елементів і використовувалась схема Шарфеттера–Гаммела для усунення чисельної нестабільності числової щільності заряджених частинок, пов'язаної з методом кінцевих елементів [71]. Це необхідно, зокрема, поблизу катода, де потік іонів особливо високий.

На рис. 3.34 наведено розподіл потенціалу в міжелектродному проміжку для $d = 2R_1 = 0,01$ мм, $D = 2R_2 = 6$ см, напруга $V = 20$ кВ, $T = 300$ К. При інших значеннях параметрів вигляд розподілу потенціалу змінюється мало.

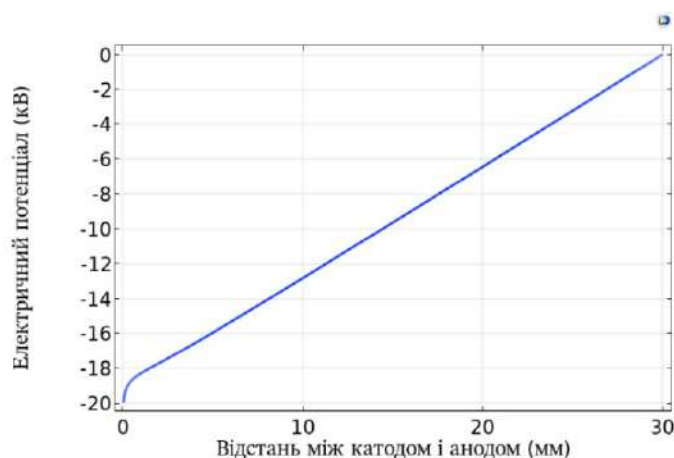


Рисунок 3.34 Розподіл потенціалу в міжелектродному проміжку

В таблиці 3.15 наведені результати розрахунку параметрів високовольтного розряду в іонному діоді для різних значень D , d , напруги V та двох температур газу: $T = 300$ К (кімнатної температури) та $T = 600$ К. Температуру 600 К застосовують в процесах іонного азотування). В таблиці прийняті наступні позначення: j_{ic} і j_{ec} – густина іонного і електронного струмів на катоді; i_{ic} і i_{ec} – струми іонів і електронів на катоді; j_{ia} і j_{ea} – густина іонного і електронного струмів на аноді; i_{ia} і i_{ea} – струми іонів і електронів на аноді.

Таблиця 3.15 Параметри високовольтного розряду

D , см	6					20				
d , мм	0,01	0,02	0,04	0,08	0,16	0,01	0,02	0,04	0,08	0,16
$V = 20$ кВ, $T = 300$К										
j_{ic} , А/м ²	196	97	47	22	10	14,88	7,6	3,735	1,75	0,78
i_{ic} , мА	1,85	1,827	1,77	1,658	1,5	0,14	0,143	0,14	0,132	0,118
j_{ia} , мА/м ²	32,68	32,45	31,80	30,64	28,73	0,725	0,740	0,730	0,694	0,625
i_{ia} , мА	1,863	1,850	1,813	1,746	1,637	0,136	0,139	0,137	0,130	0,117
$V = 30$ кВ, $T = 300$К										
j_{ic} , А/м ²	468	232	113	55	26	36,2	18,6	9,2	4,4	2
i_{ic} , мА	4,4	4,37	4,26	4,145	3,919	0,34	0,35	0,347	0,332	0,301
j_{ia} , мА/м ²	77,9	77,7	76,9	75,45	73,05	1,780	1,803	1,793	1,746	1,654

$i_{ia}, \text{ mA}$	4,44	4,43	4,38	4,30	4,16	0,335	0,339	0,337	0,328	0,311
V = 20 кВ, T = 600К										
$j_{ic}, \text{ A/m}^2$	590	300	140	70	40	34	17	8,5	0,4	0,2
$j_{ia}, \text{ mA/m}^2$	99,2	98,9	97,7	95,25	91,05	1,67	1,69	1,688	1,651	1,578
V = 40 кВ, T = 600К										
$j_{ic}, \text{ kA/m}^2$	14,4	6,8	3,1	1,3	0,6	0,150	0,077	0,038	0,019	0,0009
$j_{ia}, \text{ mA/m}^2$	1835	1745	1614	1440	1263	7,512	7,573	7,5755	7,518	7,396

На рис. 3.34 можна бачити, що в міжелектродному проміжку утворюються дві області – одна шириною порядку 1 мм з сильним і швидко змінним електричним полем поблизу катода і друга протяжна область дрейфу заряджених частинок вздовж до анода з меншою, але постійною величиною напруженості поля. Перша область у вигляді темної зони є характерною особливістю негативних коронних розрядів. В катодній області відбувається інтенсивна іонізація азоту з генерацією позитивних іонів і електронів. У другій області густина позитивних іонів різко знижується через рекомбінацію і слабку іонізацію.

Аналіз струмових даних, наведених в табл. 3.15, також підтверджує, що саме іонна провідність забезпечує проходження електричного струму в розглянутому розряді і служить фізичним поясненням назви досліджуваної електродної структури як іонний діод. Зменшення діаметрів дротового катода і трубчатого анода і підвищення напруги призводять до збільшення струму іонів і електронів на обидва електроди. Підвищення температури газу призводить до підвищення іонного струму на обох електродах, але до підвищення електронного струму лише на катоді.

Для експериментальної валідації розрахункових даних був проведений експеримент з коаксіальним іонним діодом, який входить у склад озонатору з дротовим катодом з вольфраму. На рис. 3.35 представлено зовнішній вигляд генератора озону. Діод мав діаметр катода 0,01 мм, діаметр зовнішнього трубчатого анода 62 мм, довжину дротового катода – 30 см.

Дослідження були проведені при величині потоків газу (кисню чи повітря) крізь іонізаційну камеру в діапазоні 1-10 л/хв, розрядній напрузі до 20 кВ і струмі до 1 мА, коли має місце безстрімерна корона. При цьому опір розряду на постійному струмі складає 80 МОм при напрузі 8 кВ і знижувалось до 20 МОм при 20 кВ.

Залежність концентрації озону C від величини потоку газу Q і розрядного струму I апроксимується виразом типу $C \sim I \cdot Q^n$, де $n < 1$. Значення C представлені в таблиці 3.16. Де чисельник відноситься до кисню, а знаменник – до повітря, які були робочими газами.



Рисунок 3.35 Зовнішній вигляд генератора озону

Таблиця 3.16 Параметри генератора озону

I , мА	0,15	0,45	0,9		
Q , л/хв	3	3	3	6	10
C , г/м ³	0,18/0,06	0,4/0,18	0,82/0,42	0,48/0,24	0,32/0,17

При температурі 300К і напрузі 20 кВ, струм розряду складав 2,1 мА, що дуже близько до розрахункового значення 1,85 мА (Табл. 3.15).

3.8 Висновки до розділу 3

1. Розроблена фізико-топологічна гідродинамічна модель тліючого розряду в дрейфово-дифузному наближенні для ряду довгомірних коаксіальних систем електродів, яка враховує пружні зіткнення електронів та іонів з молекулами газу, іонізацію атомів газу електронним ударом, генерацію метастабільних частинок, вторинну іонно-електронну емісію з поверхні катода, рекомбінацію заряджених частинок, процеси дифузії та дрейфу заряджених частинок, вплив просторового заряду на розподіл електричного поля та прилипання частинок на поверхні електродів, яка дозволяє чисельними методами розраховувати електрофізичні параметри розряду з урахуванням геометричних особливостей системи з відносно високою точністю розрахунків при визначенні характеристик розряду (похибки розрахунку по струму до 4%, по коефіцієнту вторинної електронної емісії до 14%).

2. Чисельні результати підтверджують ефективність використання розробленої фізико-топологічної моделі для розрахунку:

- коаксіальної системи з внутрішнім анодом при низькому тиску аргону;
- коаксіальної системи з нитковим катодом на осі системи при низькому тиску аргону;
- двохелектродної системи в діелектричній оболонці (яка може бути елементарною коміркою для світо-/плазмогенеруючого модуля) при низькому тиску неону (робота системи підтверджена експериментом);
- високовольтного іонного діода в коаксіальній системі електродів при атмосферному тиску азоту (робота діода підтверджена експериментом).

3. Розраховані моделі є новими, мають практичне значення для прогнозування характеристик реальних пристроїв працюючих при вказаних умовах по значенню pd .

РОЗДІЛ 4 ДОСЛІДЖЕННЯ ТЛЮЧОГО РОЗРЯДУ В ДОВГИХ КОАКСІАЛЬНИХ ПОРОЖНИНАХ З ПЕРФОРОВАНИМ ЕЛЕКТРОДОМ

4.1 Експериментальне дослідження умов створення стабільного і однорідного плазмового розряду в довгих трубках малого діаметру

Електродна система експерименту.

В середині вакуумної камери була встановлена розроблена електродна система, що моделювала трубу з внутрішнім стержнем. Для контролю та дослідження поведінки горіння тліючого розряду непрозору стальну трубу було замінено сіткою з дрібними комірками (рис. 4.1), що виконувала роль катоду.



Рисунок 4.1 Сітчастий катод

Центральний електрод, анод, був виконаний з сталюого стержню діаметром 3 мм, на якому з обох боків була нарізана метрична різьба. Анод через мідну втулку з внутрішньою різьбою під'єднувався до ізолюваного від вакуумної камери вводу. Поверх цієї конструкції вдягалась скляна трубка, верхній край якої був вищим за місце з'єднання катоду та втулки (рис 4.2). Це зроблено для ізолювання неоднорідностей переходу стержня аноду до електричного вводу, щоб вони не впливали на виникнення та підтримку розряду. На рис.4.3 зображено ізолятор катоду в розібраному та зібраному вигляді, та з кріпленням верхньої частини електродної системи рис. 4.4.



Рисунок 4.2 Анод з системою ізоляторів



а)



б)

Рисунок 4.3 Ізолятор кріплення верхньої частини електродної системи в розібраному а) та зібраному станах б).

Таким чином була створена коаксіальна електродна система з діаметром внутрішнього електроду (анод) 3 мм, зовнішнього сітчастого електроду (катода) – 20 мм та висотою 380 мм.



Рисунок 4.4 Кріплення верхньої частини електродної системи в зборі

Для визначення параметрів плазми та рівномірності її горіння була створена зондова система (рис. 4.5) з колектором заряджених частинок, що міг рухатися вздовж катоду за допомогою електродвигуна, який розміщується на опорі цієї зондової системи.

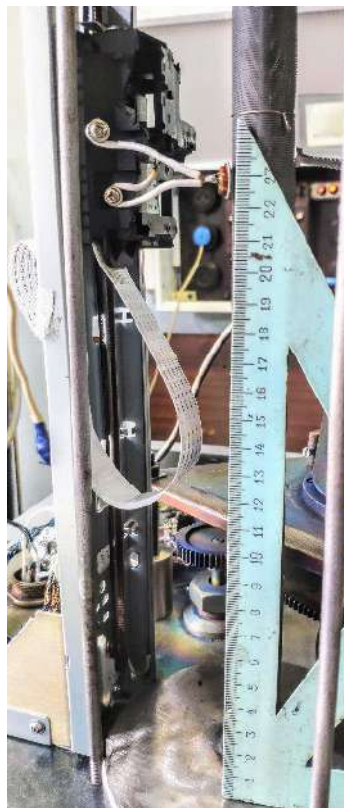


Рисунок 4.5 Зондова система

Зонд був виконаний в вигляді колектору з круглою поверхнею збору заряджених частинок діаметром 10 мм і розташований біля центральної частині електродної системи на відстані від сітки 2 мм (рис. 4.6).

Електрична схема експерименту зображена на рис. 4.7. Вимірювання струму розряду відбувалось за допомогою амперметра типу МА-11/5, напруга розряду – вольтметром типу С95, струм колектору вимірювався мікроамперметром та тестером типу УТ30В. Джерело постійної напруги 1 кВ живило розряд через баластний резистор $R_6 = 1$ кОм та 0,5 кОм. Тиск 70-200 Па. Зондова система живилась джерелом типу УИП-1.

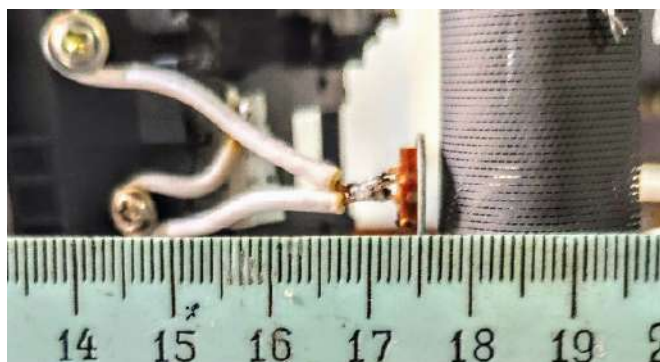


Рисунок 4.6 Розташування зонда

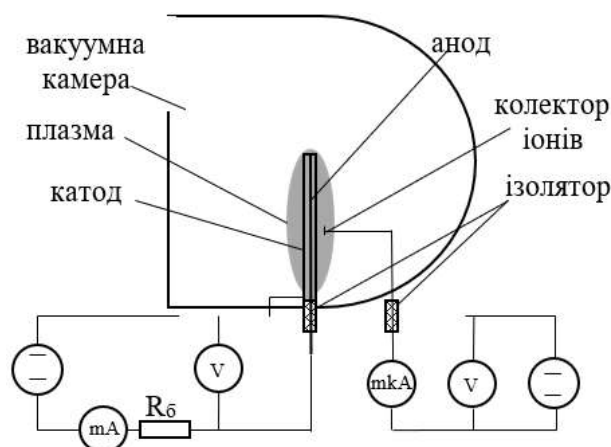


Рисунок 4.7 Електрична схема експерименту

Досліджуваний тип самостійного розряду виникає в нижній частині кривої Пашена, що призводить до виникнення плазми навіть в віддалених від електродів зонах.

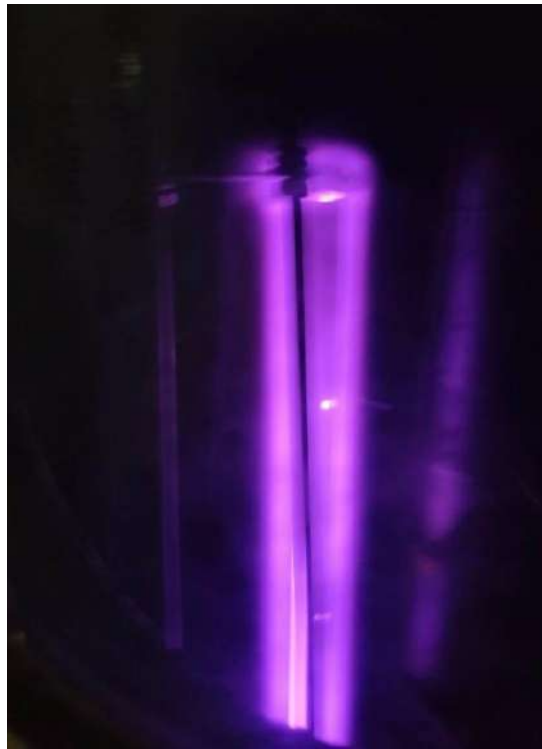


Рисунок 4.8 Вигляд тліючого розряду в азоті

Вольт-амперна характеристика (ВАХ) відповідає характеристиці тліючого розряду (рис. 4.9). Спочатку напруга піднімається до напруги виникнення розряду, а потім падає до напруги підтримки розряду, і практично не змінюється при збільшенні струму. З цієї ВАХ видно, що експеримент протікає при нормальному тліючому розряді і при струмі ~ 80 мА переходить в початкову зону аномального тліючого розряду.

Таблиця 4.1 Експериментальні значення розряду при різних тисках

$p=70$ Па			$p=100$ Па			$p=200$ Па		
$U_{\text{розр}}, \text{В}$	$I_{\text{розр}}, \text{мА}$	$P, \text{Вт}$	$U_{\text{розр}}, \text{В}$	$I_{\text{розр}}, \text{мА}$	$P, \text{Вт}$	$U_{\text{розр}}, \text{В}$	$I_{\text{розр}}, \text{мА}$	$P, \text{Вт}$
465	0	0	340	0	0	342	0	0
265	25	6,625	260	60	15,6	260	45	11,7
285	30	8,55	265	65	17,225	260	50	13
280	35	9,8	265	70	18,55	260	55	14,3
285	40	11,4	265	75	19,875	260	60	15,6
290	45	13,05	265	80	21,2	260	65	16,9
290	50	14,5	265	85	22,525	260	70	18,2
295	55	16,225	265	90	23,85	260	75	19,5
300	60	18	265	95	25,175	260	80	20,8
300	65	19,5	265	100	26,5	260	85	22,1

300	70	21	265	105	27,825	260	90	23,4
305	75	22,875	265	110	29,15	260	95	24,7
305	80	24,4				260	100	26
312	85	26,52				260	105	27,3
312	90	28,08				260	110	28,6
315	95	29,925				260	115	29,9
315	100	31,5						
315	105	33,075						
315	110	34,65						

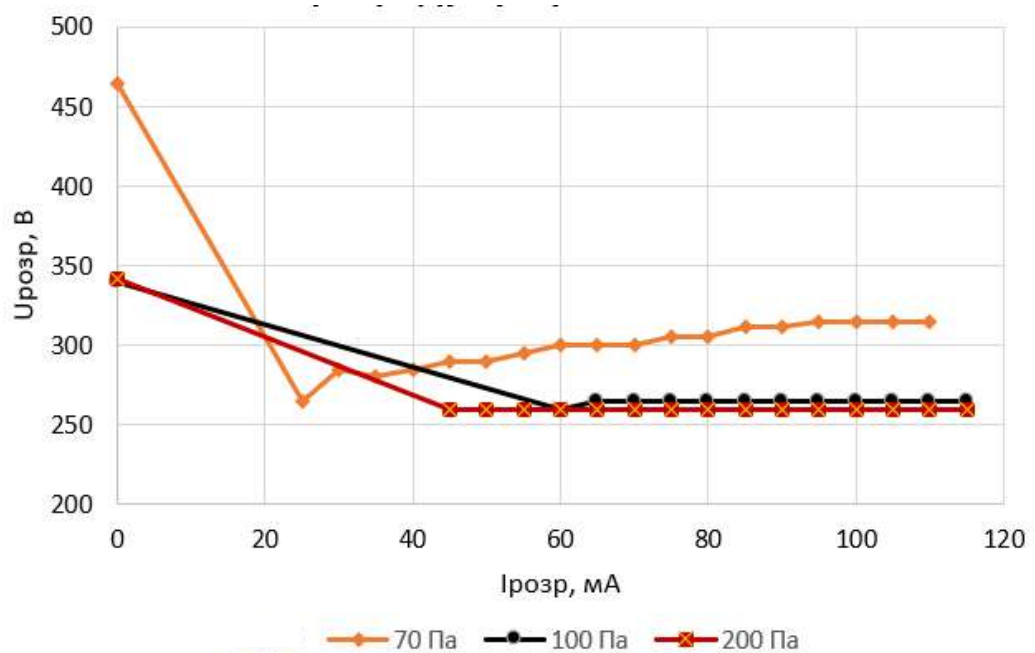


Рисунок 4.9 Вольт-амперна характеристика тліючого розряду

Для дослідження характеристик плазми, її просторового розподілу та поведінки розроблено зондову систему, в якій замість традиційного зонда з малою активною ділянкою використано колектор із значно більшою площею. Такий підхід забезпечує стабільну роботу вимірювального пристрою порівняно з класичним зондом Ленгмюра.

За допомогою зондової системи досліджувалася однорідність горіння розряду вздовж трубчастого сіткового катоду (рис. 4.10). Виявлено, що в області нижче сітки спостерігаються нерівномірні зміни струму, пов'язані з поширенням плазми за межі сіткового катоду за певних умов. Проте вздовж самого катоду струми як іонів, так і електронів залишаються стабільними, що підтверджує рівномірне горіння плазми в його об'ємі.

Таблиця 4.2 Рух зонда вздовж сітчастого катоду $p=70$ Па, $I_{розр}=90$ мА

$U_3 = -566$ В		$U_3 = -500$ В		$U_3 = -300$ В		$U_3 = 600$ В		$U_3 = 500$ В		$U_3 = 300$ В	
L, мм	I_3 , мкА	L, мм	I_3 , мкА	L, мм	I_3 , мкА	L, мм	I_3 , мкА	L, мм	I_3 , мкА	L, мм	I_3 , мкА
0	-100	0	-60	0	-10	0	515	0	290	0	130
38	-140	54,3	-125	42,3	-20	54,3	580	47,5	250	42,3	90
76	-310	108,6	-200	84,6	-40	108,6	585	95	245	84,6	50
114	-340	162,9	-200	126,9	-40	162,9	595	142,5	243	126,9	50
152	-340	217,2	-200	169,2	-42	217,2	600	190	243	169,2	50
190	-348	271,5	-200	211,5	-42	271,5	605	237,5	240	211,5	50
228	-350	325,8	-200	253,8	-42	325,8	605	285	240	253,8	50
266	-350	380,1	-200	296,1	-42	380,1	605	332,5	240	296,1	50
304	-350			338,4	-42			380	240	338,4	50
342	-350			380,7	-42					380,7	50
380	-360										

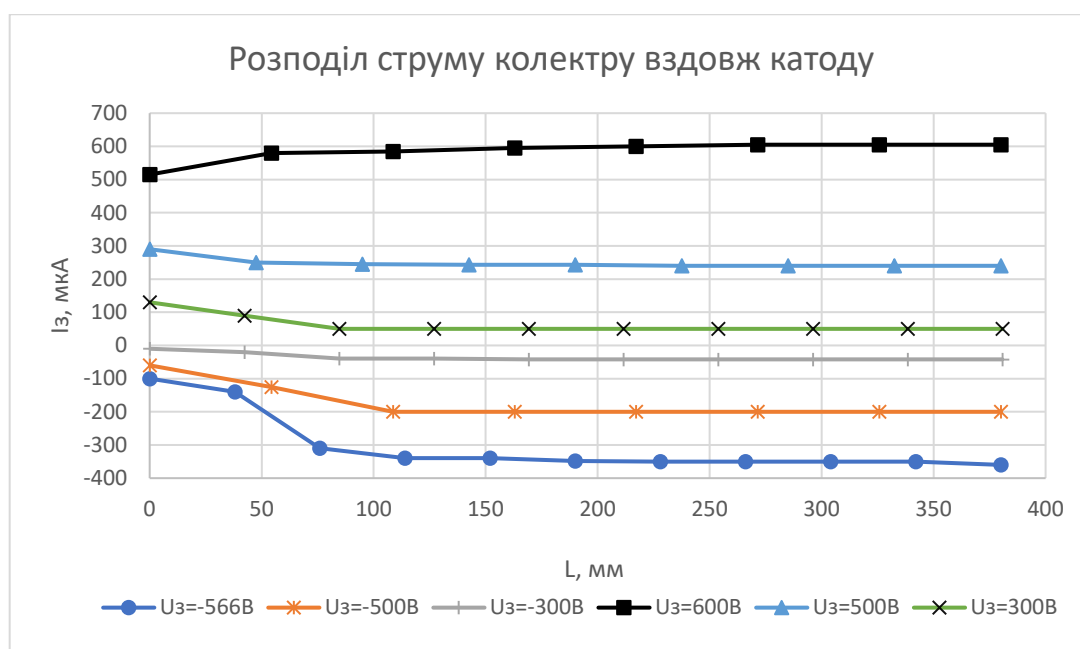


Рисунок 4.10 Розподіл струму колектору вздовж аноду при тиску $p = 70$ Па

Результати зондових вимірювань показали наявність струму на колекторі навіть за відсутності активного розряду, що свідчить про здатність колектора виступати як електрод для ініціації та підтримки розряду.

При застосуванні сітчастого катоду плазма виходить через отвори сітки, а потужність розряду залишається достатньою для підтримки іонізації по всьому об'єму вакуумної камери. Подібні ситуації неконтрольного горіння плазми

небажані, оскільки іонізовані частинки можуть контактувати з поверхнями камери та обладнання, що спричиняє можливе забруднення оброблюваної зони.

4.2 Моделювання протікання газу через перфоровану трубку в коаксіальній розрядній системі

Моделювання газорозрядних процесів вимагає рішення декількох пов'язаних задач з метою з'ясування розподілу ряду фізичних параметрів: тиску газу в розрядній системі, напруженості електричного та магнітних полів, іонів та електронів в міжелектродному просторі, струму на електродах, імплантованих атомів тощо. Формулювання кожної задачі включає математичну модель фізичного процесу, початкові та граничні умови. З огляду на чисельність задач та складність конструкції, можна стверджувати, що моделювання газорозрядних систем доволі складна задача. Початкові та граничні умови залежать від конструкції системи, типу та тиску газу, тому їх з'ясування є окремою науковою задачею на кожному кроці моделювання. Аналітично перелічені задачі вирішити не вдається, тому для встановлення розподілів та інтегральних параметрів газорозрядних систем застосовують чисельні методи доволі розвинені в сучасних прикладних пакетах комп'ютерних програм.

В цьому розділі описано етапи та результати моделювання розподілу азоту між двома довгими коаксіальними трубками з метою визначення впливу конструктивних параметрів газорозрядної системи, на основі цих трубок, на розподіл тиску азоту між ними. Ця модель є першою при фізико-топологічному моделюванні газорозрядної системи з витратами робочого газу.

Моделювання протікання азоту через перфоровану трубку в коаксіальній розрядній системі здійснювалося з метою визначення впливу конструктивних параметрів на розподіл тиску між електродами. Основою для проведення розрахунків слугували рівняння Нав'є-Стокса, які описують поведінку однофазного потоку азоту. Для врахування різних режимів протікання газу були

розглянуті ламінарний та турбулентний режими, що дозволило забезпечити точність і детальність моделювання.

Моделювання здійснювалося за допомогою чисельних методів, використовуючи сучасні програмні комплекси, які забезпечують високоточні обчислення гідродинамічних параметрів. Для класифікації режимів потоку застосовувалося число Рейнольдса, яке враховувало залежність динамічної в'язкості та густини газу від температури і тиску. Геометричні параметри моделі зображено на рисунку 4.11, а значення параметрів наведено в таблицях нижче для прикладів результатів розрахунків.

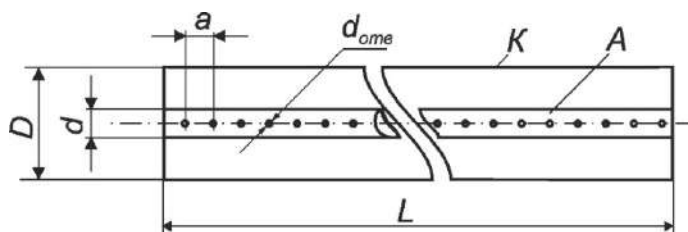


Рисунок 4.11. Конструкція та геометричні параметри дослідної моделі
A – перфорована трубка – анод; *K* – трубка – катод; *L* – довжина катода; *D* – діаметр катода; *d* – діаметр анода; *a* – відстань між отворами в аноді; *d_{отв}* – діаметр отворів в аноді.

У отвір анодної трубки подається газоподібний азот з загальним тиском $10^2 \div 10^3$ Па. З другого боку анодна трубка закрита і весь газ через бокові отвори в аноді потрапляє в циліндричний простір між анодом та катодом, і далі дифундує в отвір на протилежному кінці катодної трубки.

Фундаментальною характеристикою аналізу потоку газу (рідини) є число Рейнольдса:

$$Re = \frac{\rho UL}{\mu}, \quad (4.1)$$

де ρ – густина газу (кг/м^3); U – швидкість протікання газу, L – характеристичний розмір, μ – динамічна в'язкість ($\text{Па}\cdot\text{с}$), яка для ньютонівської рідини залежить від термодинамічного стану, але не від поля швидкості. Всі гази можна вважати ньютонівськими.

Число Рейнольдса відображає співвідношення між інерційними і в'язкими силами. При низьких числах Рейнольдса домінують в'язкі сили, які мають тенденцію гасити всі збурення, що призводить до ламінарного потоку. При високих числах Рейнольдса демпфірування в системі дуже низьке, що дає невеликим збуренням можливість рости за рахунок нелінійних взаємодій. Якщо число Рейнольдса досить високе, поле потоку в кінцевому підсумку опиняється в хаотичному стані, званому турбулентністю.

Відзначимо, що число Рейнольдса може мати різні значення в залежності від масштабу довжини і діапазону швидкостей. Щоб мати можливість порівняти два числа Рейнольдса, вони повинні базуватися на шкалах еквівалентної довжини і швидкості.

Густина азоту при нормальних умовах (101,325 кПа) становить 1250,6 г/м³, а при тисках $10^2 \div 10^3$ Па становить 1,25 ÷ 12,51 г/м³ відповідно. Характеристичним розміром можна вважати різницю між радіусами катода та анода $L = 1 \text{ см} = 0,01 \text{ м}$. Швидкість протікання газу регулюється під час експериментів і може становити від часток до одиниць метрів за секунду. Динамічна в'язкість азоту при нормальних умовах (температурі 0°C) становить 0,00001665 Па·с.

При моделюванні необхідно враховувати залежність параметрів азоту від температури та тиску. В таблиці 4.3 [29] наведені дані про густина та динамічну в'язкість азоту в залежності від температури при атмосферному тиску. Видно що ці параметри сильно залежать від температури.

Таблиця 4.3. Залежність щільності та динамічної в'язкості азоту від температури

T, K	ρ , кг/м ³	μ , (Па·с)·10 ⁻⁶
300	1,1233	17,78
400	0,8425	22,1
500	0,6739	25,9
600	0,5615	29,3
700	0,4812	32,25

При протіканні газового розряду температура газу може змінюватись, до того ж в різних областях розрядної середовищі можливі локальні відмінності параметрів від середніх значень.

З урахуванням наведених даних число Рейнольдса при протіканні азоту в системі електродів, яка наведена на рис. 4.11 при температурі 300 К складе:

$$R_e = \frac{\rho UL}{\mu} = \frac{1.1233 \cdot 1 \cdot 0.01}{17.78 \cdot 10^{-6}}. \quad (4.2)$$

При температурі 600 К – $R_e = 190$. При таких значеннях числа Рейнольдса ($R_e < 2000$) режим протікання азоту буде інерційним. Такий режим протікання також називають ламінарним.

На рис. 4.12 зображено розподіл швидкості газу в дослідній моделі коаксіальної розрядної системи при різних режимах взаємодії газу з поверхнею стінок: без ковзання (no slip) та з ковзанням (sliding).

Розрахунок проведено для ламінарного режиму протікання азоту, довжина електродів 20 см, діаметр катоду 20 мм, діаметр аноду 6 мм (внутрішній діаметр 4 мм). Отвори в анодній трубці діаметром 1 мм розташовані на відстані 1 см. Перепад тиску між входом та виходом нема $P_0 = 0$ Па. Швидкість газу на вході становить 100 м/с.

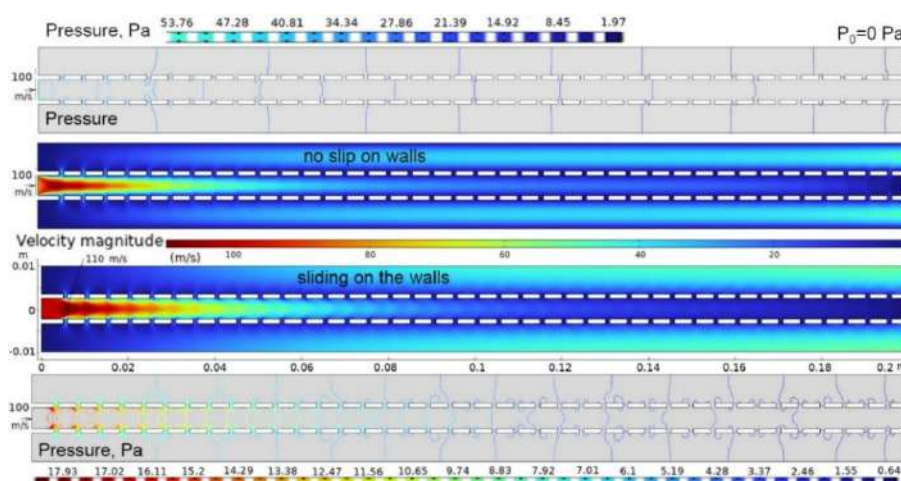


Рисунок 4.12 Кольорові карти полів швидкості азоту та ізобари тиску в дослідній моделі коаксіальної розрядної системи при ковзанні (sliding) газу на поверхні стінок та без ковзання (no slip)

Стрілками показано напрям газу на вході і виході. Поля швидкості азоту на рис. 4.13 наочно демонструють вплив стану поверхонь стінок розрядної системи на режими протікання газу. В залежності від стану поверхні (шорсткість, чистота) і матеріалу електродів виникає режим протікання газу проміжний між двома наведеними крайніми режимами, який визначає розподіл щільності газу в електродній системі. Густина газу має лінійну залежність від тиску, розподіл якого представлено на рис. 4.12 у вигляді ізобар.

Додатковий вплив на параметри розряду також можуть мати траєкторії руху ліній газу. Приклад розрахунку траєкторій руху газу наведено на рис. 4.13.

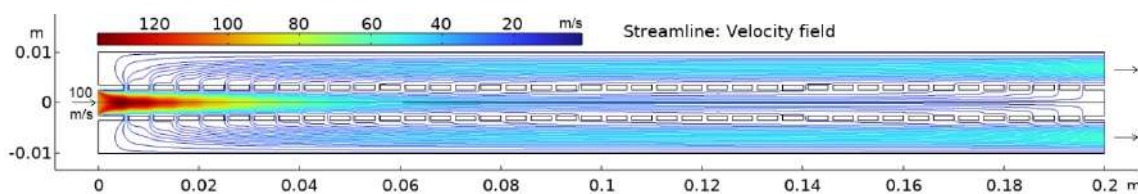


Рисунок 4.13 Траєкторії та швидкість руху азоту в коаксіальній розрядній системі

При циліндричному аноді газ не рівномірно проходить через отвори, що призводить до різного стану газу в різних частинах розрядної системи і, як наслідок, до різного режиму горіння розряду.

Нерівномірність проходження газу наочно представлена на рис. 4.14, де наведено збільшений фрагмент траєкторій протікання газу в розрядній системі з катодом діаметром 12 мм.

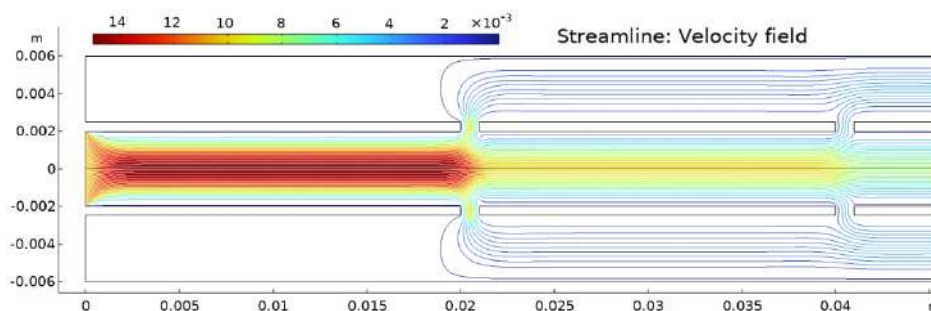


Рисунок 4.14 Траєкторії та швидкість руху азоту в коаксіальній розрядній системі (збільшений фрагмент)

Густина ліній на рисунку корелює з кількістю газу, що проходить через отвори.

Для забезпечення рівномірності горіння розряду необхідно забезпечити рівномірні потоки газу через отвори. Для досягнення такого стану необхідно використовувати більш складну конструкцію розрядної системи.

4.3 Висновки до розділу 4

1. Проведені експериментальні зондові дослідження довгомірної коаксіальної електродної системи з діаметром анод 3 мм, сітчастого катоду – 20 мм та висотою 380 мм підтвердили можливість створення стабільного та однорідного аномального тліючого розряду. Для перевірки однорідності аномального тліючого розряду використовувався плоский зонд (колектор електронів або іонів), якій міг переміщався вздовж зовнішньої поверхні сітчастого катоду. ВАХ відповідає характеристиці аномального тліючого розряду при струмі ~ 80 мА. Виявлено, що вздовж катоду струми іонів і електронів на зонд не змінюються, що підтверджує рівномірне горіння розряду в його об'ємі.

2. Моделювання розподілу газового потоку в коаксіальній довгомірній системі з перфорованим анодом на основі рівняння Нав'є-Стокса і встановленого числа Рейнольдса, яке враховувало залежність динамічної в'язкості та густини азоту від температури і тиску в межах $10^2 \div 10^3$ Па, дозволило оцінити рівень неоднорідності розподілу швидкості газу та вплив на нього конструктивних параметрів при інерційному режимі протікання азоту.

3. Модельні експерименти показали, що запропонована модель підходить для розрахунку параметрів розряду як в суцільних, так і в перфорованих трубках за умови стаціонарного тиску в газорозрядній системі, коли немає продування газу через трубку. За умови продування газу через трубку потік перестає бути ламінарним. Окремо для неламінарних потоків можна визначити характеристики розподілу газу в електродній системі заданої геометрії, зокрема, величину неоднорідності газового потоку зі швидкістю вхідного потоку до 100 м/с.

ВИСНОВКИ

1. У різних галузях промисловості є необхідність у виготовленні довгомірних металевих трубок малого діаметру для застосування в медицині, фармацевтиці, хімічній та харчовій промисловості, приладо- та машинобудуванні і енергетиці. Важливою задачею у технології виготовлення трубок є забезпечення високої якості внутрішньої поверхні трубок, а саме зниження шорсткості, відсутності забруднень різними речовинами, забезпечення стерильної чистоти. Перспективним методом обробки внутрішньої поверхні для покращення її якості є іонно-плазмова обробка, яка широко застосовується для досягнення таких цілей. У даній дисертаційній роботі для генерації іонів запропоновано використати плазмову систему на базі аномального тліючого розряду.

2. Внаслідок специфічності умов реалізації іонно-плазмової обробки поверхні всередині металевих довгомірних трубок малого діаметру експериментальні методи дослідження процесів під час обробки дуже складні для виконання. Методи математичного моделювання дозволяють отримати достатньо повну інформацію про іонно-плазмові процеси всередині таких трубок, а для вибору умов їх реалізації запропоновано використовувати фізико-топологічне моделювання.

3. В результаті системного аналізу існуючих методів моделювання тліючого розряду, їх переваг і обмежень у застосуванні до специфічних умов іонно-плазмової обробки внутрішньої поверхні трубок коаксіальних електродних систем, встановлено, що найбільш доцільно використовувати для фізико-топологічного моделювання аномального тліючого розряду в довгомірних тонких трубках гідродинамічний підхід у дифузійно-дрейфовому наближенні. Підґрунтям такого підходу є виконання умови значної кількості іонізуючих зіткнень електронів з молекулами газу на шляху руху від катоду (поверхні трубки) до аноду (осьового електроду). Такій підхід значно спрощує розрахунки відносно підходу на засадах фізичної кінетики.

4. Розроблена фізико-топологічна гідродинамічна модель аномального тліючого розряду в дрейфово-дифузному наближенні для ряду довгомірних коаксіальних систем електродів, яка враховує пружні зіткнення електронів та іонів з молекулами газу, іонізацію атомів газу електронним ударом, генерацію метастабільних частинок, вторинну іонно-електронну емісію з поверхні катода, рекомбінацію заряджених частинок, процеси дифузії та дрейфу заряджених частинок, вплив просторового заряду на розподіл електричного поля та прилипання частинок на поверхні електродів, яка дозволяє чисельними методами розраховувати електрофізичні параметри розряду з урахуванням геометричних особливостей системи з відносно високою точністю розрахунків при визначенні характеристик розряду (похибки розрахунку по струму до 4%, по коефіцієнту вторинної електронної емісії до 14%).

5. Чисельні результати підтверджують ефективність використання розробленої фізико-топологічної моделі для розрахунку:

- коаксіальної системи з внутрішнім анодом при низькому тиску аргону;
- коаксіальної системи з нитковим катодом на осі системи при низькому тиску аргону;
- двохелектродної системи в діелектричній оболонці (яка може бути елементарною коміркою для світло-/плазмогенеруючого модуля) при низькому тиску неону (робота системи підтверджена експериментом);
- високовольтного іонного діоду в коаксіальній системі електродів при атмосферному тиску азоту (робота діода підтверджена експериментом).

6. Результати розрахунків з використанням запропонованої моделі є новими, мають практичне значення для прогнозування характеристик реальних пристроїв працюючих при вказаних умовах по значенню pd . Створена модель і варіанти її реалізації дозволяє проводити дослідження впливу окремих параметрів, зокрема напруги, тиску та геометричних розмірів системи, а також їх комбінацій, на характеристики розряду розподіл концентрації заряджених частинок та густину струму розряду

7. Проведені експериментальні зондові дослідження довгомірної коаксіальної електродної системи з сітчастим катодом, що підтвердили можливість створення стабільного та однорідного аномального тліючого розряду в указаній системі. Для перевірки однорідності аномального тліючого розряду використовувався плоский зонд (колектор електронів або іонів), який міг переміщався вздовж зовнішньої поверхні сітчастого катода. ВАХ відповідає характеристиці аномального тліючого розряду. Виявлено, що вздовж катода струми іонів і електронів на зонд не змінюються, що підтверджує рівномірне горіння розряду в його об'ємі.

8. Моделювання розподілу газового потоку в коаксіальній довгомірній системі з перфорованим анодом на основі рівняння Нав'є-Стокса і встановленого числа Рейнольдса, яке враховувало залежність динамічної в'язкості та густини азоту від температури і тиску в межах $10^2 \div 10^3$ Па, дозволило оцінити рівень неоднорідності розподілу швидкості газу та вплив на нього конструктивних параметрів при інерційному режимі протікання азоту.

9. Результати виконаної роботи відкривають подальші перспективи для наукових досліджень і інноваційних розробок у сфері плазмової інженерії та моделювання електричних розрядів низького тиску, які відповідають умовам застосування гідродинамічної моделі у дифузійно-дрейфовому наближенні.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Adamovich, S. D. Baalrud, A. Bogaerts et al., "The 2017 plasma road: Low temperature plasma science and technology," J. Appl. Phys. D. Appl. Phys., vol. 50, pp. 323001-1–323001-46, 2017, <https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa76f5>.
2. Aghajani H., Behrangi S. Plasma Nitriding of Steels. – Switzerland: Springer, 2017. ISBN: 978-3-319-43067-6 DOI:10.1007/978-3-319-43068-3
3. Aizawa, T., Wasa, K. (2017) Low temperature plasma nitriding of inner surfaces in stainless steel mini-/micro-pipes and nozzles. Micromachines, 8, 157. DOI:10.3390/mi8050157
4. A. N. Aleinik, Plasmennaya meditsina [Plasma Medicine], Tomsk, TPU, 2011. <http://www.booksmed.com/biologiya/2417-plazmennaya-medicina-aleynik-uchebnoe-posobie.html>
5. P. G. C. Almeida, M. S. Benilov and M.J. Faria, Study of stability of dc glow discharges with the use of Comsol Multiphysics software // Journal of physics d: applied physics DOI:10.1088/0022-3727/44/41/415203
6. P. G. C. Almeida and M. S. Benilov, "Multiple solutions in the theory of near-cathode layers and self-organization on DC glow cathodes," 2008 IEEE 35th International Conference on Plasma Science, Karlsruhe, Germany, 2008, pp. 1–1, DOI:10.1109/PLASMA.2008.4591201
7. Almeida P. G. C. et al, Multiple solutions in the theory of dc glow discharges, Plasma Sources Sci. Technol. 2010. DOI:10.1088/0963-0252/19/2/025019
8. О. В. Андрієнко, І. М. Дрозд, і А. І. Кузьмичев, «Газорозрядні системи атмосферного тиску для біомедичних застосувань», Електрон. та Акуст. Інж., т. 3, вип. 3, с. 11–15, Вер 2020.
9. О. В. Андрієнко, М. С. Мельниченко, С. Б. Сидоренко, і А. І. Кузьмичев, «Моделювання високовольтного іонного діода з дрововим катодом при атмосферному тиску азоту», Мікросист., Електрон. та Акуст., т. 26, вип. 1, с. 218015–1, Квіт 2021.

10. О. В. Андрієнко, С. Б. Сидоренко, С. О. Майкут, Л. Ю. Цибульський, і А. І. Кузьмичев, «Моделювання тліючого розряду в коаксіальній системі електродів», Мікросист., Електрон. та Акуст., т. 29, вип. 3, с. 309513.1–309513.7, Жов 2024.
11. О. В. Андрієнко, «Узагальнена модель тліючого розряду на основі тригонометричного базиса», Технології та інжиніринг, т. 25, вип. 4, с. 9–18 (2024).
12. О. В. Андрієнко, Л. Ю. Цибульський, «Моделювання протікання газу через перфоровану трубку в коаксіальній розрядній системі», Технології та інжиніринг, т. 25, вип. 5, с. 60–67 (2024).
13. О. В. Андрієнко, «Дослідження параметрів тліючого розряду в коаксіальній системі електродів з тонким катодом», Технологія та конструювання в електронній апаратурі, № 3–4, (2024)
14. O. Andrienko, I. Berezhnyi, A. Kuzmichev and S. Sydorenko, "Indication of the Critical Electromagnetic Field Strength in Microwave Processing Technologies," 2024 IEEE 7th International Conference on Smart Technologies in Power Engineering and Electronics (STEE), Kyiv, Ukraine, 2024, pp. TT3.09.1–TT3.09.5.
15. Bai Z, Wu X. (2024) Improving stress corrosion resistance and wear resistance of austenitic hot-stamping die steels via synergistic effects of shot peening and plasma nitriding. Surf Coat Tech.;478:130448. <http://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2024.130448>
16. K.H. Becker, U. Kogelschatz, K.H. Schoenbach, R.J. Barker, Non-Equilibrium Air Plasmas at Atmospheric Pressure, Bristol: IOP Publishing, 2005. ISBN 9780367864170 – CAT# K459894.
17. Bekeschus S, Kramer A, Suffredini E, von Woedtke T and Colombo V 2020 IEEE Trans. Rad. Plasma Med. Sci. 4 391–9
18. Berladir K., Hovorun T., Ivanov V., Djordje Vukelic, and Pavlenko I. (2023). "Diffusion Nitride Coatings for Heat-Resistant Steels" Materials 16, no. 21: 6877. <https://doi.org/10.3390/ma16216877>
19. J.-P. Boeuf; A two-dimensional model of dc glow discharges. J. Appl. Phys. 1 March 1988; 63 (5): 1342–1349. <https://doi.org/10.1063/1.339961>

20. Bogaerts A., Comprehensive modelling network for dc glow discharges in argon, *Plasma Sources Science and Technology*, volume 8, №2, 1999, doi:10.1088/0963-0252/8/2/003
21. Bogaerts A., Wilken L., Hoffmann V., Gijbels R., Wetzig K., Comparison of modeling calculations with experimental results for rf glow discharge optical emission spectrometry, *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, Volume 57, Issue 1, 2002, [https://doi.org/10.1016/S0584-8547\(01\)00357-3](https://doi.org/10.1016/S0584-8547(01)00357-3)
22. Bogaerts A., Gijbels R., Numerical modeling of gas discharge plasmas for various applications, *Vacuum* – 2003. – Vol. 69. – P. 37–52. DOI:10.1016/S0042-207X(02)00306-8
23. Bogaerts A. and Gijbels, R. and Goedheer, W., Hybrid Monte Carlo-fluid model of a direct current glow discharge, *Journal of Applied Physics*, Vvolume 78, pp 2233-2241, 1995. doi:10.1063/1.360139
24. G. Bogdanov, A. A, Voitenko, S. V. Denbnovetskiy et al., “Tekhnika s tekhnologiya ozonoterapii [Technique and Technology of Ozonotherapy],” *Ukrainskiy Zhurnal medychnoi tekhniki s tekhnogogiiI*, no. ½, pp. 22–26, 1994.
25. Bouchikhi A. Two-Dimensional Numerical Simulation of the DC Glow Discharge in the Normal Mode and with Einstein's Relation of Electron Diffusivity, *Plasma Science and Technology* 14(11):965 DOI:10.1088/1009-0630/14/11/04
26. A. Bouchikhi and A. Hamid, “2D DC Subnormal Glow Discharge in Argon”, *Plasma Science and Technology*, vol. 12, no. 1, pp. 59–66, Feb. 2010.DOI: 10.1088/1009-0630/12/1/13
27. A. Bouchikhi, “Two-Dimensional Numerical Simulation of the DC Glow Discharge in the Normal Mode and with Einstein’s Relation of Electron Diffusivity”, *Plasma Science and Technology*, vol. 14, no. 11, pp. 965–973, Nov. 2012.DOI: 10.1088/1009-0630/14/11/04
28. Borgioli, Francesca (2022). "The “Expanded” Phases in the Low-Temperature Treated Stainless Steels: A Review" *Metals* 12, no. 2: 331. <https://doi.org/10.3390/met12020331>

29. Borgioli, Francesca, Shinichiro Adachi, and Thomas Lindner. (2024). "Advances in Low-Temperature Nitriding and Carburizing of Stainless Steels and Metallic Materials: Formation and Properties" *Metals* 14, no. 10: 1179. <https://doi.org/10.3390/met14101179>
30. J.-S. Chang, P. A. Lawless, T. Yamamoto, "Corona Discharge Processes," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 19, no. 6, pp. 1152–1166, 1991. DOI:10.1109/27.125038
31. Cejas E, Mancinelli BR, Prevosto L. Glow Discharge in a High-Velocity Air Flow: The Role of the Associative Ionization Reactions Involving Excited Atoms. *Materials*. 2019; 12(16):2524. <https://doi.org/10.3390/ma12162524>
32. Cejas E, Mancinelli B, Prevosto L. Modelling of an Atmospheric–Pressure Air Glow Discharge Operating in High–Gas Temperature Regimes: The Role of the Associative Ionization Reactions Involving Excited Atoms. *Plasma*. 2020; 3(1):12–26. <https://doi.org/10.3390/plasma3010003>
33. Centeno Gabriel and Silva Maria, Tube and Sheet Metal Forming Processes and Applications, 2022 doi:10.3390/met12040553
34. Carles Corbella, Carles and Marcak, Adrian and de los Arcos, Teresa and von Keudell, Achim, Revising secondary electron yields of ion-sputtered metal oxides, *Journal of Physics D: Applied Physics* volume 49, 2016 doi:10.1088/0022-3727/49/16/16LT01},
35. Coulson J.M., Richardson J.F. Particle Technology and Separation Processes // Chemical Engineering – 2002. – Vol. 2. – Butterworth-Heinemann.
36. Derzsi, P. Hartmann, I. Korolov, J. Karácsony, G. Bánó, and Z Donkó, "On the accuracy and limitations of fluid models of the cathode region of dc glow discharges", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. DOI:10.1088/0022-3727/42/22/225204
37. Laurentiu Marius Dumitran, Lucian Dascalescu, Petru V. Notingher, Pierre Atten, Modelling of corona discharge in cylinder-wire-plate electrode configuration, *Journal of Electrostatics*, Volume 65, Issue 12, 2007, Pages 758-763, ISSN 0304-3886, <https://doi.org/10.1016/j.elstat.2007.05.011>.
38. E. Eylenceoğlu, I. Rafatov, A. A. Kudryavtsev; Two-dimensional hybrid Monte Carlo–fluid modelling of dc glow discharges: Comparison with fluid models,

reliability, and accuracy. *Phys. Plasmas* 1 January 2015; 22 (1): 013509.
<https://doi.org/10.1063/1.4906361>

39. Farayibi PK, Hankel J, van gen Hassend F, Blüm M, Weber S, Röttger A. (2023) Tribological characteristics of sintered martensitic stainless steels by nano-scratch and nanoindentation tests. *Wear*; 512–513:204547.
<http://doi.org/10.1016/j.wear.2022.204547>

40. Fridman, A., & Kennedy, L.A. (2021). *Plasma Physics and Engineering* (3rd ed.). CRC Press. <https://doi.org/10.1201/9781315120812>

41. G. Fridman, G. Friedman, A. Gutsol et al., “Applied Plasma Medicine,” *Plasma Proc. Polym.*, vol. 5, no. 6, pp. 503–533, 2008.
<https://doi.org/10.1002/ppap.200700154>

42. Hiroshi Fujiyama, Inner coating of long-narrow tube by plasma sputtering, *Surface and Coatings Technology* 131 (2000) 278-283, doi:10.1016/S0257-8972(00)00801-X

43. D.B. Graves, “Mechanisms of Plasma Medicine: Coupling Plasma Physics, Biochemistry, and Biology,” *IEEE Trans. Rad. Plasma Med. Sci.*, vol. 1, no. 4, pp. 281–292, 2017. DOI:10.1109/TRPMS.2017.2710880

44. D.B. Graves, “The emerging role of reactive oxygen and nitrogen species in redox biology and some implications for plasma applications to medicine and biology,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, v. 45, no. 26, pp. 263001-1–263001-42, 2012. DOI:10.1088/0022-3727/45/26/263001

45. S. Guceri, A. Fridman (eds.), *Plasma Assisted Decontamination of Biological and Chemical Agents*, Springer, 2008. ISBN 978-1-4020-8439-3

46. Guendouz D. et al, Second Order Fluid Glow Discharge Model Sustained by Different Source Terms, *Plasma Sci. Technol.* 2011. DOI:10.1088/1009-0630/13/5/14

47. Hagelaar, GJM, & Pitchford, LC (2005). “Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models”. *Plasma Sources Science and Technology*, 14(4), 722–733. doi:10.1088/0963-0252/14/4/01

48. S. Horikoshi, R. F. Schiffmann, J. Fukushima, and N. Serpone, *Microwave Chemical and Materials Processing. A Tutorial*. Singapore: Springer Nature Pte Ltd, 2018. <https://doi.org/10.1007/978-981-10-6466-1>.
49. L. Hou, Y. Wang, J. Wang, L. Yang, and W. Shi, Theoretical study on characteristics of glow discharged neon gas and its interaction with terahertz waves, *Front. Phys.*, vol. 9, p. 751335, 2021. doi:10.3389/fphy.2021.751335
50. Kolobov, V. I. and Fiala, A., Transition from a Townsend discharge to a normal discharge via two-dimensional modeling, *Phys. Rev. E* volume 50, 3018-3032, 1994 doi:10.1103/PhysRevE.50.3018
51. M. Kong, G. Morfill, T. Nosenko et al., “Plasma medicine: an introductory review,” *New J. Phys.*, vol. 11, pp. 115012-1–115012-35, 2009.
52. A. Krischke, *Rothammel’s Antenna Book*, H. Schwarz, Transl. and Rev. DARC Verlag GmbH, 2019.
53. R. Kumar, R. Narayanan, R. D. Tarey, A. Ganguli; Characterization of DC glow discharge plasma in co-axial electrode geometry system by nonlinear dynamical analysis tools. *Phys. Plasmas* 1 January 2023; 30 (1): 013508. DOI:10.1063/5.0111124
54. Kuzmichev, V. Perevertaylo, L. Tsybulsky, O. Volpian. Characteristics of flows of energetic atoms reflected from metal target during ion bombardment. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016, v. 729, p. 012005. DOI:10.1088/1742-6596/729/1/012005
55. Kuzmichev, *Gas discharge systems with secondary emitters for electronic equipment*, – Kyiv, 2018. – 425 p.
56. Kuzmichev A.I., Melnichenko M.S., Shulaev V.M. Secondary emission of atomic particles under bombardment of heavy d-metals by ions from nitrogen plasma // *Rus. Phys. Journ.* – 2021. – Vol. 63, No. 10, P. 1743–1749.
57. Kuzmichev, V.D. Tsydelko, “Primenenie razryadov atmosfernogo davleniya s netermicheskoy plasmoy i vtorichnymi emitterami v biomedichinskoy apparature [Application of atmospheric pressure discharges with non-thermal plasma and secondary emitters in biomedical apparatus]”, *Kharkovskaya chirurgicheskaya shkola*, no. 3 (26), pp. 199–200, 2007.

58. Kuzmichev, R.Yu. Chaplinskiy, “Plasmennyye sistemy vysokogo davleniya s mikrostrukturirovannymi elektrodami. Chast’ 1. Fizicheskie osnovy generatsii netermicheskoy plasmy pri atmosfernom davlenii [Plasma high pressure systems with microstructured electrodes. Part 1. Physical bases for generation of non-thermal plasma at atmospheric pressure]”, *Electronics and Communication*, vol. 19, no. 3(80), pp. 21–26, 2014.
59. M. Laroussi, “Low-temperature plasmas for medicine” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, no. 6, pp. 714–725, 2009. DOI:10.1109/TPS.2009.2017267
60. M. Laroussi, M. Kong, G. Morfill, W. Stolz (eds.), *Plasma Medicine. Application of low-temperature gas plasmas in medicine and biology*, Cambridge Univ. Press, 2012. ISBN-13: 978-1107006430
61. N. C. Leindecker, L. R. Speiser, A. A. de Menezes Pereira, and P. Chadha, “Energy absorption monitoring for an intelligent electronic oven with energy steering,” Patent USA 10980088, Int. Cl.: G01N22/00, H05B6/64, H05B6/68, H05B6/70, H05B6/74, publ. 2021-04-13.
62. V.A. Lisovskiy, S.D. Yakovin. Experimental Study of a Low-Pressure Glow Discharge in Air in Large Diameter Discharge Tubes, *Plasma Physics Reports* 2000, v. 26, №12, pp. 1066–1075. DOI:10.1134/1.1331142
63. V. V. Lunin, M. P. Popovich, S. N. Tkachenko, *Fizicheskaya khimiya ozona [Physical Ozone Chemistry]*, Moscow: MGU, 1998. ISBN: 5-211-03719-7
64. A. D. MacDonald, *Microwave Breakdown in Gases*. New York: Wiley, 1966.
65. Z. Machala, K. Hensel, Yu. Akishev (eds.), *Plasma for Bio-Decontamination, Medicine and Food Security*, Springer, 2012. <https://www.springer.com/gp/book/9789400728516>
66. V. A. Malanchuk, V. D. Tsidelko, A. V. Kopchak, A. I. Kuzmichev, “Ozonoterapiya v stomatologii i c helyustno-litsevoy khirurgii [Ozonotherapy in Stomatology and Maxillo-Facial Surgery]”, *Ukrainskiy medychnyi chasopis*, vol. XI/XII, no. 6 (20), pp. 61–68, 2000.

67. V. Mironovs A. Tatarinov and S. Gorbacova, Expanding Application of Perforated Metal Materials in Construction and Architecture, IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, volume 251, №1 2017 doi:10.1088/1757-899X/251/1/012027
68. Panton R.L. Incompressible Flow. – John Wiley & Sons, 1996.
69. Phadke P., Sturm J.M., Van der Kruijs R.W.E., Bijkerk F. Sputtering and nitridation of transition metal surface under low energy, steady state nitrogen ion bombardment, Appl. Surf. Sci. – 2020. – Vol. 505, p. 144529. DOI:10.1016/j.apsusc.2019.144529
70. Pitchford L., Alves L.L., Bartschat K. and other, Comparisons of sets of electron–neutral scattering cross sections and swarm parameters in noble gases: I. Argon, Journal of Physics D: Applied Physics, 2013 doi:10.1088/0022-3727/46/33/334001
71. Plasma Module User's Guide, pp. 76–83. COMSOL Multiphysics® v. 6.2. COMSOL AB, Stockholm, Sweden. 2023.
72. Ramasamy Pothiraja, Nikita Bibinov and Peter Awakowicz, Amorphous carbon film deposition on the inner surface of tubes using atmospheric pressure pulsed filamentary plasma source, Journal of Physics D: Applied Physics volume 44, №35, 2011, doi: 10.1088/0022-3727/44/35/355206
73. Bruce E. Poling, John M. Prausnitz, John P. O'Connell. Properties of gases and liquids. – The McGraw-Hill Companies, Inc., 2001. DOI:10.1036/0070116822
74. Rafatov I., Bogdanov E. A., Kudryavtsev A. A. On the accuracy and reliability of different fluid models of the direct current glow discharge. Phys. Plasmas, 19, 033502 (2012); doi:10.1063/1.3688875
75. Ismail Rafatov, Gubad Islamov, Ender Eylenceoglu, Cihan Yesil, Eugeny Bogdanov; Analysis of different modeling approaches for simulation of glow discharge in helium at atmospheric pressure. Phys. Plasmas 1 September 2023; 30 (9): 093504.
76. Yu.P. Raizer, Gas Discharge Physics. – Berlin: Springer-Verlag, 1991.

77. Y. P. Raizer, M. N. Shneider, and N. A. Yatsenko, Radio-Frequency Capacitive Discharges, 1st ed. CRC Press, 1995. <https://doi.org/10.1201/9780203741337>.
78. Reece Roth, J. (1995). Industrial Plasma Engineering: Volume 1: Principles (1st ed.). DOI:10.1201/9780367802615
79. Rezaei F. Vanraes P. Nikiforov A. and Morent, Rino and De Geyter, Nathalie, Applications of Plasma-Liquid Systems: A Review, Materials, Materials, 2019 doi:10.3390/ma12172751
80. Rogalski G. Jurkowski M., Łabanowski J. and Fydrych D., Effect of the Post-Weld Surface Condition on the Corrosion Resistance of Austenitic Stainless Steel AISI 304, Biuletyn Instytutu Spawalnictwa, 2018 doi:10.17729/ebis.2018.1/2
81. Abidin ŞAHİNOĞLU, Abdulkadir GÜLLÜ, İbrahim ÇİFTÇİ, Analysis of surface roughness, sound level, vibration and current when machining aisi 1040 steel, Sigma J Eng & Nat Sci 37 (2), 2019, 423-437
82. V. Saitov and A. Kotyukov, Water filter with central perforated pipe for livestock complexes, IOP Conference Series: Earth and Environmental Science volume 403, №1, 2019 doi:10.1088/1755-1315/403/1/012159
83. S. Samukawa, M. Hori, S. Rauf et al., "The 2012 plasma road," J. Appl. Phys. D. Appl. Phys., vol. 45, pp. 253001-1–253001-37, 2012, <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/25/253001>
84. Scheuer CJ, Cardoso RP, Mafra M, Brunatto MSF. (2021) Effects of the voltage and pressure on the carburizing of martensitic stainless steel in pulsed DC glow discharge. Mater Res.; 24(6). <http://doi.org/10.1590/1980-5373-mr-2021-0154>
85. Scheuer CJ, Silva LJ, Neves JCK, Cardoso RP, Brunatto SF. (2024) Tribological performance of low-temperature plasma carburized AISI 420 martensitic stainless steel. Surf Coat Tech.; 476:130239. <http://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2023.130239>
86. Schibicheski Kurelo, Bruna C. E., Carlos M. Lepienski, Willian R. de Oliveira, Gelson B. de Souza, Francisco C. Serbena, Rodrigo P. Cardoso, Julio C. K. das Neves, and Paulo C. Borges. (2023). "Identification of Expanded Austenite in

Nitrogen-Implanted Ferritic Steel through In Situ Synchrotron X-ray Diffraction Analyses" *Metals* 13, no. 10: 1744. <https://doi.org/10.3390/met13101744>

87. Sharma MK, Saikia BK, Phukan A, Ganguli B. (2006) Plasma nitriding of austenitic stainless steel in N₂ and N₂-H₂ dc pulsed discharge. *Surf Coat Tech.*; 201(6):2407–13. <http://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2006.04.006>

88. Danijela D. Šijačić, Ute Ebert, Ismail Rafatov I. Period doubling cascade in glow discharges: Local versus global differential conductivity, *Phys. Rev. E* 70, 056220 (2004) DOI:10.1103/PhysRevE.70.056220

89. “Special Issue on Plasma Medicine,” *Plasma Proc. Polym.*, vol. 5, no. 6, pp. 495–621, 2008. <https://onlinelibrary.wiley.com/toc/16128869/5/6>

90. W. Shyy, B. Jayaraman, A. Andersson; Modeling of glow discharge-induced fluid dynamics. *J. Appl. Phys.* 1 December 2002; 92 (11): 6434–6443. <https://doi.org/10.1063/1.1515103>

91. Stokes G.G. // *Trans. Camb. Phil. Soc.* – 1845. – Vol. 8. – P. 287–305.

92. Sun J, Li J, Xie JM, Yang Y, Wu WP, Zhou X, et al. (2022) Properties of rapid arc discharge plasma nitriding of AISI 420 martensitic stainless: effect of nitriding temperatures. *J Mater Res Technol.*; 19:4804–14. <http://doi.org/10.1016/j.jmrt.2022.07.028>

93. S. T. Surzhikov, *Theoretical and Computational Physics of Gas Discharge Phenomena: A Mathematical Introduction*, 2nd ed. Berlin/Boston: Walter de Gruyter GmbH, 2020.

94. S. T. Surzhikov, *Computational Physics of Electric Discharges in Gas Flows*. Walter de Gruyter GmbH, Berlin/Boston. 2012. 428 p. ISBN: 9783110270334

95. H. Tanaka, K. Ishikawa, M. Mizuno et al., “State of the art in medical applications using non-thermal atmospheric pressure plasma,” *Rev. Mod. Plasma Phys.*, vol. 1, no. 3, pp. 1–90, 2017. DOI:10.1007/s41614-017-0004-3

96. Tian, R., Liang, Y., Hao, S., Feng, J., Jiang, X., Li, H., et al. (2023) Simulation of DC Glow Discharge Plasma with Free-Moving Dust Particles in the Radial Direction. *Plasma Science and Technology*, 25, Article ID: 095401. <https://doi.org/10.1088/2058-6272/acc44a>

97. Y. Uchikawa, S. Sugimoto, K. Kuwahara, H. Fujiyama, H. Kuwahara, Titanium coating of the inner of a 1 m long narrow tube by double-ended anode coaxial magnetron-pulsed plasmas, *Surface and Coatings Technology* 112 (1999) 185–188 doi:10.1016/S0257-8972(98)00611-2
98. V. N. Vasilets, A. F. Gutsol, A. B. Shekhter, A. Fridman, “Plasmennaya meditsina [Plasma medicine],” *Khimiya vysokikh energi*, vol. 43, no. 3, pp. 276–280, 2009.
99. P. Verechshagin, *Koronnyi razryad v apparatakh elektronno-ionnoy tekhnologii [Corona discharge in electron-ion technology apparatus]*, Moscow: Energoatomizdat, 1985.
100. O. D. Volpian, R. V. Dronsky, Yu. A. Obod, A. I. Kuzmichev, O. V. Andrienko and K. V. Alybin, Plasma and photon technologies against bio-factors, dangerous to human being, 2021, *J. Phys.: Conf. Ser.* 2144, 012030
101. Th. von Woedtke, S. Reuter, K. Masur, “Plasmas for medicine,” *Physics Reports*, vol. 530, no. 4, pp. 291–320, 2013. DOI:10.1016/j.physrep.2013.05.005
102. Th. von Woedtke, H.-R. Metelmann, K.-D. Weltmann, “Clinical Plasma Medicine: State and Perspectives of in Vivo Application of Cold Atmospheric Plasma,” *Contrib. Plasma Phys.*, vol. 54, no. 2, pp. 104–117, 2014. <https://doi.org/10.1002/ctpp.201310068>
103. Wolf R A 2013 *Atmospheric pressure plasma for surface modification* (Beverly, MA: Scrivener Publishing)
104. Zebin Xia, Fengzhou Fang, Eamonn Ahearne, Moran Tao, Advances in polishing of optical freeform surfaces: A review, *Journal of Materials Processing Technology*, Volume 286, 2020, doi:10.1016/j.jmatprotec.2020.116828
105. Xiao-Qiong Wen, Li-Yong Yin, De-Zhen Wang, A direct current glow discharge plasma source for inner surface modification of metallic tube, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Volume 263, Issue 2, 2007, doi:10.1016/j.nimb.2007.07.020
106. Winters GL and Nutt MJ *Stainless Steels for Medical and Surgical Applications*, 2003 doi: 10.1520/STP1438-EB

ДОДАТОК А

1. Реакція пружного зіткнення електронів з атомами

Electron energy	Collision cross section data
0	7.5E-20
0.001	7.5E-20
0.002	7.1E-20
0.003	6.7E-20
0.005	6.1E-20
0.007	5.4E-20
0.0085	5.05E-20
0.01	4.6E-20
0.015	3.75E-20
0.02	3.25E-20
0.03	2.5E-20
0.04	2.05E-20
0.05	1.73E-20
0.07	1.13E-20
0.1	5.9E-21
0.12	4E-21
0.15	2.3E-21
0.17	1.6E-21
0.2	1.03E-21
0.25	9.1E-22
0.3	1.53E-21
0.35	2.35E-21

Electron energy	Collision cross section data
0.4	3.3E-21
0.5	5.1E-21
0.7	8.6E-21
1	1.38E-20
1.2	1.66E-20
1.3	1.82E-20
1.5	2.1E-20
1.7	2.3E-20
1.9	2.5E-20
2.1	2.8E-20
2.2	2.9E-20
2.5	3.3E-20
2.8	3.8E-20
3	4.1E-20
3.3	4.5E-20
3.6	4.9E-20
4	5.4E-20
4.5	6.1E-20
5	6.7E-20
6	8.1E-20
7	9.6E-20
8	1.17E-19
10	1.5E-19
12	1.45E-19
15	1.37E-19
17	1.1E-19
20	9.2E-20
25	6.8E-20
30	5.5E-20
50	3.2E-20
75	2.15E-20

Electron energy	Collision cross section data
100	1.6E-20
150	1.1E-20
200	8.8E-21
300	6E-21
500	3.7E-21
700	2.6E-21
1000	1.7E-21
1500	9.8E-22
2000	6.6E-22
3000	3.5E-22
5000	1.5E-22
7000	8.8E-23
10000	4.9E-23
1E6	4.9E-23

2. Генерація метастабільного атома під дією електронного удару

Mean electron energy	Townsend coefficient data
0	0
0.1	3.8628E-45
0.10599	4.6864E-45
0.11233	5.979E-45
0.11906	8.0317E-45
0.12619	1.1361E-44
0.13374	1.6907E-44

Mean electron energy	Townsend coefficient data
0.14175	2.6425E-44
0.15023	4.3284E-44
0.15923	7.4113E-44
0.16876	1.323E-43
0.17886	2.4558E-43
0.18957	4.7277E-43
0.20092	9.4161E-43
0.21295	1.9358E-42
0.2257	4.0993E-42
0.23921	8.9233E-42
0.25354	1.9931E-41
0.26872	4.5604E-41
0.2848	1.0677E-40
0.30185	2.5594E-40
0.31993	6.332E-40
0.33908	1.6987E-39
0.35938	6.0954E-39
0.3809	3.9986E-38
0.4037	3.9701E-37
0.42787	4.1316E-36
0.45349	3.9383E-35
0.48064	3.3458E-34
0.50941	2.5299E-33
0.53991	1.7102E-32
0.57224	1.0394E-31
0.6065	5.7138E-31
0.64281	2.8568E-30
0.68129	1.3063E-29
0.72208	5.4902E-29
0.76531	2.1314E-28
0.81113	7.6779E-28

Mean electron energy	Townsend coefficient data
0.85969	2.5773E-27
0.91116	8.0939E-27
0.96571	2.3862E-26
1.0235	6.6225E-26
1.0848	1.7333E-25
1.1498	4.2782E-25
1.2186	9.9359E-25
1.2915	2.1604E-24
1.3689	4.3703E-24
1.4508	8.1887E-24
1.5377	1.4235E-23
1.6298	2.3155E-23
1.7273	3.5686E-23
1.8307	5.2745E-23
1.9403	7.5492E-23
2.0565	1.0535E-22
2.1796	1.4399E-22
2.3101	1.9339E-22
2.4484	2.5577E-22
2.595	3.3364E-22
2.7504	4.2979E-22
2.9151	5.4726E-22
3.0896	6.8938E-22
3.2745	8.5967E-22
3.4706	1.0619E-21
3.6784	1.3E-21
3.8986	1.5779E-21
4.132	1.8999E-21
4.3794	2.2698E-21
4.6416	2.6916E-21
4.9195	3.1689E-21

Mean electron energy	Townsend coefficient data
5.214	3.7051E-21
5.5262	4.303E-21
5.857	4.9647E-21
6.2077	5.6915E-21
6.5793	6.4841E-21
6.9732	7.3418E-21
7.3907	8.2631E-21
7.8332	9.2451E-21
8.3022	1.0284E-20
8.7992	1.1374E-20
9.326	1.2509E-20
9.8844	1.3682E-20
10.476	1.4885E-20
11.103	1.6109E-20
11.768	1.7343E-20
12.473	1.858E-20
13.219	1.981E-20
14.011	2.1023E-20
14.85	2.2211E-20
15.739	2.3366E-20
16.681	2.4481E-20
17.68	2.5551E-20
18.738	2.657E-20
19.86	2.7535E-20
21.049	2.8443E-20
22.309	2.9294E-20
23.645	3.0085E-20
25.061	3.0818E-20
26.561	3.1493E-20
28.151	3.2113E-20
29.836	3.268E-20

3. Реакція гасіння метастабільного атома під дією електронного удару

Electron energy	Collision cross section data
-11.5	-0
0	0
1.2	6.1736E-22
2.2	7.317E-22
3.2	8.7281E-22
4.4	1.1443E-21
5	1.32E-21
6	1.4826E-21
7	1.6518E-21
8.4	1.8163E-21
10.7	2.0229E-21
13.2	2.0739E-21
15.5	2.0613E-21
18.5	1.9459E-21
21.5	1.8035E-21
23.8	1.6562E-21
30.5	1.4344E-21
36.5	1.2712E-21
40.5	1.1877E-21
58.5	9.3732E-22
88.5	7.1563E-22
138.5	5.4152E-22
188.5	4.4651E-22
288.5	3.4229E-22
488.5	2.3883E-22
688.5	1.9063E-22
988.5	1.4922E-22
1488.5	1.1421E-22
1988.5	9.2197E-23
2988.5	6.9433E-23
4988.5	4.8445E-23
6988.5	3.7562E-23
9988.5	2.92E-23
9.9999E5	2.9167E-23

4. Реакція іонізації атомів електронним ударом

Mean electron energy	Townsend coefficient data
0	0
0.1	-4.0403E-52
0.10599	-4.9016E-52
0.11233	-6.2536E-52
0.11906	-8.4006E-52
0.12619	-1.1883E-51
0.13374	-1.7683E-51
0.14175	-2.7639E-51
0.15023	-4.5272E-51
0.15923	-7.7517E-51
0.16876	-1.3838E-50
0.17886	-2.5686E-50
0.18957	-4.9448E-50
0.20092	-9.8486E-50
0.21295	-2.0247E-49
0.2257	-4.2875E-49
0.23921	-9.3332E-49
0.25354	-2.0846E-48
0.26872	-4.7698E-48
0.2848	-1.1167E-47
0.30185	-2.6749E-47
0.31993	-6.5692E-47
0.33908	-1.6543E-46
0.35938	-3.7191E-46
0.3809	1.7779E-45

0.4037	9.9186E-44
0.42787	2.8354E-42
0.45349	6.5082E-41
0.48064	1.2474E-39
0.50941	2.0236E-38
0.53991	2.8071E-37
0.57224	3.3603E-36
0.6065	3.5006E-35
0.64281	3.1992E-34
0.68129	2.5841E-33
0.72208	1.8578E-32
0.76531	1.1967E-31
0.81113	6.9493E-31
0.85969	3.6594E-30
0.91116	1.7568E-29
0.96571	7.7256E-29
1.0235	3.1249E-28
1.0848	1.1659E-27
1.1498	4.0176E-27
1.2186	1.2769E-26
1.2915	3.7285E-26
1.3689	9.9483E-26
1.4508	2.4171E-25
1.5377	5.3608E-25
1.6298	1.0957E-24
1.7273	2.091E-24
1.8307	3.7751E-24
1.9403	6.5145E-24
2.0565	1.0827E-23

2.1796	1.7425E-23
2.3101	2.7259E-23
2.4484	4.1569E-23
2.595	6.1934E-23
2.7504	9.0323E-23
2.9151	1.2914E-22
3.0896	1.8128E-22
3.2745	2.5014E-22
3.4706	3.3969E-22
3.6784	4.5443E-22
3.8986	5.9948E-22
4.132	7.8051E-22
4.3794	1.0037E-21
4.6416	1.2759E-21
4.9195	1.6041E-21
5.214	1.996E-21
5.5262	2.4593E-21
5.857	3.002E-21
6.2077	3.6318E-21
6.5793	4.3566E-21
6.9732	5.1834E-21
7.3907	6.1189E-21
7.8332	7.1688E-21
8.3022	8.3379E-21
8.7992	9.6294E-21
9.326	1.1045E-20
9.8844	1.2586E-20
10.476	1.4251E-20
11.103	1.6037E-20
11.768	1.7939E-20

12.473	1.9951E-20
13.219	2.2067E-20
14.011	2.4276E-20
14.85	2.657E-20
15.739	2.8937E-20
16.681	3.1365E-20
17.68	3.3842E-20
18.738	3.6354E-20
19.86	3.8887E-20
21.049	4.143E-20
22.309	4.3967E-20
23.645	4.6487E-20
25.061	4.8976E-20
26.561	5.1424E-20
28.151	5.3819E-20
29.836	5.6152E-20
31.623	5.8416E-20

5. Реакція іонізації метастабільних атомів ударом електронів

Electron energy	Collision cross section data
0	0
4.427	0
4.628	1.849E-20
5	3.1E-20
6	5.8E-20
7	6.9E-20
8	7.6E-20
9	8E-20
10	8.2E-20

11.5	8.35E-20
15.5	7.8E-20
20	7E-20
30	5.4E-20
50	3.8E-20
100	2.05E-20
200	1.2E-20

1000	3.5E-21
10000	6.1E-22
1E5	1.08E-22
1E6	1.08E-22