

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ В.Н. КАРАЗІНА

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Артюшенко Катерина Павлівна

УДК 537.521.7

ДИСЕРТАЦІЯ

Фізичні процеси у приелектродних шарах і плазмі тліючого та високочастотного
ємнісного розрядів

Спеціальність 01.04.08 - фізика плазми

Подається на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

(підпис, ініціали та прізвище здобувача)

Науковий керівник
Лісовський Валерій Олександрович
доктор фізико-математичних наук

Харків – 2018

АНОТАЦІЯ

Артюшенко К.П. Фізичні процеси у приелектродних шарах і плазмі тліючого та високочастотного ємнісного розрядів. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико – математичних наук за спеціальністю 01.04.08 – фізика плазми (Фізико-математичні науки). – Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, Харків, 2017.

Дисертаційна робота присвячена розв'язанню наукового завдання, яке полягає у з'ясуванні структури і властивостей катодного шару і позитивного стовпа тліючого розряду, а також приелектродного шару і квазінейтральної плазми ВЧ ємнісного розряду.

Найбільш важливою частиною тліючого розряду є катодний шар. У лабораторних і технологічних камерах низькотемпературна плазма зазвичай контактує з їх стінками, а також електродами, ленгмюрівськими зондами тощо. Між стінками розрядних камер і плазмою виникає перехідна область - приелектродний шар. Такий шар описується законом Чайльда-Ленгмюра (закон "3/2"), в якому не враховуються зіткнення позитивних іонів із молекулами газу. Для випадку руху іонів крізь шар із зіткненнями з молекулами газу в роботах інших дослідників було виведено два рівняння (за аналогією їх часто також називають рівняннями Чайльда-Ленгмюра), одне з яких передбачає рух іонів з постійною довжиною вільного пробігу λ_i , а друге відповідає руху іонів з постійною рухливістю μ_i . Доцільно з'ясувати, який із законів Чайльда-Ленгмюра може використовуватися для опису характеристик катодного шару.

Тліючий розряд може існувати в двох різних режимах. У нормальному режимі зростання струму пов'язане зі збільшенням площі розрядної плями на поверхні катоду, при цьому відношення густини струму до квадрату тиску газу J/p^2 і напруга на катодному шарі вважаються сталими. Після цілковитого заповнення поверхні катоду плазмою розряд переходить в аномальний

режим, у якому струм і напруга на електродах збільшуються одночасно. Необхідно з'ясувати поведінку J/p^2 в різних газах у широкому діапазоні значень тиску.

Зазвичай у сучасних книгах, присвячених газовому розряду, не приділяється уваги впливу зазору між електродами на характеристики катодного шару (його товщину і падіння напруги на ньому). Вважається, що катодний шар є цілком самодостатнім утворенням, що не залежить від процесів в інших частинах розряду (наприклад, негативному світінні). В дисертаційній роботі було виміряно залежність товщини катодного шару і падіння напруги на електродах від відстані між електродами при різних значеннях тиску газу та розрядного струму.

Така важлива частина тліючого розряду, як позитивний стовп, є активною зоною в газорозрядних лазерах, тому дослідження його властивостей в інертних і молекулярних газах становить значний практичний інтерес. Найбільш важливою характеристикою позитивного стовпа є зведене електричне поле E/p (E - напруженість електричного поля, p - тиск газу), яке визначає швидкості збудження та іонізації молекул газу електронним ударом. Тому становить інтерес отримати прості аналітичні моделі для зведеного електричного поля E/p в позитивному стовпі тліючого розряду.

Високочастотний ємнісний розряд, який широко застосовується в безлічі плазмових технологічних процесів, також може горіти як в аномальному, так і в нормальному режимах. Тому необхідно дослідити режими горіння ВЧ ємнісного розряду в різних газах, особливо тих, що застосовуються в плазмових технологічних процесах (азот, водень, закис азоту N_2O). Доцільно отримати прості формули для напруженості ВЧ електричного поля у квазінейтральній плазмі слабкострумового режиму в залежності від товщини приелектродного шару і вольт-амперної характеристики розряду.

Внаслідок проведення дослідження за темою дисертаційної роботи одержано такі наукові результати:

1. Встановлено, що в усьому дослідженому діапазоні тиску (0,07 – 2 Торр) водню для опису катодного шару можна застосовувати закон Чайльда-Ленгмюра для постійної рухливості іонів. Для катодного шару у закису азоту при тиску менш ніж 0,3 Торр виконується закон для постійної рухливості іонів, при тиску понад 0,75 Торр – закон для постійної довжини вільного пробігу іонів, а в перехідному діапазоні тиску (між 0,3 і 0,75 Торр) жоден із варіантів закону Чайльда-Ленгмюра не описує коректно катодний шар тліючого розряду у закису азоту.

2. Показано, що відношення нормальної густини струму до квадрату тиску газу J/p^2 зберігається сталим лише при тиску закису азоту, аргону, водню і кисню понад 1 Торр, але при зниженні тиску J/p^2 зростає внаслідок втрат швидких електронів на поверхні аноду.

3. Встановлено причину, яка викликає необхідність збільшення падіння напруги на електродах і товщини катодного шару при віддаленні аноду крізь негативне світіння. Для підтримки фіксованим розрядного струму на анод, що рухається крізь негативне світіння, потрібно підвищувати напругу на електродах, щоб забезпечити досить високий струм швидких електронів, що вийшли з катодного шару й переважно переносять струм на анод.

4. Розроблено аналітичну модель для позитивного стовпа тліючого розряду в інертних та молекулярних електропозитивних газах. Отримано прості формули для зведеного електричного поля, які добре описують результати експериментів.

5. Розроблено аналітичну модель для позитивного стовпа тліючого розряду в аргоні, що враховує вплив метастабільних атомів на величину зведеного електричного поля.

6. Розроблено аналітичну модель слабкострумової моди ВЧ ємнісного розряду, в якій розглянуто окремі випадки постійної довжини вільного пробігу і постійної рухливості позитивних іонів в приелектродних шарах. Експериментально та теоретично показано, що нормальна густина струму ВЧ ємнісного розряду пропорційна тиску газу.

Результати досліджень характеристик позитивного стовпа, отримані в дисертаційній роботі, допоможуть оптимізувати лазери на базі розряду постійного струму в аргоні, азоті і водні. З'ясований механізм впливу відстані між електродами на падіння напруги на електродах і товщину катодного шару дозволить оптимізувати джерела ультрафіолетового випромінювання, лазери м'якого рентгенівського випромінювання, а також плазмові технологічні пристрої, що базуються на тліючому розряді. Отримані результати для нормальної густини струму слабкострумовевого ВЧ розряду можуть бути використані для удосконалення технологій травління напівпровідникових матеріалів і осадження тонких плівок з газової фази на зразки і електроди великої площі.

За темою дисертації опубліковано 20 наукових робіт, зокрема 10 статей в наукових журналах, причому всі 10 статей розміщено в журналах, які включені в наукометричні бази Scopus і Web of Science. 6 статей за темою дисертації опубліковано в закордонних фахових виданнях. 10 робіт було надруковано в матеріалах і тезах доповідей на наукових конференціях.

Дисертаційна робота містить вступ, п'ять розділів основного тексту, 81 рисунок, висновки і список використаних літературних джерел з 219 найменувань. Повний обсяг дисертації становить 180 сторінок. Список використаних літературних джерел займає 20 сторінок.

Ключові слова: тліючий розряд, катодний шар, позитивний стовп, нормальний режим, аномальний режим, високочастотний ємнісний розряд, зведене електричне поле.

ABSTRACT

Artushenko K.P. Physical processes in near-electrode sheaths and plasma of glow and radio frequency capacitive discharges. – Qualification scientific paper (manuscript).

Thesis for a Candidate of Science Degree in Physics and Mathematics (PhD) by speciality – plasma physics (Physics and mathematics). – V.N.Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, 2017.

The thesis is devoted to the solution of the scientific task consisting in clarifying the structure and properties of the cathode sheath and the positive column of the glow discharge as well as of the near-electrode sheath and the quasi-neutral plasma of the RF capacitive discharge.

The cathode sheath is the most important portion of the glow discharge. In laboratory and technological chambers the plasma is conventionally in contact with their walls as well as with the electrodes, Langmuir probes etc. A near-electrode sheath (a transient region) is established between the discharge chamber walls and the plasma. Such a sheath is described by the Child-Langmuir law ("3/2"-law), in which one neglects collisions between positive ions and gas molecules. Two equations have been derived by other researchers for ion motion through the sheath in the presence of collisions with gas molecules (due to similarity they are also called Child-Langmuir laws), one of which is intended for ion motion with their mean free path λ_i kept constant, and another one is intended for ion motion with the constant mobility μ_i . It is expedient to establish which of the Child-Langmuir law versions may be employed for the description of the cathode sheath characteristics.

The glow discharge may exist in two different modes. In the normal mode the current growth is associated with the increase of the discharge spot area on the cathode surface, the ratio of the current density to the gas pressure squared J/p^2 and the voltage drop across the cathode sheath being considered to be steady. After the cathode surface is completely occupied by the plasma, the discharge experiences a transition to the abnormal mode in which the current and the voltage across the electrodes increase simultaneously. It is necessary to reveal the J/p^2 behavior in different gases in a broad pressure range.

Conventionally contemporary books devoted to gas discharge do not pay attention to the circumstance how the inter-electrode gap affects the cathode sheath

characteristics (its thickness and the voltage drop across it). One believes that the cathode sheath is a self-sufficient entity not depending on the processes in other portions of the discharge (e.g. in negative glow). In the thesis there are outlined the dependencies of the cathode sheath thickness and the voltage drop across the electrodes on the inter-electrode distance registered by its author at different gas pressure and discharge current values.

As the positive column is an important portion of the glow discharge being an active zone in gas discharge lasers, the research into its properties in noble and molecular gases is of considerable practical interest. The reduced electric field E/p (E is the electric field strength, p is the gas pressure) determining the rates of excitation and ionization of gas molecules via an electron impact is the most important characteristic of the positive column. Therefore it is of interest to find simple analytic models for the reduced electric field E/p in the positive column of the glow discharge.

Radio frequency capacitive discharge that is widely applied in the plethora of plasma technological processes also may burn in the abnormal as well as normal modes. Therefore it is of interest to study the modes of burning of the radio frequency capacitive discharge in different gases especially in those relevant to plasma technological processes (nitrogen, hydrogen, nitrous oxide N_2O).

It is expedient to find simple formulas for the RF electric field in a quasi-neutral plasma of the weak-current mode depending on the near-electrode sheath thickness and the current-voltage characteristic of the discharge.

As a result of performing research according to the topic of the thesis the following scientific results are obtained:

1. It has been found that the Child-Langmuir law version for the constant ion mobility may be applied in all the hydrogen pressure range (0.07 – 2 Torr) studied for the description of the cathode sheath. For the cathode sheath in nitrous oxide at the pressure values below 0.3 Torr the law version for the constant ion mobility is valid, at the pressure values above 0.75 Torr the law version for the constant ion mean free path is valid whereas in the transient pressure region (between 0.3 and

0.75 Torr) neither of the Child-Langmuir law versions furnishes the correct description of the cathode sheath of the glow discharge in nitrous oxide.

2. The ratio of the normal current density to the gas pressure squared J/p^2 has been found to remain constant only at the pressure values of nitrous oxide, hydrogen and oxygen above 1 Torr but when the pressure lowers the quantity J/p^2 grows due to the loss of fast electrons on the anode surface.

3. A cause has been established calling a necessity to increase the voltage drop across the electrodes and the cathode sheath thickness when the anode is moving away through the negative glow. In order to keep fixed the discharge current to the anode moving through the negative glow, one has to increase the voltage across the electrodes to support a rather high current of fast electrons leaving the cathode sheath and mostly carrying the current to the anode.

4. The analytical model has been developed for the positive column in noble and molecular electropositive gases. Simple formulas have been found for the reduced electric field furnishing good description of the experimental data.

5. The analytical model has been developed for the positive column of the glow discharge in argon taking into account the effect of the metastable atoms on the value of the reduced electric field.

6. The analytical model has been developed for the weak-current mode of the RF capacitive discharge, in which separate cases of the constant mean free path and the constant mobility of positive ions in near-electrode sheaths are dealt with. It has been shown in experiment and theory that the normal current density of the RF capacitive discharge is proportional to the gas pressure.

Results of studying the characteristics of the positive column obtained in the thesis will help to optimize the lasers based on direct current discharge in argon, nitrogen and hydrogen. The clarified mechanism of the effect the inter-electrode distance plays on the voltage drop across the electrodes and on the cathode sheath thickness will enable one to optimize the sources of the ultra-violet radiation, the soft X-ray radiation lasers as well as plasma technological devices based on glow discharge. The obtained results for the normal current density of the weak-current

RF discharge may be used in improving the technology of etching semiconductor materials and depositing thin films out of the gaseous phase on samples and electrodes of large area.

20 scientific papers are published according to the thesis topic. 10 papers are published in scientific journals and all 10 papers are published in the journals included into Scopus and Web of Science scientometric bases. 6 papers according to the thesis topic are published in foreign special publications. 10 papers are published in the materials and report abstracts of scientific conferences.

The thesis contains an introduction, five chapters of the main text, 81 figure, conclusions and the list of reference sources with 219 items. The full thesis consists of 180 pages. The list of reference sources consists of 20 pages.

Key words: glow discharge, cathode sheath, positive column, normal mode, abnormal mode, radio frequency capacitive discharge, reduced electric field.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. V. Lisovskiy, V. Yegorenkov, E. Artushenko, J.-P. Booth, S. Martins, K. Landry, D. Douai, and V. Cassagne, “Normal regime of the weak-current mode of an rf capacitive discharge”, *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol.22, No.1, P. 015018 (12 pp), 2013.
2. V.A. Lisovskiy, E.P. Artushenko, V.A. Derevyanko, V.D. Yegorenkov, “Normal and abnormal regimes of dc discharge burning in N₂O”, *Problems of Atomic Science and Technology. Series «Plasma Physics»*, № 1, pp. 210-212, 2013.
3. V. A. Lisovskiy, E. P. Artushenko, and V. D. Yegorenkov, “Applicability of Child–Langmuir collision laws for describing a dc cathode sheath in N₂O”, *J. Plasma Physics*, Vol. 80, part 3, pp. 319–327, 2014.
4. V.A. Lisovskiy, E.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Calculating reduced electric field in diffusion regime of dc discharge positive column”, *Problems of atomic science and technology, Series: Plasma Physics*, № 1, pp. 205-208, 2015.

5. V.A. Lisovskiy, E.P. Artushenko, and V.D. Yegorenkov, “Simple model of reduced electric field in ambipolar regime of dc discharge positive column in hydrogen”, *J. Plasma Physics*, Vol. 81, P. 905810312, 2015.
6. V. A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, and V. D. Yegorenkov, “Inter-electrode distance effect on dc discharge characteristics in nitrogen”, *Problems of atomic science and technology*, №4 (98), pp. 202-205, 2015.
7. V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Reduced electric field in the positive column of the glow discharge in argon”, *Vacuum*, Vol.122, pp. 75–81, 2015.
8. V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Child–Langmuir law applicability for a cathode sheath description of glow discharge in hydrogen”, *Physica Scripta*, Vol. 91, No.8, p. 085601, 2016.
9. V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Normal mode of dc discharge in argon, hydrogen and oxygen”, *Problems of atomic science and technology, Series: Plasma Physics*, № 6 (22), pp. 223-226, 2016.
10. V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, and V.D. Yegorenkov, “Influence of the inter-electrode gap on the cathode sheath characteristics (voltage drop across it and its thickness)”, *Physics of Plasmas*, Vol. 24, No.5, P. 053501 (12 pages), 2017.
11. V. Lisovskiy, E. Artushenko, V. Yegorenkov, “Normal regime of dc discharge in N_2O ”, *Bulletin of the American Physical Society*, Vol. 57, No.8, p. 79, 2012; 65th Annual Gaseous Electronics Conference, Austin, Texas, October 22–26, 2012.
12. V.A. Lisovskiy, E.P. Artushenko, V.A. Derevyanko, V.D. Yegorenkov, “Normal and abnormal regimes of dc discharge burning in N_2O ”, in *Book of Abstracts, Alushta-2012 Intern. Conf.-School on Plasma Physics and Controlled Fusion*, Alushta, 2012, p. 174.
13. V. Lisovskiy, E. Artushenko, V. Yegorenkov, “The Child-Langmuir laws and cathode sheath in the N_2O ”, *Bulletin of the American Physical Society*, Vol.58,

No.8, p.22, 2013; 66th Annual Gaseous Electronics Conference, Princeton, New Jersey, September 30–October 4, 2013.

14. V. Lisovskiy, E. Artushenko, V. Yegorenkov, “Effect of inter-electrode gap on dc cathode sheath characteristics”, *Bulletin of the American Physical Society*, Vol. 59, No. 16, GT1.00074, 2014; 67th Annual Gaseous Electronics Conference, Raleigh, North Carolina, November 2–7, 2014.

15. V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Analytical model of reduced electric field in the positive column in noble gases”, *X International Scientific Conference «Electronics and Applied Physics»*, Kyiv, Ukraine, October 22-25, 2014, p. 136-137.

16. V.A. Lisovskiy, E.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Calculating reduced electric field in diffusion regime of dc discharge positive column”, *International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion*, Kharkov, Ukraine, September 15-18, 2014, p. 145.

17. В.О. Лісовський, К.П. Артюшенко, “Оптичні дослідження тліючого та високочастотного розрядів низького тиску у водні”, *Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу*, Київ, 22-23 вересня 2015, с. 39.

18. V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Positive column of the glow discharge in argon”, *XI Intern. Conf. “Electronics and applied physics”*, Kyiv, October 21-24, 2015, p. 143-144.

19. V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Normal mode of dc discharge in argon, hydrogen and oxygen”, in *Book of Abstracts of Intern. Conf.-School on Plasma Physics and Controlled Fusion*, Kharkiv, Ukraine, September 12-15, 2016, p. 133.

20. V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Reduced electric field in the quasi-neutral plasma of the radio frequency capacitive discharge”, *XII International Scientific Conference “Electronics and Applied Physics”*, Kyiv, October 19–22, 2016, p. 208–209.

В усіх роботах, опублікованих за темою дисертаційної роботи, здобувач брала активну участь в проведенні експериментів, обробці експериментальних результатів, розробці аналітичних моделей, а також написанні тексту статей. З робіт, опублікованих у співавторстві, в дисертації використані лише ті результати, які були отримані автором особисто:

- в роботах [1, 20] здобувач виміряла вольт-амперні характеристики ВЧ розряду в азоті, водні та N_2O , визначила нормальну густину струму, а також розробила аналітичні моделі для нормального режиму слабкострумowego ВЧ розряду;*
- в роботах [2, 9, 11, 12, 19] здобувач особисто виміряла нормальну густину струму тліючого розряду в N_2O , аргоні, водні та кисні;*
- в роботах [3, 8, 13] здобувач особисто обробила фотографії катодного шару за різних розрядних умов, з'ясувала, який із законів Чайльда-Ленгмюра може бути застосований для опису катодного шару розряду постійного струму в N_2O та водні;*
- в роботах [4, 5, 7, 15, 16, 18] здобувач розробила аналітичні моделі для зведеного електричного поля у позитивному стовпі тліючого розряду в молекулярних і інертних газах, а також виміряла величину зведеного електричного поля методом рухомого анода;*
- в роботах [6, 10, 14] здобувач дослідила вплив відстані між електродами на товщину катодного шару і падіння напруги, обробила фотографії розряду, виміряла осьові профілі параметрів плазми за допомогою ленгмюрівського зонда, розробила аналітичну модель переносу струму на анод швидкими електронами;*
- в роботі [17] здобувач особисто виміряла і обробила спектри випромінювання тліючого і високочастотного розрядів.*

ЗМІСТ

ВСТУП	15
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ ПРО ТЛІЮЧИЙ РОЗРЯД	26
РОЗДІЛ 2. ОПИС УМОВ ЕКСПЕРИМЕНТУ	37
2.1. Експериментальні установки і умови виконання експериментів	37
2.2. Опис методики зондових вимірювань	39
2.3. Опис методики оптичних вимірювань	42
РОЗДІЛ 3. КАТОДНИЙ ШАР ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ	47
3.1. Застосовність законів Чайльда-Ленгмюра для опису катодного шару тліючого розряду в молекулярних газах	47
3.1.1. Катодний шар у N_2O	48
3.1.2. Катодний шар у водні	52
3.1.2.1. Експериментальні результати для водню	52
3.1.2.2. Оптичні дослідження катодного шару у водні	57
3.1.2.3. Аналіз отриманих результатів для водню	60
3.2. Нормальний і аномальний режими горіння тліючого розряду	66
3.3. Вплив відстані між електродами на осьову структуру тліючого Розряду	74
3.3.1. Тліючий розряд у кисні	74
3.3.2. Тліючий розряд у водні	78
3.3.3. Тліючий розряд в азоті	83
3.3.4. Тліючий розряд в аргоні	86
3.4. Висновки до Розділу 3	92
РОЗДІЛ 4. ПОЗИТИВНИЙ СТОВП ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ	96
4.1. Модель зведеного електричного поля у позитивному стовпі тліючого розряду в молекулярних газах	96
4.1.1. Результати розрахунку для водню.....	100
4.1.2. Результати розрахунку для азоту.....	102

4.2. Зведене електричне поле у позитивному стовпі у тліючому розряді в інертних газах	105
4.2.1. Аналітична модель зведеного електричного поля без урахування метастабільних атомів.....	105
4.2.2. Аналітична модель зведеного електричного поля з урахуванням метастабільних атомів.....	109
4.2.3. Експериментальні результати для аргону.....	116
4.3. Основні висновки до Розділу 4	120
РОЗДІЛ 5. ВИСОКОЧАСТОТНИЙ РОЗРЯД НИЗЬКОГО ТИСКУ	122
5.1. Нормальний режим слабкострумової моди ВЧ ємнісного розряду	122
5.1.1. Аналітична модель нормального режиму слабкострумової моди ВЧ ємнісного розряду.....	122
5.1.1.1. Випадок постійної довжини вільного пробігу іонів.....	125
5.1.1.2. Випадок постійної рухливості іонів	127
5.1.2. Експериментальні результати.....	129
5.2. Зведене електричне поле у квазинейтральній плазмі височастотного ємнісного розряду	137
5.3. Результати оптичних досліджень височастотного розряду	146
5.4. Висновки до Розділу	150
ВИСНОВКИ	152
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ	158
ДОДАТОК 1. СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ РОБІТ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ	178

ВСТУП

Незважаючи на те, що тліючий розряд постійного струму відомий вже понад 200 років, інтерес до нього не слабшає через його широке застосування в газорозрядних лазерах [1 – 3], розпилювальних системах [4], мережеских фільтрах (surge protectors / transient voltage surge suppressors) [5]. Одним з найбільш важливих технологічних процесів з використанням тліючого розряду постійного струму є плазмове азотування сплавів на базі заліза [6, 7]. Перспективним є і використання тліючого розряду для плазмової стерилізації медичного інструменту та обладнання [8, 9], а також для розділення ізотопів [10–12]. Тому цілком зрозуміла та увага, яку приділяють вивченню процесів, що відбуваються в різних частинах тліючого розряду. При цьому найбільш важливою і, точніше кажучи, незамінною частиною тліючого розряду є катодний шар, вивченню властивостей якого присвячена велика кількість робіт [16–26].

У лабораторних і технологічних камерах низькотемпературна плазма зазвичай контактує з їх стінками, а також електродами, ленгмюрівськими зондами тощо. В ділянках контакту плазми з поверхнями твердих тіл формується перехідна область, яку називають приелектродним (пристінковим) шаром. Для опису такого шару використовують співвідношення, що зв'язує падіння напруги на шарі U , товщину шару d_{sh} , а також густину іонного струму крізь шар J . Це співвідношення називають законом Чайльда-Ленгмюра [13–17], яке було отримано для випадку руху заряджених частинок крізь шар без зіткнень з молекулами газу. Цей закон Чайльда-Ленгмюра називають законом "3/2", оскільки в ньому густина іонного струму J пропорційна падінню напруги на шарі U в ступені 3/2. Однак зазвичай іони, які перетинають катодний шар в технологічних камерах, можуть стикатися з молекулами газу. Для цього випадку із зіткненнями були отримані закони (умовно будемо називати їх також законами Чайльда-Ленгмюра), при встановленні яких вважалося, що довжина

вільного пробігу λ_i [18, 19], або рухливість μ_i іонів [20, 21] не залежать від їх швидкості. Тому становить інтерес з'ясувати, який із законів Чайльда-Ленгмюра може бути використаний для опису характеристик катодного шару в різних газах.

Тліючий розряд може існувати в двох різних режимах [16, 22-27]. У нормальному режимі розряд покриває тільки частину поверхні катоду, збільшення струму супроводжується зростанням площі розряду на катоді. Зазвичай вважається, що відношення густини струму до квадрату тиску газу J/p^2 і напруга на катодному шарі в нормальному режимі зберігаються сталими, постійними [16,22]. При повному заповненні поверхні катоду плазмою розряд переходить в аномальний режим із вольт-амперною характеристикою, що зростає.

Однак в роботі [26] було експериментально показано, що в нормальному режимі J/p^2 слабо змінюється лише при достатньо великому тиску газу, а зниження тиску призводить до помітного зростання J/p^2 . Відзначимо, що ці результати були отримані для азоту [26]. Цікавим є дослідити поведінку J/p^2 і в інших газах, як при низькому, так і більш високому тиску. Ще в попередніх роботах [28–30] було виявлено, що, якщо при фіксованому розрядному струмі змінювати відстань між електродами (наприклад, пересуваючи анод), то це впливає не тільки на довжину (і саму наявність) позитивного стовпа, темного фарадеевого простору і негативного світіння, але і на падіння напруги на катодному шарі і його товщину d_{sh} . При наближенні анода крізь негативне світіння до межі катодного шару падіння напруги U на електродах може мати різкий мінімум, який при подальшому зближенні анода з катодом змінюється швидким зростанням напруги і переходом розряду в утруднений режим. У роботах [28–32] були зроблені безуспішні спроби пояснити залежність характеристик катодного шару від відстані між електродами, що спостерігалась. Також з цих робіт важко побудувати цілісну картину того, як змінюються залежності $d_{sh}(L)$ і $U(L)$ за різних умов.

Тому доцільно з'ясувати залежність напруги на електродах від зазору між ними, дослідити цю залежність в широкому діапазоні відстаней між електродами, зондовим методом визначити осьові профілі параметрів плазми для коротких розрядних проміжків, а також запропонувати пояснення процесів, що відбуваються в тліючому розряді при зміні відстані між електродами. У цій роботі досліджувався також позитивний стовп тліючого розряду, який з'єднує катодні частини (катодний шар, негативне світіння і темний фарадеєвий простір) з анодом. Саме він використовується як активне середовище в газорозрядних лазерах. Важливим параметром, що описує позитивний стовп, є зведене електричне поле E/p (E - напруженість електричного поля, p - тиск газу), яке визначає частоти пружних і непружних зіткнень електронів з молекулами газу, тому значна увага приділяється його експериментальному і теоретичному визначенню. Наприклад, для водню цей параметр було виміряно зондовим методом в [33] і розраховано за допомогою кінетичних моделей авторами [33, 34].

Кінетичні моделі можуть враховувати велику кількість процесів зіткнень електронів з атомами і молекулами газу, проте на їх розробку потрібно чимало часу. При цьому аналітичні моделі набагато простіші й дозволяють отримати формули, що виявляють зв'язок між параметрами плазми і "зовнішніми" параметрами (розмірами розрядної трубки, тиском і сортом газу, прикладеною до електродів напругою тощо). Тому становить інтерес отримати аналітичні формули для зведеного електричного поля E/p в позитивному стовпі тліючого розряду в інертних і молекулярних газах.

Досліджений також в цій роботі високочастотний (ВЧ) ємнісний розряд широко застосовується для травління напівпровідникових матеріалів, осадження тонких плівок, зміцнення поверхні інструментів, накачування газорозрядних лазерів, плазмової стерилізації тощо [35–42]. Під час проведення плазмових технологічних процесів зазвичай необхідно, щоб розряд однорідно заповнював електроди камери. Однак ще з робіт Яценко [43, 44] відомо, що ВЧ ємнісний розряд може горіти не лише в аномальному,

але і нормального режимом. У нормальному режимі при низькому струмі плазма контактує тільки з частиною поверхні електродів. У α -моді ВЧ розряду при частковому покритті плазмою поверхні електродів густина струму J_n має певне нормальне значення, при цьому амплітуда напруги на електродах U_{rf} при зміні розрядного струму зберігається сталою [43]. З ростом струму площа контакту збільшується, поки розряд не заповнить всю поверхню катода. Після цього розряд переходить в аномальний режим, за якого напруга збільшується з ростом струму. Яценко [43] запропонував також пояснення існування нормального режиму. Оскільки з ростом розрядного струму ВЧ напруга в приелектродних шарах підвищується, а падіння напруги на плазмовому об'ємі зменшується, то вольт-амперна характеристика всього розряду має мінімум, якому і відповідає нормальний режим. Авторами [37] отримано формулу для нормальної густини струму J_n , яка не дуже добре узгоджується з результатами експериментів. Тому ефект нормальної густини струму слабкострумової моди ВЧ розряду потребує більш докладних досліджень - як теоретичних, так і експериментальних.

Отже, дослідження тліючого і високочастотного розрядів низького тиску є актуальними і становлять значний загальнофізичний та прикладний інтерес.

Актуальність теми. Ця дисертаційна робота присвячена дослідженню характеристик катодного шару і позитивного стовпа тліючого розряду, а також приелектродного шару і квазінейтральної плазми ВЧ ємнісного розряду. Вивчення властивостей цих розрядів є актуальним завданням сучасної фізики завдяки їх широкому застосуванню в різних технологічних процесах як за кордоном, так і в науково-дослідних центрах України.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дослідження, що містяться в дисертації, були проведені у відповідності з фундаментальною науково-дослідною роботою на кафедрі матеріалів реакторобудування і фізичних технологій фізико-технічного факультету Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна «Дослідження

імпульсних газових розрядів та створення на їх основі обладнання і технологій» (номер держреєстрації 0115U000477, 2015–2016 р.);.

Дисертант також брала участь у фундаментальних науково-дослідних роботах, що проводяться в Науковому фізико-технологічному центрі Міністерства освіти і науки України та НАН України: «Розробка технологій кластерного реактивного іонно-плазмового синтезу наноструктур для потреб електроніки, біомедицини, ядерної енергетики та машинобудування» (номер держреєстрації 0112U006974, 2013-2014 р.); «Дослідження процесів екстракції з плазми суміщеного іонно-електронного потоку для синтезу і модифікації наноструктур» (номер держреєстрації 0112U000362, 2012-2014 р.); «Технології формування наноструктур для електроніки, медицини та ядерної енергетики методом кластерного реактивного іонно-плазмового синтезу» (номер держреєстрації 0115U000497, 2015-2016 р.)

Мета і задача дослідження.

Головною метою дисертаційної роботи є з'ясування структури і властивостей катодного шару і позитивного стовпа тліючого розряду, а також приелектродного шару і квазінейтральної плазми ВЧ ємнісного розряду. Для досягнення цієї мети були сформульовані і визначені такі завдання щодо режимів горіння тліючого і ВЧ ємнісного розрядів, їх осьової структури, вивчення катодного і приелектродного шарів, а також властивостей позитивного стовпа і квазінейтральної плазми слабкострумового ВЧ розряду:

1. Виміряти товщину і падіння напруги на катодному шарі при різних розрядних струмах і тиску водню і N_2O і встановити, який із законів Чайльда-Ленгмюра (без зіткнень, а також із зіткненнями іонів з молекулами газу – для постійної довжини вільного пробігу і постійної рухливості позитивних іонів) може бути використаний для опису його властивостей.
2. Експериментально вивчити нормальний і аномальний режими тліючого розряду в різних газах і виміряти нормальну густину струму J/p^2 в

широкому діапазоні тиску. Дослідити осьову структуру тліючого розряду методом рухомого анода в широкому діапазоні тиску газів.

3. Методом рухомого анода виміряти зведене електричне поле E/p в позитивному стовпі в аргоні. Розробити аналітичні моделі для зведеного електричного поля у позитивному стовпі в молекулярних і інертних газах.
4. Виміряти нормальну густину струму слабкострумового ВЧ ємнісного розряду в молекулярних газах. Розробити аналітичні моделі для нормальної густини струму для різних режимів руху позитивних іонів крізь приелектродні шари ВЧ ємнісного розряду.

Об'єкт дослідження – тліючий і ВЧ ємнісний розряди за різних умов горіння.

Предмет дослідження - вольт-амперні характеристики тліючого і ВЧ ємнісного розрядів, характеристики катодного шару в широкому діапазоні розрядних струмів і тиску газу, залежності внутрішніх і зовнішніх параметрів плазми тліючого розряду від відстані між електродами, осьові профілі параметрів плазми (температури електронів, потенціалу та густини плазми) тліючого розряду, режими існування (нормальний і аномальний) тліючого і ВЧ ємнісного розрядів, зведене електричне поле позитивного стовпа в різних газах.

Методи дослідження. Вимірювання вольт-амперних характеристик тліючого і ВЧ ємнісного розрядів, дослідження осьової структури тліючого розряду методом зонда Ленгмюра, вимірювання спектрів випромінювання різних частин розряду, отримання товщини катодного шару методом обробки фотографій. Розробка аналітичних моделей для позитивного стовпа тліючого розряду і приелектродних шарів ВЧ ємнісного розряду.

Наукова новизна отриманих результатів.

1. Встановлено, що в усьому дослідженому діапазоні тиску (0,07 – 2 Торр) водню для опису катодного шару можна застосовувати закон

Чайльда-Ленгмюра для постійної рухливості іонів. Для катодного шару у закису азоту при тиску менш ніж 0,3 Торр виконується закон для постійної рухливості іонів, при тиску понад 0,75 Торр – закон для постійної довжини вільного пробігу іонів, а в перехідному діапазоні тиску (між 0,3 і 0,75 Торр) жоден із варіантів закону Чайльда-Ленгмюра не описує коректно катодний шар тліючого розряду у закису азоту.

2. Показано, що відношення нормальної густини струму до квадрату тиску газу J/p^2 зберігається сталим лише при тиску закису азоту, аргону, водню і кисню понад 1 Торр, але при зниженні тиску J/p^2 зростає внаслідок втрат швидких електронів на поверхні аноду.

3. Встановлено причину, яка викликає необхідність збільшення падіння напруги на електродах і товщини катодного шару при віддаленні аноду крізь негативне світіння. Для підтримки фіксованим розрядного струму на анод, що рухається крізь негативне світіння, потрібно підвищувати напругу на електродах, щоб забезпечити досить високий струм швидких електронів, що вийшли з катодного шару й переважно переносять струм на анод.

4. Розроблено аналітичну модель для позитивного стовпа тліючого розряду в інертних та молекулярних електропозитивних газах. Отримано прості формули для зведеного електричного поля, які добре описують результати експериментів.

5. Розроблено аналітичну модель для позитивного стовпа тліючого розряду в аргоні, що враховує вплив метастабільних атомів на величину зведеного електричного поля.

6. Розроблено аналітичну модель слабкострумової моди ВЧ ємнісного розряду, в якій розглянуто окремі випадки постійної довжини вільного пробігу і постійної рухливості позитивних іонів в приелектродних шарах. Експериментально та теоретично показано, що нормальна густина струму ВЧ ємнісного розряду пропорційна тиску газу.

Практична значимість отриманих результатів.

Результати досліджень характеристик позитивного стовпа, отримані в дисертаційній роботі, допоможуть оптимізувати лазери на основі розряду постійного струму в аргоні, азоті і водні. З'ясований механізм впливу відстані між електродами на падіння напруги на електродах і товщину катодного шару дозволить оптимізувати джерела ультрафіолетового випромінювання, лазери м'якого рентгенівського випромінювання, а також плазмові технологічні пристрої на основі тліючого розряду. Отримані результати для нормальної густини струму слабкострумowego ВЧ розряду можуть бути використані при удосконаленні технологій травління напівпровідникових матеріалів і осадження тонких плівок з газової фази на зразки і електроди великої площі.

Особистий внесок здобувача.

В усіх роботах, опублікованих за темою дисертаційної роботи, здобувач брала активну участь в проведенні експериментів, обробці експериментальних результатів, розробці аналітичних моделей, а також написанні тексту статей. З робіт, опублікованих у співавторстві, в дисертації використані лише ті результати, які були отримані автором особисто:

- в роботах [1а, 20а] здобувач виміряла вольт-амперні характеристики ВЧ розряду в азоті, водні та N_2O , визначила нормальну густину струму, а також розробила аналітичні моделі для нормального режиму слабкострумowego ВЧ розряду;
- в роботах [2а, 9а, 11а, 12а, 19а] здобувач особисто виміряла нормальну густину струму тліючого розряду в N_2O , аргоні, водні та кисні;
- в роботах [3а, 8а, 13а] здобувач особисто обробила фотографії катодного шару за різних розрядних умов, з'ясувала, який із законів Чайльда-Ленгмюра може бути застосований для опису катодного шару розряду постійного струму в N_2O та водні;

- в роботах [4а, 5а, 7а, 15а, 16а, 18а] здобувач розробила аналітичні моделі для зведеного електричного поля у позитивному стовпі тліючого розряду в молекулярних і інертних газах, а також виміряла величину зведеного електричного поля методом рухомого анода;
- в роботах [6а, 10а, 14а] здобувач дослідила вплив відстані між електродами на товщину катодного шару і падіння напруги, обробила фотографії розряду, виміряла осьові профілі параметрів плазми за допомогою ленгмюрівського зонда, розробила аналітичну модель переносу струму на анод швидкими електронами;
- в роботі [17а] здобувач особисто виміряла і обробила спектри випромінювання тліючого і високочастотного розрядів.

Апробація результатів дисертації.

Отримані результати неодноразово доповідалися на семінарах кафедри та міжнародних наукових конференціях, а саме: 65th Annual Gaseous Electronics Conference, Austin, Texas, October 22-26, 2012; Intern. Conf.-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Alushta, September 17-22, 2012; 66th Annual Gaseous Electronics Conference, September 30-October 4, 2013, Princeton, New Jersey; 67th Annual Gaseous Electronics Conference, Raleigh, North Carolina, November 2-7, 2014; X International Scientific Conference «Electronics and Applied Physics», October 22-25, 2014 року, Kyiv, Ukraine; International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Kharkov, Ukraine, September 15-18, 2014; Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу - 2015 Київ, 22-23 вересня 2015-го .; XI Intern. Conf. "Electronics and applied physics", Kyiv, October 21-24, 2015; Intern. Conf.-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Kharkiv, Ukraine, September 12-15, 2016. Це також підтверджує обґрунтованість і достовірність отриманих результатів.

Публікації.

За темою дисертації опубліковано 20 наукових робіт, зокрема 10 статей в наукових журналах, причому всі 10 статей опубліковано в журналах, які включені в наукометричні бази Scopus і Web of Science. 6 статей за темою дисертації опубліковані в закордонних фахових виданнях. 10 робіт було опубліковано в матеріалах і тезах доповідей на наукових конференціях. Наведені публікації повно відображають зміст дисертації.

Структура та об'єм дисертації.

Дисертаційна робота містить вступ, п'ять розділів основного тексту, 81 рисунок, висновки і список використаних літературних джерел з 219 найменувань. Повний обсяг дисертації становить 180 сторінок. Список використаних літературних джерел займає 20 сторінок.

Зміст дисертації.

У першому розділі дисертаційної роботи наведено короткий огляд літератури за темою цієї дисертації, зроблено аналіз основних досягнень інших авторів. В результаті цього аналізу було сформульовано ряд наукових завдань, які потім були розв'язані в рамках дисертаційної роботи.

У другому розділі описано розрядні камери, в яких проводилися експерименти, використане додаткове обладнання, умови проведення експериментів. Детально описано методику зондових вимірювань параметрів плазми і обробки отриманих результатів, а також методику оптичних вимірювань.

У третьому розділі визначені товщини катодного шару, падіння напруги на ньому для різної густини розрядного струму і з'ясовано, який із законів Чайльда-Ленгмюра (без урахування зіткнень іонів з молекулами газу, а також з урахуванням зіткнень з постійною довжиною вільного пробігу і постійною рухливістю позитивних іонів) може бути застосовано для опису катодного шару тліючого розряду в N_2O і водні. Наводяться результати

вимірювань нормальної густини струму тліючого розряду в N_2O , аргоні, водні та кисні в широкому діапазоні тиску газу. Досліджено вплив відстані між електродами на товщину катодного шару і падіння напруги на електродах, аналізується перенесення розрядного струму на анод швидкими електронами.

У четвертому розділі представлено аналітичні моделі для зведеного електричного поля в позитивному стовпі тліючого розряду в молекулярних і інертних газах, а також результати вимірювань зведеного електричного поля в аргоні методом рухомого анода. Отримано прості формули для зведеного електричного поля в амбіполярному режимі, коли виконується баланс кількості заряджених частинок, що з'явилися внаслідок прямої іонізації молекул газу електронним ударом, та їх втрати на стінках розрядної трубки внаслідок амбіполярної дифузії.

У п'ятому розділі досліджено нормальний режим слабкострумового ВЧ розряду, виміряна нормальна густина струму в азоті, водні та N_2O , розроблені аналітичні моделі для нормального режиму для випадків перенесення позитивних іонів крізь приелектродний шар з постійними рухливістю і довжиною вільного пробігу. Отримано просту формулу для зведеного електричного поля в квазінейтральній плазмі ВЧ розряду. Також представлені результати оптичних досліджень ВЧ розряду у водні та азоті.

У Висновках сформульовані основні результати дисертаційної роботи.

РОЗДІЛ 1 ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ ПРО ТЛЮЧИЙ РОЗРЯД

У лабораторних і технологічних камерах низькотемпературна плазма зазвичай контактує з їх стінками, а також електродами, ленгмюрівськими зондами тощо. Між стінками розрядних камер і плазмою виникає перехідна зона - приелектродний шар. Такий шар описується законом Чайльда-Ленгмюра [16, 22, 45, 46], який містить падіння напруги на шарі U , товщину шару d , а також густину іонного струму крізь шар J . Спочатку Чайльд [13] представив аналітичну модель вакуумного діода між плоскими паралельними електродами, до яких було прикладено різницю потенціалів U , при цьому від анода до катода рухався потік позитивних іонів. В результаті він отримав співвідношення [16], яке описує граничну можливу величину густини струму іонів для заданих d і U :

$$J = K_i \varepsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{d^2}, \quad (1.1)$$

де $K_i = 200/243 = 0,82$ [16], ε_0 - діелектрична проникність вакууму, e - елементарний заряд, M - маса зарядженої частинки. У свою чергу, Ленгмюр [14, 15] розглянув рух електронів, які були емітовані гарячим (розжареним) катодом і досягали холодного анода, при цьому зазор між електродами вважався плоским. Ленгмюр отримав формулу, яка співпадає з (1.1), але в ній J є густиною струму електронів, а не позитивних іонів, а також маса іонів M повинна бути замінена на масу електронів m . Співвідношення (1.1) містить падіння напруги на шарі U в ступені $3/2$, тому в літературі закон Чайльда-Ленгмюра (1) часто називають законом "3/2". При виведенні закону (1.1) вважалося також, що електрони та позитивні іони не зіштовхуються з молекулами газу, при цьому на їх рух має суттєвий вплив негативний/позитивний просторовий заряд.

У наведених вище роботах [13–15] Чайльд і Ленгмюр розглянули лише рух одного сорту заряджених частинок в плоскому зазорі між електродами.

Однак подальша робота Ленгмюра [17] була присвячена опису катодного шару тліючого розряду. У ньому переважає просторовий заряд позитивних іонів через наявність сильного електричного поля. В результаті Ленгмюр [17] отримав закон, що співпадає за виглядом з (1.1), але у якому J є густиною іонного струму крізь катодний шар. Нагадаємо, що Чайльд і Ленгмюр при виведенні рівняння (1.1) розглянули тільки випадок низького тиску, коли заряджені частинки перетинають шар без зіткнень з молекулами газу. Однак у багатьох дослідницьких і технологічних установах тиск газу достатньо великий для того, щоб заряджені частинки часто зіштовхувались з молекулами. Тому в роботах інших дослідників було виведено два рівняння (за аналогією їх часто також називають рівняннями Чайльда-Ленгмюра), одне з яких описує рух іонів з постійною їх довжиною вільного пробігу λ_i [16, 18, 19]

$$J = 1.68\varepsilon_0 \left(\frac{2e\lambda_i}{M} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{d^{5/2}}, \quad (1.2)$$

а друге отримано для випадку руху іонів з постійною рухливістю μ_i (яка не залежить від швидкості) [30, 20, 21]:

$$J = \frac{9}{8} \varepsilon_0 \mu_i \frac{U^2}{d^3}. \quad (1.3)$$

Іноді рівняння (1.3) в літературі [47] також називають законом Мотта і Гурні (the Mott-Gurney law).

Відзначимо також статтю [48], автор якої зробив аналіз аналітичних моделей, що описують шари просторового заряду в безлічі випадків: закону Чайльда-Ленгмюра для шару з рухом іонів без зіткнень з молекулами газу, шару з частими зіткненнями, іон-електронного шару тощо. У слабких електричних полях E на позитивні іони, що повільно дрейфують крізь газ, мають значний вплив сили поляризації. Електронні оболонки молекул деформуються іонами, що наближаються, молекули перетворюються в диполі, з електричним полем яких іони і взаємодіють. При такому русі зіткнення іонів з молекулами характеризуються перерізом $\sigma(V) \propto 1/V$, який

обернено пропорційний швидкості іонів V , тоді зберігається постійною транспортна частота зіткнень $\nu_m = N \cdot V \cdot \sigma(V)$ (N - концентрація молекул). Отже, рухливість іонів μ_i також залежить від швидкості іона V . Оскільки рухливість μ_i є коефіцієнтом пропорційності між напруженістю електричного поля E і дрейфовою швидкістю V_{dr} , то при постійній μ_i дрейфова швидкість іонів $V_{dr} \propto E/p$ (де p – тиск газу) [22].

У сильному електричному полі вплив сил поляризації на рух іонів слабшає, і при досить великій дрейфовій швидкості зіткнення іонів з молекулами часто описують як взаємодію твердих куль. У такому наближенні якщо переріз зіткнень σ зберігається постійним (не залежним від швидкості V іона), то і довжина вільного пробігу λ_i іонів також не змінюється. Постійні переріз σ і довжину вільного пробігу λ_i приписують також процесу резонансної перезарядки, який найбільш яскраво виражений при русі іонів у власному газі [22] (хоча в багатьох роботах, наприклад, [49, 50] показано, що переріз σ логарифмічно зменшується з ростом швидкості іона, тобто не зберігається постійним). Дрейфова швидкість іонів в цьому випадку $V_{dr} \propto (E/p)^{0.5}$.

Оскільки тліючий розряд широко застосовується в плазмових технологіях, то доцільно з'ясувати, який із законів Чайльда-Ленгмюра (1.1) - (1.3) може використовуватися для опису характеристик катодного шару. Через наявність сильного електричного поля в катодному шарі, на перший погляд, можна припустити, що закон (1.2) з постійною довжиною вільного пробігу іонів λ_i найбільш придатний для цієї мети. Автори [51] стверджують, що в тліючому розряді в аргоні характеристики катодного шару пов'язані законом (1.2). У той же час в азоті [47, 52] при тиску $p < 1$ Торр і $p > 1,5$ Торр виконується закон (1.3) для постійної рухливості μ_i іонів, а в діапазоні від 1 до 1,5 Торр жоден із законів (1.1) - (1.3) не описує катодний шар.

Як відомо, при достатньо високому тиску газу тліючий розряд може існувати в двох різних режимах [16, 22, 23, 53–55]. У нормальному режимі

зростання струму пов'язане зі збільшенням площі розрядної плями на поверхні катода, при цьому відношення густини струму до квадрату тиску газу J/p^2 і напруга на катодному шарі є сталими [16,22].

Після повного заповнення поверхні катода плазмою для подальшого збільшення струму необхідно підвищувати швидкість іонізації в катодному шарі, для чого потрібна більш висока напруга на ньому. Розряд переходить в аномальний режим, в якому струм і напруга на електродах одночасно збільшуються.

Однак автори роботи [26] експериментально дослідили вольт-амперні характеристики тліючого розряду в азоті й показали, що J/p^2 в нормальному режимі зберігається сталим тільки при достатньо великому тиску газу, але при зниженні тиску спостерігається помітне зростання J/p^2 . Тому необхідно з'ясувати поведінку J/p^2 і в інших газах в широкому діапазоні тиску.

Оскільки в нормальному режимі тліючого розряду в широкому діапазоні струму катодне падіння напруги підтримується постійним, то це призвело до широкого застосування його в газорозрядних стабілізаторах напруги (стабілітронах), а також випрямлячах з тліючим розрядом [56] тощо. У системах для плазмового азотування [6] важливо знати величину нормальної густини струму, щоб забезпечити повне покриття розрядом виробів, що обробляються. Для оптимізації плазмових пристроїв на основі тліючого розряду потрібно знати величину нормальної густини струму в різних газах, при різних тисках, матеріалах катода, тому цій проблемі присвячено велику кількість робіт (див., наприклад, [23, 53-55, 57-76]). Хітторф [57] вперше встановив незалежність нормального катодного падіння напруги від розрядного струму. Варбург [58] показав, що падіння напруги на катодному шарі нормального режиму майже не залежить від тиску газу. Гюнтершульце [59] досліджував залежність нормального катодного падіння від густини газу і отримав, що в гелії нормальне катодне падіння зростає на 3%, коли тиск зменшується від 13,8 до 0,55 Торр, в неоні на 7,5%, коли тиск зменшується від 4,3 до 0,50 Торр, в аргоні на 6,6%, коли тиск зменшується від 7,2 до 0,31

Торр. У кисні і повітрі нормальне катодне падіння майже зовсім не залежить від тиску. У водні воно зростає від 318 В при 0,4 Торр до 450 В при 15 Торр. Гюнтершульце [59] також показав, що закон подібності $l \cdot \sqrt{j} = const$ (l - середня довжина вільного пробігу молекули, j - густина струму) в жодному з досліджених газів в точності не виконується.

Грановський [60] і Власов [61] припустили, що нормальний режим існує праворуч від мінімуму кривої запалювання тліючого розряду (тобто при $pL \geq (pL)_{min}$, де L - зазор між електродами, p - тиск газу), а зліва від мінімуму (при меншому тиску $pL < (pL)_{min}$) тліючий розряд може горіти тільки в аномальному режимі. Однак автори [54] експериментально показали, що нормальний режим спостерігається тільки праворуч від точки перегину на кривій запалювання тліючого розряду. Результат [54] було теоретично пояснено таким чином. Просторовий заряд електронів та іонів збурює вакуумний розподіл електричного поля темного (Таунсендівського) розряду. Однак роль цього збурення різна при низькому і високому тиску. Так, при тиску газу зліва від точки перегину (положення якої пов'язане з тиском в мінімумі кривої запалювання як $p_{inf} = e p_{min}$, де e - основа натуральних логарифмів) збурення вакуумного поля ускладнює іонізаційне розмноження електронів. Для досить високого тиску газу (праворуч від точки перегину) народження електронів внаслідок іонізації полегшується завдяки збуренню вакуумного поля, що дозволяє підтримувати горіння розряду при більш низьких прикладених до електродів напругах. Для появи нормального режиму потрібно, щоб перехід з Таунсендівського в тліючий розряд супроводжувався зниженням напруги на електродах, що може спостерігатися тільки поблизу і праворуч від точки перегину на кривій запалювання. У книзі Грановського [60], а також в роботах Чистякова [63] і Корольова [64] показано, що нормальний режим тліючого розряду повинен узгоджуватись із законами подібності (звичайно, якщо використовуються геометрично подібні трубки), а саме нормальне катодне падіння напруги повинне зберігатися сталим ($U_n = const$), на його величину не повинні впливати тиск газу і

розрядний струм. Відношення нормальної густини струму до квадрату тиску газу також має бути постійною величиною за будь-яких розрядних умов ($J_n/p^2 = const$). Нарешті, товщина катодного шару в нормальному режимі повинна бути обернено пропорційною тиску газу, тобто $(pl_n) = const$. Однак в тій самій роботі Чистякова експериментально спостерігалися відхилення характеристик нормального режиму від законів подібності при тиску неону понад 10 Торр, які можуть бути пов'язані з істотною роллю, наприклад, ступінчастої іонізації в тліючому розряді [63]. Ward [65] чисельно вирішив рівняння балансу заряджених частинок і рівняння Пуассона і отримав вольт-амперні характеристики розряду, на яких спостерігається ділянка з нормальним режимом горіння. Перехід тліючого розряду з аномального в нормальний режим (і відповідну поведінку відношення густини струму до квадрату тиску газу j/p^2) описано за допомогою моделі в роботі Fujii [66].

Нормальний режим досліджувався також експериментально і за допомогою чисельного моделювання авторами [67], при цьому тиск азоту в розрядній камері протягом експериментів зберігався постійним (3 Торр). Велику увагу було також приділено дослідженню радіальної структури тліючого розряду в нормальному режимі. Наприклад, Мелехін і Наумов [68] виміряли густину струму іонів, які збиралися колектором на катоді, і показали, що найбільш інтенсивне іонізаційне розмноження заряджених частинок спостерігається на краю розрядної плями нормального режиму. Райзер і Суржиков [69] теоретично отримали, що в нормальному режимі густина струму монотонно зменшується при наближенні від центру розрядної плями до його краю. Автори [70, 71] показали, що на краю розряду в нормальному режимі є радіальне електричне поле, яке утримує електрони в плазмовому об'ємі, що і забезпечує його стабільність. Чисельна модель, розроблена в [72], яка враховує анізотропію розсіювання електронів, дозволила отримати добре узгодження з результатами експериментів. Значна увага приділяється також з'ясуванню умов, необхідних для формування нормального режиму тліючого розряду. В роботі [73] експериментально

встановлено, що існує зв'язок між режимами горіння і кривою запалювання тліючого розряду: при низькому тиску аргону і азоту розряд горить тільки в аномальному режимі, заповнюючи всю поверхню катода. Для існування нормального режиму тиск газу в камері повинен бути більшим, ніж тиск в точці перегину на кривій запалювання. Результати експериментів [73] були теоретично пояснені в роботі [74]. Виявилось, що при тиску газу зліва від точки перегину заряджені частинки, що накопичуються після пробою, викривляють вакуумне електричне поле, що спричиняє утруднення в іонізаційному розмноженні електронів. При пробі праворуч від точки перегину перерозподіл електричного поля посилює розмноження заряджених частинок. Це призводить до зменшення напруги на електродах з ростом струму, горіння розряду за умов спадання вольт-амперної характеристики нестійке, розряд переходить з таунсендівського в нормальний режим. Автори [75] врахували роль нелокальної іонізації в коротких тліючих розрядах, коли швидкі електрони, що вилітають з катодного шару, здійснюють іонізуючі зіткнення з молекулами газу в негативному світінні. Частина позитивних іонів надходить з негативного світіння на катод, що впливає на підтримку катодного шару і режими горіння розряду. Lister [76] надав огляд статей, присвячених моделюванню газових розрядів, в тому числі і нормального та аномального режимів тліючого розряду.

Зазвичай в сучасних книгах [16, 22, 77], присвячених газовому розряду, не приділяється уваги впливу зазору між електродами на характеристики катодного шару (товщину і падіння напруги на ньому). Тобто, можна зробити висновок, що катодний шар є повністю самодостатнім утворенням, що не залежить від процесів в інших частинах розряду (наприклад, негативному світінні). Однак ще понад 80 років тому Güntherschulze [78-82] експериментально показав, що падіння напруги на катодному шарі U_c і його товщина d_c змінюються, якщо при фіксованому розрядному струмі пересувати анод. Для того, щоб величина зазору між катодом і анодом впливала на характеристики катодного шару, анод обов'язково повинен

знаходиться в негативному світінні, а не в інших частинах розряду (темному фарадеевому просторі або позитивному стовпі). Якщо пересувати анод в бік катоду крізь негативне світіння, то товщина катодного шару і падіння напруги на електродах зменшуються, потім можуть мати різкий мінімум, що відповідає переходу розряду в утруднений режим. У цьому режимі при подальшому зближенні анода з катодом напруга на електродах і товщина катодного шару швидко зростають. Güntherschulze припустив, що на аноді міститься плівка з адсорбованих газів і що електрони високої енергії, прискорені в катодному шарі, можуть створити в ній більше позитивних іонів, ніж в зазорі між електродами. Завдяки цьому падіння напруги на катодному шарі (і, відповідно, його товщина) має зменшитися, що і призведе до появи цього мінімуму. Однак Penning [83] перед проведенням вимірювань нагрівав анод до високої температури, що призвело до його знегажування, і виявив, що для чистого анода мінімум все ще спостерігається, що спростовує гіпотезу Güntherschulze. В роботі [84] Fischer запропонував своє пояснення цього ефекту, яке пов'язане з охолодженням газу поблизу поверхні холодного анода, що спричиняє підвищення його густини. У свою чергу, Druyvesteyn [85] припустив, що електрони низької енергії будуть відбиватися негативним анодним падінням напруги назад в плазму, що змістить максимум потенціалу ближче до анода. Тоді більша кількість іонів буде досягати катода, що призведе до зменшення катодного падіння напруги. В оглядових роботах [86, 87] коротко представлені вище наведені результати. Надалі інтерес до цієї проблеми зменшився, і нам відомі лише три роботи, присвячені впливу зазору між електродами на напругу між ними і товщину катодного шару. Першою з них є доповідь Guseva *et al.* [88], в якій експериментально отримано, що збільшення відстані між електродами призводить до переходу розряду з утрудненого в тліючий режим. Це супроводжується різким зменшенням напруги з подальшим виходом її на насичення, при цьому мінімум не спостерігався у всьому дослідженому авторами [88] діапазоні тиску азоту менш ніж 0,5 Торр. Автори [89] досліджували умови появи

нормального режиму тліючого розряду, і на залежностях напруги на електродах від відстані між ними мінімум не спостерігався. Виявлений Güntherschulze [78–82] ефект збільшення товщини катодного шару $d_{sh}(L)$ і падіння напруги $U(L)$ на електродах при віддаленні анода від межі катодного шару крізь негативне світіння детально не був досліджений, не зважаючи на наявність ряду присвячених йому робіт [78–85]. З цих робіт важко побудувати цілісну картину того, як змінюються залежності $d_{sh}(L)$ і $U(L)$ за різних умов. Найбільш цікавим є рис.4 в роботі [79], де наведено сімейство залежностей $U(L)$ для водню. Однак Güntherschulze в тексті статті [79] не вказав ні при якому тиску газу, ні при яких розрядних струмах були проведені вимірювання. Відомо тільки, що нижня крива на рисунку описує нормальний режим, а решта є для аномального режиму. І, як було сказано вище, а ні в роботах Güntherschulze, а ні в наступних статтях інших авторів не наведено задовільне пояснення поведінки $d_{sh}(L)$ і $U(L)$. Тому в дисертаційній роботі були виміряні $d_{sh}(L)$ і $U(L)$ при різних тисках газу, розрядних струмах в трубках з довжиною, достатньою для появи в них не тільки катодного шару і негативного світіння, а й темного фарадеєвого простору, позитивного стовпа і анодного шару.

Відзначимо, що тліючий розряд, зокрема, застосовується в газорозрядних лазерах [90-92]. Для накачування таких лазерів використовується така важлива частина тліючого розряду, як позитивний стовп, тому дослідження його властивостей в інертних і молекулярних газах становить значний практичний інтерес. Позитивний стовп виникає при досить великій відстані між електродами, не залежить від їх форми, розмірів і матеріалу, і з'єднує катодні частини (катодний шар, негативне світіння і темний фарадеєвий простір) з анодом. Найбільш важливою характеристикою позитивного стовпа є зведене електричне поле E/p (E - напруженість електричного поля, p - тиск газу), яке визначає швидкості збудження і іонізації молекул газу електронним ударом. Стале в позитивному стовпі самоузгоджене електричне поле забезпечує перенесення розрядного струму,

підтримує в собі баланс швидкостей народження і втрат заряджених частинок і залежить від тиску газу p і радіуса трубки R (точніше, від їх добутку pR), а також від розрядного струму I . Експериментальному і теоретичному визначенню E/p в аргоні присвячені, наприклад, роботи [93–97]. Для водню цей параметр був, наприклад, виміряний зондовим методом [17] і розрахований за допомогою кінетичних моделей авторами [98, 99].

Для теоретичного опису позитивного стовпа часто використовують чисельні моделі (кінетичні і Монте-Карло), які враховують велику кількість процесів зіткнень заряджених і нейтральних частинок у газорозрядній плазмі [94–99]. Такі моделі зазвичай доступні тільки їх творцям, а розрахунки з їх допомогою займають чимало часу. Тому становить інтерес отримати прості аналітичні моделі для зведеного електричного поля E/p в позитивному стовпі тліючого розряду.

Оскільки ВЧ ємнісний розряд широко застосовується в безлічі плазмових технологічних процесів, то для їх проведення зазвичай необхідно, щоб розряд однорідно заповнював електроди камери, тобто горів в аномальному режимі. Однак, як було показано ще Яценко в роботах [100, 101], ВЧ ємнісний розряд, як і тліючий розряд, може горіти як в аномальному, так і в нормальному режимах. Відповідно, плазмовий шнур нормального режиму (при низьких струмах) тільки частково покриває поверхню електродів. У α - (слабкострумівій) моді ВЧ розряду при нормальному режимі густина струму J_n має "нормальне" значення з амплітудою напруги на електродах U_{rf} , що слабо змінюється [100]. Крім того, ефект нормальної густини струму в α -моді повинен зникати при досить низькій частоті, яка визначається тиском, сортом газу і відстанню між електродами. В роботі [101] Яценко навів пояснення існування нормального режиму ВЧ ємнісного розряду. Виявилось, що вольт-амперна характеристика всього розряду має мінімум (якому відповідає нормальний режим), оскільки з ростом розрядного струму ВЧ напруга в приелектродних шарах підвищується, а падіння напруги на плазмовій області зменшується. Райзер і

Шнейдер [102] надали просту теоретичну модель слабкострумової моди ВЧ ємнісного розряду, взявши до уваги нагрів газу. Оскільки вольт-амперна характеристика (ВАХ) приелектродних шарів зростає з густиною струму тим швидше, чим менша частота, а ВАХ плазмового об'єму (квазінейтральної плазми) з ростом густини струму падає і від частоти залежить слабо, то на ВАХ всього розряду спостерігається мінімум. В роботі [103], зокрема, обговорюється питання про ефект нормальної густини струму в слабкострумовому режимі і показано, при якому тиску і чому цей ефект зникає. Були отримані теоретичні ВАХ розряду в азоті, порівняння наших результатів з даними [103] буде наведено нижче. Аналітична модель [104] слабкострумової моди дозволила описати нормальний режим ВЧ розряду в гелії. Показано, що основною причиною падаючого характеру ВАХ плазмового об'єму в інертних газах є іонізаційні процеси за участю метастабільних атомів. Нормальний режим видно на експериментальних вольт-амперних характеристиках ВЧ розряду низького тиску в аргоні, кисні, N_2O в роботах [105–110], однак детально він авторами цих робіт не досліджувався. Спостерігається нормальний режим також в ВЧ ємнісному розряді атмосферного тиску [111–113]. Тому становить інтерес досліджувати режими горіння ВЧ ємнісного розряду в різних газах. Для цього необхідно виміряти вольт-амперні характеристики розряду в слабкострумовому режимі горіння при різних тисках газу і відстанях між електродами. Крім того, енергетичний спектр електронів в слабкострумовому режимі і, як результат, населеність збуджених рівнів атомів і молекул, в значній мірі визначається напруженістю ВЧ електричного поля в квазінейтральній плазмі. Тому становить інтерес отримати прості формули, що дозволять оцінити величину ВЧ електричного поля в плазмі слабкострумового режиму за допомогою параметрів, що легко вимірюються, а саме товщини приелектродного шару і вольт-амперної характеристики розряду.

РОЗДІЛ 2

ОПИС УМОВ ЕКСПЕРИМЕНТУ

2.1. Експериментальні установки і умови виконання експериментів

Експерименти проводилися в розрядній камері, схема якої показана на рис.2.1. Розрядна трубка мала внутрішній діаметр 56 мм. Відстань між плоским катодом і рухомим плоским анодом могла змінюватися в діапазоні $L = 5 - 385$ мм. Було використано електроди з нержавіючої сталі діаметром 55 мм і в ряді випадків 12 мм. Тліючий розряд запалювався в азоті, кисні, водні та аргоні в діапазоні тиску

$p = 0,05 - 10$ Торр, струму до 100 мА и прикладеної напруги до 4000 В. Тиск газу вимірювався за допомогою емнісних манометрів – Баратронів (MKS Instruments) з максимальним вимірюваним тиском 10 і 1000 Торр. У розрядний ланцюг послідовно підключався резистор опором 75 кОм для обмеження

величини струму. Баратрон 10 дозволяв визначити тиск газу в діапазоні від 0,01 до 10 Торр з точністю 0,001 Торр. Відповідно, Бараторон 1000 Торр призначений для вимірювання тиску газу в діапазоні від 10 до 1000 Торр з точністю 0,1 Торр. Тому за допомогою цих двох емнісних манометрів ми могли з високою точністю контролювати тиск газу в широкому діапазоні.

Граничний вакуум, до якого відкачувалась розрядна камера, дорівнював $1 \cdot 10^{-3}$ Торр для форвакуумного насоса і $2 \cdot 10^{-6}$ Торр для турбомолекулярного насоса. Система напуску СНА-1 подавала в камеру досліджуваний газ. Плазмове очищення поверхні катода виконувалось перед проведенням

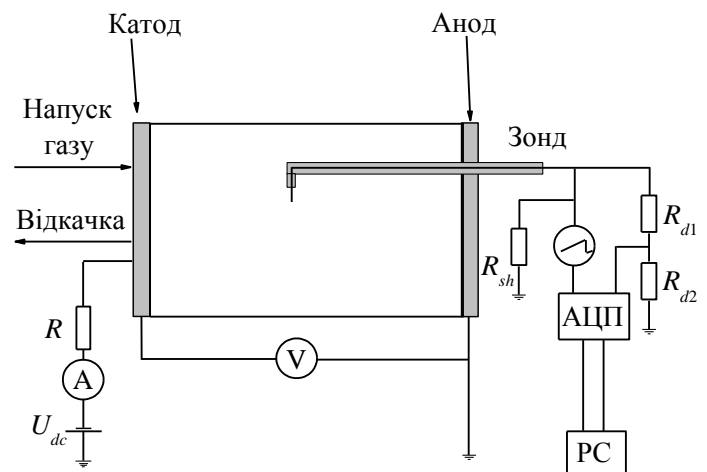


Рис.2.1. Блок-схема експериментальної установки для дослідження тліючого розряду постійного струму.



Рис.2.2. Фотографія розряду для відстані між електродами 25 мм, тиску N_2O 0,05 Торр і струму 4,6 мА. Вертикальна лінія показує положення межі катодного шару.

експериментів. Для цього в камері запалювався тліючий розряд в аргоні або азоті при тиску $p \approx 0,5$ Торр, величина струму підтримувалася $I_{dc} \approx 5$ мА протягом 10 хв. За таких умов позитивні іони, прискорені в катодному шарі, бомбардують поверхню катода, видаляючи з неї адсорбовані моношари газів, але не призводять до значного розпилювання самого матеріалу катода. Обрана величина розрядного струму також недостатня для виникнення катодних плям, які ушкоджують поверхню катода. Після такого плазмового очищення спостерігається добра повторюваність вимірюваних вольт–амперних характеристик і інших параметрів розряду. Для вимірювання

товщини катодного шару розрядну трубку фотографували при фіксованих значеннях тиску газу і струму, одночасно реєстрували також напругу між електродами.

Методика визначення товщини шару з отриманих фотографій розряду була такою. За допомогою цифрової камери фотографувався розряд з відстані приблизно 1 – 1,5 м. (див. Рис.2.2), при цьому тиск газу підтримувався постійним, а змінювалися величини розрядного струму і напруги на електродах. Якість одержуваних фотографій дуже залежить від величини ISO (чутливості матриці до світла), тому для коректного визначення товщини катодного шару з фотографій потрібно підбирати ISO оптимальним. Для завищеної величини ISO межа шару виглядає не плоскою, а опуклою в бік катода, що дає занижені величини товщини катодного шару. Отримані фотографії потім затемнювалися, що робило межу шару ще більш чіткою і дозволяло виміряти її з точністю 0,1 - 0,2 мм.

У цій роботі також було досліджено ВЧ ємнісний розряд, який запалювався при частоті ВЧ поля $f = 13,56$ МГц (див. Рис.2.3). Високочастотний генератор подавав напругу з амплітудою $U_{rf} < 1500$ В на потенціальний електрод через узгоджувальний пристрій П - типу, в той час як інший електрод був заземлений. Експерименти проводилися в азоті, водні та N_2O в діапазоні тиску $p \approx 0,04 - 6$ Торр при відстанях між електродами $L = 7 - 31$ мм. Плоскі паралельні електроди з нержавіючої сталі мали діаметр 98 мм. Між електродами вакуумно ущільнювався відрізок кварцової трубки з внутрішнім діаметром 100 мм. Досліджуваний газ напускався всередину камери через маленькі отвори в одному з електродів (заземленому) і потім відкачувався через систему отворів в тому ж електроді. Завдяки цьому газ напускався і відкачувався однорідно по площі електродів. Між електродами підключався дросель індуктивністю $L_c = 4$ мГн для видалення постійної напруги.

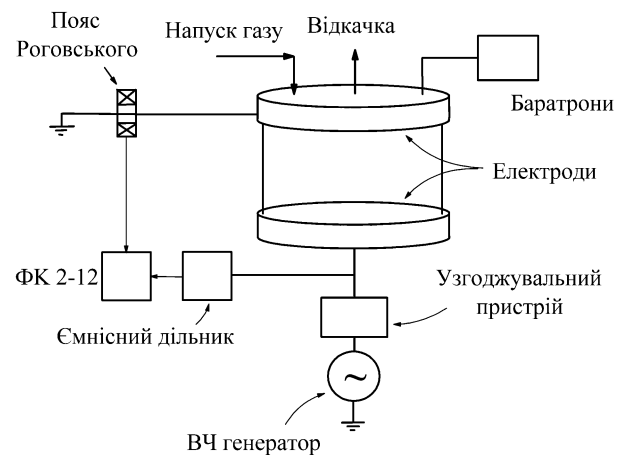


Рис.2.3. Схема експериментальної установки для вивчення ВЧ ємнісного розряду.

За допомогою поясу Роговського вимірювалася амплітуда ВЧ струму, при цьому сигнал з поясу надходив на вимірювач різниці фаз ФК 2-12. Для вимірювання амплітуди ВЧ напруги до потенціального електрода підключався ємнісний дільник, сигнал з якого також надходив на другий вхід ФК 2-12. Таким чином, ми могли визначити одночасно амплітуди ВЧ струму, ВЧ напруги і кут зсуву фази φ між ними.

2.2. Опис методики зондових вимірювань

Для визначення осьових профілів параметрів плазми було використано одиночний циліндричний ленгмюрівський зонд з ніхрому завдовжки 3,2 мм і

діаметром 0,18 мм. Потенціал зонда змінювався за допомогою генератора пилкоподібної напруги (з різницею потенціалів на кінцях «пили» приблизно 300 В). За допомогою резистивного дільника (резистори R_{d1} і R_{d2}) ця напруга подавалася на аналого-цифровий перетворювач (АЦП). Струм в зондовому ланцюзі також подавався на АЦП після попереднього зниження за допомогою шунта (резистор R_{sh}). Потім величини зондового струму і напруги з АЦП надходили на комп'ютер (див. Рис.2.1).

Ленгмюрівський зонд міг переміщатися уздовж осі камери. При фіксованих значеннях тиску газу і розрядного струму в різних точках на осі вимірювалися зондові вольт-амперні характеристики $I_{pr}(U_{pr})$. За допомогою їх аналізу визначалися такі параметри плазми, як температура електронів T_e , потенціал плазми φ_{pl} і густина плазми n_i . При цьому спочатку зондова вольт-амперна характеристика двічі диференціювалась по напрузі на зонді, і та напруга, за якої вона проходить через нуль, і вважалася за потенціал плазми φ_{pl} . Як було теоретично показано в роботі [114], іонна гілка вольт-амперної характеристики I_i циліндричного зонда описується ступеневою залежністю $I_i = b(\varphi_{pl} - U_{pr})^c$. Після визначення потенціалу плазми φ_{pl} підбиралися константи b і c так, щоб розрахована за допомогою цієї апроксимаційної формули крива щонайкраще збігалася з експериментально вимірюваною іонною гілкою зондової вольт-амперної характеристики. Щоб отримати електронний струм I_e на зонд, з вимірюваного зондового струму I_{pr} віднімався іонний струм I_i , тобто $I_e = I_{pr} - I_i$. Якщо побудувати залежність натурального логарифма електронного струму $\ln(I_e)$ від потенціалу на зонді U_{pr} , то в діапазоні між плаваючим і плазмовим потенціалами вона має лінійну ділянку. Така лінійна ділянка може бути тільки в плазмі, в якій холодні електрони описуються максвелловським розподілом за температурою T_e . Тоді з кута нахилу цієї лінійної ділянки можна знайти температуру електронів за формулою $T_e = \Delta U_p / \Delta \ln(I_e)$ [eV] ($\Delta \ln(I_e)$ – приріст логарифма електронного струму в діапазоні потенціалу на зонді ΔU_p , який відповідає цій лінійній ділянці).

Для визначення густини плазми n_i було застосовано методику [115, 116], при цьому використовувалися експериментальна іонна гілка зондового струму I_{pr} і виміряна температура електронів T_e . Ця методика розглядає рух позитивних іонів в призондовому шарі як без зіткнень з молекулами газу, так і за їх наявності. Іон, що влетів в призондовий шар з незбуреної плазми, притягується негативно зарядженим зондом, і в режимі без зіткнень наближається до його поверхні по спіралі, роблячи так званий «орбітальний рух». В цьому випадку іон проводить в призондовому шарі досить тривалий час, тому струм, що збирається зондом, невеликий. При більш високому тиску орбітальний рух іона переривається зіткненнями з молекулами газу, тому іон швидше досягає поверхні зонда, отже, наявність рідких зіткнень призводить до підвищення зондового струму. У режимі частих зіткнень іон приходить на зонд, зробивши велику кількість зіткнень з молекулами газу, що зменшує зондовий струм.

Для визначення струму, що приходить на поверхню зонда, автори робіт [115, 116] отримали таку формулу

$$I_{pr,i} = I_i \cdot I^* \quad (2.1)$$

де

$$I^* = A \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi M_i}} n_i e, \\ I_i^* = \gamma_1 \gamma_2 I_L^* \quad (2.2)$$

k – константа Больцмана, M_i – маса іона; I_L^* – ток Лафрамбуаза,

$$I_L^* = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\eta} \quad (2.3)$$

$$\chi = 1 - \left(\frac{I_A^*}{I_L^*} - 1 \right) \chi \quad \chi \approx \frac{I_A^*}{I_L^*} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} X_i &= \frac{320I_A^*}{12X} & X_i &\geq 1 \\ X_i &= \frac{320I_A^*}{2(1+X)} & X_i &\geq 1 \end{aligned} \quad (2.5)$$

де

$$X_i = \frac{\sqrt{\bar{\eta}}}{D_\lambda K_i}, \quad (2.6)$$

$\bar{\eta} = m \cdot (\eta + 3,5) - 4$, $m \approx 0,59 + 1,86 \cdot (D_\lambda)^{0,47}$, $K_i = \lambda_i / R$ (R – радіус зонда, λ_i – довжина вільного пробігу іонів, обернено пропорційна тиску газу), $D_\lambda = R / \lambda_D$ (λ_D – радіус Дебая), $I_A^* = 0,5 \cdot (\eta / 0,17)^\alpha$, $\alpha = 0,65 \cdot (D_\lambda)^{0,47}$, $\eta = eU_{pr} / kT_e$, I_A^* – безрозмірний струм зонда, який при потенціалі плазми дорівнює нулю. Ми проводили дослідження в діапазоні тиску, відповідному режиму частих зіткнень, коли зіткнення іонів з молекулами газу в призондовому шарі зменшують струм на зонд, при цьому перевірялося також виконання відповідної нерівності $X_i \geq 1$ (при $X_i < 1$ орбітальний рух іона переривається рідкими зіткненнями з молекулами газу, що не спостерігалось в наших експериментах).

Відзначимо, що величини γ_1 і γ_2 є функціями густини іонів, температури електронів і тиску газу [115, 116]:

$$\gamma_i = f_i(\rho, T_e). \quad (2.7)$$

Відповідно, рівняння (2.1) з введеними в нього виразами (2.2–2.7) в лівій частині містить виміряний іонний струм на зонд, а в правій частині - складну функцію тиску газу, густини плазми і температури електронів. Чисельне рішення цього рівняння дозволяло визначити густину позитивних іонів.

2.3. Опис методики оптичних вимірювань

У цій роботі виконувалися також оптичні вимірювання за допомогою спектрометра Qmini (RGB Lasersysteme, см. Рис.2.4), сигнал з якого за допомогою USB подавався на комп'ютер. Робочий діапазон довжин хвиль

цього спектрометра 200–1000 нм, тобто Qmini дозволяє досліджувати спектри випромінювання розряду в ультрафіолетовому, видимому і інфрачервоному діапазонах. Дифракційна решітка Qmini, що містить 600 ліній/мм, дозволяла отримати спектральну роздільну здатність 0,8 нм. При цьому



Рис.2.4. Фотографія спектрометра Qmini.

програма "Waves" автоматично виконує калібрування спектрометра в різних

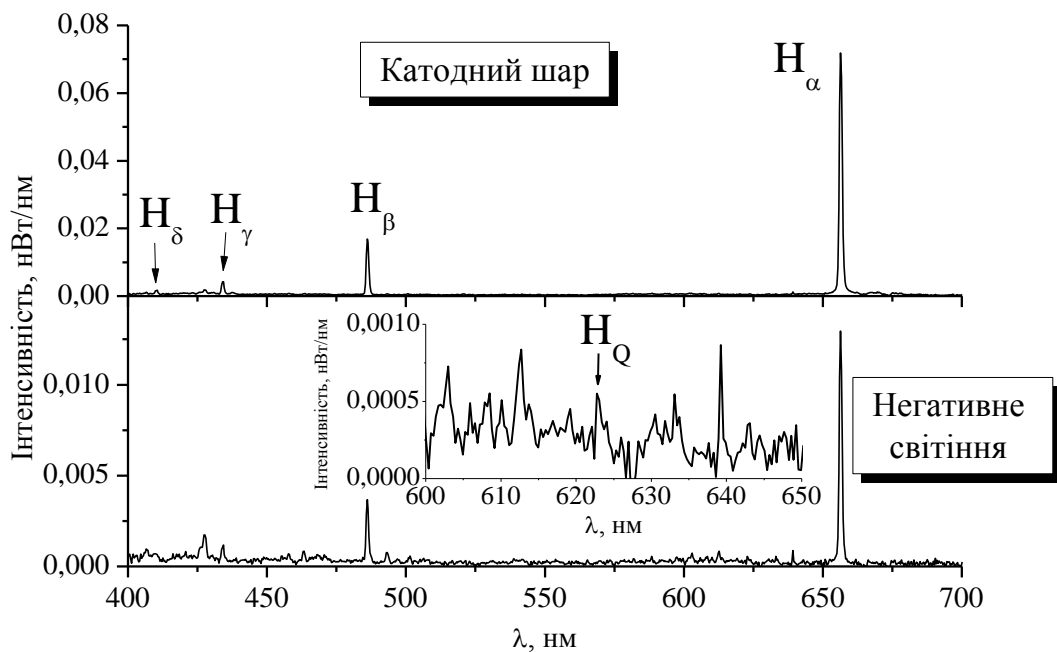


Рис.2.5. Спектр випромінювання тліючого розряду у водні
 $p = 0,05$ Торр, 5 мА, $L = 100$ мм.

діапазонах довжин хвиль, яке залежить від температури проведення експерименту. Оптичні вимірювання в цій роботі виконано переважно для водню. Тому опишемо методику обробки спектрів випромінювання, виміряних в різних частинах тліючого розряду в цьому газі. Приклад такого спектра наведено на Рис.2.5. Ця методика докладно була представлена в роботі [117]. Вона заснована на вимірюванні інтенсивностей Бальмерівських

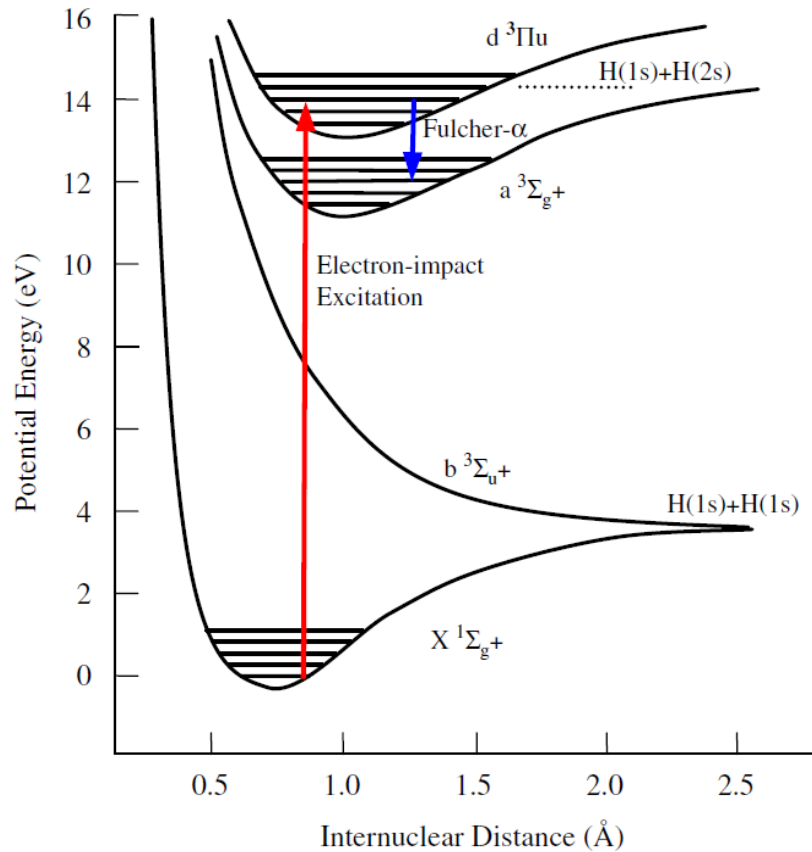


Рис.2.6. Потенціальні криві для молекулярного водню.

ліній атомарного водню H_α і H_β , а також молекулярної лінії I_{Q1} , яка є (2–2) $Q1$ лінією Fulcher- α системи. На Рис.2.6 показано потенціальні криві для молекулярного водню, а також переходи між рівнями, що призводять до збудження цієї Fulcher- α системи. Відношення інтенсивностей перелічених ліній дозволяє визначити відношення концентрацій атомарного і молекулярного водню $k = [H]/[H_2]$ і ступінь дисоціації молекул водню $D = [H]/([H_2] + [H]) = k/(k + 1)$. При цьому використовуються такі формули [117]:

$$\frac{I_{H\alpha}}{I_{H\beta}} = \frac{k \cdot K_{dir.\alpha} + K_{diss.\alpha}}{k \cdot K_{dir.\beta} + K_{diss.\beta}} \cdot \frac{\lambda_{H\beta}}{\lambda_{H\alpha}}, \quad (2.7)$$

$$\frac{I_{H\alpha}}{I_{Q1}} = \frac{1}{\eta(T_g)} \cdot \frac{k \cdot K_{dir.\alpha} + K_{diss.\alpha}}{K_{mol.}} \cdot \frac{\lambda_{Q1}}{\lambda_{H\alpha}}, \quad (2.8)$$

де $I_{H\alpha}$ і $I_{H\beta}$ – інтенсивності H_α і H_β ліній атомарного водню, $K_{dir.\alpha}$ і $K_{diss.\alpha}$, $K_{dir.\beta}$ і $K_{diss.\beta}$ – константи швидкості реакцій прямого і дисоціативного збудження H_α

і H_β , $\eta(300\text{ K}) = 0,65$. Ці константи швидкостей реакцій наведені в [117] у вигляді таблиць. У дисертаційній роботі ці табличні дані були побудовані у вигляді графіків (див. Рис. 2.7 і 2.8), і для кожної константи швидкості знайдені апроксимаційні формули:

$$K_{dir.\alpha} = 2.8 \cdot 10^{-9} \cdot \exp\left(-\frac{12.6}{T_e^{0.98}}\right) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}, \quad (2.9)$$

$$K_{dir.\beta} = 6.5 \cdot 10^{-10} \cdot \exp\left(-\frac{12.8}{T_e^{0.98}}\right) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}, \quad (2.10)$$

$$K_{diss.\alpha} = 2.6 \cdot 10^{-10} \cdot \exp\left(-\frac{18.2}{T_e^{0.97}}\right) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}, \quad (2.11)$$

$$K_{diss.\beta} = 10^{-11} \cdot \exp\left(-\frac{18.5}{T_e^{0.91}}\right) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (2.12)$$

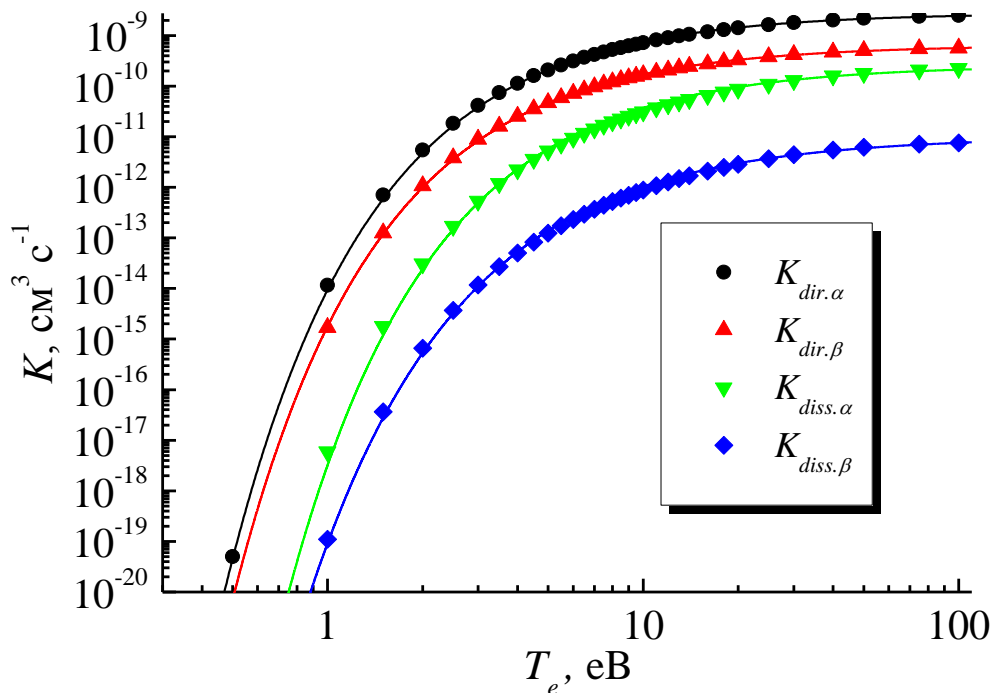


Рис.2.7. Залежність констант швидкості реакцій прямого і дисоціативного збудження H_α і H_β $K_{dir.\alpha}$ і $K_{diss.\alpha}$ $K_{dir.\beta}$ і $K_{diss.\beta}$ від ефективної температури електронів. Точки - табличні дані роботи [117], криві - розрахунок за допомогою формул (2.9) - (2.12).

Для константи швидкості збудження молекулярної Fulcher- α системи отримана така апроксимаційна формула:

$$K_{mol.} = 1.19 \cdot 10^{-10} \cdot \exp\left(-\frac{13}{T_e^{1.15}} - 0.085 \cdot T_e^{0.7}\right) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (2.13)$$

Тут T_e - ефективна температура електронів з енергією, що перевищує потенціали збудження електронних рівнів. З формул (2.7) і (2.8) отримаємо такі вирази для відношення концентрацій атомарного і молекулярного водню $k = [\text{H}] / [\text{H}_2]$, а також для ефективної температури електронів T_e :

$$k = \left(K_{diss.\alpha} - \frac{I_{H\alpha} \cdot \lambda_{H\alpha}}{I_{H\beta} \cdot \lambda_{H\beta}} \cdot K_{diss.\beta} \right) \cdot \left(\frac{I_{H\alpha} \cdot \lambda_{H\alpha}}{I_{H\beta} \cdot \lambda_{H\beta}} \cdot K_{dir.\beta} - K_{dir.\alpha} \right)^{-1}, \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} & \frac{I_{H\alpha}}{I_{Q1}} \cdot \eta(T_g) \cdot K_{mol.}(T_e) \cdot \frac{\lambda_{H\alpha}}{\lambda_{Q1}} - K_{diss.\alpha}(T_e) = K_{dir.\alpha}(T_e) \cdot k = \\ & = K_{dir.\alpha}(T_e) \cdot \left(K_{diss.\alpha}(T_e) - \frac{I_{H\alpha} \cdot \lambda_{H\alpha}}{I_{H\beta} \cdot \lambda_{H\beta}} \cdot K_{diss.\beta}(T_e) \right) \cdot \left(\frac{I_{H\alpha} \cdot \lambda_{H\alpha}}{I_{H\beta} \cdot \lambda_{H\beta}} \cdot K_{dir.\beta}(T_e) - K_{dir.\alpha}(T_e) \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

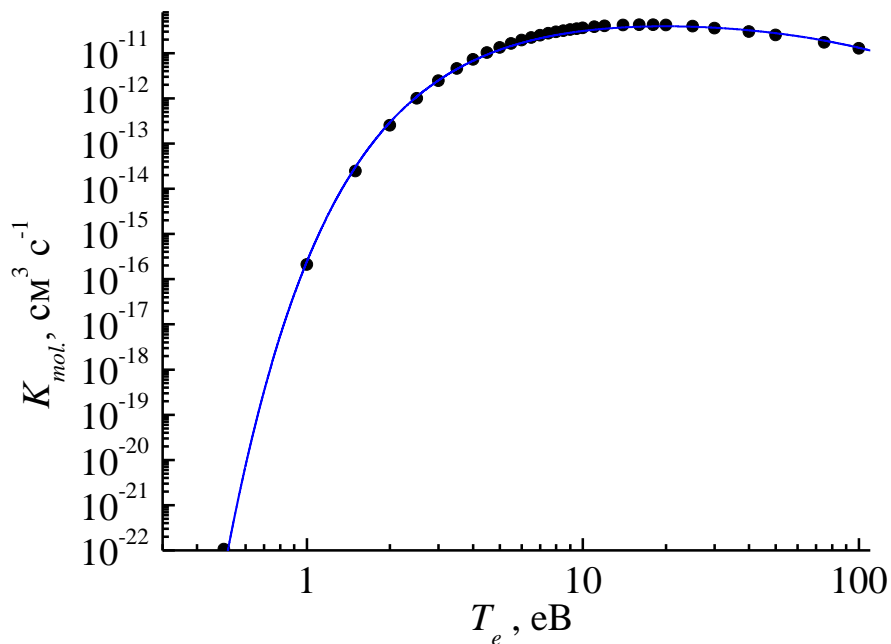


Рис.2.8. Залежність константи швидкості збудження молекулярної Fulcher- α системи від ефективної температури електронів. Точки - табличні дані роботи [117], крива - розрахунок за допомогою формули (2.13).

РОЗДІЛ 3

КАТОДНИЙ ШАР ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ

3.1. Застосовність законів Чайльда-Ленгмюра для опису катодного шару тліючого розряду в молекулярних газах

Як видно з рівнянь (1) – (3), всі три закони Чайльда-Ленгмюра можна переписати в загальному вигляді

$$I = C \cdot \frac{U^m}{d^n}, \quad (3.1)$$

де $I = JS$ - розрядний струм, S - площа катода. Показники ступеня m і n в законах (1.1) – (1.3) різні. У законі без зіткнень (1.1) $m = 1,5$, $n = 2$; в законі з постійною довжиною вільного пробігу іонів (1.2) $m = 1,5$, $n = 2,5$, а в законі для постійної рухливості іонів (1.3) $m = 2$, $n = 3$. Вимірявши одночасно величини розрядного струму I , падіння напруги на катодному шарі U і товщини катодного шару d для різних фіксованих тисків газу, побудуємо залежності струму I від відношення U^m/d^n . Потрібно відзначити, що відношення U^m/d^n значно відрізнятиметься для кожної з пар m і n , що утруднить порівняння результатів для різних законів (1.1) – (1.3). Тому для кожного тиску газу потрібно унормувати значення U^m/d^n на середню їх величину для цієї пари m і n . Далі спробуємо провести пряму лінію з початку координат через точки на графіку залежності $I(U^m/d^n)$. Якщо для однієї з пар m і n експериментальні залежності $I(U^m/d^n)$ будуть добре описуватися цією прямою лінією, то закон Чайльда-Ленгмюра, якому ця пара m і n відповідає, може бути використаний для опису катодного шару тліючого розряду.

Окремо розглянемо різні методики вимірювання товщини катодного шару. У цій роботі, як і в низці інших робіт (див., наприклад, [118, 119]), визначалася візуальна межа шару, що показано на Рис.2.2. Ця межа досить добре виражена, при правильно підібраному ISO її положення може бути визначено з точністю $\pm (0,1-0,2)$ мм. Такий спосіб простий, не вимагає

коштовного устаткування. Є інший спосіб [120, 121], заснований на вимірюванні напруженості електричного поля в катодному шарі з подальшою його екстраполяцією до нуля (при цьому вважається, що електричне поле лінійно зменшується при віддаленні від катода). Для цього використовується штарківське розширення ліній випромінювання розряду, і визначення одного значення товщини катодного шару є тривалим процесом, який дає невисоку точність (що видно на Рисунках 3 в обох роботах [120, 121]). На жаль, нам невідомі роботи, в яких би одночасно використовувалися обидва перелічені методи. Але для нашої мети (аналізу законів (1.1) - (1.3)) досить визначити якісну поведінку товщини катодного шару. Нехай виміряна нами товщина шару d_{meas} і реальна товщина d пов'язані прямою пропорційністю, тобто $d = a \cdot d_{meas}$, де a - константа. Якщо підставити цей вираз для d в формулу (3.1), то отримаємо

$$I = \frac{C}{a^n} \cdot \frac{U^m}{d_{meas}^n} = C_1 \cdot \frac{U^m}{d_{meas}^n}. \quad (3.2)$$

Отримана константа C_1 не впливає на якісний хід залежності U^m/d_{meas}^n . Тому можлива розбіжність вимірюваної нами і реальної товщини катодного шару не повинна вплинути на основні висновки нашої роботи.

3.1.1. Катодний шар у N_2O

Тліючий розряд в N_2O застосовується в газорозрядних інфрачервоних лазерах [3, 122]. Розряди в N_2O широко використовуються для осадження плівок оксидів гафнію [123], оксидів і оксинитриду кремнію [124-128], а також діамантоподібних плівок. N_2O знайшов застосування також у радіаційній дозиметрії. Останнім часом інтерес до N_2O зріс через його роль в парниковому ефекті [129, 130].

Незважаючи на велику кількість статей, присвячених дослідженню пружних і не пружних зіткнень електронів з молекулами N_2O , в літературі

відсутні дані про процеси переносу позитивних іонів, що відбуваються в катодному шарі цього розряду. Тому метою цієї дисертаційної роботи було виміряти вольт–амперні характеристики і товщини катодного шару, а також з'ясувати застосовність законів Чайльда-Ленгмюра для опису катодного шару тліючого розряду в N_2O .

Добре відомо, що N_2O є електронегативним газом [131–135], тобто вільні електрони можуть прилипати до молекул N_2O , формуючи негативні іони NO^- і O^- . Концентрація цих іонів в плазмовому об'ємі може бути значно більшою, ніж густина електронів [136, 137], що значно впливає на характеристики розрядів. Відповідно, виникає питання про можливість застосування законів Чайльда-Ленгмюра (1) – (3) для опису приелектродних шарів в плазмі, що містить не тільки позитивні іони і електрони, а й негативні іони. В роботі [138] детально описана структура газорозрядної плазми з негативними іонами. Така плазма складається з електронегативного ядра, перехідної області, електропозитивної області і катодного шару. В електронегативному ядрі концентрація електронів мала, плазма складається практично з позитивних і негативних іонів з близькими концентраціями. В перехідній області електричне поле, що зростає, призводить до швидкого зменшення концентрації негативних іонів до мізерно малої величини. У електропозитивній області, як видно з її назви, плазма суттєво електропозитивна, а рух електронів і позитивних іонів визначається амбіполярною дифузиею. Швидкість іонів зростає і при переході до катодного шару досягає іонно-звукової (бомівської) швидкості $u_{B0} = (e \cdot T_e / M)^{1/2}$, де T_e - температура електронів. У катодному шарі розрядний струм переноситься переважно позитивними іонами, особливо поблизу поверхні катода [22]. До того ж, частота прилипання електронів в сильному електричному полі, що спостерігається в катодному шарі, зазвичай мала [131-135]. Тому негативні іони не можуть утворюватися у ньому в помітній кількості. З наведених тут міркувань випливає, що характеристики катодного шару навряд чи повинні

залежати від негативних іонів і можуть бути описані за допомогою законів Чайльда-Ленгмюра (1.1)–(1.3), (3.1), (3.2).

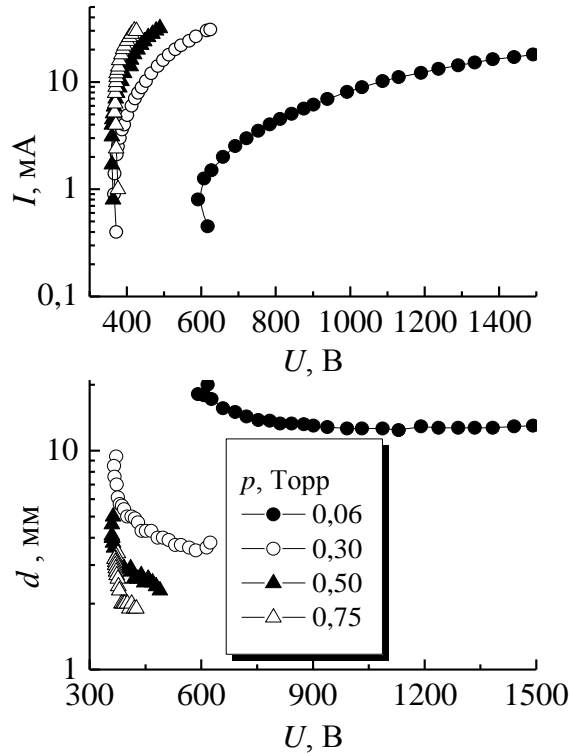


Рис.3.1. Залежності розрядного струму і товщини катодного шару від напруги для різного тиску N_2O і відстані між електродами 20 мм.

На Рис.3.1 наведені вольт-амперні характеристики розряду і залежності товщини катодного шару для декількох значень тиску N_2O в діапазоні 0,06 – 0,75 Торр. Відстань між електродами дорівнювала 20 мм. З цього рисунка видно, що з ростом напруги на електродах розрядний струм швидко збільшується, а товщина катодного шару зменшується. Потім були визначені величини відношення U^m/d^n , за допомогою даних на Рис.3.1, для кожної з пар m і n . Далі ці відношення U^m/d^n потрібно унормувати, так як вони

при різних m і n можуть сильно відрізнятися, через що їх важко порівнювати один з одним. Залежності розрядного струму I від нормованих параметрів U^m/d^n наведені на Рис.3.2. Якщо залежності $I = f(U^m/d^n)$ для якоїсь з пар m і n укладаються на пряму лінію, що виходить з початку координат, то виконується відповідний закон Чайльда-Ленгмюра. З рисунка 3.2 випливає, що для тиску закису азоту від 0,06 до 0,3 Торр найбільш близька до лінійної спостерігається залежність для $m = 2$ і $n = 3$. При тиску 0,5 Торр жодна з залежностей $I = f(U^m/d^n)$ для різних m і n не вкладається на пряму лінію. І при тиску N_2O 0,75 Торр лінійною є залежність для $m = 1,5$ і $n = 2,5$.

Вимірювання при більш високому тиску для цього зазору між електродами 20 мм утруднені, тому що у всьому дослідженому нами

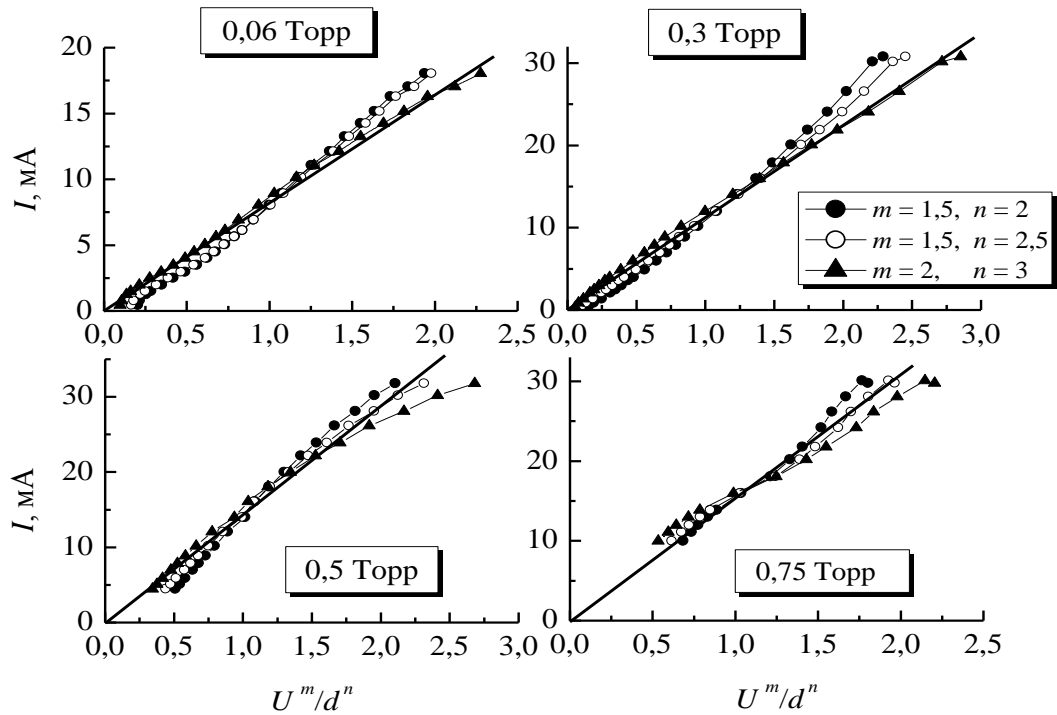


Рис.3.2. Залежності розрядного струму від величини відношення U^m/d^n ($m = 1.5, n = 2$; $m = 1.5, n = 2.5$; $m = 2, n = 3$) для різних значень тиску N_2O . Відстань між електродами 20 мм.

діапазоні струму розряд або горить тільки в нормальному режимі, або поблизу анода спостерігається анодне світіння (з падінням напруги на анодному шарі 10–15 В). Тому один експеримент був проведений для відстані між електродами 5 мм і тиску N_2O 1 Торр. При більш високому тиску газу товщина катодного шару не перевищує 1 мм, тому її важко виміряти з прийнятною точністю. На Рис.3.3 показано отримані нами товщини катодного шару і залежності розрядного струму від напруги і від величини відношення U^m/d^n . З рисунка випливає, що найкращим чином лінійна залежність описує результати для $m = 1.5$ і $n = 2.5$.

З аналізу результатів на рисунках 3.2 і 3.3 можна зробити такий висновок. За низького тиску (аж до 0.3 Торр) для опису процесів у катодному шарі можна застосовувати закон Чайльда-Ленгмюра (1.3) для постійної рухливості іонів. При тиску N_2O , від 0.75 Торр і вище, потрібно використовувати закон (1.2), в якому вважається постійною довжина вільного пробігу іонів в катодному шарі. У проміжній області тиску (між 0,3 і 0,75 Торр) жоден із законів Чайльда-Ленгмюра не описує коректно катодний шар тліючого розряду в N_2O .

Відзначимо, що за низького тиску N_2O (нижче за 0,3 Торр) наближення постійної довжини вільного пробігу іонів змінюється постійністю рухливості іонів в катодному шарі. Можна припустити, що за низького тиску відбувається значна дисоціація молекул N_2O електронним ударом [139] з подальшою іонізацією молекул NO , що утворилися. Позитивні іони NO^+ при зіткненнях з молекулами N_2O не можуть перезаряджатися, тому що потенціал іонізації молекул NO (9,26 eВ) менший, ніж потенціал іонізації N_2O (12,89 eВ) [140]. Отже, їх рух крізь катодний шар має описуватися законом Чайльда-Ленгмюра (1.3) для постійної рухливості іонів. Відзначимо, що катодний шар тліючого розряду в азоті низького тиску (0,1 Торр) добре описується рівнянням (1.3) з постійною рухливістю іонів [141].

3.1.2. Катодний шар у водні

3.1.2.1. Експериментальні результати для водню

Тліючий розряд у водні використовується для накачування УФ газорозрядних лазерів (110 – 162 нм) [1], в джерелах негативних іонів [142–145], для видалення оксидних шарів з поверхонь металів [146]. Додаток водню в аргон значно прискорює розпорошення поверхонь металів [147].

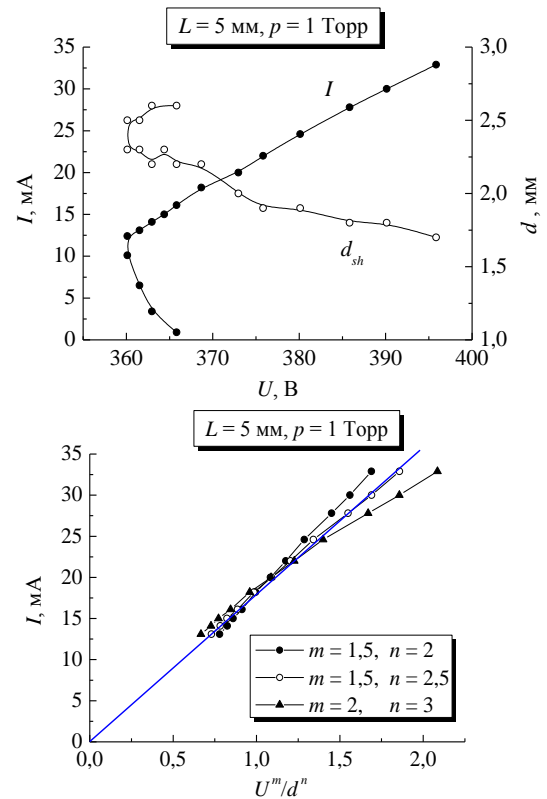


Рис.3.3. Залежності розрядного струму і товщини катодного шару від напруги для тиску N_2O 1 Торр і відстані між електродами 5 мм, а також залежності розрядного струму від величини відношення U^m/d^n ($m = 1.5, n = 2$; $m = 1.5, n = 2.5$; $m = 2, n = 3$).

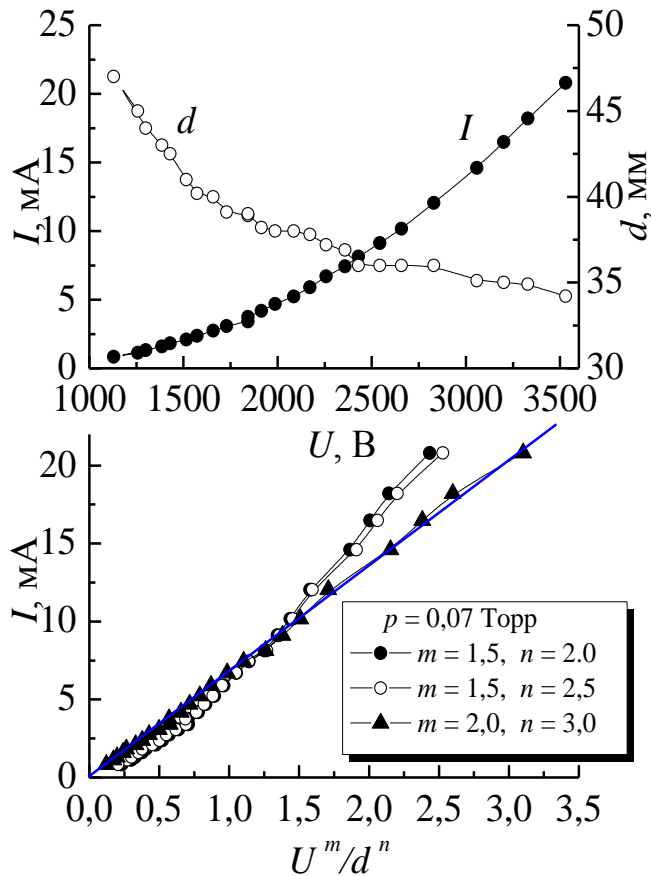


Рис.3.4. Залежності розрядного струму і товщини катодного шару від напруги на електродах, а також розрядного струму від відношення U^m/d^n для тиску водню 0,07 Торр.

Суміші водню з азотом застосовуються в процесах плазмового азотування [148] для зміцнення металевих інструментів і матеріалів. Тліючий розряд у водні з малими домішками (менше 1%) вуглеводнів (наприклад, метану) використовується для осадження діамантових плівок [149]. Тому дослідження тліючого розряду у водні становить значний інтерес. На Рис.3.4 представлені залежності розрядного струму (вольт - амперна характеристика) і товщини катодного шару від напруги на електродах при тиску газу 0,07 Торр. З рисунка

видно, що збільшення напруги призводить до зростання струму з одночасним зменшенням товщини катодного шару. При цьому тиску водню розряд горів тільки в аномальному режимі, покриваючи всю поверхню катода. На Рис.3.4 також наведені залежності розрядного струму від нормованих значень відношення U^m/d^n . З цього рисунка витікає, що в широкому діапазоні розрядного струму на пряму лінію, проведену з початку координат, укладаються тільки результати для пари $m = 2, n = 3$, яка відповідає закону (1.3) для постійної рухливості іонів в катодному шарі. Для двох інших пар m і n для руху іонів без зіткнень з молекулами газу (1.1), а також для постійної довжини вільного пробігу іонів (1.2) результати погано узгоджуються з лінійною залежністю.

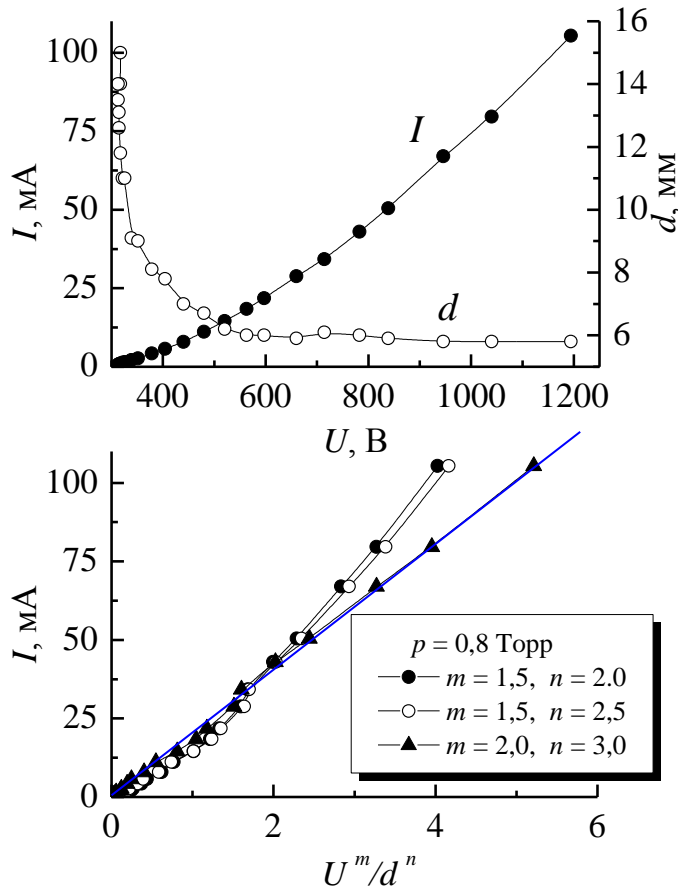


Рис.3.5. Залежності розрядного струму і товщини катодного шару від напруги на електродах, а також розрядного струму від відношення U^m/d^n для тиску водню 0,8 Торр.

При більш високому тиску водню 0,8 Торр (див. Рис.3.5) при найменших струмах (до 0,6 мА) розряд горить в нормальному режимі, покриваючи лише частину поверхні катода. Вольт-амперна характеристика нормального розряду при цьому стає вертикальною або навіть негативною, тобто зростання струму може супроводжуватися зниженням напруги на електродах [141, 150]. Результати для нормального режиму ми не аналізували, тому що в камері, що використовувалась в цих експериментах, було важко оцінити площу, яку займає

розряд на катоді. З Рис.3.5 видно, що і в цьому випадку пряму лінію, що виходить з початку координат, можна провести тільки через точки, що відповідають парі $m = 2, n = 3$, що вказує на виконання закону (1.3) для постійної рухливості іонів в катодному шарі.

Підвищення тиску водню до 2 Торр призвело до розширення діапазону струму, в якому може спостерігатися нормальний режим, до 6 мА включно. При такому високому тиску газу товщина катодного шару зазвичай мала, близько 1–2 мм, що ускладнює її коректне вимірювання. Однак у водні вона виявилася приблизно 2–5 мм (див. Рис.3.6), що дозволило виміряти її з досить доброю точністю. Як і для більш низького тиску водню, для опису

характеристик катодного шару потрібно використовувати закон (1.3) для постійної рухливості іонів, тому що на пряму лінію на Рис.3.6 укладаються лише експериментальні точки для пари $m = 2, n = 3$.

Відстані L між електродами, при яких проводилися описані вище експерименти, були рівні 50 мм при тиску водню $p = 0,07$ Торр, $L = 25$ мм при 0,8 Торр і $L = 10$ мм при 2 Торр. Але доцільно з'ясувати, чи є залежність між величиною зазору L і тим, якими із законів (1.1) - (1.3) будуть описуватися характеристики катодного шару. Справа в тому, що зміна зазору L може вплинути на товщину катодного шару, навіть якщо всі інші умови (тиск газу, величина розрядного струму) залишаються фіксованими.

Ще Гюнтершульце [78–82] виявив, що падіння напруги на катодному шарі і його товщина d змінюються, якщо при фіксованому розрядному струмі пересувати анод. І якщо анод рухається в бік катода, перебуваючи при цьому в негативному світінні, то товщина катодного шару і падіння напруги на електродах зменшуються, потім досягають різкого мінімуму при переході розряду в утруднений режим. Цей ефект впливу відстані між електродами на товщину катодного шару і падіння напруги на ньому був досліджений також в більш пізніх роботах [83–89]. Нижче в цьому ж розділі буде дано пояснення цієї залежності, що спостерігається. Справа в тому, що плазма негативного світіння має позитивний потенціал щодо заземленого анода, завдяки чому

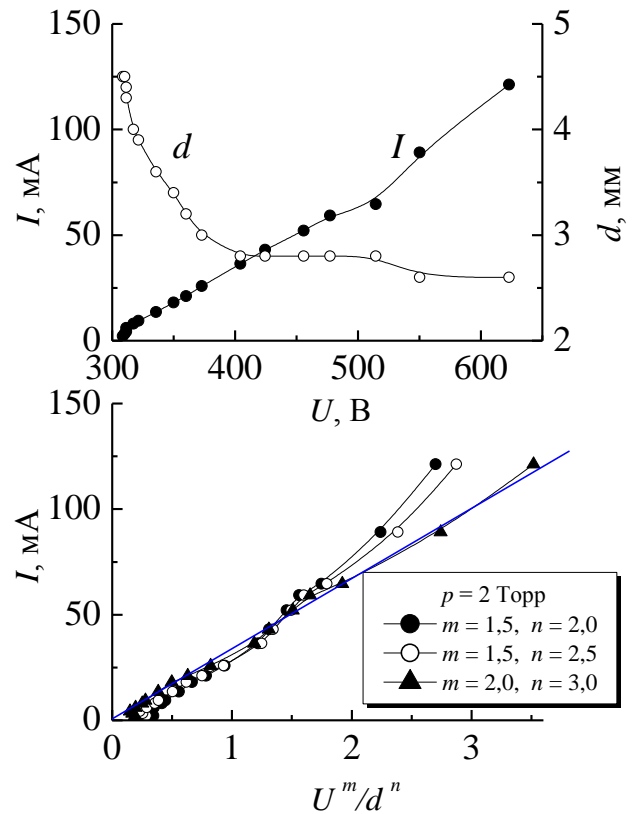


Рис.3.6. Залежності розрядного струму і товщини катодного шару від напруги на електродах, а також розрядного струму від відношення U^m/d^n для тиску водню 2 Торр.

струм на анод переважно переноситься швидкими електронами, що прискорилися в катодному шарі. Потік швидких електронів послаблюється через непружні зіткнення з молекулами газу. Тому віддалення анода від катода послаблює потік швидких електронів і, як наслідок, зменшує розрядний струм. Для підтримки фіксованим розрядного струму при віддаленні анода від катода потрібно підвищити напругу на електродах, що призведе до зростання товщини катодного шару.

Тому ми виміряли вольт-амперні характеристики розряду і товщини катодного шару для фіксованого тиску водню 0,1 Торр і двох відстаней між електродами 25 мм і 100 мм. При такому тиску газу довжина негативного світіння перевищувала 100 мм навіть при найменшому розрядному струмі, тому в обох випадках анод постійно розташовувався всередині негативного світіння. Отримані результати представлені на Рис.3.7 і 3.8. З

рисунків видно, що при відстані 25 мм з ростом напруги на електродах товщина катодного шару зменшується від 22 до 12 мм, при цьому для досягнення току 35 мА потрібно прикласти 2000 В. При відстані 100 мм катодний шар стає товщим, в дослідженому діапазоні напруг змінюється від 21 до 28 мм, а при напрузі на електродах 2000 В можна отримати всього

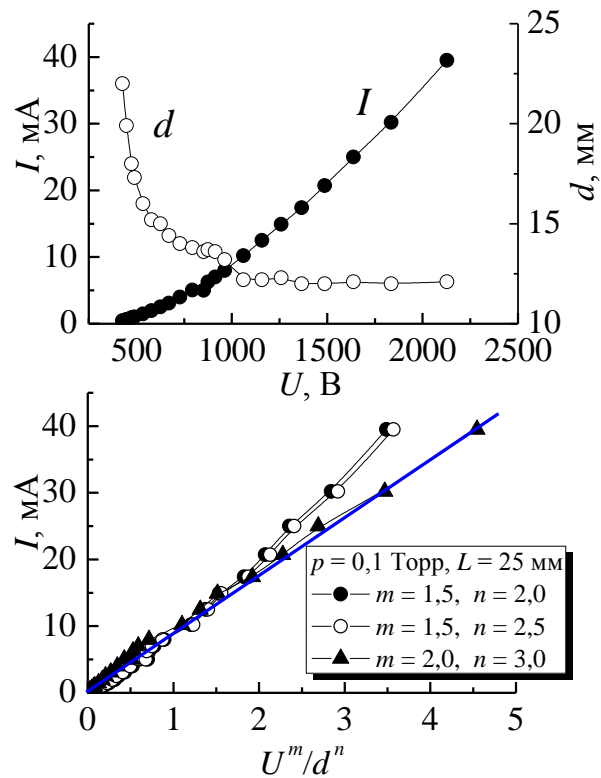


Рис.3.7. Залежності розрядного струму і товщини катодного шару від напруги на електродах, а також розрядного струму від відношення U^m/d^n для тиску водню 0,1 Торр і відстані між електродами $L = 25$ мм.

15 мА розрядного струму.
Таким чином, характеристики катодного шару змінюються помітно, якщо збільшити відстань між електродами.

Але з Рис.3.7 і 3.8 витікає також, що як для короткого (25 мм), так і для великого (100 мм) зазорів між електродами на пряму лінію укладаються тільки результати для пари $m = 2$, $n = 3$, тобто закон (1.3) для постійної рухливості іонів виконується для катодного шару в водні у всіх досліджених нами випадках (як при різних тисках, так і при різних відстанях між електродами).

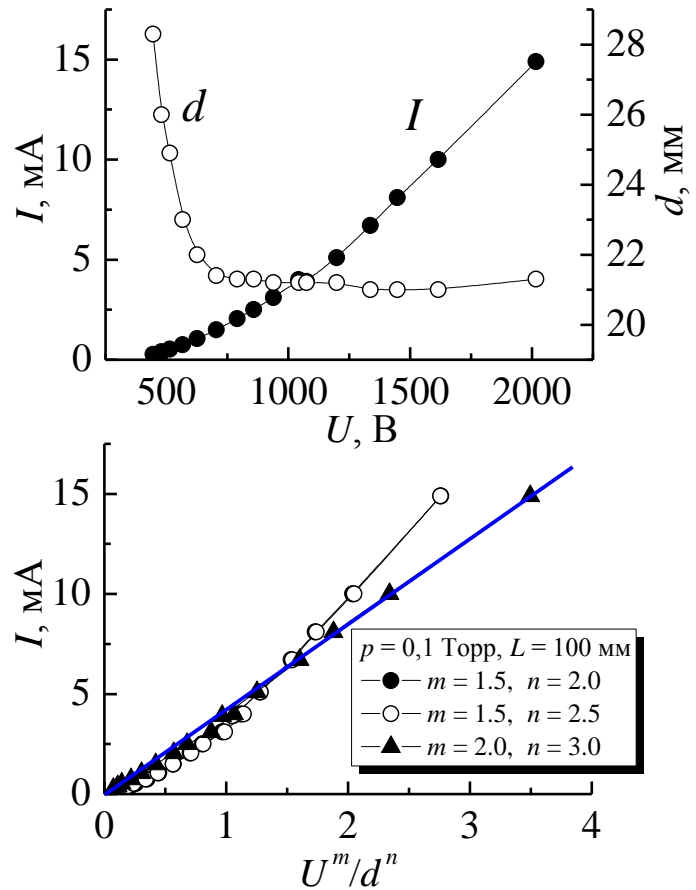


Рис.3.8. Залежності розрядного струму і товщини катодного шару від напруги на електродах, а також розрядного струму від відношення U^m/d^n для тиску водню 0,1 Торр і відстані між електродами $L = 100$ мм.

3.1.2.2. Оптичні дослідження катодного шару у водні

Фотографію тліючого розряду при тиску водню 0,05 Торр представлено на Рис.3.9. Як було показано вище на Рис.2.5, спектр катодного світіння складається переважно з бальмерівських ліній H_α , H_β , H_γ і H_δ . Світіння молекулярних смуг водню в цій частині розряду слабке. Для аналізу спектрів випромінювання використовуємо методику, описану в Розділі 2. З відношення інтенсивностей бальмерівських ліній атомарного водню H_α і H_β ,

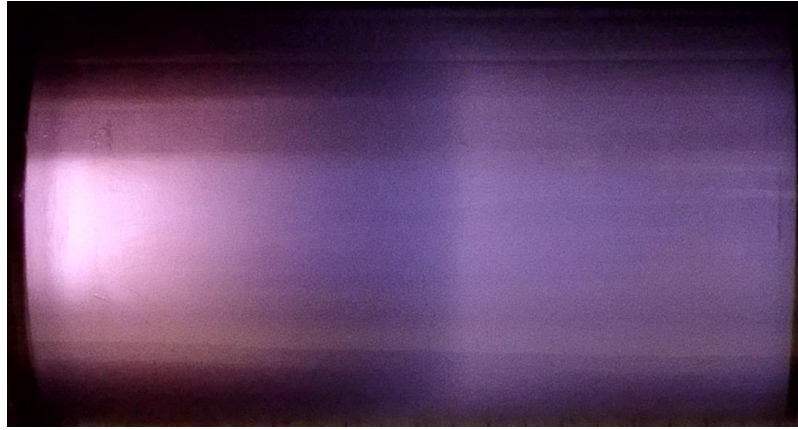


Рис.3.9. Фотографія тліючого розряду у водороді, 0,05 Торр, 1 мА, $L = 100$ мм.
Катод - справа, анод - зліва.

а також молекулярної лінії I_{Q1} ((2-2) Q1 лінії Fulcher- α системи) за формулами (2.14) і (2.15) було визначено ефективну температуру електронів T_e , за допомогою якої знайдені відношення концентрацій атомарного і молекулярного водню $k = [H]/[H_2]$ і ступінь дисоціації молекул водню $D = [H]/([H_2] + [H]) = k/(k + 1)$. Осьові розподіли інтенсивностей

бальмерівських і молекулярної ліній, а також величин k і D представлені на рис.3.10. За розглянутих на цьому рисунку умов розряд майже повністю складався з катодного шару (який, у свою чергу, містив катодне світіння і темний катодний простір) і вузького негативного світіння (шириною приблизно 4 мм), що притискалося до поверхні анода. Ступінь дисоціації D становить для катодного світіння приблизно 10 – 20%. У темному катодному просторі інтенсивності H_α і H_β монотонно зменшуються при віддаленні від катода, в той час як

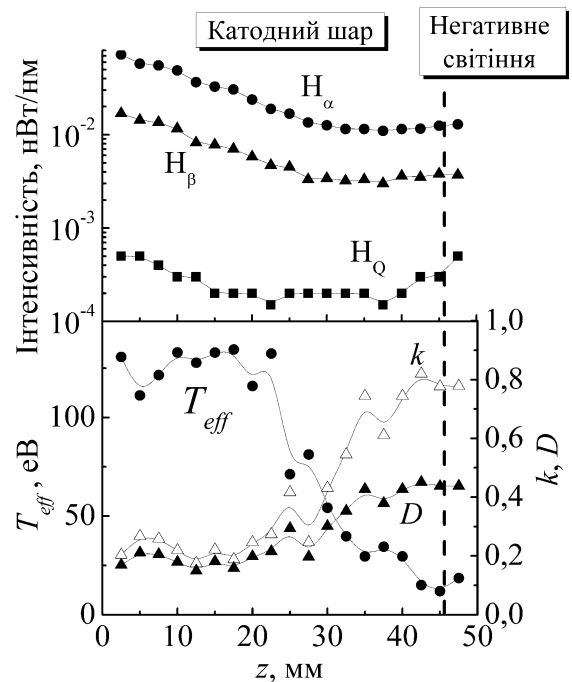


Рис.3.10. Осьові профілі інтенсивності ліній атомарного водороду H_α і H_β , а також інтенсивності ліній молекулярного водню I_Q , ефективної температури електронів T_{eff} , k і ступеня дисоціації молекул водню D .
 $p = 0,05$ Торр, $I = 5$ мА, $L = 50$ мм.

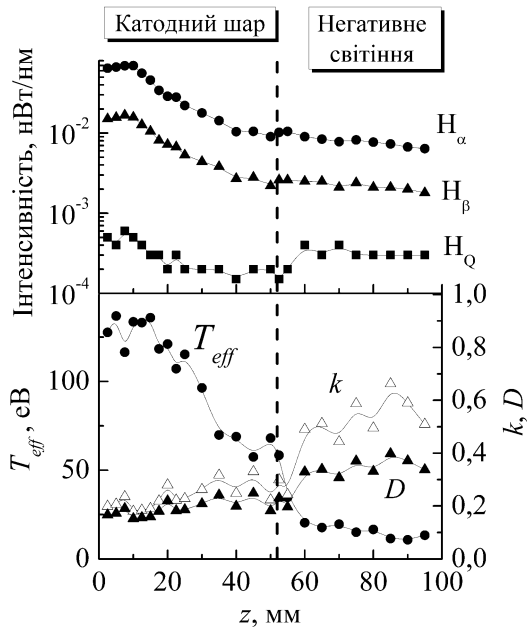


Рис.3.11. Осьові профілі інтенсивності ліній атомарного водню H_{α} і H_{β} , а також інтенсивності ліній молекулярного водню I_Q , ефективної температури електронів T_{eff} , k і ступеня дисоціації молекул водню D . $p = 0,05$ Торр, $I = 5$ мА, $L = 100$ мм.

температура електронів досягає 75 еВ, потім швидко зменшується і в негативному світінні становить 5–10 еВ.

На Рис.3.10 показано результати для відстані між електродами 50 мм. Збільшимо тепер зазор між електродами до 100 мм, зберігши величини тиску газу і струму. Отримані для цього зазору результати наведені на Рис.3.11. У цьому випадку товщина катодного шару зросла від 46 до 52 мм, а відстань у 48 мм, що залишилася, займає негативне світіння з майже постійною інтенсивністю бальмерівських і молекулярної ліній. Ступінь дисоціації D , як і для більш короткого проміжку, в негативному світінні досягає 40%, монотонно зростаючи від межі катодного шару до анода.

Далі розглянемо результати для більш високого тиску водню 0,1 Торр (див. Рис.3.12). Поведінка бальмерівських ліній залишилася такою ж, як і для більш низького тиску. Однак інтенсивність молекулярної лінії при віддаленні від катода спочатку монотонно зменшувалася, досягла мінімального значення в темному катодному просторі, але потім при наближенні до межі

інтенсивність молекулярної лінії спочатку також зменшується, але в кінці катодного шару помітно зростає. У цій же частині розряду ступінь дисоціації D монотонно збільшується при віддаленні від катода і на межі негативного світіння D досягає 40 – 50%. З відношення інтенсивностей ліній було також оцінено ефективну температуру електронів, енергія яких перевищує порогови збудження атомів і молекул водню. У катодному світінні і початковій частині темного катодного простору, де напруженість електричного поля велика, ефективна

катодного шару швидко зростає практично на порядок величини. У негативному світінні інтенсивності як бальмеровської, так і молекулярної ліній зберігаються майже незмінними. І в цьому випадку ступінь дисоціації D досягає 40% поблизу поверхні анода.

За більш високого тиску 0,5 Торр інтенсивності бальмеровських ліній в катодному шарі змінюються слабо, а інтенсивність молекулярної лінії при віддаленні від катода до межі шару збільшується приблизно в 5

разів. У негативному світінні інтенсивності всіх досліджених нами ліній монотонно зменшуються в міру наближенні до анода. Підвищення тиску газу призвело до зменшення ступеня дисоціації молекул до 20%.

3.1.2.3. Аналіз отриманих результатів для водню

Дослідженням катодного шару тліючого розряду у водні присвячено велику кількість робіт (див., наприклад, [121, 151–154]). Детальний огляд результатів для катодного шару у водні наведено в роботі Фелпса [154]. У ній також представлено модель, що описує кінетику зіткнень атомів, молекул та іонів водню в катодному шарі, а також негативному світінні. Потрібно особливо відзначити також іншу роботу Фелпса [155], в якій з різних джерел зібрано та проаналізовано перерізи для зіткнень H^+ , H_2^+ , H_3^+ , H , H_2 та H^- з молекулами H_2 в широкому діапазоні енергій частинок, що налітають на ці молекули.

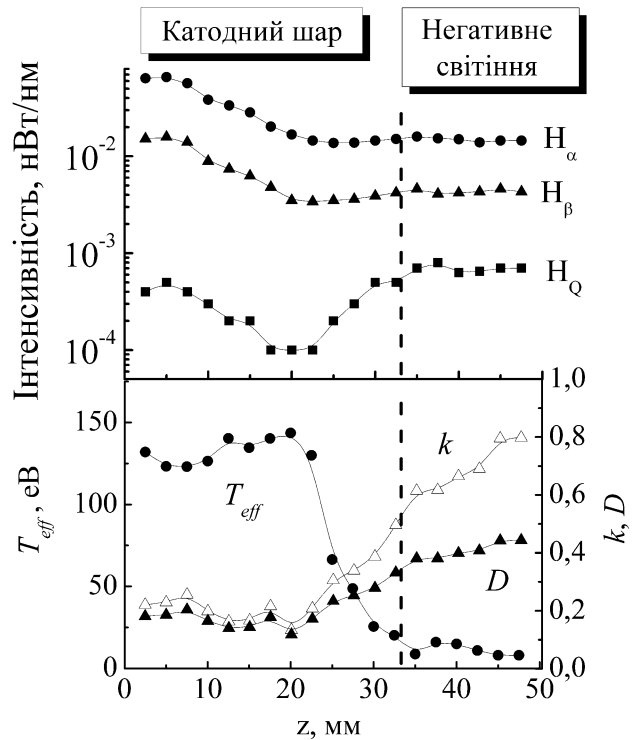


Рис.3.12. Осьові профілі інтенсивності ліній атомарного водню H_α і H_β , а також інтенсивності ліній молекулярного водню I_Q , ефективної температури електронів T_{eff} , k і ступеня дисоціації молекул водню D .

За допомогою моделі [154] показано, що в негативному світінні домінуючим позитивним іоном є H_3^+ . Цей іон утворюється при зіткненні повільного (з енергією менше 12 еВ) іона H_2^+ з молекулою H_2 [155]. Концентрації інших позитивних іонів H^+ і H_2^+ в негативному світінні приблизно на порядок менші, ніж іонів H_3^+ . Ці іони внаслідок амбіполярної дифузії і руху в слабкому прискорюючому електричному полі надходять з негативного світіння до межі катодного шару [22, 156]. У катодному шарі напруженість електричного поля зростає за лінійним законом [18, 151] від малої величини на межі шару до $(2 \cdot U/d)$ (де U - напруга на катодному шарі, d - його товщина) [157] поблизу поверхні катода. Іони, що увійшли в катодний шар, прискорюються і беруть участь в низці іон-молекулярних процесів. При енергіях понад 10 еВ іони H_3^+ можуть дисоціювати, утворюючи швидкі іони H^+ або H_2^+ . При енергіях, починаючи з 18 еВ, іони H_3^+ при зіткненнях з молекулами H_2 можуть перезаряджатися, утворюючи при цьому швидкі атоми H або молекули H_2 . Однак транспортний переріз залишається найбільшим до енергій H_3^+ 150 еВ [155].

Для іонів H^+ транспортний переріз перевищує переріз для перезарядки до енергії 100 еВ [155]. Однак ці іони можуть збуджувати обертання і коливання молекул H_2 , втрачаючи при цьому енергію, що зменшує ймовірність їх

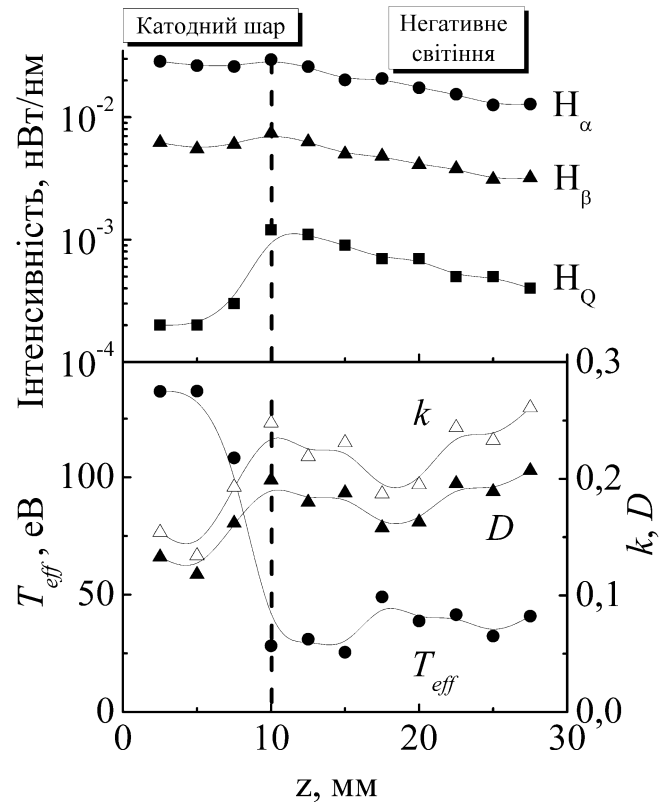


Рис.3.13. Осьові профілі інтенсивності ліній атомарного водню H_α і H_β , а також інтенсивності ліній молекулярного водню I_Q , ефективної температури електронів T_{eff} , k і ступеня дисоціації молекул водню D .
 $p = 0,5$ Торр, $I = 5$ мА, $L = 30$ мм.

перезарядки. Нарешті, для іонів H_2^+ переріз перезарядки стає найбільшим при енергіях понад приблизно 5 еВ.

В результаті майже в усьому катодному шарі переважають іони H^+ , їх концентрація в 1,5–2 рази вища, ніж іонів H_3^+ , а найменшу концентрацію мають іони H_2^+ . Оскільки для присутніх в більшості в катодному шарі іонів H^+ і H_3^+ процеси перезарядки відіграють значну роль тільки при великих іонних енергіях, то закон (1.2) з постійною довжиною вільного пробігу іонів λ_i може і не виконуватися.

Розглянемо більш докладно рух іонів в сильному електричному полі. У книзі [158] отримано формулу для дрейфової швидкості іонів

$$V_{dr} = \xi \cdot \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) \cdot \frac{eE}{(\bar{v}_i^2 + \bar{v}_m^2)^{0.5} \cdot N \cdot \sigma_{in}}, \quad (3.3)$$

де $\xi = (1.1467)^2 / \sqrt{2} = 0.93$, m і M - маси іона і молекули, E - напруженість електричного поля, \bar{v}_i^2 та \bar{v}_m^2 - середньоквадратичні швидкості іонів і молекул, N - концентрація молекул газу, σ_{in} - переріз зіткнень іонів з молекулами. Для розрахунків середньої енергії іонів використовується рівняння Ваньє [159]

$$\frac{m \cdot \bar{v}_i^2}{2} = \frac{m \cdot V_{dr}^2}{2} + \frac{M \cdot V_{dr}^2}{2} + \frac{3kT}{2}, \quad (3.4)$$

де k - постійна Больцмана, T - температура молекул газу. У разі сильного електричного поля останнім доданком в (3.4) (описує тепловий рух молекул) можна знехтувати, тому

$$m \cdot \bar{v}_i^2 = m \cdot V_{dr}^2 + M \cdot V_{dr}^2. \quad (3.5)$$

Підставимо (3.5) в (3.3), при цьому врахуємо, що процес відбувається в сильному електричному полі. Тоді для дрейфової швидкості маємо:

$$V_{dr} = \xi^{1/2} \cdot \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right)^{1/4} \cdot \left(\frac{e}{M^{1/2}} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{1}{\sigma_{in}} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{E}{N} \right)^{1/2}, \quad (3.6)$$

звідки випливає, що дрейфова швидкість іонів не лише пропорційна зведеному електричному полю $(E/N)^{1/2}$, а й обернено пропорційна кореню квадратному від перерізу зіткнень іонів з молекулами, тобто

$$V_{dr} \propto \left(\frac{1}{\sigma_{in}} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{E}{N} \right)^{1/2}. \quad (3.7)$$

У разі, коли взаємодія іона і молекули описується потенціалом притягання виду

$$V(r) = -\frac{C}{r^k}, \quad (3.8)$$

формулу для перерізу зіткнення можна записати у вигляді

$$\sigma_{in} = \pi \cdot \left(\frac{\pi \cdot A_k \cdot C}{2 \cdot \varepsilon_i} \right)^{2/k}, \quad (3.9)$$

де константа A_k дорівнює

$$A_k = \sqrt{\pi} \cdot \frac{\Gamma[(k+1)/2]}{\Gamma(k/2)}. \quad (3.10)$$

З (3.5) отримаємо вираз для енергії іона

$$\varepsilon_i = \frac{V_{dr}^2}{2} \cdot (m + M). \quad (3.11)$$

Тоді для перерізу σ_{in} отримаємо

$$\sigma_{in} = C_1 \cdot \left(\frac{1}{V_{dr}^2} \right)^{2/k}, \quad (3.12)$$

$$C_1 = \pi \cdot \left(\frac{\pi \cdot A_n \cdot C}{m + M} \right)^{2/k}. \quad (3.13)$$

Підстановка (3.12) в (3.7) дає

$$V_{dr} \propto \left(\frac{1}{\sigma_{in}} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{E}{N} \right)^{1/2} \propto \left(\frac{E}{N} \right)^{1/2} \cdot V_{dr}^{2/k}. \quad (3.14)$$

Константа k визначає характер взаємодії іона з молекулою газу. У разі, коли іон своїм електричним полем поляризує молекулу і потім взаємодіє з полем цього наведеного диполя, $k = 4$. Тому дрейфова швидкість іонів буде прямо пропорційною до зведеного електричного поля $V_{dr} \propto \frac{E}{N}$, коли процес

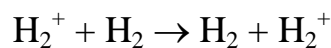
перезарядки утруднений (а саме це і спостерігається для іонів водню H^+ і H_3^+) і взаємодія іона з молекулою визначається силами поляризації, навіть у разі сильного електричного поля. Тоді повинна зберігатися постійною рухливість іонів (яка, як було сказано вище, є коефіцієнтом пропорційності між дрейфовою швидкістю і напруженістю електричного поля), що вказує на можливість застосування закону (1.3) для опису процесів в катодному шарі.

Автори роботи [18] отримали формулу для густини розрядного струму, що протікає крізь катодний шар тліючого розряду:

$$\frac{J}{p^2} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{U}{(pd)^2} \cdot V_{dr}, \quad (3.15)$$

яка після підстановки в неї $V_{dr} \propto \frac{E}{N}$ набуває вигляду $J \propto \frac{U^2}{d^3}$, що аналогічний рівнянню (1.3).

До цього ми припускали, що перезарядка іонів з молекулами газу є утрудненою і що на рух іонів основний вплив чинять сили поляризації. Тепер розглянемо протилежний випадок, коли іон рухається крізь власний газ, і величина його дрейфової швидкості визначається зіткненнями з резонансною перезарядкою. Зазвичай для опису цього випадку використовують рівняння (1.2), згідно з яким $J \propto \frac{U^{3/2}}{d^{5/2}} = \frac{U^{1.5}}{d^{2.5}}$. Такі ступеневі залежності напруги на катодному шарі U і товщини шару d відповідають постійному перерізу іон-молекулярних зіткнень. Однак насправді переріз резонансної перезарядки повільно зменшується зі збільшенням енергії іонів ε_i . Так, для процесу за участю молекул водню і іонів H_2^+



переріз [155] в діапазоні енергій іонів $\varepsilon_i = 10 - 1000$ еВ добре апроксимується залежністю

$$\sigma_{in} = 1.4 \cdot 10^{-15} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon_i} \right)^{0.11}. \quad (3.16)$$

Підставимо (3.11) в (3.16), а потім отриманий результат в (3.7), визначимо залежність дрейфової швидкості іонів від зведеного електричного поля

$V_{dr} \propto \left(\frac{E}{N}\right)^{25/39}$. Тоді з (3.15) легко визначити, що при визначальному впливі

процесу резонансної перезарядки на рух іонів густина розрядного струму

$J \propto \frac{U^{64/39}}{d^{103/39}} \approx \frac{U^{1.64}}{d^{2.64}}$, а не $J \propto \frac{U^{1.5}}{d^{2.5}}$. Відзначимо, що результати для $m = 1.64$,

$n = 2.64$ не вкладаються на пряму лінію, близьку до кривих для $m = 1.5$, $n = 2.5$, тому на рисунках 3.4–3.7 вони не наведені.

Потенціал притягання (3.8) між іонами і поляризованими їх електричним полем молекулами (перетвореними в індуковані диполі) з константою $k = 4$ є не просто зручним теоретичним наближенням. З наведеної в роботі [155] Таблиці 6 легко отримати, що транспортний переріз σ_{in} при енергіях іонів N_3^+ $\varepsilon_i < 15$ еВ добре описується залежністю $\sigma_{in} = (25/\varepsilon_i^{0.5}) \cdot 10^{-16}$ см². З формули (3.9) випливає, що така залежність перерізу від енергії іонів може бути тільки при $k = 4$. З результатів моделі [153] випливає також, що саме цей позитивний іон N_3^+ переважає в катодному шарі тліючого розряду у водні. Однак і для іонів H^+ з роботи [155] (Таблиця 1) видно також, що транспортний переріз в діапазоні енергій менших за 3 еВ описується близькою залежністю $\sigma_{in} = (27/\varepsilon_i^{0.5}) \cdot 10^{-16}$ см², тобто і в цьому випадку $k = 4$. Тому використання нами цієї величини константи k виправдане.

Відзначимо також, що в роботі [40] були проведені подібні дослідження характеристик катодного шару в азоті. Результати вийшли близькими з нашою роботою, а саме майже в усьому дослідженому діапазоні тиску азоту виконується закон з постійною рухливістю (1.3), за винятком невеликого діапазону тиску 1–1,5 Торр. У цьому діапазоні жоден із законів Чайльда-Ленгмюра не може застосовуватися для опису катодного шару, оскільки виміряні товщина шару, падіння напруги на ньому і розрядний струм для жодної з пар констант m , n (що відповідають формулам (1.1) – (1.3)) при

побудові залежності (3.1) не вкладаються на пряму лінію, проведену з початку координат. Автори [40] припустили (грунтуючись на експериментальних результатах [160]), що в цьому діапазоні тиску азоту позитивні іони N^+ , N_2^+ , N_3^+ і N_4^+ присутні в розряді в приблизно однакових концентраціях, що не дозволяє виділити переважаючий вид іонів. У разі ж водню домінуючим видом іонів в негативному світінні є H_3^+ , а майже в усьому катодному шарі переважають іони H^+ , (див., наприклад, [153, 154]). Завдяки цьому, мабуть, і виконується закон Чайльда-Ленгмюра для постійної рухливості іонів (принаймні, в дослідженому нами діапазоні тиску водню).

3.2. Нормальний і аномальний режими горіння тліючого розряду

Тліючий розряд може горіти в двох режимах - нормальному і аномальному. У цьому розділі представлені результати вимірювань нормальної густини струму, коли площа розрядної плями менша за площу катода (див. Рис.3.14). Розглянемо спочатку вольт-амперні характеристики розряду в N_2O , виміряні нами для різних відстаней між електродами. На рис.3.15 і 3.16 наведені вольт-амперні характеристики для зазорів 10 мм і 20 мм, відповідно. З рис.3.15 видно, що майже у всьому дослідженому нами діапазоні тиску газу розряд при невеликих струмах горів в нормальному режимі, тільки частково покриваючи поверхню катода. Зростання розрядного струму супроводжується збільшенням площі розряду на катоді, а також зменшенням напруги між електродами. На вольт-амперних характеристиках добре видно ділянки з негативним нахилом. Після заповнення розрядом всієї

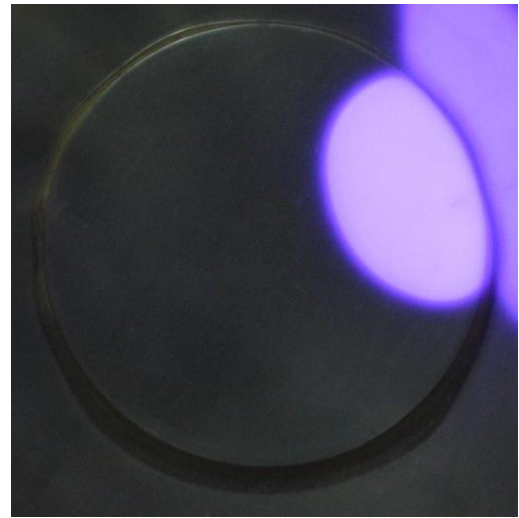


Рис. 3.14. Фотографія тліючого розряду в нормальному режимі, що частково заповнює поверхню катода.

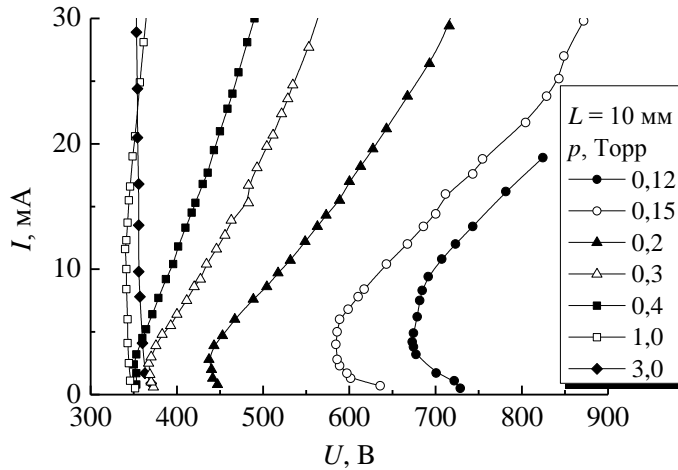


Рис.3.15. Вольт-амперні характеристики розряду в N_2O для різних значень тиску газу для зазору між електродами 10 мм

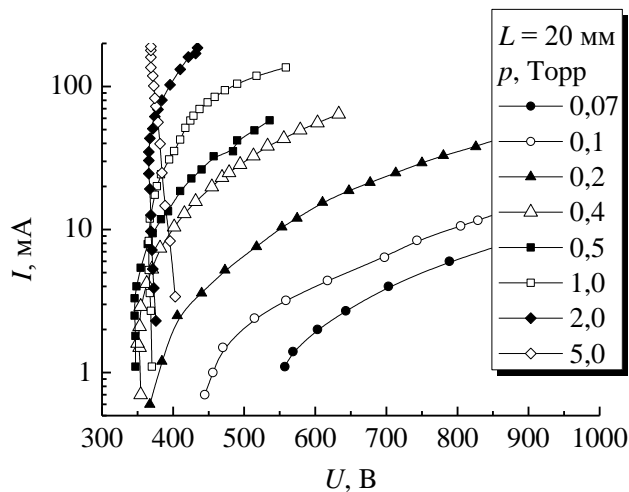


Рис.3.16. Вольт-амперні характеристики розряду для різних значень тиску газу для зазору між електродами 20 мм

струму на площу катода (див. Рис.3.17). При тиску N_2O , меншому за 0,1 Торр, розряд горить в особливій формі – утрудненому режимі, який має вольт-амперну характеристику з позитивним нахилом навіть при неповному покритті поверхні катода плазмою (на рис.3.15 цей випадок не показаний, тому що для підтримки утрудненого розряду потрібні високі напруги $U > 1000$ В). Цей режим спостерігається тільки на лівій гілці кривої запалювання (див. Рис.3.18).

поверхні катода подальше зростання струму можливе тільки при більш високій іонізації в катодному шарі, тому вольт - амперна характеристика тепер має позитивний нахил, тобто зростання розрядного струму супроводжується підвищенням напруги на електродах.

Перехід між ділянками з негативним і позитивним нахилом (а саме перехід з нормального в аномальний режим) спостерігається в момент повного заповнення поверхні катода розрядом в нормальному режимі. В цьому випадку ми знаємо, яку площу має нормальний розряд на катоді, і можемо визначити нормальну густину струму, розділивши величину повного

В утрудненому режимі весь проміжок між електродами зайнятий тільки катодним шаром (або навіть його частиною). Однак при більшому зазорі між електродами ($L = 20$ мм, див. Рис.3.16, а також при довших зазорах) нормальний режим спостерігається тільки при тисках газу праворуч від точки перегину $p_{\text{inflection}}$ на кривій запалювання (що показано на рис.3.19). Експериментально така поведінка тліючого розряду раніше спостерігалася для азоту і аргону авторами [73]. Зліва від точки перегину розряд може горіти тільки в аномальному режимі, повністю заповнюючи поверхню катода і маючи вольт-амперну характеристику з позитивним нахилом. У цій області тиску перерозподіл потенціалу, що виник при запалюванні таунсендівського розряду, спричинений викривленням вакуумного пробійного поля просторовим зарядом, ускладнює розмноження електронів [74]. Однак у разі пробою праворуч від точки перегину

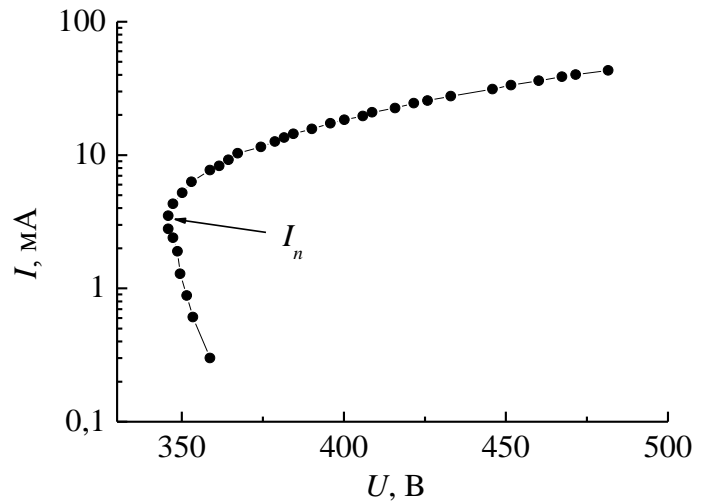


Рис.3.17. Вольт-амперна характеристика розряду в N_2O при тиску 0,5 Торр і відстані між електродами 10 мм.

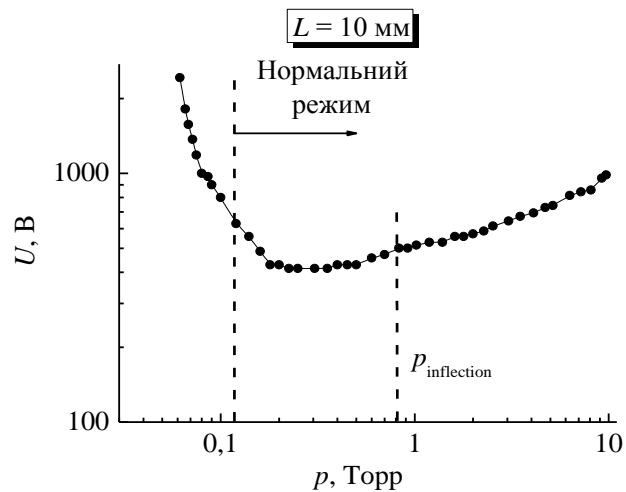


Рис.3.18. Крива запалювання в N_2O для зазору між електродами 10 мм. Вказані також пороговий тиск появи нормального режиму і точка перегину кривої запалювання.

перерозподіл потенціалу полегшує умови для розмноження заряджених частинок. Вольт-амперна характеристика стає спадаючою, горіння розряду за цих умов нестійке, і спостерігається різкий перехід з таунсендівського у нормальний режим. Перехід з нормального в аномальний режим легко визначається за поведінкою вольт-амперної характеристики. Так як в момент переходу площа розряду дорівнює площі катода, можна визначити нормальну густину струму і відношення нормальної густини струму до квадрату тиску газу J/p^2 , яке на рис.3.20 показане як функція добутку pL . При високому тиску N_2O відношення нормальної густини струму до квадрату тиску газу зберігається постійним і дорівнює $J/p^2 = 0,44 \pm 0,03 \text{ mA}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})^2$ для будь-яких величин відстані між електродами (в дослідженому нами діапазоні L). Зі зменшенням тиску N_2O відношення J/p^2 зростає і для невеликого зазору між електродами воно може досягати одиниць і навіть десятків $\text{mA}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})^2$. Таке підвищення нормальної густини струму J/p^2 пов'язане, мабуть, зі збільшенням втрат заряджених

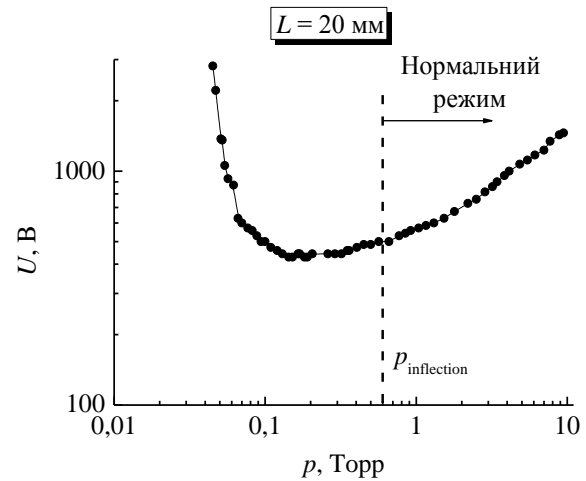


Рис.3.19. Крива запалювання в N_2O для зазору між електродами 20 мм. Пороговий тиск появи нормального режиму і точка перегину кривої запалювання співпадають.

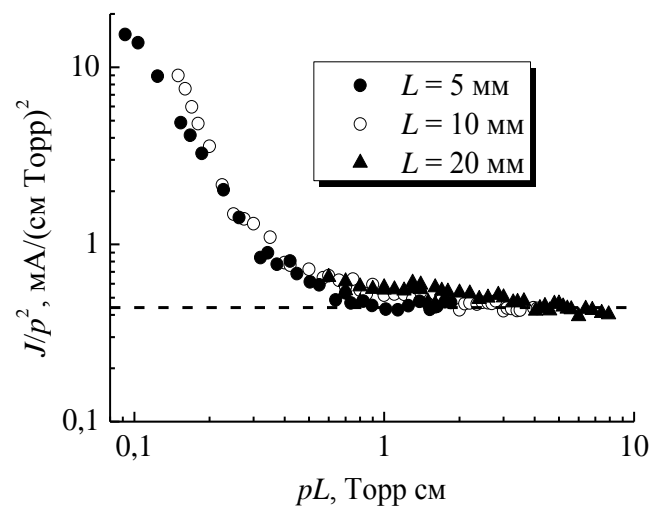


Рис.3.20. Залежність відношення нормальної густини струму до квадрату тиску газу p від добутку pL при різних зазорах між електродами.

частинок внаслідок дифузії і дрейфу на стінки трубки і електроди при зниженні тиску газу, а також при зменшенні зазору між електродами. Щоб підтримувати розряд з підвищеними втратами заряджених частинок, густина плазми в ньому і, відповідно, густина розрядного струму повинні бути вищі, ніж нормальна густина струму J/p^2 при великому тиску газу (праворуч від точки перегину кривої запалювання).

Відповідно до законів подібності, в двох розрядах з рівним значенням добутку тиску газу і зазору між електродами pL і однаковою напругою між електродами U повинні бути рівними струми I . Однак з Рис.3.21 видно, що вольт-амперні характеристики для двох зазорів між електродами при рівних pL не співпадають. Хоча з Рис.3.18 і 3.19 легко отримати, що, якщо побудувати криві запалювання в масштабі $U(pL)$, то вони практично накладаються поблизу і праворуч від їх мінімумів. Отже, закони подібності для запалювання розряду виконуються. З Рис.3.20 видно також, що при $pL = 0,3$ Торр-см розряд в зазорі 10 мм при низьких струмах горить в

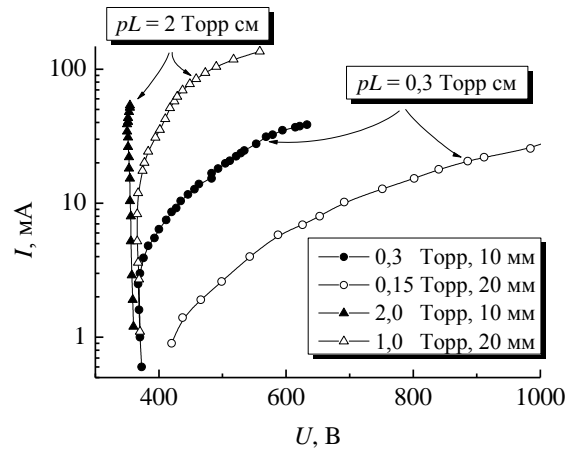


Рис.3.21. Вольт-амперні характеристики розряду при величинах добутку $pL = 0,3$ Торр-см і 2 Торр-см.

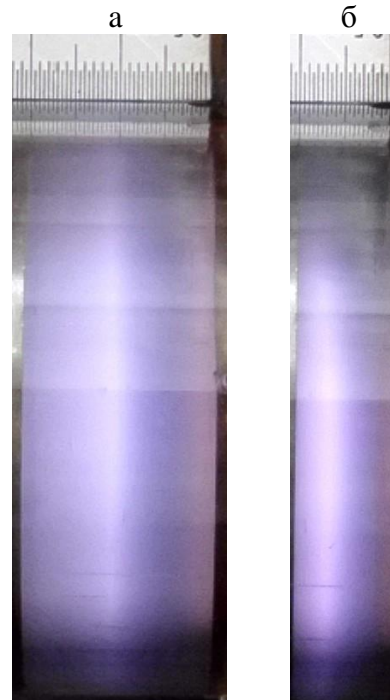


Рис.3.22. Фотографії розряду для зазорів між електродами 20 мм (а) і 10 мм (б) при величині добутку $pL = 0,3$ Торр-см і розрядному струмі 1,5 мА.

нормальному режимі, а в зазорі 20 мм можливий тільки аномальний режим. Фотографії розряду для цього випадку показані на Рис.3.22. Тому у вузьких зазорах закони подібності для палаючого розряду порушуються.

У цій роботі було виміряно вольт-амперні характеристики та визначено величини параметра подібності J/p^2 також в аргоні, водні та кисні в діапазоні тиску газу від 0,1 до 10 Торр. Експерименти проведені в розрядній трубці з внутрішнім діаметром 56 мм. В цьому випадку діаметр анода був 55 мм, в той час як діаметри катодів, що використовувались, були рівні 55 мм і 12 мм. Катод більшого діаметра дозволяв досліджувати нормальний режим тліючого розряду при низькому тиску, приблизно від 0,1 до декількох Торр. Катод меншого діаметра використовувався при тиску газу понад 1 Торр.

На Рис.3.23 показано вольт-амперні характеристики тліючого розряду при різних тисках водню, які були виміряні для катода діаметром 55 мм. З рисунка видно, що в усьому дослідженому діапазоні тиску газу вольт-амперні характеристики мають ділянку з негативним нахилом, який відповідає нормальному режиму з частковим заповненням поверхні катода розрядом, і з позитивним нахилом для аномального режиму. За низького тиску газу розряд складається лише з катодного шару і негативного світіння (на якому падіння напруги мале), тому практично всю прикладену до електродів напругу зосереджено в катодному шарі. З рис.3.16 випливає, що за низького тиску напруга на

катодному шарі в нормальному режимі велика і зменшується з ростом тиску газу. При цьому вона не зберігається постійною, що суперечить уявленню про сталість нормального катодного падіння напруги. Нормальне падіння напруги

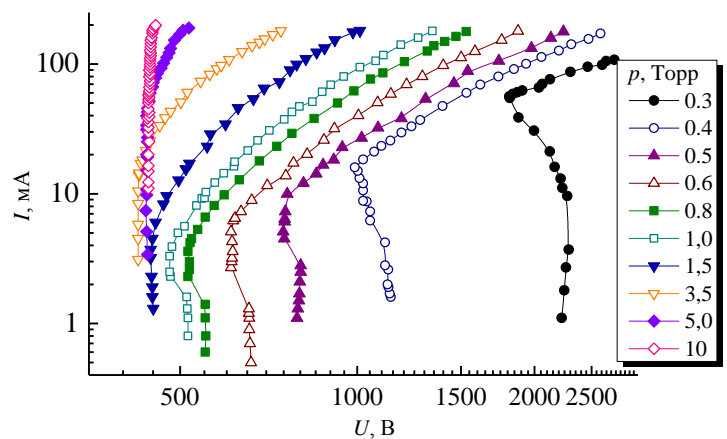


Рис.3.23. Вольт-амперні характеристики розряду у водні для різних значень тиску газу.

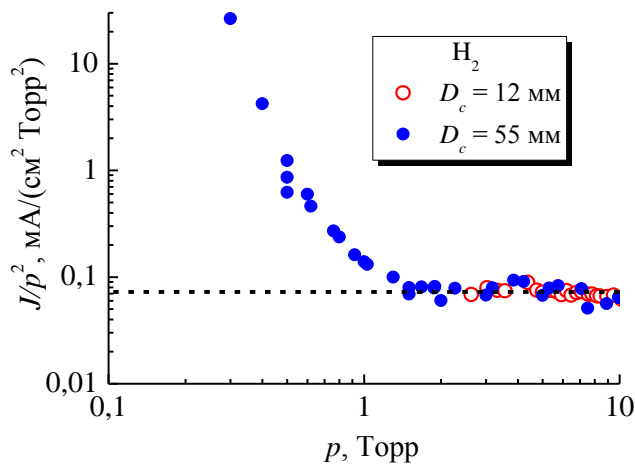


Рис.3.24. Залежність відношення j/p^2 від тиску водню при діаметрах катода 55 мм та 12 мм.

досягає мінімальної величини, яка дорівнює 424 В, при тиску водню 3 Торр.

Подальше підвищення тиску газу призводить до того, що додатково з'являються нові частини тліючого розряду, а саме темний фарадеевий простір (з малим падінням напруги на ньому), а також анодне

світіння і позитивний стовп, на яких падіння напруги може досягати значних величин. Тому за більш високого тиску газу вже не можна вважати, що падіння напруги на катодному шарі приблизно дорівнює напрузі на електродах. Відповідно, найменша напруга, при якій можливе горіння розряду, з ростом тиску газу збільшується.

У загальноприйнятих підручниках з газового розряду [16, 22] говориться, що при фіксованому тиску газу нормальна густина струму повинна зберігатися, а одним з параметрів подібності є відношення нормальної густини струму до квадрату тиску газу J/p^2 , яка теж повинна бути постійною. Однак в цій роботі показано, що відношення J/p^2 зберігається постійним лише за досить високого тиску газу (див. Рис.3.24). При тиску водню понад 1,5 Торр для нормального режиму $J/p^2 = 0,072 \pm 0,02$ $\text{mA}/(\text{cm}^2 \text{Torr}^2)$. Але при зниженні тиску (нижче 1 Торр) J/p^2 швидко зростає, і при тиску 0,3 Торр досягає $26 \text{ mA}/(\text{cm}^2 \text{Torr}^2)$, що майже в 400 разів вище, ніж наведена величина J/p^2 для високого тиску водню. Як було сказано вище, таку поведінку параметра подібності J/p^2 можна пояснити підвищеним відходом швидких електронів (що вийшли з поверхні катода або народжені у катодному шарі і набрали під час руху в цьому шарі значну енергію) на анод в разі вузьких проміжків між електродами і низького тиску газу, а також

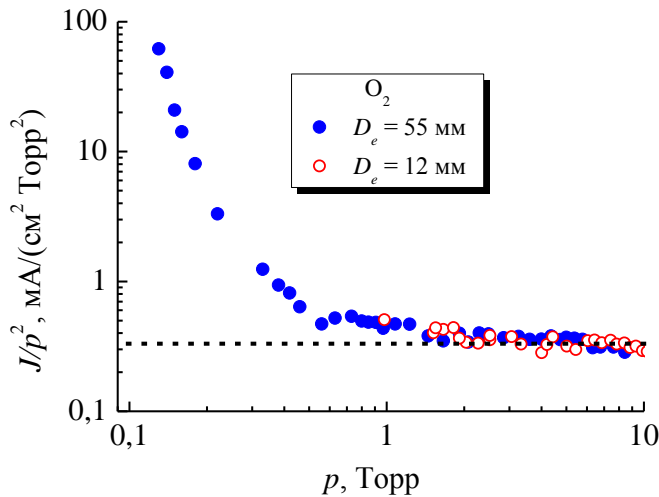


Рис.3.25. Залежність відношення j/p^2 від тиску кисню при діаметрах катоду 55 мм та 12 мм.

тиску. Тому за низького тиску амбіполярні втрати заряджених частинок і винос швидких електронів на анод великі, і для підтримки стаціонарного горіння розряду напруга на електродах і густина струму зростають. У разі високого тиску втрати заряджених частинок зменшуються, параметр

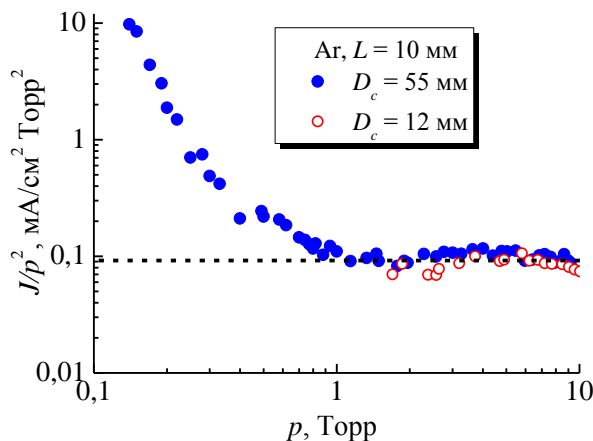


Рис.3.26. Залежність відношення j/p^2 від тиску аргону при діаметрах катоду 55 мм та 1 мм.

подібності J/p^2 виходить на насичення і не залежить від тиску газу.

втратами заряджених частинок з плазмового шнура нормального режиму внаслідок амбіполярної дифузії. Коефіцієнт амбіполярної дифузії та довжина прольоту електронів крізь газ (довжина релаксації енергії швидких електронів) обернено пропорційні його

Аналогічна поведінка нормальної густини струму спостерігається і для інших досліджених нами газів. Так, при тиску понад 1 Торр $J/p^2 = 0,33 \pm 0,05$ mA/(cm² Torr²) для кисню (Рис.3.25), а для аргону $J/p^2 = 0,092 \pm 0,02$

mA/(cm² Torr²) (Рис.3.26). Але за більш низького тиску J/p^2 стає в десятки і сотні разів вищим, ніж за високого тиску.

3.3. Вплив відстані між електродами на осьову структуру тліючого розряду

У цьому розділі роботи досліджено тліючий розряд в кисні, водні, аргоні і азоті. Виміряні товщини катодного шару і падіння напруги на електродах в широкому діапазоні зазорів між ними. Методом ленгмюрівського зонда отримано осьові профілі густини плазми негативного світіння при різних розрядних струмах і тисках аргону, а також для аналогічних умов проведено розрахунки за допомогою коду OOPIC Pro.

3.3.1. Тліючий розряд у кисні

Спочатку розглянемо результати наших експериментів для кисню. Для тиску газу 0,05 Торр і струму 1 мА (див. Рис.3.27) при найменших відстанях L між електродами (від 25 до 35 мм) розряд горить в утрудненому режимі, збільшення зазору L в зазначеному діапазоні призводить до швидкого

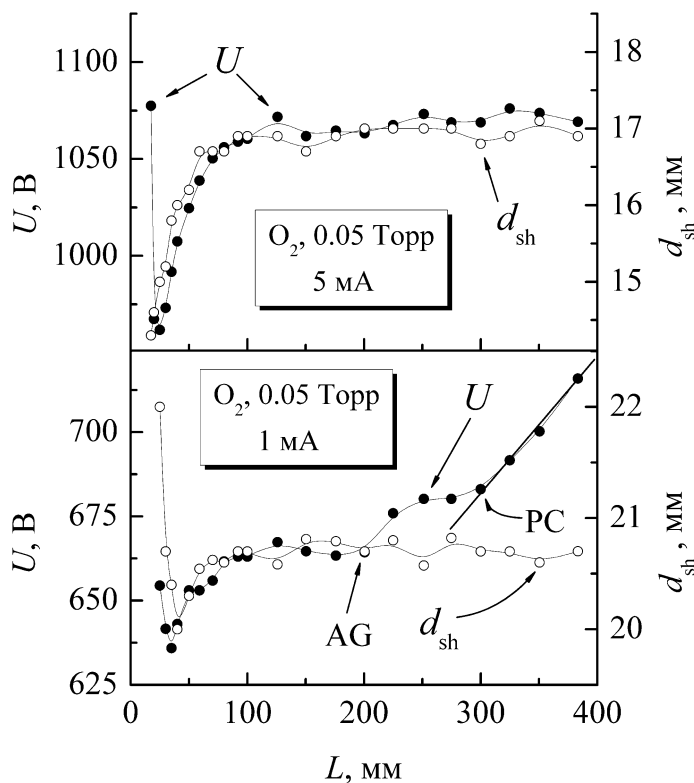


Рис. 3.27. Залежність товщини катодного шару і напруги на електродах від зазору між ними для тиску кисню 0,05 Торр при розрядних струмах 1 мА та 5 мА.

зменшення як товщини катодного шару d_{sh} , так і напруги між електродами U . Утруднений розряд у цьому випадку складається з катодного шару (що займає майже весь проміжок між електродами) і вузького негативного світіння. Для підтримки утрудненого розряду з майже (а іноді і повністю) відсутнім негативним світінням потрібні більш високі напруги на електродах. Однак при подальшому

збільшенні зазору обидві залежності $d_{sh}(L)$ і $U(L)$ проходять через мінімум і потім зростають. Ці ділянки зі зростаючими $d_{sh}(L)$ і $U(L)$ спостерігаються лише в тому випадку, коли анод віддаляється від межі катодного шару крізь негативне світіння. Коли рухомий анод виходить в темний фарадеевий простір, полишивши негативне світіння, обидві залежності $d_{sh}(L)$ і $U(L)$ досягають насичення. Надалі товщина катодного шару більше не змінюється. Але падіння напруги на електродах $U(L)$ не залишається постійним протягом усього темного фарадеевого простору: приблизно в його центральній частині поблизу анода з'являється анодне світіння з падінням напруги на анодному шарі приблизно 10–20 В, на цю величину збільшується і падіння напруги на електродах. Початок появи анодного світіння показано на рисунку як AG. При подальшому збільшенні зазору між електродами анод продовжує рухатися крізь решту темного фарадеевого простору, падіння напруги починає зростати. У позитивному стовпі (поява якого показана на малюнку як PC) падіння напруги $U(L)$ лінійно зростає, що говорить про сталість напруженості електричного поля в цій частині розряду.

Ситуація істотно змінюється у разі більш високого струму 5 мА. За низького тиску газу підвищення розрядного струму зазвичай призводить до збільшення довжини негативного світіння і скорочення позитивного стовпа (аж до повного його зникнення). У цьому випадку розряд складається з катодного шару, негативного світіння і частини темного фарадеевого простору, що прилягає до анода, при цьому не спостерігаються ані позитивний стовп, ані анодне світіння. Як і в попередньому випадку з струмом 1 мА, при вузьких зазорах L між електродами розряд горить в утрудненому режимі, що характеризується високою напругою на електродах. Зі зростанням L напруга швидко знижується, хоча товщина катодного шару не зменшується і навіть трохи зростає. При подальшому збільшенні відстані L розряд переходить з утрудненого в аномальний режим, напруга між електродами проходить через різкий мінімум і потім разом з товщиною

катодного шару швидко зростає. І коли анод виходить за межі негативного світіння, $d_{sh}(L)$ і $U(L)$ досягають насичення.

Цікаво відзначити, що, якщо побудувати залежність $d_{sh}(U)$ при фіксованих тиску і струмі, то всі експериментальні точки, які відповідають аномальному режиму, укладаються на пряму лінію $d_{sh} = a \cdot U$, проведену з

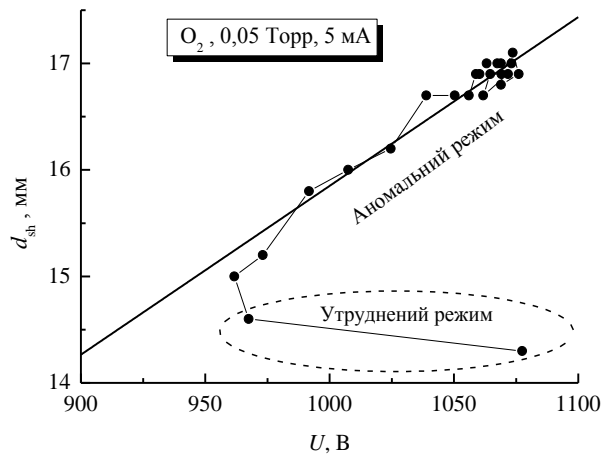


Рис.3.28. Залежність товщини катодного шару від напруги між електродами при тиску кисню 0,05 Торр і розрядному струмі 5 мА.

початку координат. На Рис.3.28 показано таку залежність для тиску кисню 0,05 Торр і розрядного струму 5 мА, при цьому $a = 0,01585$ мм/В. Скупчення точок в правому верхньому куті відповідає руху анода крізь темний фарадеевський простір. Дві точки, що

лежать у самому низу рисунка, описують утруднений розряд. Подібна лінійна залежність $d_{sh}(U)$ раніше вже спостерігалася Гюнтершульце [78–82]. Ймовірно, при віддаленні анода від катода крізь негативне світіння при підтримці сталим розрядного струму, що супроводжується одночасним збільшенням товщини катодного шару і падінням напруги на ньому (фактично падінням напруги на електродах), виконання залежності $d_{sh} = a \cdot U$ вказує на збереження постійної середньої напруженості електричного поля в катодному шарі. В результаті повинна зберігатися незмінною також середня величина першого коефіцієнта Таунсенда α для іонізації протягом катодного шару (далі буде пояснено, чому для опису катодного шару з дуже неоднорідним розподілом електричного поля потрібно знати середні значення поля і першого коефіцієнта Таунсенда α).

Тепер розглянемо результати для більш високих значень тиску кисню, представлені на Рис.3.29 і 3.30 для 0,1 Торр і 0,2 Торр. З цих рисунків

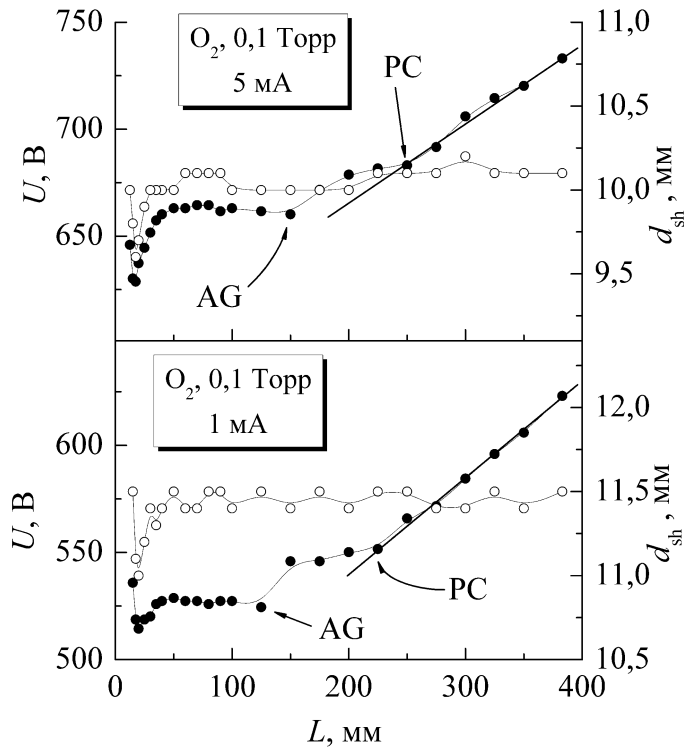


Рис. 3.29. Залежність товщини катодного шару і напруги на електродах від зазору між ними для тиску кисню 0,1 Торр при розрядних струмах 2 мА та 5 мА.

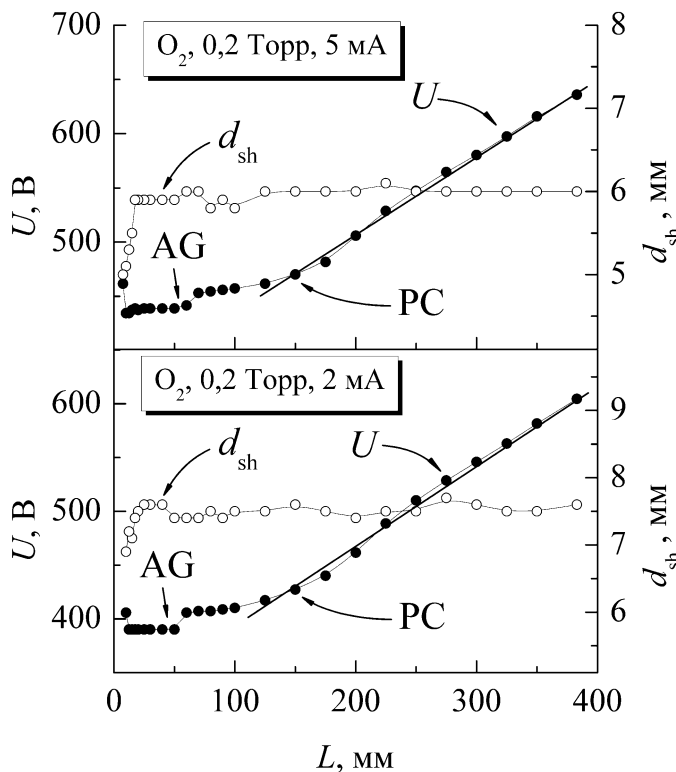


Рис. 3.30. Залежність товщини катодного шару і напруги на електродах від зазору між ними для тиску кисню 0,2 Торр при розрядних струмах 2 мА та 5 мА.

впливає, по-перше, що діапазон відстаней між катодом і анодом, в якому спостерігається одночасне зростання товщини катодного шару і падіння напруги між електродами при збільшенні L , з підвищенням тиску звужується через зменшення довжини негативного світіння. По-друге, зменшуються мінімальні зазори (відстані від катода до анода), при яких можуть з'явитися анодне світіння (AG) і позитивний стовп (PC). У той же час, підвищення розрядного струму при фіксованому тиску газу збільшує ці мінімальні зазори для появи анодного світіння і позитивного стовпа. По-третє, товщина катодного шару досягає максимальних значень (насичення) тільки після виходу анода з області негативного світіння і

зберігається незмінною при його русі як у темному фарадеєвому просторі, так і у позитивному стовпі. Отже, процеси у жодній з двох останніх перелічених областей розряду не мають будь-якого впливу на катодний шар, на відміну від негативного світіння.

3.3.2. Тліючий розряд у водні

Далі представимо результати для тліючого розряду у водні. Залежність

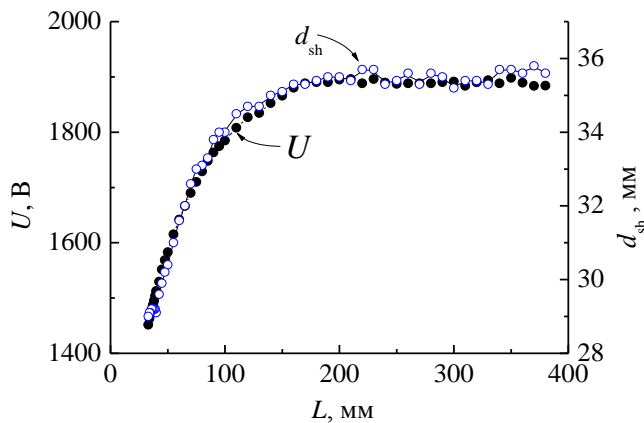


Рис. 3.31 Залежність товщини катодного шару і напруги на електродах від зазору між ними для тиску водню 0,1 Торр при розрядному струмі 5 мА.

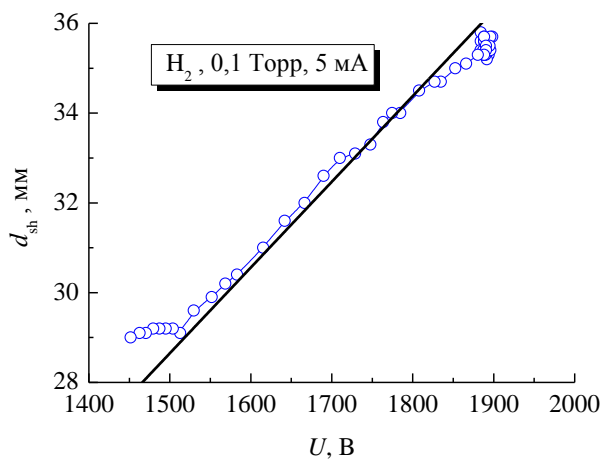


Рис. 3.32. Залежність товщини катодного шару від напруги на електродах для тиску водню 0,1 Торр та розрядного струму 5 мА.

товщини катодного шару і напруги на електродах від зазору між ними для тиску водню 0,1 Торр при струмі 5 мА показана на Рис.3.31. Розряд у цьому випадку складався з катодного шару, негативного світіння і частини темного фарадеєвого простору, що досягав поверхні анода, а анодне світіння і позитивний стовп були відсутні. Відзначимо, що у разі правильно підбраного масштабу криві $d_{sh}(L)$ і $U(L)$ практично накладаються одна на одну, що вказує на виконання лінійної залежності $d_{sh} = a \cdot U$. З Рис.3.32 видно, що майже всі експериментальні точки добре описуються прямою лінією, проведеною з початку координат, при цьому $a = 0,0191$

мм/В. Як і в раніше описаних результатах для кисню, при віддаленні анода від катода крізь негативне світіння товщина катодного шару d_{sh} і падіння напруги U між електродами одночасно зростають, а при виході анода в темний фарадеєвий простір $d_{sh}(L)$ і $U(L)$ досягають насичення.

Тепер більш детально розглянемо, як при фіксованому тиску водню 0,1 Торр величина розрядного струму впливає на залежність $U(L)$. При найменшому дослідженому нами струмі 0,2 мА і вузьких зазорах між електродами добре виражений утруднений режим, при якому збільшення відстані L призводить до швидкого зменшення падіння напруги на електродах. Після переходу розряду з утрудненого в аномальний режим крива $U(L)$ досягає мінімуму і потім трохи зростає (приблизно на $\Delta U = 15$ В), коли анод рухається крізь коротке при такому невеликому струмі (довжиною 16 мм) негативне світіння. Потім протягом майже 200 мм анод рухається крізь частину темного фарадеєвого простору, при цьому падіння напруги на електродах залишається незмінним. Коли відстань між електродами досягає 260 мм, поблизу анода з'являється світіння - спочатку слабке, потім посилюється при подальшому віддаленні анода від катода. Повне формування анодного світіння закінчується, коли анод віддаляється ще на 20 мм від катода, саме на стільки на залежності $U(L)$ простягається область з різким зростанням різниці потенціалів з одночасним посиленням інтенсивності анодного світіння. При цьому анод все ще залишається в темному фарадеєвому просторі, але тепер з подальшим переміщенням анода падіння напруги між електродами починає збільшуватися зі зростаючою швидкістю. Однак при тиску водню 0,1 Торр і максимальній відстані між електродами $L = 385$ мм позитивний стовп не встигає з'явитися, цієї відстані ще недостатньо для його формування.

При підвищенні струму відбуваються такі події. Падіння напруги ΔU при русі анода крізь негативне світіння зростає, одночасно збільшується довжина негативного світіння. Мінімальна відстань між електродами, при якій з'являється анодне світіння, зростає. Але вже при струмі 1 мА анодне

світіння перестає спостерігатися (див. Рис.3.33), розряд складається тільки з катодного шару, негативного світіння і частини темного фарадеевого простору. Відзначимо також, що падіння напруги ΔU при віддаленні анода від катода крізь негативне світіння спочатку з ростом струму швидко збільшується, але при струмі понад 1 мА швидкість росту ΔU значно зменшується (Рис.3.34).

Тепер з'ясуємо, як при фіксованому розрядному струмі 5 мА змінюється залежність різниці потенціалів від відстані між електродами $U(L)$ з ростом тиску водню (див. Рис.3.35). Спочатку на кривих $U(L)$ з'являється стрибок, що відповідає анодному світінню (величина якого приблизно дорівнює 10 - 20 В у всьому діапазоні тиску газу). Потім на залежностях $U(L)$ спостерігається лінійна ділянка, що відповідає позитивному стовпу. З його куту нахилу часто визначають величину напруженості електричного поля в позитивному стовпі [161]. При цьому з ростом тиску газу одночасно зменшуються довжина негативного світіння, найменша відстань L для появи

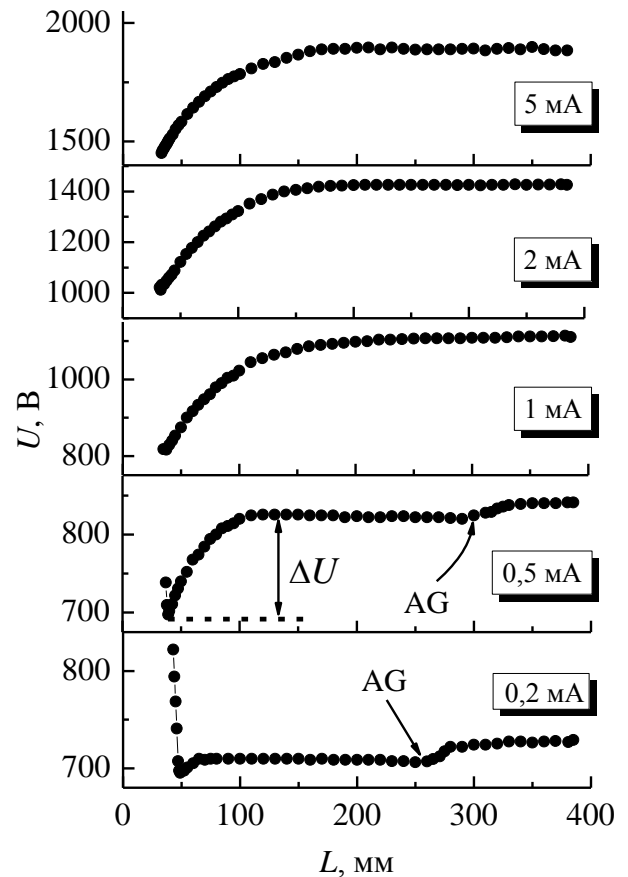


Рис. 3.33. Залежність напруги на електродах від зазору між ними для тиску водню 0,1 Торр при розрядних струмах 0,2 мА, 0,5 мА, 1 мА, 2 мА та 5 мА.

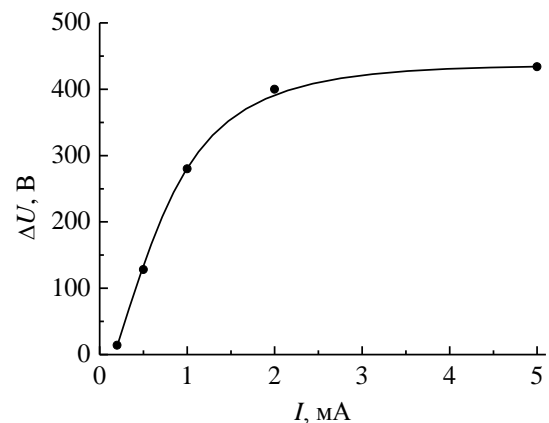


Рис. 3.34. Залежність падіння напруги на негативному світінні від розрядного струму для тиску водню 0,1 Торр.

зменшуються довжина негативного світіння, найменша відстань L для появи

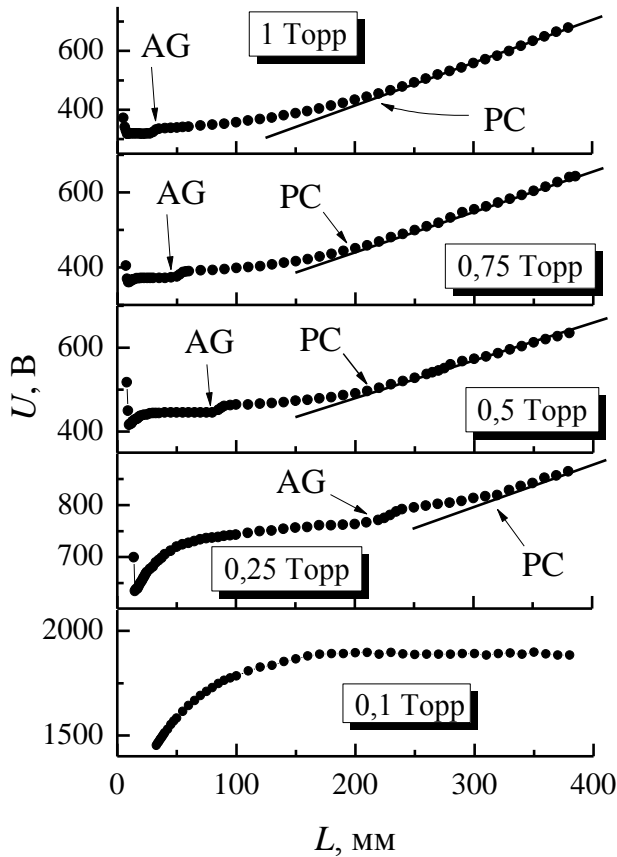


Рис. 3.35. Залежність напруги на електродах від зазору між ними для тиску водню 0,1 Торр, 0,25 Торр, 0,5 Торр, 0,75 Торр та 1 Торр.

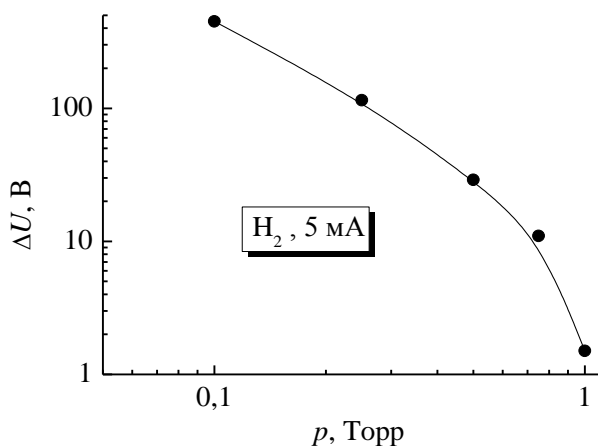


Рис. 3.36. Залежність падіння напруги на негативному світінні від тиску водню при розрядному струмі 5 мА.

анодного світіння і позитивного стовпа, довжина темного фарадеевого простору і падіння напруги ΔU при русі анода крізь негативне світіння (це добре видно також з Рис.3.36). При тиску водню 1 Торр падіння напруги стає невеликим і становить всього $\Delta U = 1,5$ В. Вочевидь, при більш високому тиску водню мінімум на залежності $U(L)$, що відповідає переходу з утрудненого в аномальний режим, повинен зникнути, а розряд при такому струмі буде горіти в нормальному режимі. При тиску водню 1 Торр при струмі 2 мА розряд горить в нормальному режимі, при цьому тільки частина поверхні катода вкрита розрядом. Залежність $U(L)$ для цього випадку показана на Рис.3.37. Навіть при побудові цього графіка в великому масштабі мінімум на цій залежності при переході з утрудненого в

нормальний режим не видно. З ростом відстані L між електродами спочатку в

утрудненому режимі напруга на електродах U швидко зменшується, потім,

при достатньому віддаленні анода від межі катодного шару, стабілізується.

Саме цю величину U відповідно до методики Güntherschulze [162] зазвичай і визначають як нормальне падіння напруги на катодному шарі. Але в роботі [73] було показано, що справжнє нормальне катодне падіння напруги є трохи нижчим, ніж визначене за цією методикою.

Падіння напруги на електродах залишається незмінним до відстані L між електродами, при якій з'являється анодне світіння. Як і при низькому тиску, для його формування потрібне падіння напруги приблизно в 10-20 В, проте, на залежності $U(L)$ на Рис.3.37 це формування анодного світіння відбувається протягом 12 мм. При

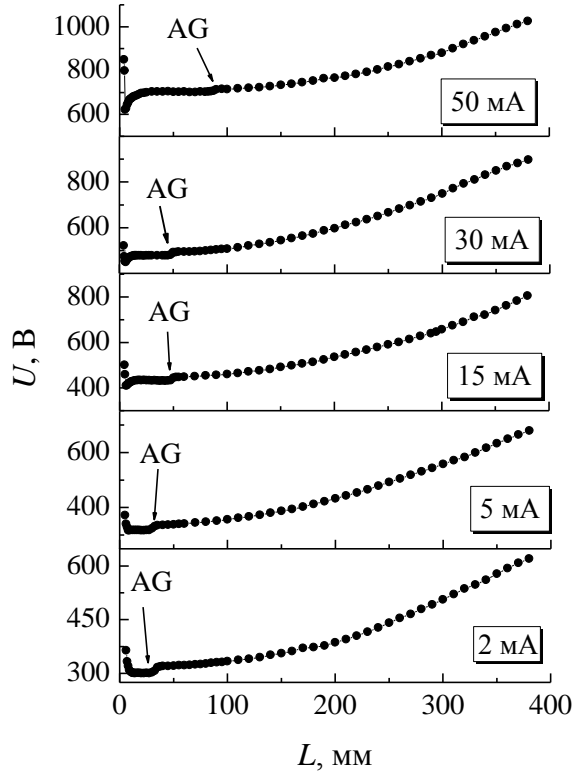


Рис. 3.37. Залежність напруги на електродах від зазору між ними для тиску водню 1 Торр при розрядному струмі 2 мА (нормальний режим), 5 мА, 15 мА, 30 мА та 50 мА.

подальшому віддаленні анода від катода потенціал U збільшується спочатку зі швидкістю, що наростає (під час руху в темному фарадеєвому просторі), поки не вийде на лінійну ділянку, що відповідає позитивному стовпу. При більш високому струмі розряд горить вже в аномальному режимі, заповнюючи всю поверхню катода. З ростом струму відстань, при якій з'являється анодне світіння, зміщується далі від катода, довжина позитивного стовпа зменшується, а довжина негативного світіння збільшується. Починаючи зі струму 5 мА, при віддаленні анода від катода крізь негативне світіння на залежності $U(L)$ з'являється різкий мінімум з падінням напруги ΔU , яке зростає з підвищенням розрядного струму.

3.3.3. Тліючий розряд в азоті

Тепер коротко розглянемо результати досліджень в азоті у діапазоні тиску $p = 0,05 - 0,2$ Торр. У роботах [78–82, 88] на залежностях напруги на електродах U від відстані L між ними при збільшенні зазору після різкого зменшення U виходить на насичення, а яскраво виражений мінімум на цій залежності відсутній. Тому ми виконали подібні вимірювання напруги на електродах при різних розрядних струмах, щоб з'ясувати умови появи мінімуму та інших характерних особливостей на залежностях $U(L)$.

На рисунку 3.38 показані залежності $U(L)$ для тиску азоту 0,05 Торр при різних розрядних струмах. З рисунка видно, що при найменшому струмі 0,2 мА на залежності $U(L)$ дійсно відсутній мінімум. При віддаленні анода від катода спочатку спостерігається утруднений режим з швидким зменшенням напруги U , коли анод перебуває у катодному шарі або в негативному світінні недалеко від його межі. Однак при подальшому збільшенні зазору L напруга між електродами залишається майже постійною і навіть трохи зменшується. Коли анод досягає приблизно середини темного фарадеєвого простору, поблизу його поверхні з'являється анодне світіння (на рисунках 3.38–3.40 цей момент також показаний стрілками з підписом AG), при цьому напруга між електродами підвищується приблизно на 15–20 В (що відповідає іонізаційному потенціалу молекул азоту 15,6 еВ). При подальшому збільшенні відстані між електродами, поки анод перебуває у

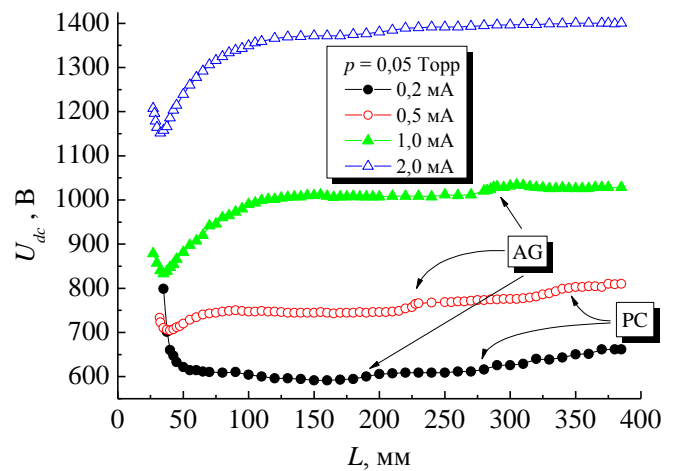


Рис. 3.38. Залежність напруги на електродах від зазору між ними для тиску азоту 0,05 Торр при різних розрядних струмах.

темному фарадеевому просторі, напруга на електродах залишається незмінною, при цьому анодне світіння й далі спостерігається. Коли зазор між електродами збільшується настільки, що з'являється позитивний стовп (на рисунках дивись підпис РС), при віддаленні анода від катода напруга починає лінійно зростати.

При більшому струмі (0,5 мА і вище) на графіках залежності напруги на електродах від зазору між ними з'являється різко виражений мінімум, про який йшлося вище.

При зменшенні відстані між електродами, коли анод пересувається крізь негативне світіння, падіння напруги швидко зменшується і досягає мінімуму, і після переходу розряду в утруднений режим напруга на електродах різко зростає. Глибина цього мінімуму збільшується за умови

підвищенні розрядного струму, але зменшується з підвищенням тиску газу у разі збереження розрядного струму фіксованим.

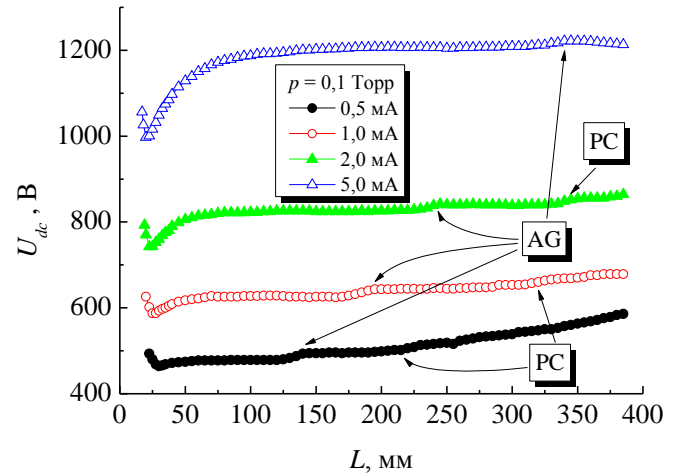


Рис. 3.39. Залежність напруги на електродах від зазору між ними для тиску азоту 0,1 Торр при різних розрядних струмах.

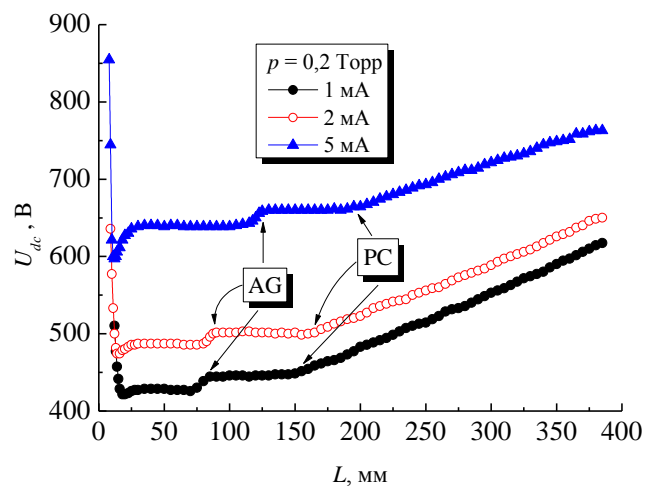


Рис. 3.40. Залежність напруги на електродах від зазору між ними для тиску азоту 0,2 Торр при різних розрядних струмах.

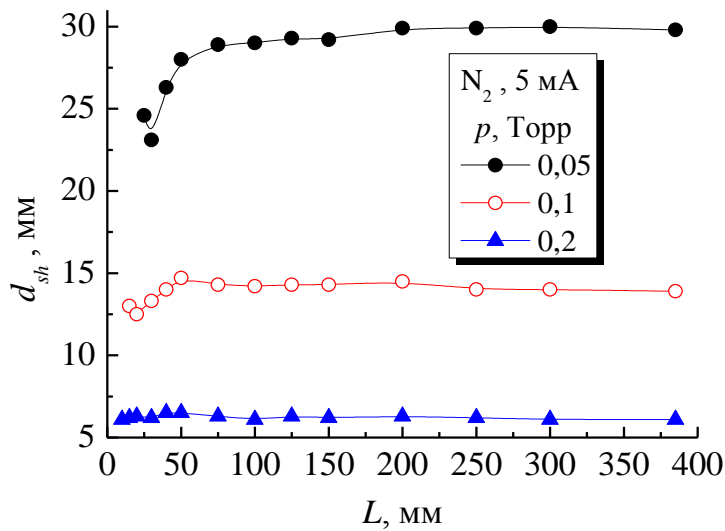


Рис. 3.41. Залежність товщини катодного шару від зазору між ними для різних тисків азоту при розрядному струмі 5 мА.

На рисунках 3.39 і 3.40 показано залежності напруги на електродах від відстані між ними для тиску азоту 0,1 Торр і 0,2 Торр, відповідно. Ці залежності якісно подібні описаним вище для тиску 0,05 Торр. Однак підвищення тиску газу призводить до того, що анодне світіння і позитивний стовп

з'являються при менших зазорах між електродами. При цьому електричне поле у позитивному стовпі зростає, тому напруга між електродами збільшується швидше, коли анод рухається крізь позитивний стовп. При переміщенні анода крізь негативне світіння до катода зменшується не тільки падіння напруги між електродами, а й товщина катодного шару, що показано на рисунку 3.41. Найбільш яскраво цей ефект виражений при низькому тиску азоту. Так, для тиску 0,05 Торр зменшення товщини шару становило приблизно 6 мм, а для 0,1 Торр - близько 3 мм.

Методом одиночного ленгмюрівського зонда було виміряно осьові розподіли параметрів плазми у негативному світінні для двох різних відстаней між електродами 30 мм і 50 мм при одному і тому ж розрядному струмі (зондові вимірювання у катодному шарі утруднені через невелику концентрацію електронів і направлені потоки заряджених частинок, тому в ньому ці дослідження не виконувалися). З рисунка 3.42 видно, що температура електронів в обох випадках була малою і не перевищувала 1 еВ, а потенціал плазми відносно анода перебував у діапазоні 2–3 В. Відзначимо, що для зазору 30 мм товщина катодного шару дорівнювала 22 мм, а

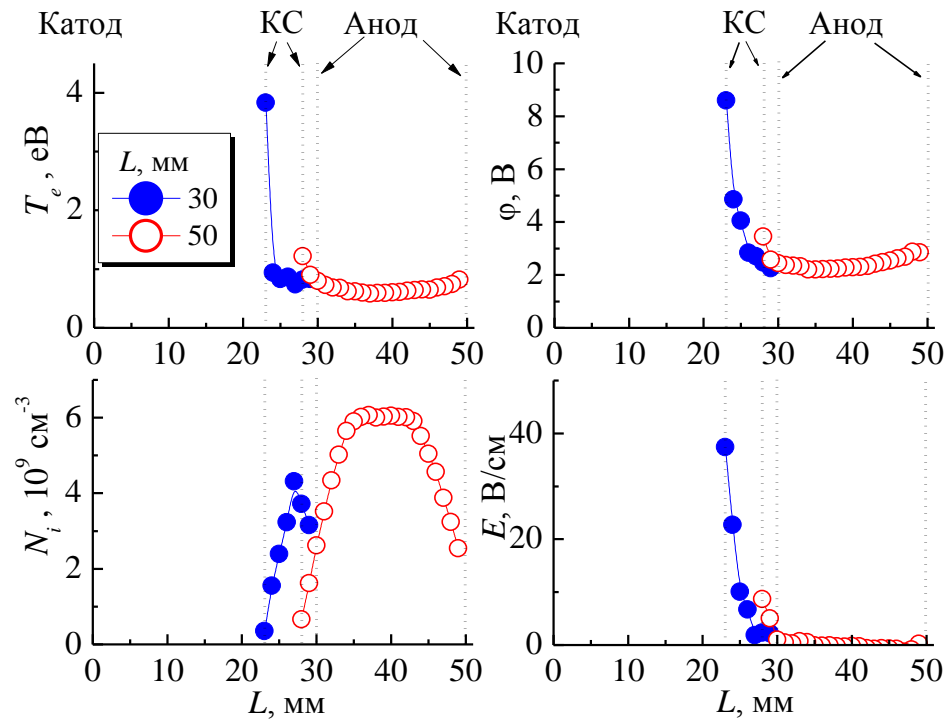


Рис. 3.42. Осьові профілі температури електронів, густини плазми, потенціалу плазми і напруженості електричного поля для тиску азоту 0,05 Торр при зазорах між електродами 30 мм і 50 мм. Розрядний струм 5 мА. Вертикальними лініями вказані положення меж катодного шару і анода для різних зазорів.

максимальна густина плазми сягала $4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Збільшення відстані до 50 мм призвело до зростання товщини катодного шару до 28 мм і максимальної густини плазми до $6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Тобто, для перенесення струму крізь довший проміжок потрібна підвищена концентрація заряджених частинок.

3.3.4. Тліючий розряд в аргоні

Далі ми наведемо результати досліджень для аргону. Залежності $d_{sh}(L)$ і $U(L)$ для тиску 0,05 Торр і струму 5 мА показані на Рис.3.43. Розряд за цих умов для максимальної відстані між електродами складався з катодного шару і негативного світіння з невеликою частиною темного фарадеєвого простору. Анодне світіння і позитивний стовп були відсутні. З рисунка видно, що залежності $d_{sh}(L)$ і $U(L)$ практично накладаються одна на одну. Це вказує на те, що при побудові графіка $d_{sh}(U)$ експериментальні точки повинні описуватися лінійною залежністю $d_{sh} = a \cdot U$, проведеною з початку координат. Це показано на Рис.3.44, при цьому для аргону $a = 0,0135 \text{ мм/В}$.

Профілі $U(L)$ для аргону (див. Рис.3.45) показують таку саму поведінку, як і для інших газів. При низьких струмах мінімум при переході від утрудненого до аномального режиму слабо виражений, але його глибина ΔU зростає з підвищенням струму. Спостерігається різке збільшення напруги U , що відповідає появі анодного світіння. При досить великих відстанях від катода залежність $U(L)$ стає лінійною, коли з'являється позитивний стовп. З ростом струму анодне світіння і позитивний стовп спостерігаються на більших відстанях від катода, при струмі понад 5 мА зникає позитивний стовп, а при 10 мА вже відсутнє і анодне світіння.

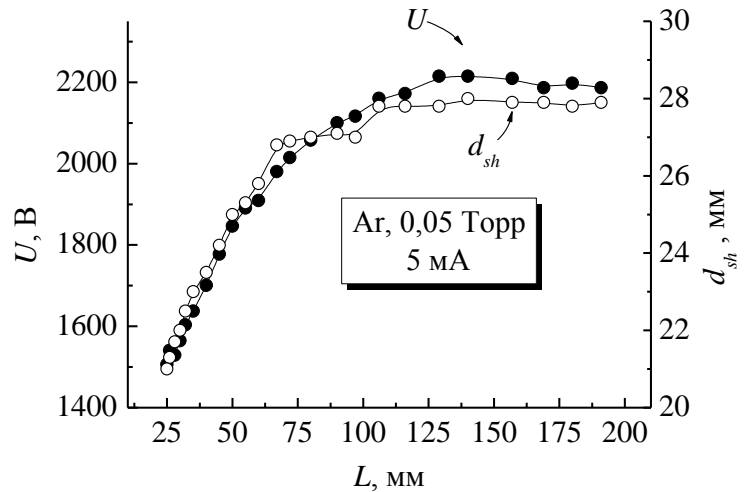


Рис. 3.43. Залежність товщини катодного шару і напруги на електродах від зазору між ними для тиску аргону 0,05 Торр при розрядному струмі 5 мА.

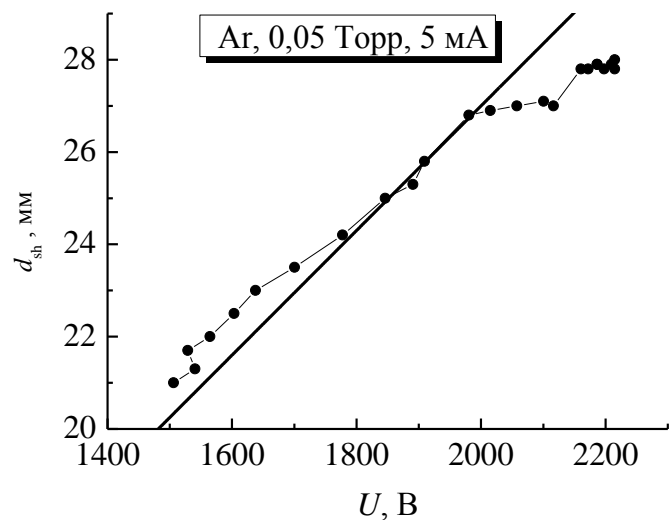


Рис. 3.44. Залежність товщини катодного шару від напруги на електродах для тиску аргону 0,05 Торр при розрядному струмі 5 мА.

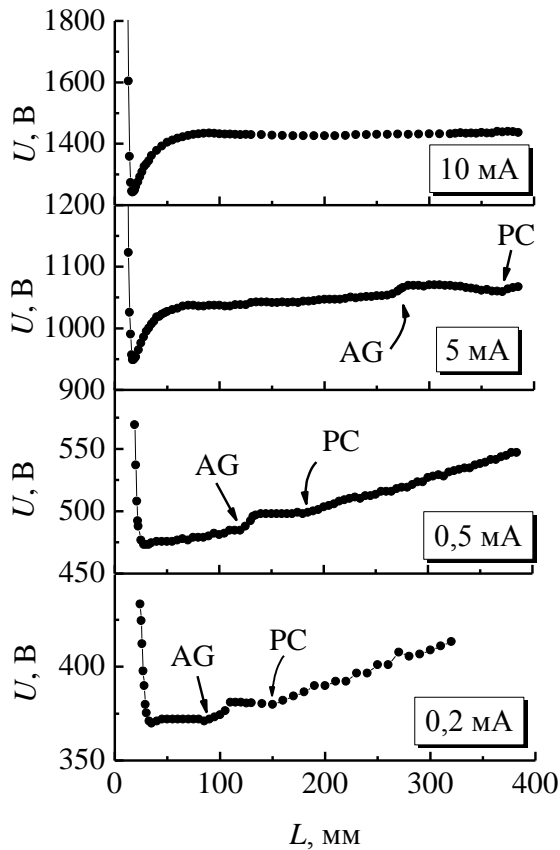


Рис. 3.45. Залежність напруги на електродах від зазору між ними для тиску аргону 0,1 Торр при розрядних струмах 0,2 мА, 0,5 мА, 5 мА і 10 мА.

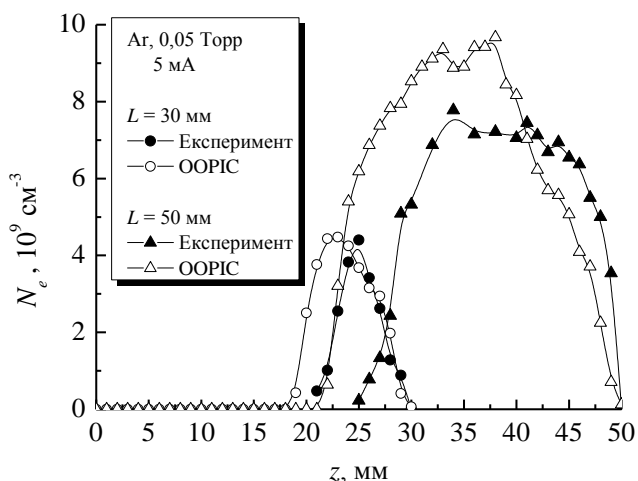


Рис.3.46. Осьові профілі густини плазми при тиску аргону 0,05 Торр і струмі 5 мА для зазорів між електродами 30 мм і 50 мм. Суцільні символи - експериментальні дані, порожні символи - розрахунок за допомогою OORIC Pro code.

За допомогою одиночного ленгмюрівського зонда ми виміряли осьові профілі густини плазми при фіксованих величинах тиску аргону (0,05 Торр) і розрядного струму (5 мА) для зазорів між електродами 30 мм і 50 мм, які представлені на Рис.3.46. За таких умов розряд складався з катодного шару і негативного світіння, що в обох випадках досягає поверхні анода. Відзначимо, що як і у випадку з азотом, у катодному шарі зондові вимірювання ми не здійснювали через сильну анізотропію потоків іонів і електронів, що надходять на поверхню зонда. До того ж, в ньому дуже мала концентрація електронів. Тому всі вимірювання виконано тільки для негативного світіння. З Рис.3.46 видно, що густина плазми для зазору 30 мм майже удвічі нижча, ніж для 50 мм. При $L = 30$ мм негативне світіння вузьке, приблизно 8 мм, відповідно, профіль густини плазми має

різкий максимум. При $L = 50$ мм ширина негативного світіння сягає 25 мм, на профілі густини плазми спостерігається широкий максимум. Тому збільшення зазору між електродами призвело не лише до підвищення товщини катодного шару (про що вже багато говорилося вище), а й до підвищення концентрації заряджених частинок у негативному світінні.

Ми також розраховали осьові профілі плазми для зазначених умов (тиску аргону 0,05 Торр, розрядного струму 5 мА і зазорів 30 мм і 50 мм) за допомогою OOPIC Pro code (Tech-X Corporation, <http://www.txcorp.com>), який є багатофункціональним 2-d кодом "частинка в комірці" (particle-in-cell PIC simulator). Він розроблений для моделювання газорозрядної плазми, пучків заряджених частинок тощо з використанням різноманітних граничних умов. Результати розрахунків також показані на Рис.3.46 і задовільно узгоджуються з експериментальними профілями густини плазми. Розрахунки підтвердили, що збільшення відстані між електродами при незмінному розрядному струмі підвищує товщину катодного шару (хоча в меншій мірі, ніж це отримано експериментально) і густину плазми в негативному світінні.

Зондовим методом було виявлено також, що плазма негативного світіння має позитивний потенціал приблизно 2-3 В по відношенню до заземленого анода, а температура електронів - менша від 1 еВ. Тому холодні (максвелівські) електрони не можуть досягати поверхні анода через негативне падіння напруги на анодному шарі і утримуються в потенціальній ямі в плазмовому об'ємі негативного світіння. На анод можуть надходити тільки швидкі електрони, які народилися внаслідок іонізації і прискорилися у катодному шарі, а також невелика кількість позитивних іонів. Струмом позитивних іонів на анод можна знехтувати через їх низьку рухливість. Отже, анод збирає такий струм швидких електронів, який приблизно дорівнює струму в зовнішньому колі.

У катодному шарі електрони, що вийшли з поверхні катода, прискорюються у сильному електричному полі шару і при іонізуючих зіткненнях з молекулами газу народжують іон-електронні пари. І початкові

електрони, і знов народжені у катодному шарі набувають значну енергію, густина струму таких швидких електронів при віддаленні від катода зростає за законом експоненти [156, 163].

$$J_{be}(x) = J_0 \cdot \exp(\alpha_0 \cdot x). \quad (3.17)$$

Тут J_0 - густина струму вторинних електронів, що виходять з катода під дією бомбардування його поверхні позитивними іонами, фотонами, метастабільними молекулами газу тощо. Напруженість електричного поля у катодному шарі розподілена неоднорідно, поблизу катода вона максимальна, при віддаленні від нього поле зменшується приблизно за лінійним законом, досягаючи дуже малої величини на межі катодного шару. Електрони можуть набути значну енергію в області сильного поля, а витратити її для іонізації і збудження молекул газу в області слабкого поля, у кінці катодного шару або у негативному світінні. Тому іонізація молекул газу електронами стає нелокальною. Гідродинамічний опис процесів іонізації у катодному шарі через таку нелокальність утруднений. Однак автори [156, 163] припустили, що електричне поле є постійним по всій довжині катодного шару і дорівнює відношенню падіння напруги на шарі до його товщини $E_0 = U_{sh} / d_{sh}$. Тоді перший коефіцієнт іонізації α_0 у такому однорідному електричному полі буде дорівнювати

$$\alpha_0 = p \cdot A \cdot \exp\left(-\frac{B \cdot p \cdot d_{sh}}{U_{sh}}\right), \quad (3.18)$$

де A і B - константи, що залежать від сорту газу.

У негативному світінні (при $d_{sh} < x < \Lambda$, де Λ - довжина негативного світіння, що дорівнює пробігу найшвидших електронів, які пройшли весь катодний шар, $\Lambda = U_{sh} / (pB)$) потік швидких електронів зменшується у міру віддалення від межі катодного шару за наступним законом [156] внаслідок збуджуючих і іонізуючих зіткнень з молекулами газу:

$$J_{be}(x) = J_0 \cdot \exp\left(\alpha_0 \cdot d_{sh} \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{x - d_{sh}}{\Lambda - d_{sh}}}\right)\right) \quad (3.19)$$

Як ми зазначали раніше, розрядний струм переноситься крізь негативне світіння швидкими електронами [156], оскільки в ньому формується потенціальна яма глибиною приблизно 2–3 В, у якій утримуються численні холодні електрони з енергією в декілька десятих електрон-вольт. При невеликій відстані між електродами L_1 на анод надходять швидкі електрони з густиною струму

$$J_{be}(L_1) = J_0 \cdot \exp\left(\alpha_0 \cdot d_{sh1} \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{L_1 - d_{sh1}}{\Lambda_1 - d_{sh1}}}\right)\right) = J, \quad (3.20)$$

яка збігається з густиною повного розрядного струму J (яку ми підтримували фіксованою при будь-яких відстанях L між електродами). Якщо ми віддалимо анод на більшу відстань від катода L_2 без зміни ЕРС генератора, то розрядний струм зменшиться до величини

$$J_{be}(L_2) = J_0 \cdot \exp\left(\alpha_0 \cdot d_{sh2} \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{L_2 - d_{sh2}}{\Lambda_2 - d_{sh2}}}\right)\right) < J, \quad (3.21)$$

оскільки швидкі електрони на більш довгому шляху від межі катодного шару до поверхні анода втратять більше енергії при непружних зіткненнях з

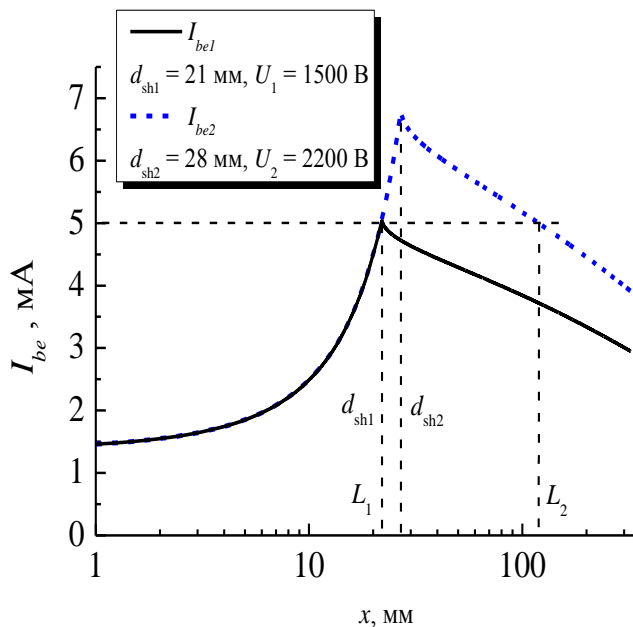


Рис.3.47. Осьові профілі струму швидких електронів у катодному шарі і негативному світінні для тиску аргону 0,05 Торр при розрядному струмі 5 мА.

молекулами газу, частина швидких електронів встигне термалізуватися і не зможе подолати негативне анодне падіння напруги. Тому менша кількість швидких електронів надійде на анод. Отже, для збільшення потоку швидких електронів до величини J на анод, що знаходиться на відстані L_2 від катода, потрібно прикласти до електродів

більш високу напругу (збільшивши ЕРС генератора або зменшивши величину баластного опору в зовнішньому ланцюзі). У свою чергу, це призведе як до збільшення товщини катодного шару, так і до підвищення густини плазми у негативному світінні.

За допомогою формул (3.18) - (3.21) ми розраховували осьовий розподіл струму, що переноситься швидкими електронами як у катодному шарі, так і в негативному світінні (див. Рис.3.47). При цьому розглянуто два випадки, що відповідають умовам на Рис.3.43 для тиску аргону 0,05 Торр. У першому випадку (суцільна крива на Рис.3.47) анод був розташований поблизу межі катодного шару $L_1 = d_{sh1} = 21$ мм, а напруга на електродах дорівнювала $U_1 = 1500$ В. При цьому на анод надходив струм швидких електронів 5 мА. У другому випадку (пунктирна крива на Рис.3.47) анод розташовувався на відстані $L_2 = 120$ мм від катода. Для забезпечення струму швидких електронів величиною 5 мА на анод знадобилося підняти напругу на катодному шарі до $U_2 = 2200$ В. Добре узгодження результатів розрахунку і наших експериментів спостерігається, якщо збільшити товщину катодного шару до вимірної величини $d_{sh2} = 28$ мм. Тому запропонований нами механізм зміни падіння напруги на електродах (і, як наслідок, товщини катодного шару), вочевидь, є коректним.

3.4 Висновки до Розділу 3

Таким чином, у цьому розділі, по-перше, розглянуто питання про можливість застосування законів Чайльда-Ленгмюра (без зіткнень іонів з молекулами газу (1.1), а також два із зіткненнями - для постійної довжини вільного пробігу (1.2) і для постійної рухливості іонів (1.3)) для опису характеристик катодного шару в N_2O і водні.

Показано, що закон Чайльда-Ленгмюра (1.3) із зіткненнями для випадку постійної рухливості іонів може бути застосовний для опису характеристик катодного шару тільки при низькому тиску N_2O (аж до

0,3 Торр). При високому тиску N_2O (понад 0,75 Торр) потрібно використовувати закон (1.2) для постійної довжини вільного пробігу іонів. У перехідному діапазоні тиску (між 0,3 і 0,75 Торр) жоден із законів Чайльда-Ленгмюра не описує коректно катодний шар тліючого розряду в N_2O . Ймовірно, у разі низького тиску при зіткненнях молекул N_2O з електронами може відбуватися значна їх дисоціація. У свою чергу, молекули NO , що утворилися, також іонізуються. Оскільки потенціал іонізації молекул NO менший, ніж первинних молекул N_2O , то позитивні іони NO^+ , що утворилися при цьому, при зіткненнях з молекулами N_2O не можуть перезаряджатися. Отже, рух цих іонів крізь катодний шар має описуватися законом Чайльда-Ленгмюра (1.3) для постійної рухливості.

Для водню отримано, що в усьому дослідженному нами діапазоні тиску газу (0,07 – 2 Торр) тільки закон Чайльда-Ленгмюра (1.3) для постійної рухливості μ_i іонів може бути застосований для опису катодного шару. При цьому на можливість застосування цього закону не впливає ширина негативного світіння, у якому знаходиться анод. Оскільки у катодному шарі переважають іони H^+ і H_3^+ , перезарядка яких з молекулами водню утруднена, то на рух іонів можуть впливати сили поляризації. У катодному шарі через наявність сильного електричного поля позитивні іони набувають високу енергію, і їх зіткнення з молекулами газу повинні відбуватися так само, як і зіткнення твердих куль. За таких умов дрейфова швидкість іонів пропорційна не лише зведеному електричному полю $(E/N)^{0.5}$, але і обернено пропорційна квадратному кореню з перерізу σ_{in} іон-молекулярних зіткнень (див. формулу (3.7)). Аналітично показано, що у цьому випадку врахування залежності перерізу σ_{in} від енергії іонів призводить до того, що закон (1.3) для постійної рухливості μ_i іонів буде виконуватися навіть у сильному електричному полі катодного шару.

Також у цьому розділі наведено результати досліджень нормального режиму тліючого розряду в N_2O , аргоні, водні та кисні в діапазоні тиску газу від 0,1 до 10 Торр. З вимірних вольт-амперних характеристик було

визначено величини параметра подібності J/p^2 . Показано, що при великому тиску газу (понад приблизно 1 Торр) відношення нормальної густини струму до квадрату тиску газу J/p^2 зберігається сталим. Так, для N_2O $J/p^2 = 0,44 \pm 0,03$ мА/(см·Торр)² для будь-яких величин відстані L між електродами. При тиску водню, що перевищує 1,5 Торр, $J/p^2 = 0,072 \pm 0,02$ мА/(см·Торр)², а при тиску вище 1 Торр для кисню $J/p^2 = 0,33 \pm 0,05$ мА/(см² Торр²) і $J/p^2 = 0,092 \pm 0,02$ мА/(см² Торр²) для аргону. Але при зниженні тиску (нижче 1 Торр) J/p^2 швидко зростає і стає в десятки і сотні разів вищим, ніж при високому тиску газу. Причиною такого явища може бути підвищений відхід швидких електронів на анод у разі низького тиску газу і коротких проміжків між електродами, а також втрати заряджених частинок з плазмового об'єму нормального режиму внаслідок амбіполярної дифузії.

Також досліджено вплив відстані між катодом і анодом на товщину катодного шару і падіння напруги на електродах. Показано, що, якщо анод віддаляється від катода, перебуваючи при цьому в негативному світінні, то це призводить до збільшення падіння напруги на електродах і товщини катодного шару. Подальше переміщення анода крізь темний фарадеевський простір і позитивний стовп не впливає на товщину катодного шару. У той же час, коли анод досягає приблизно половини темного фарадеевського простору, поблизу його поверхні формується анодне світіння, що підвищує падіння напруги на електродах на величину анодного падіння напруги (на анодному шарі) приблизно 10–20 V. Коли анод пересувається крізь позитивний стовп, напруга на електродах лінійно змінюється з відстанню між ними. Одиночним ленгмюрівським зондом виміряні осьові профілі густини плазми у разі, коли розряд складається тільки з катодного шару і негативного світіння. Отримано, що при збереженні фіксованою величини розрядного струму густина плазми в негативному світінні в довших зазорах між електродами вища, ніж в коротких. Це підтверджується також розрахунками за допомогою OOPIC Pro code. Нами запропоновано механізм збільшення падіння напруги на електродах і товщини катодного шару при віддаленні анода крізь

негативне світіння. Струм на анод, що перебуває у негативному світінні, переноситься переважно швидкими електронами, які вийшли з катодного шару. При віддаленні від межі катодного шару потік швидких електронів слабшає через їх непружні зіткнення з молекулами газу. Якщо анод перемістити крізь негативне світіння на більшу відстань від катода, то для підтримки фіксованим розрядного струму потрібно підвищити напругу на електродах, щоб забезпечити досить високий струм швидких електронів. Тоді і товщина катодного шару, і густина плазми в негативному світінні повинні збільшитися. За допомогою формули (3.20), що наведена в книзі [156] і описує ослаблення потоку швидких електронів при віддаленні від межі катодного шару, підтверджено коректність запропонованого нами механізму впливу переміщення анода крізь негативне світіння на падіння напруги на електродах і товщину катодного шару.

Результати, представлені в Розділі 3, були опубліковані в таких статтях і матеріалах наукових конференцій [2а, 3а, 6а, 9а, 10а, 11а, 14а, 17а, 19а].

РОЗДІЛ 4

ПОЗИТИВНИЙ СТОВП ТЛЮЧОГО РОЗРЯДУ

Позитивний стовп виникає при досить великій відстані між електродами і не залежить від їх форми, розмірів і матеріалу. Найбільш важливою характеристикою позитивного стовпа є зведене електричне поле E/p (E – напруженість електричного поля, p – тиск газу), яке визначає швидкості збудження й іонізації молекул газу електронним ударом. Стале у позитивному стовпі самоузгоджене електричне поле забезпечує перенесення розрядного струму, підтримує в собі баланс швидкостей народження і втрат заряджених частинок і залежить від тиску газу p і радіуса трубки R (точніше, від їх добутку pR), а також від розрядного струму I . Тому є необхідність в теоретичному і експериментальному дослідженні характеристик позитивного стовпа і, особливо, зведеного електричного поля E/p . В цьому розділі окремо розглянемо результати для позитивного стовпа у молекулярних й інертних газах.

4.1. Модель зведеного електричного поля в позитивному стовпі тліючого розряду в молекулярних газах

Кінетичні моделі можуть враховувати велику кількість процесів зіткнень електронів з атомами і молекулами газу, проте на їх розробку потрібно чимало часу. При цьому аналітичні моделі набагато більш прості і дозволяють отримати формули, що показують зв'язок між параметрами плазми і “зовнішніми” параметрами (розмірами розрядної трубки, тиском і сортом газу, прикладеною до електродів напругою тощо).

У цьому розділі представлено аналітичну модель позитивного стовпа тліючого розряду в амбіполярному режимі, коли виконується баланс кількості заряджених частинок, що з'явилися внаслідок прямої іонізації молекул газу електронним ударом, і втрачених на стінках розрядної трубки

внаслідок амбіполярної дифузії. Отримаємо прості формули для зведеного електричного поля, згідно з якими E/p залежить тільки від добутку тиску газу і радіуса розрядної трубки pR , а також від сорту газу.

Розглянемо однорідний (не стратифікований) позитивний стовп в довгій розрядній трубці (довжина якої значно перевищує її радіус R), в якому поздовжнє (осьове) електричне поле E є сталим. Ми будемо припускати, що заряджені частинки народжуються лише внаслідок прямої іонізації електронами, що прискорилися в полі E . Процеси ступінчастої іонізації, а також нагрівання газу враховувати не будемо, оскільки вони значно ускладнюють опис позитивного стовпа. Єдиним механізмом втрат заряджених частинок вважаємо амбіполярну дифузію до стінок розрядної трубки, на яких відбувається їх поверхнева рекомбінація. Об'ємними втратами заряджених частинок (рекомбінація, прилипання) будемо нехтувати.

Термін “амбіполярна дифузія” вперше було запропоновано у роботах Schottky [164–166]. Їм отримано, що в позитивному стовпі частота іонізації ν_i і коефіцієнт амбіполярної дифузії D_a пов'язані співвідношенням

$$\frac{\nu_i}{D_a} = \frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{2.405}{R} \right)^2, \quad (4.1)$$

де Λ - дифузійна довжина. Частоту іонізації запишемо у вигляді $\nu_i = \alpha \cdot V_{dr}$, де α - перший коефіцієнт Таунсенда, який дорівнює кількості іон-електронних пар, що були народжені електроном при проходженні 1 см шляху в електричному полі, V_{dr} - дрейфова швидкість електронів. Для α часто використовується така формула, отримана ще Таунсендом [167, 168]

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right), \quad (4.2)$$

де A і B - константи, що залежать від сорту газу. Формула (4.2) описує процес іонізації у молекулярних газах. У свою чергу, дрейфова швидкість електронів дорівнює $V_{dr} = \mu_e \cdot E$, де μ_e - рухливість електронів. Коефіцієнт амбіполярної

дифузії залежить від коефіцієнтів вільної дифузії електронів D_e та іонів D_i , а також рухливостей іонів μ_i і електронів μ_e :

$$D_a = \frac{D_e \cdot \mu_i + D_i \cdot \mu_e}{\mu_i + \mu_e}. \quad (4.3)$$

Оскільки рухливість електронів набагато вища, ніж іонів, $\mu_e \gg \mu_i$, то (4.3) ми перепишемо у вигляді:

$$D_a \approx D_i + D_e \cdot \frac{\mu_i}{\mu_e}. \quad (4.4)$$

Щоб уточнити залежність рівнянь (4.1) - (4.4) від тиску газу, будемо використовувати рухливості і коефіцієнти дифузії електронів та іонів при тиску газу 1 Торр, позначивши їх як μ_{e1} , μ_{i1} , D_{e1} і D_{i1} , тоді коефіцієнт амбіполярної дифузії дорівнює

$$D_a = \frac{1}{p} \cdot \left(D_{i1} + D_{e1} \cdot \frac{\mu_{i1}}{\mu_{e1}} \right), \quad (4.5)$$

а дрейфова швидкість електронів $V_{dr} = \mu_{e1} \cdot E/p$. Введемо також допоміжну змінну $z = B/(E/p)$, тоді рівняння (4.1) після підстановки в нього виразів для першого коефіцієнта Таунсенда (4.2), коефіцієнта амбіполярної дифузії (4.5) і дрейфової швидкості електронів V_{dr} можна записати у такому вигляді:

$$z \cdot \exp(z) = \frac{A \cdot B \cdot \mu_{e1}}{D_{i1} + D_{e1} \cdot (\mu_{i1}/\mu_{e1})} \cdot \frac{(pR)^2}{(2.405)^2}. \quad (4.6)$$

Функція $F(z) = z \cdot \exp(z)$ аналітичного розв'язку не має, зворотньою їй є функція Ламберта (позначається як $W(x)$ або $\text{Lambert}W(x)$), яка незручна у використанні. Тому бажано підібрати прийнятну апроксимаційну формулу для $F(z) = z \cdot \exp(z)$. При цьому важливо знати, в якому діапазоні z потрібно шукати цю формулу. Наприклад, в книзі Райзера [22] для водню можна знайти величини константи $B = 130 \text{ В/(см Торр)}$ і зведеного електричного поля у позитивному стовпі $E/p \approx 10 \text{ В/(см Торр)}$ (ці величини ми нижче уточнимо з інших джерел), тому $z = B/(E/p) \approx 13$. Аналогічно для азоту маємо $z \approx 45$. Для тих газів, для яких є в літературі відомості про B і E/p у

позитивному стовпі, величини z зазвичай перебувають в діапазоні 10 – 100. У цьому діапазоні ми знайшли таку апроксимаційну формулу для $F(z)$:

$$F(z) = z \cdot \exp(z) \approx Fa(z) = 10 \cdot [\exp(z^{1.007}) - 1]. \quad (4.7)$$

З Рис.4.1 видно добре узгодження між $F(z)$ і $Fa(z)$. У ряді випадків може

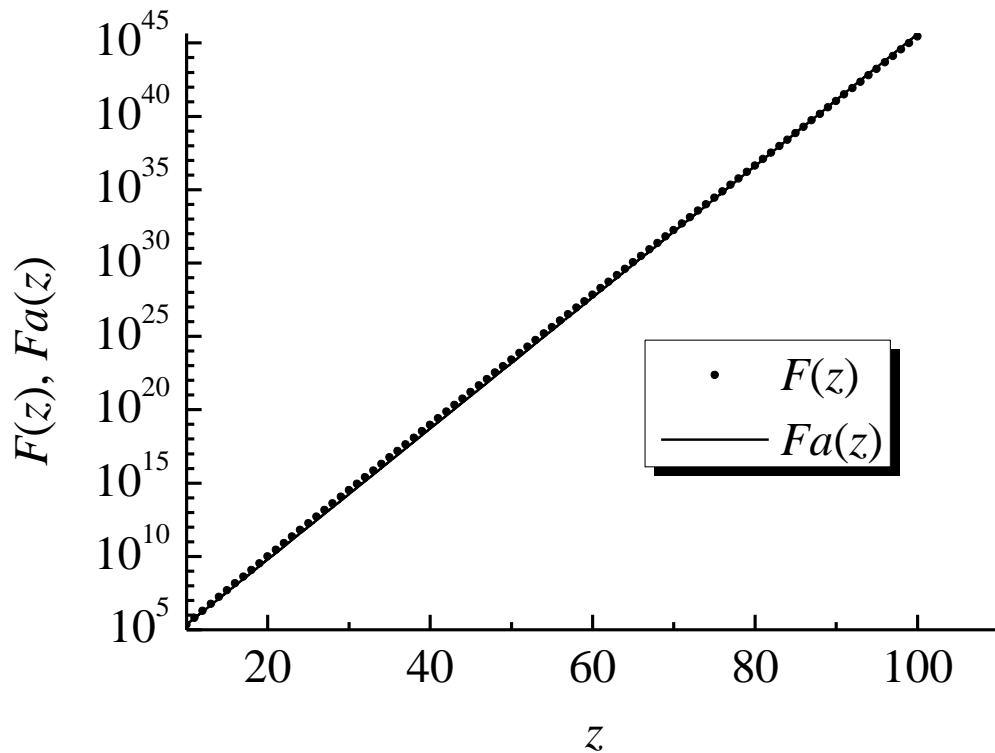


Рис.4.1. Залежність функції $F(z)$ (точки) и апроксимуючої її функції $Fa(z)$ (точки) від величини відношення $z = B/(E/p)$.

виявитися корисною також формула для діапазону $z = 2 - 10$, в якому

$$F(z) = z \cdot \exp(z) \approx Fa(z) = 3 \cdot \exp(z^{1.05}) - 1. \quad (4.8)$$

Далі підставимо праву частину (4.7) в (4.6) і після простих перетворень отримаємо формулу для зведеного електричного поля E/p :

$$\frac{E}{p} = B \cdot \left\{ \ln \left[1 + \frac{A \cdot B \cdot \mu_{e1}}{10 \cdot [D_{i1} + D_{e1} \cdot (\mu_{i1}/\mu_{e1})]} \cdot \frac{(pR)^2}{(2.405)^2} \right] \right\}^{-0.992}. \quad (4.9)$$

Відповідно, для діапазону $z = 2 - 10$ з (4.6) і (4.8) легко отримати

$$\frac{E}{p} = B \cdot \left\{ \ln \left[\frac{1}{3} \cdot \left[1 + \frac{A \cdot B \cdot \mu_{e1}}{D_{i1} + D_{e1} \cdot (\mu_{i1}/\mu_{e1})} \cdot \frac{(pR)^2}{(2.405)^2} \right] \right] \right\}^{-0.952}. \quad (4.10)$$

З формул (4.9) і (4.10) видно, що в розглянутому нами випадку позитивного стовпа в амбіполярному режимі з прямою іонізацією молекул газу зведене електричне поле E/p залежить лише від добутку pR і від сорту газу. Відзначимо також, що ці формули можуть бути використані для визначення E/p в широкому діапазоні молекулярних газів, а не тільки у водні та азоті, для яких ми нижче наведемо результати наших розрахунків.

4.1.1. Результати розрахунку для водню

Перевіримо тепер, наскільки адекватно отримані в цій моделі формули розраховують величини зведеного електричного поля E/p в позитивному стовпі тліючого розряду у водні. Водень виявився зручним об'єктом через низку причин. По-перше, як було показано в [99], у ньому пряма іонізація молекул газу електронним ударом є домінуючою. При дисоціативному прилипанні електронів до молекул водню можуть утворюватися негативні іони H^- , але переріз цього процесу дуже малий, близько 10^{-21} cm^2 [169]. Тому втратами електронів через прилипання можна знехтувати у порівнянні з амбіполярними втратами на стінках трубки.

Тепер розглянемо, які величини параметрів перенесення заряджених частинок використовувалися нами при розрахунках і з яких джерел вони були взяті. Рухливість електронів μ_{e1} було визначено з експериментальних величин дрейфової швидкості електронів V_{dr} , наведених у роботах [170, 171]. В результаті цього аналізу для розрахунків було обрано величину $\mu_{e1} = 3,5 \cdot 10^5$ cm^2 Торр/(В с). З робіт [172 - 175] був визначений коефіцієнт вільної дифузії електронів $D_{e1} = 4 \cdot 10^5$ cm^2 Торр/с.

Домінуючими в розряді у водні є позитивні іони H_3^+ [155]. Тому ми використовували при розрахунках для цього сорту іонів такі значення: $\mu_{i1} = 9,265 \cdot 10^3$ cm^2 Торр/(В с) і $D_{i1} = 239,5$ cm^2 Торр/с, які були взяті з книги [158].

Далі нам для розрахунків зведеного електричного поля (4.9) потрібні величини констант A і B , які входять у формулу для першого коефіцієнта

Таунсенда (2). Для їх визначення ми використовували експериментально виміряні α/p для водню, які отримав Rose [176] у широкому діапазоні $E/p = 15 - 1000$ В/(см Торр). У книзі Райзера [22] наводяться величини $A = 5$ см⁻¹ Торр⁻¹ і $B = 130$ В/(см Торр), проте вони добре описують поведінку α/p тільки у діапазоні великих значень зведеного електричного поля $E/p = 150 - 600$ В/(см Торр). Але Amorim et al. [98] зондовим методом визначили, що у позитивному стовпі у водні $E/p = 10 - 40$ В/(см Торр). У цьому діапазоні E/p необхідно використовувати константи $A = 6$ см⁻¹Торр⁻¹ і $B = 145$ В/(см Торр), що видно з Рис. 4.2.

На Рис.4.3 представлені результати наших розрахунків за допомогою простого рівняння (4.9), а також експериментальних даних [98] і результатів моделювання [98, 99]. Розрахована нами залежність зведеного електричного поля E/p від добутку pR добре узгоджується з експериментом [98] і

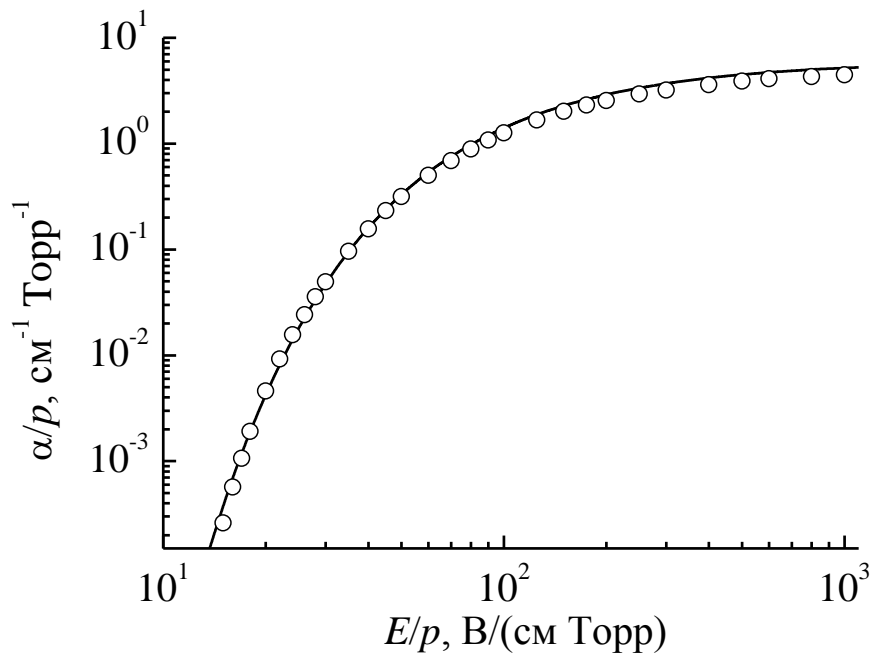


Рис.4.2. Залежність відношення α/p від зведеного електричного поля E/p . Точки - експериментальні результати Rose[176], крива - розрахунок за формулою (4.2) з константами $A = 6$ см⁻¹ Торр⁻¹ і $B = 145$ В/(см Торр).

практично накладається на результати складної кінетичної моделі [99].

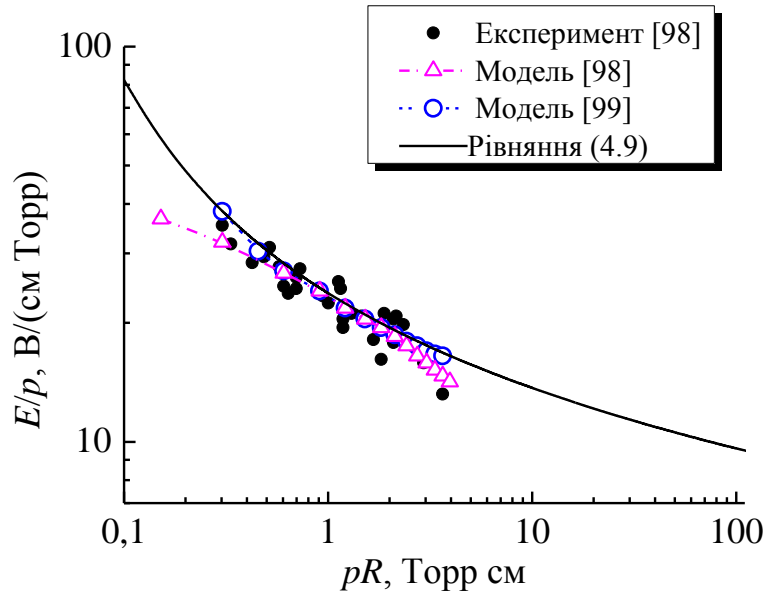


Рис.4.3. Залежності зведеного електричного поля E/p від добутку pR . Лінія - розрахунок за допомогою рівняння (4.9), точки - зондові заміри [98], порожністі трикутники - модель [98], порожністі точки - модель [99].

4.1.2. Результати розрахунку для азоту

Перевіримо тепер, чи добре отримані у цій моделі рівняння (4.9) і (4.10) описують величини зведеного електричного поля E/p у позитивному стовпі тліючого розряду в азоті. Азот - електропозитивний газ, не утворює негативних іонів. У ньому, як було показано в [177], при низькому розрядному струмі пряма іонізація молекул газу електронним ударом переважає над ступінчастою і асоціативною іонізаціями за участю метастабільних молекул, концентрація яких за цих умов мала. Через низьку густину заряджених частинок дисоціативною рекомбінацією електронів і молекулярних позитивних іонів азоту можна знехтувати у порівнянні з амбіполярними втратами на стінках трубки.

Рівняння (4.9) і (4.10) містять рухливості і коефіцієнти дифузії електронів та іонів μ_{e1} , μ_{i1} , D_{e1} і D_{i1} . Рухливість електронів $\mu_{e1} = 4,2 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 \text{ Torr}/(\text{V c})$ для азоту було визначено з експериментальних величин дрейфової швидкості електронів V_{dr} , наведених в статтях [170, 171]. З робіт

[171–174] було визначено коефіцієнт вільної дифузії електронів $D_{e1} = 9 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \text{ Торр/с}$.

Для позитивних іонів азоту ми використовували при наших розрахунках такі значення рухливості $\mu_{i1} = 1,54 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \text{ Торр/(В с)}$ і коефіцієнта дифузії $D_{i1} = 39,7 \text{ см}^2 \text{ Торр/с}$, які були взяті з книги [158].

Далі нам для розрахунків зведеного електричного поля (4.9) і (4.10) потрібні величини констант A і B , які входять у формулу для α/p (4.2). Для їх визначення ми використовували експериментально виміряні значення

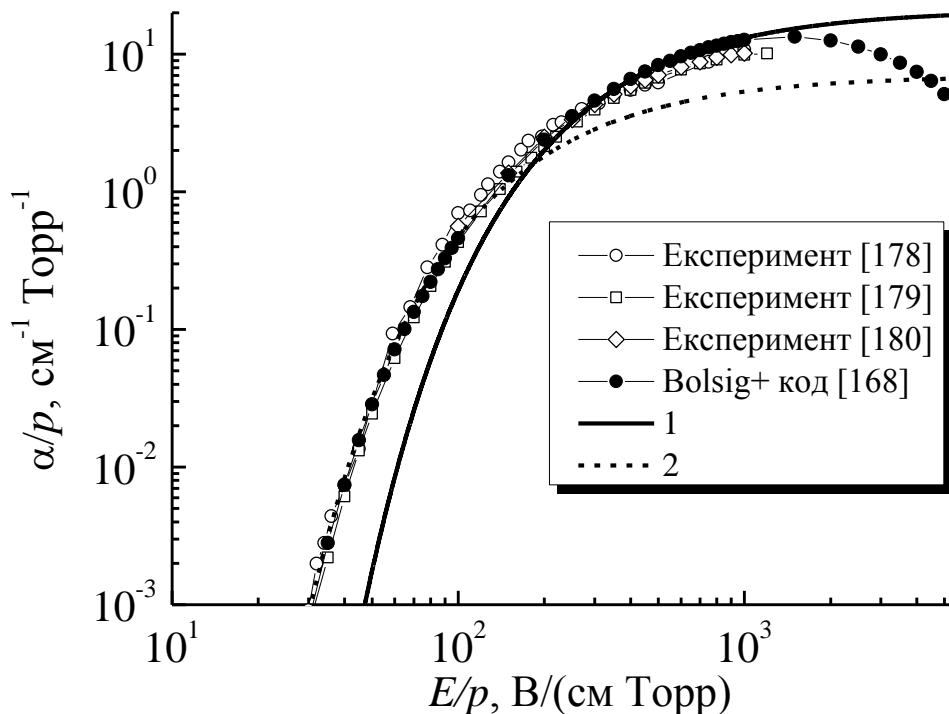


Рис.4.4. Залежність відношення α/p від зведеного електричного поля E/p . Порожні точки - експериментальні результати [178–180], суцільні точки – розрахунок за допомогою кода Bolsig+ [168], крива 1 – розрахунок за формулою (4.2) з константами $A = 21 \text{ см}^{-1} \text{ Торр}^{-1}$ та $B = 469 \text{ В/(см Торр)}$ [168], пунктирна крива 2 - розрахунок за формулою (4.2) з константами $A = 7 \text{ см}^{-1} \text{ Торр}^{-1}$ та $B = 270 \text{ В/(см Торр)}$.

першого коефіцієнта Таунсенда α/p для азоту [178–180] у широкому діапазоні $E/p = 30 - 1000 \text{ В/(см Торр)}$. У книзі Райзера [22] наводяться величини $A = 12 \text{ см}^{-1} \text{ Торр}^{-1}$ та $B = 342 \text{ В/(см Торр)}$, проте вони добре описують поведінку α/p тільки в діапазоні великих $E/p = 100 - 600 \text{ В/(см Торр)}$. У роботі [168] отримано, що у діапазоні високих

$E/p = 200 - 1000$ В/(см Торр) величини α/p добре описуються рівнянням (2) з константами $A = 21 \text{ см}^{-1} \text{ Торр}^{-1}$ і $B = 469 \text{ В/(см Торр)}$ (див. Рис.4.4). Однак, як було показано в роботах [177, 181-183], зведене електричне поле у позитивному стовпі в азоті перебуває в діапазоні $E/p \approx 20 - 80 \text{ В/(см Торр)}$. Тому в цьому діапазоні E/p доцільно використовувати константи $A = 7 \text{ см}^{-1} \text{ Торр}^{-1}$ і $B = 270 \text{ В / (см Торр)}$.

На Рис.4.5 наведено результати наших розрахунків за допомогою рівнянь (4.9) і (4.10), а також експериментальних даних [177, 181-183] і моделювання [177, 181]. Горизонтальною пунктирною лінією показана величина $E/p = 27 \text{ В/(см Торр)}$, для якої $z = B/(E/p) = 270/27 = 10$. Величини E/p при $z < 10$ потрібно розраховувати за допомогою рівняння (4.10), в той час як для $z > 10$ (більш низьких зведених електричних полів) потрібно застосовувати рівняння (4.9). Розрахована нами залежність зведеного електричного поля E/p від добутку pR добре узгоджується з результатами як

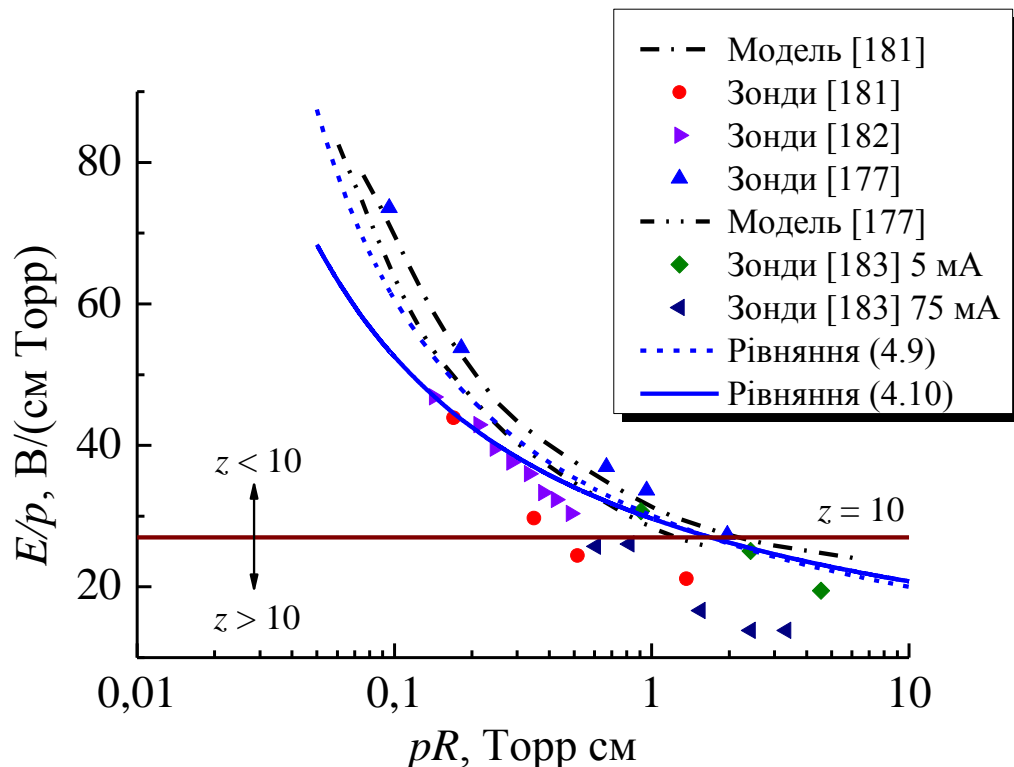


Рис.4.5. Залежності зведеного електричного поля E/p від добутку pR у азоті. лінія – розрахунок за допомогою рівняння(4.10), пунктирна лінія - розрахунок за допомогою рівняння (4.9), точки - зондові вимірювання [177, 181–183], —·— - модель [181], ···— - модель [177].

експериментів [177, 181-183], так і розрахунків [177, 181].

4.2. Зведене електричне поле у позитивному стовпі у тліючому розряді в інертних газах

У цій роботі представлено моделі, що дозволяють визначити зведене електричне поле у позитивному стовпі в інертних газах для двох випадків: низького тиску, коли впливом метастабільних атомів на процеси в плазмі можна знехтувати, і високого тиску, з урахуванням вкладу метастабілей. Результати розрахунків добре узгоджуються як з нашими експериментальними даними для аргону, так і результатами чисельного моделювання та експериментів інших авторів.

4.2.1. Аналітична модель зведеного електричного поля без урахування метастабільних атомів

Спочатку розглянемо однорідний позитивний стовп в інертних газах в амбіполярному режимі, коли єдиним механізмом втрат заряджених частинок є їх втрати на стінках трубки внаслідок амбіполярної дифузії, які для підтримки стаціонарного розряду повинні компенсуватися прямою іонізацією молекул газу електронним ударом. При невеликих розрядних струмах концентрація метастабільних атомів мала [184], тому процесами з їх участю (ступінчастою і асоціативною іонізаціями) можна знехтувати. Ми не будемо також враховувати втрати заряджених частинок через їх рекомбінацію. Тоді для опису позитивного стовпа можна використовувати рівняння (4.1) [22].

Перший коефіцієнт Таунсенда для іонізації атомів інертних газів електронним ударом записується у вигляді [22]

$$\frac{\alpha}{p} = C \cdot \exp\left(-\frac{G}{(E/p)^{1/2}}\right), \quad (4.11)$$

де C і G - константи, що залежать від сорту газу. Далі підставимо у рівняння (4.1) вирази для першого коефіцієнта Таунсенда (4.11), коефіцієнта

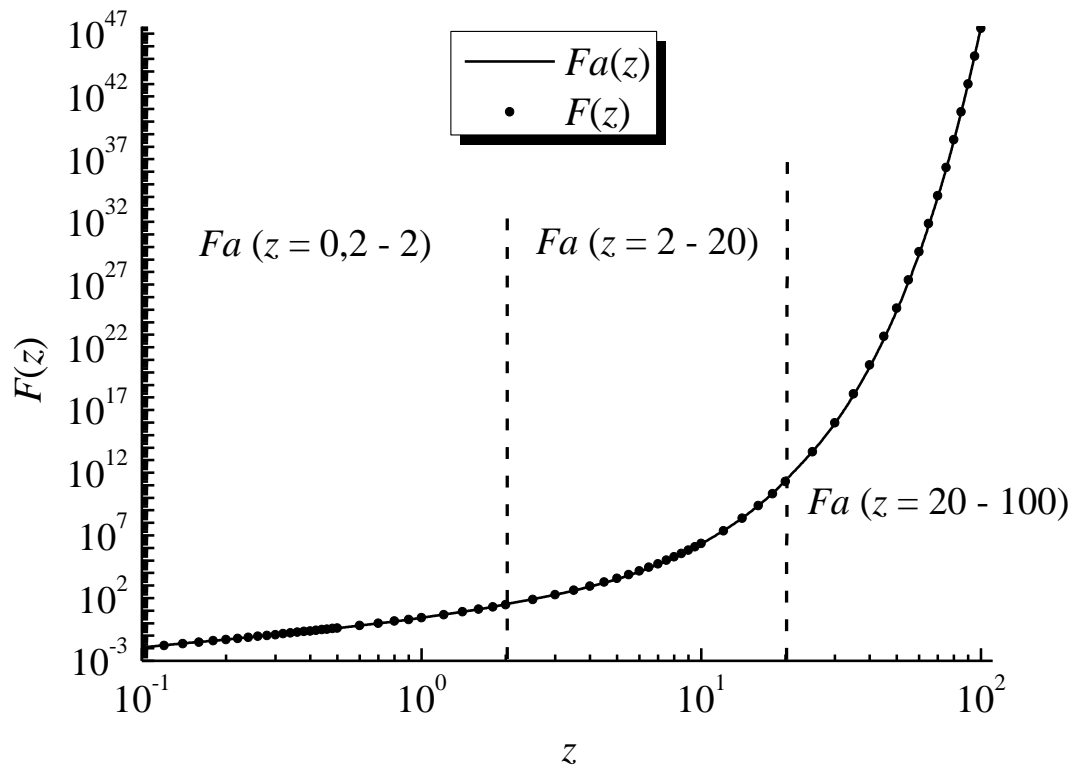


Рис.4.6. Залежність функції $F(z)$ (точки) і апроксимаційної функції $Fa(z)$ (суцільна лінія) від відношення $z = G/(E/p)^{1/2}$.

амбіполярної дифузії (4.5), дрейфової швидкості електронів $V_{dr} = \mu_e \cdot E = \mu_{e1} \cdot E/p$ і введемо додаткову змінну $z = G/(E/p)^{1/2}$, тоді отримаємо таке рівняння:

$$z^2 \cdot \exp(z) = \frac{C \cdot G^2 \cdot \mu_{e1}}{D_{i1} + D_{e1} \cdot (\mu_{i1}/\mu_{e1})} \cdot \frac{(pR)^2}{(2.405)^2}. \quad (4.12)$$

Це рівняння не має аналітичного розв'язку щодо величини z . Тому знайдемо для функції $F(z) = z^2 \cdot \exp(z)$ апроксимаційні формули для різних діапазонів z , в яких може перебувати зведене електричне поле E/p у позитивному стовпі. Для діапазонів $z = 20 - 100$, $z = 2 - 20$ і $z = 0,2 - 2$ функцію $F(z)$ можна описувати такими апроксимаційними формулами, відповідно (див. Рис.4.6):

$$F(z) = z^2 \cdot \exp(z) \approx Fa(z) = 300 \cdot \exp(z^{1,008}), \quad (4.13)$$

$$F(z) = z^2 \cdot \exp(z) \approx Fa(z) = 1,55 \cdot \exp[(5z^2 - 6)^{0,4265}], \quad (4.14)$$

$$F(z) = z^2 \cdot \exp(z) \approx Fa(z) = 1,2 \cdot z^2 + 1,5 \cdot z^4. \quad (4.15)$$

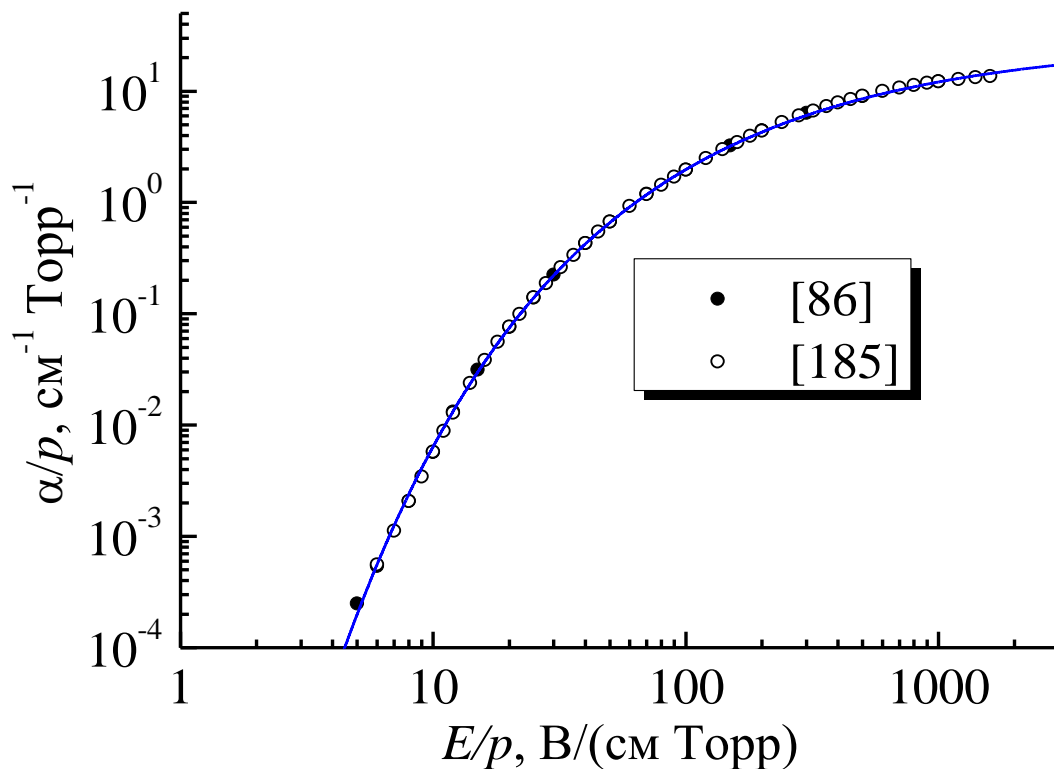


Рис.4.7. Залежність відношення α/p від зведеного електричного поля E/p . Точки – експериментальні результати [86], порожністі точки – експериментальні результати [185], суцільна лінія – розрахунок за формулою (4.11) з константами $C = 28 \text{ см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ та $G = 26,5 (\text{В}/(\text{см} \cdot \text{Торр}))^{0,5}$.

Підставивши формули (4.13) - (4.15) в (4.12), отримаємо рівняння для зведеного електричного поля для перелічених вище випадків

$$\frac{E}{p} = G^2 \cdot \left\{ \ln \left[\frac{C \cdot G^2 \cdot \mu_{e1}}{300 \cdot [D_{i1} + D_{e1} \cdot (\mu_{i1}/\mu_{e1})]} \cdot \frac{(pR)^2}{(2.405)^2} \right] \right\}^{-1.984}, \quad (4.16)$$

$$\frac{E}{p} = 5G^2 \cdot \left\{ 6 + \left\{ \ln \left[\frac{C \cdot G^2 \cdot \mu_{e1}}{1.55 \cdot [D_{i1} + D_{e1} \cdot (\mu_{i1}/\mu_{e1})]} \cdot \frac{(pR)^2}{(2.405)^2} \right] \right\}^{2.345} \right\}^{-1}, \quad (4.17)$$

$$\frac{E}{p} = 3 \cdot G^2 \cdot \left\{ -1.2 + \sqrt{(1.2)^2 + \frac{6 \cdot C \cdot G^2 \cdot \mu_{e1}}{D_{i1} + D_{e1} \cdot (\mu_{i1}/\mu_{e1})} \cdot \frac{(pR)^2}{(2.405)^2}} \right\}^{-1}. \quad (4.18)$$

Для позитивних іонів аргону значення рухливості і коефіцієнта дифузії $\mu_{i1} = 1285 \text{ см}^2 \text{ Торр}/(\text{В с})$ і $D_{i1} = 33,2 \text{ см}^2 \text{ Торр}/\text{с}$ були взяті з книги [158]. При наших розрахунках ми використовували рухливість електронів $\mu_{e1} = 2,3 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \text{ Торр}/(\text{В с})$, визначену з робіт [186-190]. Величину коефіцієнта вільної дифузії електронів $D_{e1} = 8,65 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \text{ Торр}/\text{с}$ в аргоні було

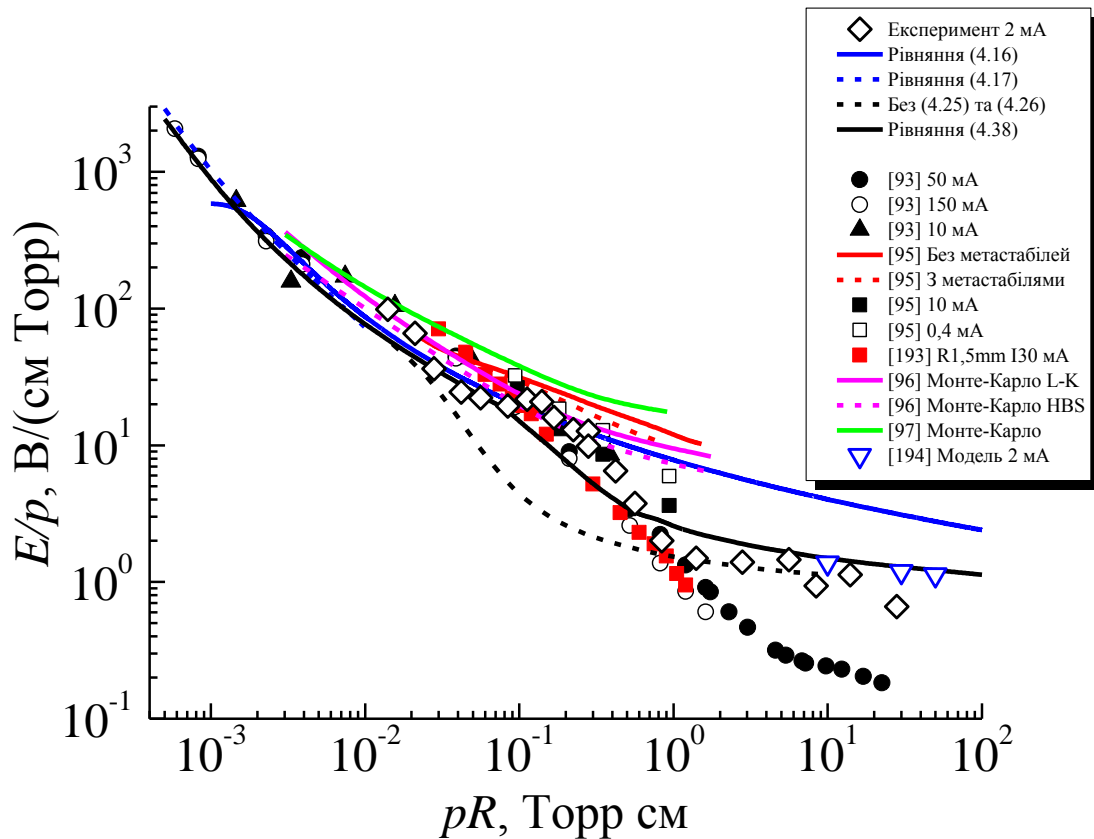


Рис.4.8. Залежності зведеного електричного поля E/p від добутку pR в аргоні. синя лінія - розрахунок за допомогою рівняння (4.16), пунктирна синя лінія - розрахунок за допомогою рівняння (4.17). Суцільна чорна лінія - розрахунок за допомогою рівняння (4.38), пунктирна чорна лінія - розрахунок без урахування реакцій (4.25) і (4.26). Порожні ромби - наші експериментальні результати, суцільні точки, порожні точки і трикутники - експериментальні результати [93], червоні квадрати - експериментальні результати [193], чорні квадрати (суцільні і порожні) - експериментальні результати [95]. Червона суцільна і пунктирна лінії - розрахунок [95] з урахуванням і без урахування метастабільних атомів. Суцільна і пунктирна пурпурні лінії - розрахунок Монте-Карло [96] для L-K та HBS наборів перерізів. Зелена суцільна лінія - розрахунок Монте-Карло [97]. Сині порожні трикутники - розрахунок [194].

отримано з робіт [186, 190-192]. З робіт [86, 185] були визначені величини констант $C = 28 \text{ см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ і $G = 26,5 (\text{В}/(\text{см} \cdot \text{Торр}))^{0,5}$ (див. Рис.4.7). Результати розрахунків зведеного електричного поля E/p за допомогою рівнянь (4.17) і (4.18) показані на рисунку 4.8 і добре узгоджуються з експериментальними (при $pR \leq 0,3 \text{ Торр} \cdot \text{см}$) і теоретичними даними (при $pR \leq 1 \text{ Торр} \cdot \text{см}$) робіт [93, 95-97, 193].

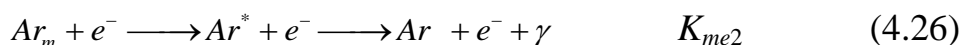
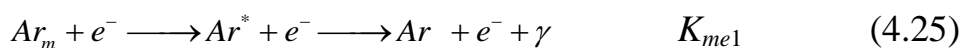
Відзначимо, що аналогічну модель було запропоновано вище для молекулярних газів: азоту і водню. Для опису інертних і молекулярних газів використовуються різні вирази для першого коефіцієнта Таунсенда: якщо для

аргону та інших інертних газів зведене електричне поле E/p має ступінь $1/2$, то для молекулярних газів потрібно використовувати E/p в першому ступені.

З Рис.4.8 видно, що розрахунок за допомогою цієї моделі, яка не враховує процеси за участю метастабільних атомів аргону, добре описує результати експериментів (як наших, так і отриманих в роботах [93, 95, 193]) лише в діапазоні невеликих величин добутку $pR \leq 0,3$ Торр·см. При більш високих pR експериментальні дані різко відхиляються в область більш низьких значень зведеного електричного поля E/p , у порівнянні з результатами розрахунків. Це вказує на те, що у позитивному стовпі починають відігравати роль не лише пряма іонізація і амбіполярна дифузія, але і додаткові процеси, що підтримують горіння розряду. Такі процеси найбільш ймовірно можуть бути пов'язані з метастабільними атомами аргону і будуть розглянуті в наступній частині нашої роботи.

4.2.2. Аналітична модель зведеного електричного поля з урахуванням метастабільних атомів

Тепер розглянемо аналітичну модель, яка враховує наявність метастабільних атомів у позитивному стовпі розряду в аргоні. Аналіз показав, що найбільш важливими є такі процеси:



Тут процес (4.19) є прямою іонізацією атомів аргону (з частотою ν_i) електронами з пороговою енергією 15,8 еВ, процес (4.20) - збудження

метастабільного рівня 3P_2 атома аргону електронами з пороговою енергією 11,55 еВ зі швидкістю процесу K_m . Відзначимо, що атоми аргону можуть збуджуватися також на другий метастабільний рівень 3P_0 , проте переважаючими у розряді є саме метастабільні атоми 3P_2 , їх концентрація утричі більша за концентрацію атомів 3P_0 [95]. Тому ми будемо припускати, що є тільки один метастабільний рівень 3P_2 . Далі потрібно розглянути процеси втрат метастабільних атомів при зіткненнях з електронами і при парних зіткненнях один з одним. Метастабільні атоми можуть бути іонізовані електронним ударом з енергією понад 4,25 еВ (ступінчаста іонізація, процес (4.21)) зі швидкістю K_{sw} . Метастабільні атоми можуть бути дезактивовані при ударах другого роду з електронами (процес (4.22) зі швидкістю K_d), при яких електрон отримує всю енергію збудження рівня (11,55 еВ). При парних зіткненнях двох метастабільних атомів аргону можливі два процеси. В процесі (4.23) один з метастабільних атомів перетворюється в іон (швидкість процесу K_{mi1}), а в процесі (4.24) відбувається асоціативна іонізація (зі швидкістю K_{mi2}) з формуванням молекулярного іона Ar_2^+ . Нарешті, обов'язково потрібно розглянути процеси збудження з метастабільного рівня 3P_2 ($1s_5$) на випромінюючий рівень $3p^54p$ ($2p$) (процес (4.25) зі швидкістю K_{me1}) і на резонансні $1s_4$ і $1s_2$ рівні (процес (4.26) зі швидкістю K_{me2}) електронним ударом. Враховувалися також втрати метастабільних атомів внаслідок дифузії на стінки розрядної трубки, при цьому коефіцієнт дифузії дорівнював $D_m = 54/p$ см²/с [195, 196]. Швидкості процесів $K_d = 4 \cdot 10^{-10}$ см³с⁻¹ і $K_{mi1} = 1,2 \cdot 10^{-9}$ см³с⁻¹ були отримані в роботі [197], а швидкість $K_{mi2} = 0,8 \cdot 10^{-9}$ см³с⁻¹ - в роботі [198].

Для визначення швидкостей процесів (4.20) – (4.22), (4.25) і (4.26) ми використовували код BOLSIG+ [199]. Цей код розраховує функції розподілу електронів за енергіями, коефіцієнти переносу електронів і швидкості процесів для газів, для яких у файлі SIGLO.SEC є перерізи пружних і непружних зіткнень електронів з молекулами газу. BOLSIG+ може проводити розрахунки не лише для чистих газів, а й для їх сумішей. При

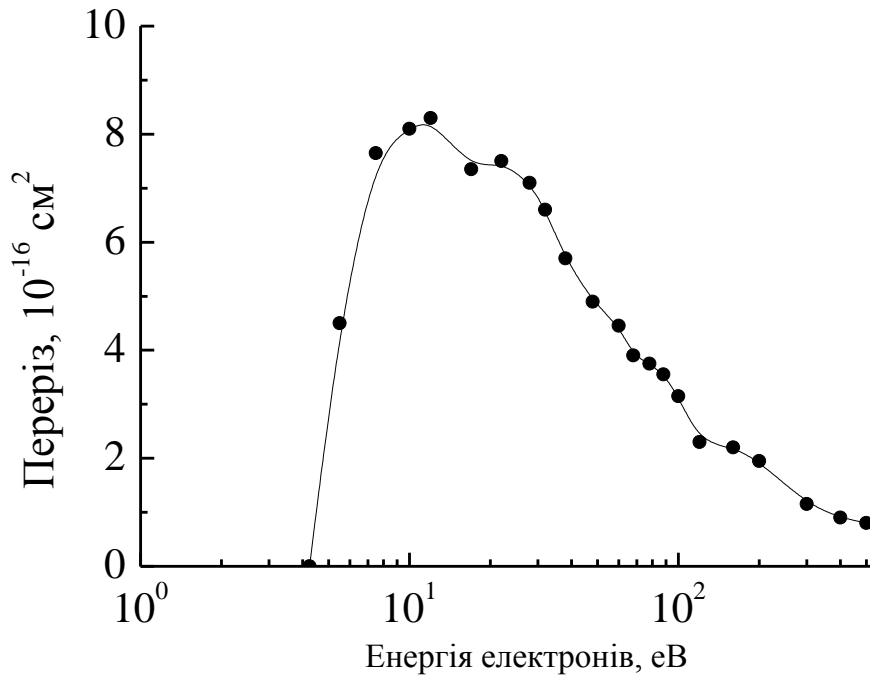


Рис.4.9. Переріз ступінчастої іонізації метастабільних атомів аргону, виміряний у [203].

цьому користувач може додавати цікаві для нього гази в SIGLO.SEC file. Однак у цій моделі нам потрібно знати швидкості реакцій не тільки для збудження метастабільних рівнів електронним ударом (4.20), а й швидкості процесів (4.21), (4.22), (4.25) і (4.26) за участю метастабільних атомів. Для цього ми провели розрахунки за допомогою BOLSIG+ не для чистого аргону, а для суміші аргону з невеликою добавкою метастабільних його атомів (0.001%, що узгоджується з результатами експериментів [95]), розглядаючи їх як окремий газ. При цьому використовувалися перерізи пружних і збудливих зіткнень електронів з атомами аргону, отримані М. Hayashi [200, 201], а для іонізуючих зіткнень - переріз [202]. Ступінчастій іонізації метастабільних атомів аргону $^3P_2 (1s_5)$ присвячена низка робіт [203–69], однак, лише в роботі [203] наведені експериментальні дані, а результати розрахунків [204–206] далеко не завжди добре узгоджуються з даними [203]. Тому саме переріз ступінчастої іонізації [203] був нами доданий у SIGLO.SEC file для метастабільних атомів аргону. Відзначимо, що [203] є тези конференції, опубліковані в 1973 році, тому ми представили переріз [203] для аргону на рис.4.9. Перерізи для інших процесів опубліковані в

доступній літературі, тому ми не будемо наводити їх в нашій роботі у вигляді рисунків або таблиць.

Перерізи збудження метастабільних атомів 3P_2 ($1s_5$) на випромінюючий $3p^54p$ ($2p_1 - 2p_{10}$) (процес (4.25)) і на резонансні $1s_4$ і $1s_2$ рівні (процес (4.26)) були взяті нами з роботи [207].

На Рис.4.10 показано залежність швидкості процесу (4.21) K_{sw} від зведеного електричного поля E/p . З рисунка видно, що результати розрахунку за допомогою BOLSIG+ code добре узгоджуються з даними кінетичної моделі [95], при цьому така апроксимаційна формула для K_{sw} може бути використана в діапазоні зведеного електричного поля $E/p \leq 100$ В/(см Торр):

$$K_{sw} = 5 \cdot 10^{-8} \cdot \exp\left(-\frac{3}{(E/p)^{1.5}}\right) \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^{0.165} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (4.27)$$

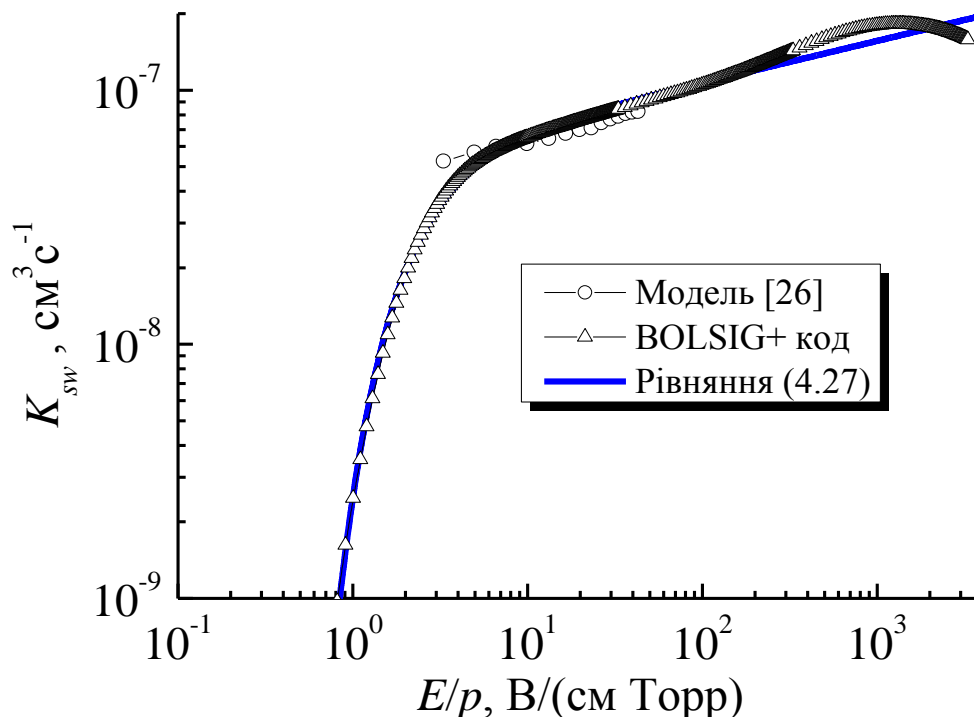


Рис.4.10. Залежність швидкості процесу (4.21) K_{sw} від зведеного електричного поля E/p . Порожнисті точки - кінетична модель [95], порожнисті трикутники - розрахунок за допомогою BOLSIG+ кода, суцільна лінія - наша апроксимація (4.27).

Значення K_{sw} при більш високих E/p для нашої моделі не важливі, оскільки з Рис.4.8 видно, що метастабільні атоми впливають на процеси у позитивному

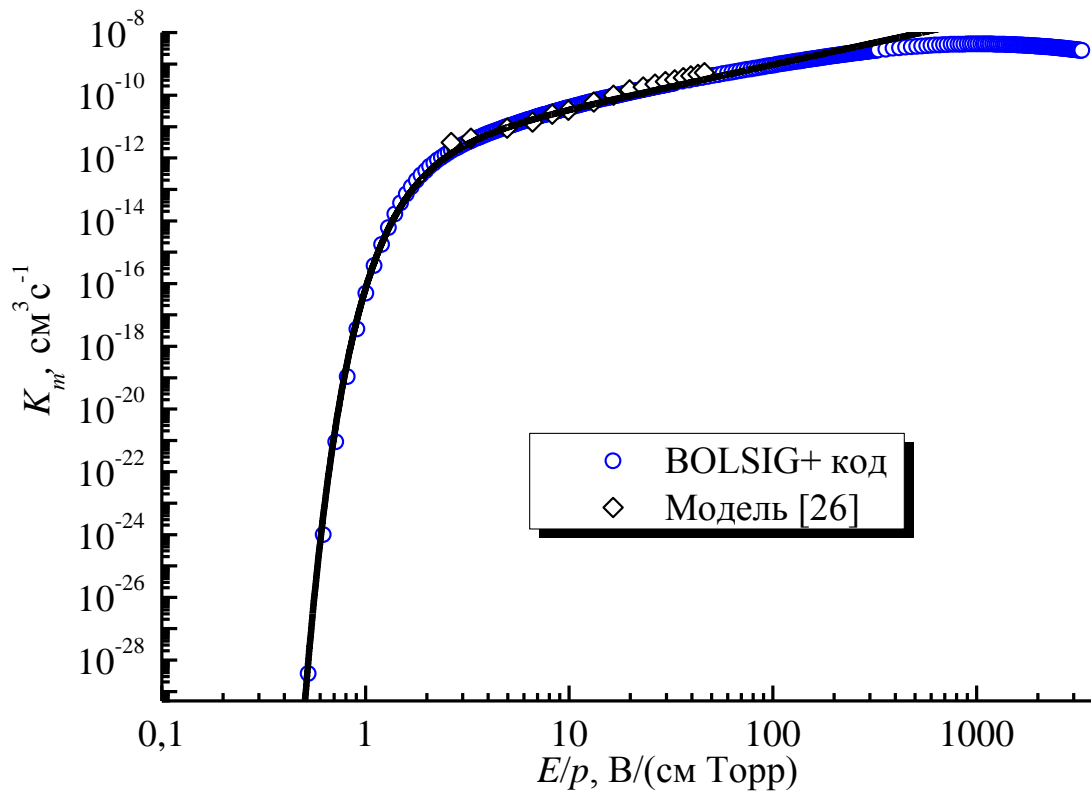


Рис.4.11. Залежність швидкості процесу (4.20) K_m від зведеного електричного поля E/p . Порожністі точки - розрахунок за допомогою BOLSIG+ code, порожністі ромби - кінетична модель [95], суцільна лінія - наша апроксимація (4.28).

стовпі тільки при $E/p \leq 30$ V/(см Торр).

Для процесу (4.20) збудження метастабільного рівня електронним ударом з основного стану атома аргону залежність швидкості K_m від зведеного електричного поля E/p показано на Рис.4.11. У цьому випадку також спостерігається узгодження розрахунків за допомогою кода BOLSIG+ і кінетичної моделі [95], при цьому з доброю апроксимацією в діапазоні $E/p \leq 30$ V/(см Торр) є:

$$K_m = 1.5 \cdot 10^{-12} \cdot \exp\left(-\frac{10}{(E/p)^2}\right) \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^{1.4} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (4.28)$$

Оскільки у процесах (4.25) і (4.26) відбувається руйнування метастабільних атомів аргону в результаті їх збудження електронним ударом на більш високі

резонансні та випромінювальні рівні, то зручно використовувати сумарну швидкість цих процесів $K_{me} = K_{me1} + K_{me2}$. Залежність K_{me} від зведеного електричного поля E/p показана на Рис.4.12. Результати наших розрахунків за

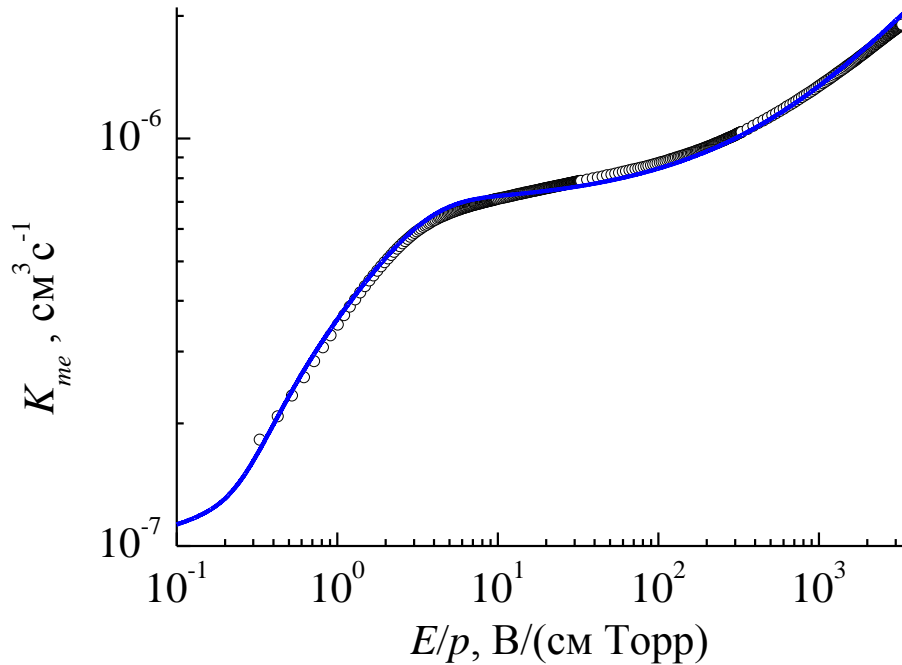


Рис.4.12. Залежність сумарної швидкості процесів (4.25) і (4.26) K_{me} від зведеного електричного поля E/p . Точки - розрахунок за допомогою кода BOLSIG+, суцільна лінія - наша апроксимація (4.29).

допомогою BOLSIG+ code добре описуються такою апроксимаційною формулою:

$$K_{me} = 10^{-7} + 5.5 \cdot 10^{-6} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{(E/p)^{0.65}}{700}\right) \right] + 4.5 \cdot 10^{-7} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{(E/p)^{1.2}}{2.5}\right) \right] + 1.4 \cdot 10^{-7} \cdot \exp\left(-\frac{0.3}{(E/p)^{1.6}}\right) \quad \text{см}^3 \text{с}^{-1} \quad (4.29)$$

Тепер запишемо рівняння балансу для електронів і метастабільних атомів у стаціонарному позитивному стовпі, які враховують процеси (4.19) – (4.26)

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = v_i \cdot n_e - D_a \cdot \frac{n_e}{\Lambda^2} + K_{sw} \cdot N_m \cdot n_e + K_{mi} \cdot N_m^2 = 0, \quad (4.30)$$

$$\frac{\partial N_m}{\partial t} = K_m \cdot N \cdot n_e - D_m \cdot \frac{N_m}{\Lambda^2} - K_{sw} \cdot N_m \cdot n_e - K_{mi} \cdot N_m^2 - K_d \cdot N_m \cdot n_e - K_{me} \cdot N_m \cdot n_e = 0. \quad (4.31)$$

Тут $N = 3,295 \cdot 10^{16} \cdot p \text{ см}^{-3}$ - концентрація атомів аргону в основному (незбудженому) стані, Λ - дифузійна довжина трубки, для довгого позитивного стовпа можна вважати, що $\Lambda = R/2,405$, R – радіус трубки.

Складемо рівняння (4.30) і (4.31), виразимо густину електронів як $n_e = j_e / (e \cdot V_{dr})$, де j_e - густина розрядного струму, e - одиничний заряд, V_{dr} - дрейфова швидкість електронів. Тоді концентрація метастабільних атомів дорівнює:

$$N_m = \frac{j_e \cdot \left[v_i - \left(\frac{D_a}{\Lambda^2} \right) + K_m \cdot N \right]}{e \cdot V_{dr} \cdot \left(\frac{D_m}{\Lambda^2} \right) + j_e \cdot (K_d + K_{me})}. \quad (4.32)$$

З рівняння (4.31) випливає, що

$$n_e = \frac{D_m \cdot \left(\frac{N_m}{\Lambda^2} \right) + K_{mi} \cdot N_m^2}{K_m \cdot N - N_m \cdot (K_{sw} + K_d + K_{me})}. \quad (4.33)$$

Підставимо (4.33) в (4.30), отримаємо квадратне рівняння для концентрації метастабільних атомів:

$$N_m^2 \cdot K_{mi} \cdot (K_d + K_{me}) + N_m \cdot \left[K_{mi} \cdot \frac{D_a}{\Lambda^2} - v_i \cdot K_{mi} - K_{sw} \cdot \frac{D_m}{\Lambda^2} - K_{mi} \cdot K_m \cdot N \right] + \frac{D_a \cdot D_m}{\Lambda^4} - v_i \cdot \frac{D_m}{\Lambda^2} = 0 \quad (4.34)$$

Його розв'язок має вигляд:

$$N_m = \frac{-b + \sqrt{D}}{2 \cdot K_{mi} \cdot (K_d + K_{me})}, \quad (4.35)$$

де

$$D = \left[K_{mi} \cdot \frac{D_a}{\Lambda^2} - v_i \cdot K_{mi} - K_{sw} \cdot \frac{D_m}{\Lambda^2} - K_{mi} \cdot K_m \cdot N \right]^2 + 4 \cdot K_{mi} \cdot (K_d + K_{me}) \cdot \frac{D_m}{\Lambda^2} \cdot \left(v_i - \frac{D_a}{\Lambda^2} \right), \quad (4.36)$$

$$b = K_{mi} \cdot \left(\frac{D_a}{\Lambda^2} - v_i - K_m \cdot N \right) - K_{sw} \cdot \frac{D_m}{\Lambda^2}. \quad (4.37)$$

Прирівнявши (4.32) і (4.35), отримаємо шукане рівняння для зведеного електричного поля, яке залежить від густини розрядного струму, тиску газу і радіуса трубки (добре відомих нам параметрів), але не залежить від густини електронів і метастабільних атомів:

$$\frac{j_e \cdot \left[v_i - \left(\frac{D_a}{\Lambda^2} \right) + K_m \cdot N \right]}{e \cdot V_{dr} \cdot \left(\frac{D_m}{\Lambda^2} \right) + j_e \cdot (K_d + K_{me})} = \frac{-b + \sqrt{D}}{2 \cdot K_{mi} \cdot (K_d + K_{me})}. \quad (4.38)$$

На Рис.4.8 результати розрахунку за допомогою рівняння (4.38) показані чорною суцільною лінією, і вони добре узгоджуються з нашими експериментальними даними. З рисунка видно, що ця лінія при $pR < 0,1$ Торр·см близька до кривих, що описуються рівняннями (4.17) і (4.18), які отримані без урахування процесів за участі метастабільних атомів. При більш високих pR чорна суцільна крива різко відхиляється в діапазон більш низьких зведених електричних полів E/p , що узгоджується з поведінкою експериментальних результатів.

Якщо в нашій моделі знехтувати процесами (4.25) і (4.26), що описують втрати метастабільних атомів через їх збудження на резонансні та випромінювальні рівні (при цьому видаливши перерізи для цих процесів з SIGLO.SEC файла), то результати розрахунків описуються чорною пунктирною кривою. Ця крива відхиляється в діапазон більш низьких E/p при $pR < 0,02$ Торр·см, що не узгоджується з експериментальними даними. Очевидно, що при цьому занижуються втрати метастабільних атомів і завищується їх концентрація в позитивному стовпі. Тому для гарного узгодження з експериментальними результатами обов'язково потрібно враховувати процеси (4.25) і (4.26).

4.2.3. Експериментальні результати для аргону

Для дослідження тліючого розряду постійного струму використовувалася розрядна камера, схема якої показана на Рис.2.1. Скляна розрядна трубка мала внутрішній діаметр 56 мм. Експерименти проводилися при тисках аргону $p = 0,03 - 100$ Торр в діапазоні постійної напруги $U_{dc} \leq 4000$ В і розрядних струмах до 100 мА. Джерело постійної напруги підключалося до катода, а анод був заземлений. Анод був рухомим, що дозволяло плавно

змінювати відстань між електродами. Зазвичай для вимірювання зведеного електричного поля у плазмі використовуються такі методики.

а) У плазмі розміщується подвійний зонд так, щоб два поодинокі зонда, що складають його, розташовувалися поблизу осі трубки на різних відстанях від катода, і вимірюється напруга, при якій струм в зондовому ланцюзі дорівнює нулю. Знаючи відстань між зондами, легко визначити напруженість електричного поля в цій області плазми.

б) Використовується поодинокий рухомий зонд, який може переміщуватися уздовж осі трубки. Послідовно вимірюються дві зондові вольт-амперні характеристики на різних відстанях від катода при фіксованому розрядному струмі, з яких визначаються величини потенціалу плазми. Знаючи відстань між точками, в яких проводилися вимірювання, знаходять напруженість електричного поля. Відзначимо, що обидва зондових методи можуть вносити значні збурення плазми поблизу зонда. Тим більше при переміщенні зонда з однієї точки в іншу збурення будуть різними.

в) Автори [29] для оцінки напруженості електричного поля від різниці потенціалів на електродах U відняли нормальне катодне падіння напруги U_n і отриманий результат розділили на довжину позитивного стовпа L_p (визначену з фотографій розряду). Величина U_n була взята з книги Райзера [22] і вважалася незмінною в усьому діапазоні розрядних струмів. Ця методика підходить тільки для нормального режиму розряду постійного струму і може призводити до великих огріх визначення напруженості електричного поля. По-перше, U_n насправді залежить не лише від сорту газу і матеріалу електродів, а й від їх стану (наявності моношарів газів на їх поверхні), який протягом одного експерименту може змінюватися. По-друге, нормальне падіння напруги U_n може залежати від розрядного струму (див. [118], а також наші результати з Розділу 3): розширення розряду по поверхні катода в нормальному режимі з ростом струму супроводжується зменшенням катодного падіння напруги. По-третє, для визначення наведених у книзі Райзера [22] (й інших подібних книгах) величин нормального падіння

напруги U_n зазвичай вимірювалася залежність падіння напруги на електродах від відстані між ними [162, 208]. Ця залежність має мінімум [208], напруга в якому і вважалася нормальною. Однак у роботі [73] було показано, що ця величина U_n зазвичай є завищеною, тому що за умов зазначеного вище мінімуму розряд горить в аномальному режимі, а нормальний режим з'являється тільки при достатньо великих зазорах між електродами. Отже, ця методика навряд чи може бути визнана надійною.

г) Найбільш простим і при цьому найменш збурюючим плазму, на наш погляд, є такий метод. Переміщуючи рухомий анод, можна вимірювати падіння напруги між електродами. При цьому прианодна область зберігає свої характеристики (оскільки анод контактує з позитивним стовпом з постійними вздовж його осі параметрами плазми), а катодний шар, негативне світіння і темний фарадеевський простір не залежать від довжини позитивного стовпа і параметри плазми в них контролюються катодним падінням напруги, струмом і тиском газу. Якщо розрядний струм зберігається фіксованим при таких переміщеннях анода по позитивному стовпу з положення L_1 в L_2 , то різниця потенціалів на електродах при зазорах L_1 і L_2 дорівнює падінню напруги на позитивному стовпі довжиною $|L_1 - L_2|$. Такий метод також широко використовується дослідниками (див., наприклад, [87, 161]). У цій роботі нами використовувалася саме ця методика вимірювання зведеного електричного поля в позитивному стовпі.

На рис.4.13 показано залежність падіння напруги U на електродах від зазору L між ними для випадку, коли анод розташовується в позитивному стовпі. Ця залежність є лінійною, поле в однорідному позитивному стовпі зберігається постійним. З рисунка легко отримати, що за умов цього експерименту поле у позитивному стовпі дорівнює 6,7 В/см.

Результати експериментів для E/p представлені на Рис.4.8 у широкому діапазоні добуток тиску аргону і внутрішнього радіуса розрядної трубки pR . Видно добре узгодження з експериментальними даними інших авторів [93, 95, 161] при $pR \leq 1$ Торр·см, а при більш високих pR у роботах [93, 161]

отримані значно нижчі величини E/p . Пов'язане це, мабуть, з тим, що Groos [93] проводив експерименти з трубкою діаметром 19,5 мм (що майже в 3 рази менший за діаметр нашої трубки), а трубки, які використовували Kaneda et al. [161], скоріше можна назвати капілярами, оскільки їх внутрішній діаметр дорівнював 0,8 мм. Протікання великого струму крізь вузькі трубки

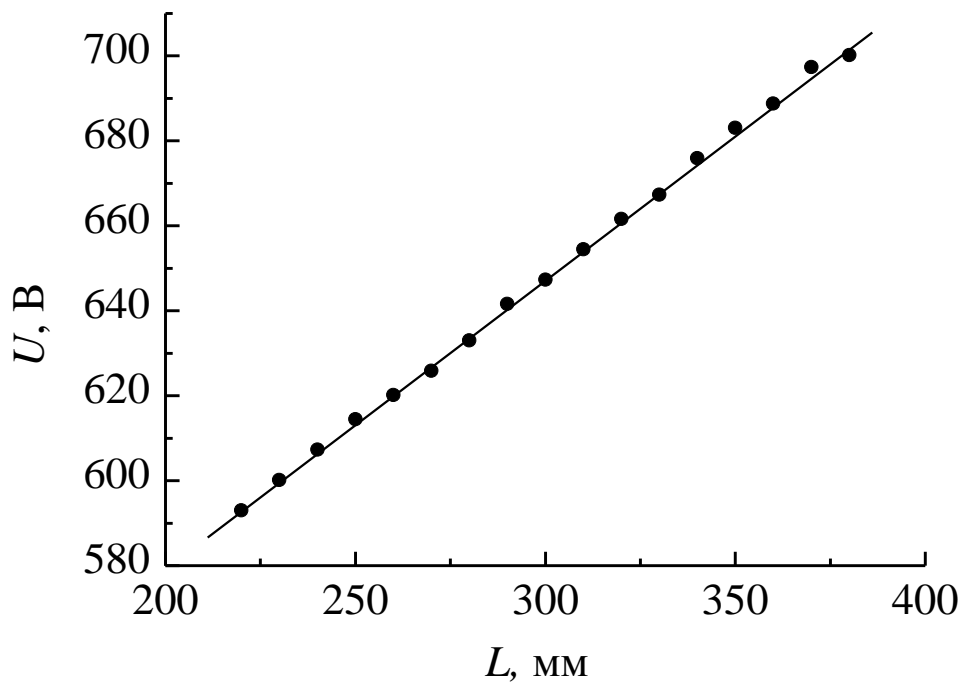


Рис.4.13. Залежність падіння напруги на електродах від зазору між ними. Анод контактує з позитивним стовпом. Розрядний струм 10 мА, $pR = 0,14$ Торр·см.

спричиняє значне нагрівання газу, концентрація молекул газу зменшується, підвищується швидкість народження заряджених часток. Це дозволяє підтримувати позитивний стовп при меншому падінні напруги на ньому, що і видно на Рис.4.8. У той же час, чисельні моделі [95–97] добре описують експериментальні дані для E/p тільки в діапазоні $pR \leq 0,3$ Торр·см, явно недооцінюючи роль метастабільних атомів аргону в підтримці позитивного стовпа тліючого розряду.

Автори недавньої роботи [194] представили кінетичну модель позитивного стовпа в аргоні при тисках 10, 30 і 50 Торр. Ми з Рис.3а [194]

визначили величини зведеного електричного поля E/p для розрядного струму 2 мА, який відповідає дифузійному режиму. Відзначимо добре узгодження наших експериментів і розрахунків з результатами роботи [194] в області високих pR (див. Рис.4.8). Це вказує на те, що в своїй моделі ми врахували найбільш важливі процеси, що відбуваються в позитивному стовпі в аргоні.

4.3. Основні висновки до Розділу 4

У цьому розділі представлено аналітичну модель для позитивного стовпа тліючого розряду в інертних і молекулярних газах. Розглянуто випадок, коли народження заряджених частинок відбувається внаслідок прямої іонізації молекул газу електронним ударом, при цьому єдиним механізмом їх втрат є амбіполярні втрати на стінках розрядної трубки. Відповідне рівняння балансу не має аналітичного розв'язку для зведеного електричного поля через його трансцендентність. Однак підібрана апроксимація дозволила отримати просту формулу, з якої випливає, що зведене електричне поле залежить від добутку тиску газу і радіуса розрядної трубки pR , а також від сорту газу. Результати наших розрахунків для позитивного стовпа у водні та азоті добре узгоджується з результатами вимірювань методом ленгмюрівського зонда і кінетичного моделювання.

Також експериментально і теоретично досліджено позитивний стовп розряду постійного струму в аргоні. Методом рухомого анода виміряно зведене електричне поле E/p у діапазоні добутку тиску газу і радіуса трубки $0,01 < pR < 30$ Торр·см. Отримано добре узгодження як з експериментальними даними інших авторів [93, 95, 193] при $pR \leq 1$ Торр·см, так і з чисельними моделями [95–97] в діапазоні $pR \leq 0,3$ Торр·см.

Запропоновано дві аналітичні моделі для зведеного електричного поля E/p в інертних газах. У першій з них було розглянуто однорідний позитивний стовп в амбіполярному режимі, у якому пряма іонізація молекул газу електронним ударом повинна компенсувати втрати заряджених частинок через їх втрати внаслідок амбіполярної дифузії. Результати розрахунків добре

узгоджуються з експериментальними даними (як нашими, так і робіт [93, 95, 193]) в діапазоні $pR \leq 0,3$ Торр·см. Однак ця модель не враховує процеси за участю метастабільних атомів аргону в підтримці позитивного стовпа.

У другій моделі розглянуті такі процеси, як пряма іонізація атомів аргону електронним ударом, ступінчаста іонізація метастабільних атомів, втрати метастабільних атомів при зіткненнях з електронами (при ударах другого роду з електронами, а також процеси збудження з метастабільного рівня на випромінюючий і на резонансні рівні) і при парних зіткненнях один з одним, і дифузійні втрати метастабільних атомів на стінках розрядної трубки. Для визначення швидкостей процесів зіткнень електронів з незбудженими і метастабільними атомами використовувався код BOLSIG+. Результати розрахунків за допомогою цієї моделі добре узгоджуються з нашими експериментальними даними у всьому дослідженому діапазоні pR .

Результати, наведені в розділі 4, були опубліковані в таких статтях і матеріалах наукових конференцій [4а, 5а, 7а, 15а, 16а, 18а].

РОЗДІЛ 5

ВИСОКОЧАСТОТНИЙ РОЗРЯД НИЗЬКОГО ТИСКУ

5.1. Нормальний режим слабкострумової моди ВЧ ємнісного розряду

5.1.1. Аналітична модель нормального режиму слабкострумової моди

ВЧ ємнісного розряду

У розряді постійного струму нормальний режим пов'язаний з існуванням мінімуму на вольт-амперній характеристиці катодного шару [22]. У ВЧ розряді в слабкострумовій α -моді причиною появи нормального режиму є наявність мінімуму на вольт-амперній характеристиці всього розряду в цілому [37, 43, 44]. Вольт-амперна характеристика плазмового об'єму є такою, що спадає (в [37] для падіння ВЧ напруги на плазмі використано вираз $U_{pl} = C \cdot p \cdot L \cdot J^m$, де C і m - константи, p - тиск газу, L - відстань між електродами, J - густина розрядного ВЧ струму). У приелектродних шарах вольт-амперна характеристика зростає, крізь шари тече струм зміщення (ємнісний струм). Падіння ВЧ напруги на шарах U_{sh} виражається формулою

$$U_{sh} = \frac{4\pi d_{sh} J}{\omega}, \quad (5.1)$$

де d_{sh} - товщина шару, $\omega = 2\pi f$ - циклічна частота ВЧ електричного поля. Між ВЧ напругою на шарах U_{sh} і на плазмі U_{pl} є зсув фаз на $\pi/2$ (тому що крізь них протікають, відповідно, струм зміщення і активний ВЧ струм), тому ВЧ напруга на електродах U_{rf} в [37] представлена у вигляді

$$U_{rf} = (U_{sh}^2 + U_{pl}^2)^{1/2}. \quad (5.2)$$

Співвідношення між активним ВЧ струмом і струмом зміщення за різних умов можна знайти в [37].

Авторами [37] отримано формулу для мінімальної (нормальної) густини струму J_n :

$$J_n = \left(\frac{\omega C p L \sqrt{m}}{4\pi d_{sh}} \right)^{1/(m+1)}. \quad (5.3)$$

Недоліком цієї формули є наявність невизначених величин C і m . Тому з (5.3) можна зробити тільки якісні висновки про збільшення J_n зі зростанням частоти ω і тиску газу p (при цьому швидкості росту залишаються невідомими). З експериментальних даних [44] відомо, що нормальна густина струму лінійно зростає зі збільшенням тиском газу. Тоді з (5.3) маємо, що для $J_n \propto p$ потрібно $m = 0$, що говорить про незалежність падіння ВЧ напруги на плазмі від густини розрядного струму і суперечить результатам [44]. Також при $m = 0$ стає рівною нулю й нормальна густина струму, що не узгоджується з експериментами. Можна врахувати, що товщина приелектродного шару $d_{sh} \propto 1/(p \cdot \omega)$ [37], тоді для $J_n \propto p$ потрібно $m = -1/2$, тобто падіння ВЧ напруги на плазмовому об'ємі повинно зростати з підвищенням розрядного струму, що суперечить сучасному уявленню про процеси в ВЧ розряді. До того ж результати моделювання вказують на те, що нормальна густина струму зростає зі збільшенням частоти ВЧ поля набагато швидше [104], ніж з ростом тиску [103], що суперечить формулі (5.3). При $m = -1/2$, як видно з (5.3), нормальна густина струму стає комплексною величиною. Тому очевидно, що ефект нормальної густини струму слабкострумової моди ВЧ розряду потребує більш докладних досліджень, як теоретичних, так і експериментальних.

У цій роботі запропоновано просту аналітичну модель, що дозволяє з'ясувати залежність нормальної густини струму J_n від частоти ω і тиску газу p .

Густину ВЧ струму в плазмовому об'ємі можна записати у вигляді [37]:

$$J_{pl} = \frac{e^2 n_0 E_{pl}}{m \cdot \sqrt{\omega^2 + \nu_m^2}} = \frac{e^2 n_0 U_{pl}}{m \cdot (L - 2d_{sh}) \cdot \sqrt{\omega^2 + \nu_m^2}}, \quad (5.4)$$

де E_{pl} - ВЧ електричне поле в плазмі, e - елементарний заряд, ν_m - транспортна частота зіткнень електронів з молекулами газу. Крізь плазмовий об'єм протікає активний ВЧ струм з густиною J_{pl} , який в шарах замикається струмом зміщення J_{dis} . Очевидно, що для безперервності струму повинна виконуватися рівність $J_{pl} = J_{dis} = J$.

Знайдемо з (5.4) падіння ВЧ напруги на плазмі:

$$U_{pl} = J \cdot \frac{m \cdot (L - 2d_{sh}) \cdot \sqrt{\omega^2 + v_m^2}}{e^2 \cdot n_0} \quad (5.5)$$

Далі запишемо вираз для густини струму позитивних іонів J_i , що рухаються крізь приелектродний шар

$$J_i = en_s u_s, \quad (5.6)$$

де n_s і u_s - густина і швидкість іонів на межі шару, відповідно. Густина n_s в дифузійному наближенні пов'язана з густиною плазми в центрі ВЧ розряду n_0 співвідношенням [16]

$$n_s = n_0 \cdot \left[1 + \left(\frac{L}{\pi} \cdot \frac{u_B}{D_a} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (5.7)$$

де L - відстань між електродами, u_B - бомівська швидкість (швидкість іонного звуку), $u_B = \sqrt{kT_e/M}$ (k - постійна Больцмана, T_e - температура електронів, M - маса іона), D_a - коефіцієнт амбіполярної дифузії [16, 22]:

$$D_a = D_i \cdot \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right), \quad (5.8)$$

D_i - коефіцієнт вільної дифузії іонів, T_i - температура іонів.

Для швидкості іонів u_s маємо [16]:

$$u_s = u_B \cdot \left(1 + \frac{\pi \lambda_{De}}{2 \lambda_i} \right)^{-1/2}, \quad (5.9)$$

де λ_{De} - дебаївський радіус для електронів, λ_i - довжина вільного пробігу іонів для процесу перезарядки.

Аналіз будемо проводити для випадку $\lambda_i \ll \lambda_{De}$. Це відповідає діапазону тиску газу $p > 1$ Торр. Наприклад, при звичайній для ВЧ розряду температурі електронів $T_e = 2$ еВ і густині плазми в слабкострумовому α - режимі $n_e \sim 10^9$ см⁻³ дебаївський радіус дорівнює $\lambda_{De} = 2,3 \cdot 10^{-2}$ см. Для довжини вільного пробігу іонів λ_i , наприклад, в азоті маємо при $p = 1$ Торр

$\lambda_i = \sqrt{2} \cdot 3.35 \cdot 10^{-3} / p \approx 4.4 \cdot 10^{-3}$ см. Збільшення тиску газу посилює нерівність $\lambda_i \ll \lambda_{De}$.

Подальший аналіз будемо проводити для двох різних випадків руху позитивних іонів крізь приелектродний шар: випадку, коли довжина вільного пробігу іонів λ_i не залежить від їх швидкості, і випадку, коли іони рухаються з постійною рухливістю μ_i .

5.1.1.1. Випадок постійної довжини вільного пробігу іонів

Запишемо рівняння для густини струму позитивних іонів крізь приелектродний шар ВЧ розряду зі зіткненнями з молекулами газу, яке отримане для випадку постійної довжини вільного пробігу іонів λ_i (що не залежить від їх швидкості) [16, 37]:

$$J_i = a \cdot \sqrt{\frac{2e\lambda_i}{M}} \cdot \frac{\bar{V}^{3/2}}{d_{sh}^{5/2}} = a \cdot \sqrt{\frac{2e\lambda_i}{M}} \cdot \frac{U_{sh}^{3/2}}{d_{sh}^{5/2} \cdot 2^{3/2}}. \quad (5.10)$$

Тут ми припускаємо (у відповідності з [37]), що постійне падіння напруги на приелектродному шарі $\bar{V} = U_{sh}/2$. Константа $a = 0,064$ [37]. Прирівняємо вирази (5.6) і (5.10) з урахуванням (5.7), (5.9) і умови $\lambda_i \ll \lambda_{De}$ (при цьому кількість іонів, які прийшли з плазмового об'єму до межі шару, дорівнює кількості іонів, які увійшли в шар):

$$J_i = e \cdot n_0 \cdot u_B \cdot \left[1 + \left(\frac{L}{\pi} \cdot \frac{u_B}{D_a} \right)^2 \right]^{-1/2} \cdot \left(\frac{2\lambda_i}{\pi\lambda_{De}} \right)^{1/2} = a \cdot \sqrt{\frac{2e\lambda_i}{M}} \cdot \frac{U_{sh}^{3/2}}{d_{sh}^{5/2} \cdot 2^{3/2}} \quad (5.11)$$

і виразимо густину плазми в центрі розряду:

$$n_0 = \left(\frac{a^4 \cdot \pi}{256 \cdot e^4 \cdot kT_e} \right)^{1/5} \cdot \frac{U_{sh}^{6/5}}{d_{sh}^2} \cdot \left[1 + \left(\frac{L}{\pi} \cdot \frac{u_B}{D_a} \right)^2 \right]^{2/5}. \quad (5.12)$$

Підставимо у рівняння (5.5) n_0 з (5.12) і U_{sh} з (5.1):

$$U_{pl} = m \cdot (L - 2d_{sh}) \cdot \sqrt{\omega^2 + \nu_m^2} \cdot \left(\frac{kT_e}{16 \cdot a^4 \cdot \pi^7 \cdot e^6} \right)^{1/5} \cdot \frac{\omega^{6/5} \cdot d_{sh}^{4/5}}{J^{1/5}} \cdot \left[1 + \left(\frac{L}{\pi} \cdot \frac{u_B}{D_a} \right)^2 \right]^{-2/5}. \quad (5.13)$$

Тепер з (5.1), (5.2) і (5.13) визначимо вольт-амперну характеристику $U_{rf}(J)$ всього розрядного проміжку:

$$U_{rf} = \sqrt{C_1 \cdot J^2 + \frac{C_2}{J^{2/5}}}, \quad (5.14)$$

де величини C_1 і C_2 дорівнюють, відповідно:

$$C_1 = \left(\frac{4\pi}{\omega}\right)^2 d_{sh}^2,$$

$$C_2 = m^2 \cdot (L - 2d_{sh})^2 \cdot (\omega^2 + \nu_m^2) \cdot \left(\frac{kT_e}{16 \cdot a^4 \cdot \pi^7 \cdot e^6}\right)^{2/5} \cdot \omega^{12/5} \cdot d_{sh}^{8/5} \cdot \left[1 + \left(\frac{L}{\pi} \cdot \frac{u_B}{D_a}\right)^2\right]^{-4/5}.$$

Про диференціюємо рівняння (5.14) по густині струму J і знайдемо мінімальну (нормальну) густину струму J_n :

$$\begin{aligned} J_n &= \left(\frac{1}{5} \cdot \frac{C_2}{C_1}\right)^{5/12} = \\ &= \omega^{11/6} \cdot (\omega^2 + \nu_m^2)^{5/12} \cdot [m \cdot (L - 2d_{sh})]^{5/6} \cdot \left(\frac{kT_e}{16 \cdot a^4 \cdot \pi^7 \cdot e^6}\right)^{1/6} \cdot d_{sh}^{-1/6} \cdot \left[1 + \left(\frac{L}{\pi} \cdot \frac{u_B}{D_a}\right)^2\right]^{-1/3}. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Оцінимо транспортну частоту зіткнень ν_m електронів з молекулами газу. Зокрема, для дослідженого серед інших газів азоту частоту зіткнень ν_m можна визначити з результатів для дрейфової швидкості електронів, наведених в роботах [170, 171]. При характерних для ВЧ розряду температурах електронів $T_e = 1-5$ еВ і при тиску азоту 1 Торр середня величина частоти $\nu_m \approx 3 \cdot 10^9$ с⁻¹. Циклічна частота для 13,56 МГц дорівнює $8,5 \cdot 10^7$ с⁻¹. Вже при тиску газу понад 0,5 Торр виконується співвідношення $\nu_m \gg \omega$. Оскільки транспортна частота пропорційна тиску газу $\nu_m \propto p$, то при $\nu_m \gg \omega$ ми маємо таку залежність нормальної густини струму J_n від циклічної частоти ω ВЧ електричного поля і тиску p :

$$J_n \propto \omega^{11/6} \cdot p^{5/6} \cdot d_{sh}^{-1/6}. \quad (5.16)$$

Товщина шару, що входить у цю формулу, обернено пропорційна тиску газу і частоті ВЧ електричного поля, тобто $d_{sh} \propto 1/(p \cdot \omega)$ [37]. Тоді для нормальної густини струму маємо таке співвідношення:

$$J_n \propto \omega^2 \cdot p. \quad (5.17)$$

Визначити абсолютну величину нормальної густини струму за допомогою формули (5.15) важко, тому що невідомою є величина температури електронів в ВЧ розряді (яка входить в бомівську швидкість і в коефіцієнт амбіполярної дифузії і при цьому залежить від тиску газу), для її знаходження потрібно значно ускладнити проблему, яка розглядається.

Відзначимо, що у разі довільного співвідношення λ_i і λ_{De} ця задача аналітично не розв'язується, тому що замість формули (5.10) для густини плазми в центрі розряду виходить рівняння 5-го ступеня.

5.1.1.2. Випадок постійної рухливості іонів

Розглянутий вище випадок постійної довжини вільного пробігу іонів λ_i застосуємо, коли можна вважати постійним переріз розсіювання іонів на молекулах газу. Однак часто виявляється приблизно постійною частота іон-молекулярних зіткнень, що відповідає постійній (що не залежить від швидкості) рухливості іонів μ_i [102].

Запишемо рівняння для густини струму позитивних іонів крізь приелектродний шар ВЧ розряду для випадку постійної рухливості іонів μ_i [16, 37]:

$$J_i = \frac{9}{8} \cdot \frac{1}{4\pi} \mu_i \frac{\bar{V}^2}{d_{sh}^3}. \quad (5.18)$$

Як і вище, припускаємо $\bar{V} = U_{sh}/2$, тоді

$$J_i = \frac{9}{32} \cdot \frac{1}{4\pi} \mu_i \frac{U_{sh}^2}{d_{sh}^3}. \quad (5.19)$$

Прирівняємо (5.19) і (5.6) (з урахуванням (5.7) і (5.9)) і знайдемо густину плазми n_0 в центрі розряду

$$n_0 = \frac{U_{sh}^{8/5}}{d_{sh}^{12/5}} \cdot \left(\frac{9\mu_i}{256u_B} \right)^{4/5} \cdot \left(\frac{kT_e}{\lambda_i \pi^3 e^6} \right)^{1/5} \cdot \left[1 + \left(\frac{L}{\pi} \cdot \frac{u_B}{D_a} \right)^2 \right]^{2/5}. \quad (5.20)$$

Замінімо падіння напруги на шарі U_{sh} за допомогою (5.1) і після нескладних перетворень маємо

$$n_0 = \frac{J^{8/5} \cdot \pi}{\omega^{8/5} \cdot d_{sh}^{4/5}} \cdot \left(\frac{9\mu_i}{16}\right)^{4/5} \cdot \left(\frac{M^2}{kT_e \lambda_i e^6}\right)^{1/5} \cdot \left[1 + \left(\frac{L}{\pi} \cdot \frac{u_B}{D_a}\right)^2\right]^{2/5}. \quad (5.21)$$

Підставимо (5.21) в (5.5) і отримаємо вираз для падіння ВЧ напруги на плазмовому об'ємі:

$$U_{pl} = \frac{\omega^{8/5}}{J^{3/5}} \cdot d_{sh}^{4/5} \cdot \frac{m(L - 2d_{sh})\sqrt{\omega^2 + v_m^2}}{\pi} \cdot \left(\frac{16}{9\mu_i}\right)^{4/5} \cdot \left(\frac{\lambda_i kT_e}{e^4 M^2}\right)^{1/5} \cdot \left[1 + \left(\frac{L}{\pi} \cdot \frac{u_B}{D_a}\right)^2\right]^{-2/5}. \quad (5.22)$$

Скорочено запишемо (5.22) як

$$U_{pl} = \frac{C_1^*}{J^{3/5}}, \quad (5.23)$$

а формулу (5.1) як

$$U_{sh} = C_2^* \cdot J, \quad (5.24)$$

тоді для падіння напруги між електродами маємо

$$U_{rf} = \sqrt{U_{pl}^2 + U_{sh}^2} = \sqrt{\frac{C_1^{*2}}{J^{6/5}} + C_2^{*2} \cdot J^2}. \quad (5.25)$$

Продиференціюємо це рівняння по J і знайдемо мінімальну (нормальну) густину розрядного струму J_n :

$$J_n = \left(\frac{3}{5}\right)^{5/16} \cdot \left(\frac{C_1^*}{C_2^*}\right)^{5/8}, \quad (5.26)$$

що після підстановки C_1^* та C_2^* набуває вигляду

$$J_n = \left(\frac{3}{5}\right)^{5/16} \cdot \left[\frac{m(L - 2d_{sh})\sqrt{\omega^2 + v_m^2}}{4\pi^2}\right]^{5/8} \cdot \left(\frac{16}{9\mu_i}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\lambda_i kT_e}{e^4 M^2}\right)^{1/8} \cdot \left[1 + \left(\frac{L}{\pi} \cdot \frac{u_B}{D_a}\right)^2\right]^{-1/4} \cdot \frac{\omega^{13/8}}{d_{sh}^{1/8}}. \quad (5.27)$$

Як і в попередньому випадку, використовуємо співвідношення $d_{sh} \propto 1 / (p \cdot \omega)$ [37], тоді для нормальної густини струму маємо

$$J_n \propto p^{9/8} \cdot \omega^{7/4}. \quad (5.28)$$

Тут ми врахували також, що $\mu_i \propto 1/p$, $\lambda_i \propto 1/p$.

5.1.2. Експериментальні результати

В цьому розділі ми наведемо результати наших експериментів з вимірювання нормальної густини струму в декількох газах при різних відстанях між електродами. Фотографії слабкострумової моди ВЧ ємнісного розряду в нормальному і аномальному режимах показані на Рис.5.1 для азоту. З фотографії видно, що в нормальному режимі розряд займає лише частину поверхні електродів. Найбільш інтенсивне світіння спостерігається поблизу межі приелектродного шару біля вісі розрядного стовпа. Ймовірно, найбільша густина плазми (а також густина струму) зосереджена саме в цій області розряду. Це вказує на неоднорідність розподілу густини струму у

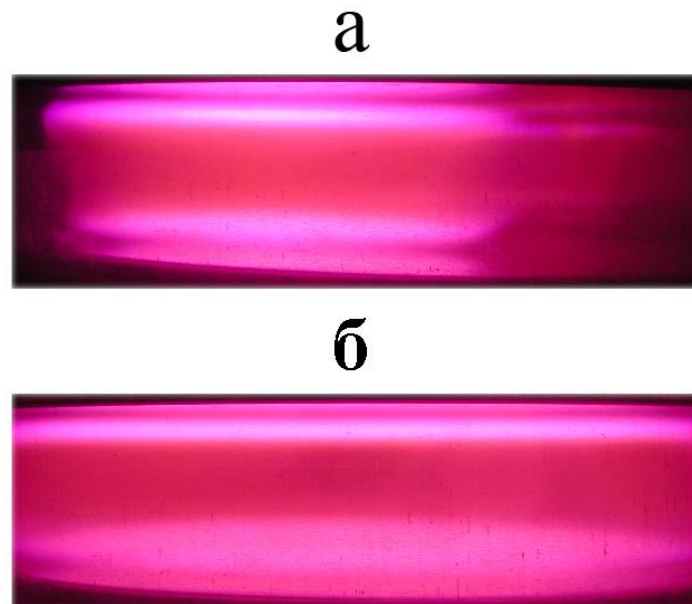


Рис.5.1. Фотографії ВЧ розряду в азоті в нормальному (а) і аномальному (б) режимах. Тиск газу 5 Торр, відстань між електродами $L = 27$ мм.

поперечному перерізі розрядного стовпа, тому під нормальною густиною струму має сенс розуміти її середнє значення по площі перерізу розрядного стовпа. Поблизу краю розрядного шнура товщина приелектродних шарів більша, ніж в його центрі, що також свідчить про зниження густини плазми на периферії розряду. Підвищення струму в нормальному режимі відбувається за рахунок збільшення площі електродів, покритої розрядом, при ВЧ напрузі на електродах, що слабо змінюється. Радіальний розподіл

розрядного світіння стає більш однорідним, що видно з фотографії для аномального режиму.

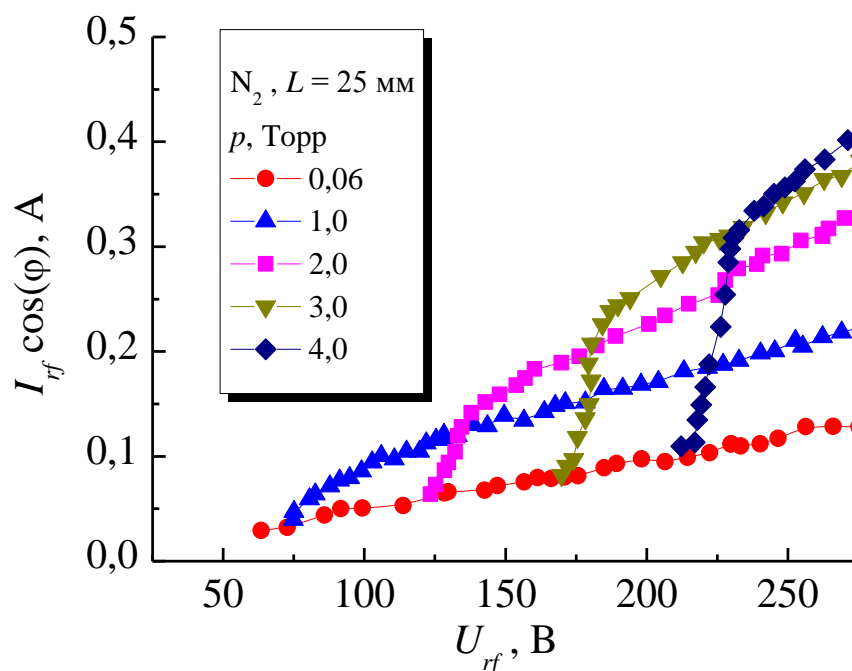


Рис.5.2. Вольт-амперні характеристики ВЧ розряду для різних значень тиску азоту.

У цій роботі були виміряні вольт-амперні характеристики (ВАХ) ВЧ розряду при частоті ВЧ електричного поля $f = 13,56$ МГц для різних тисків азоту, водню і N_2O , які показані на Рис.5.2, 5.3 і 5.4, відповідно. За низького тиску газу розряд у всьому діапазоні ВЧ напруг горить тільки в аномальному режимі, а збільшення ВЧ напруги супроводжується зростанням ВЧ струму. Однак, починаючи з деякого тиску газу, з'являється нормальний режим. Коли розряд вкриває всю поверхню електрода, відбувається перехід з нормального в аномальний режим. З Рис. 5.2 – 5.4 видно, що на вольт-амперних характеристиках розряду добре виражені дві різних ділянки. За низького тиску газу розряд горів тільки в аномальному режимі, в якому струм монотонно збільшується з підвищенням ВЧ напруги на електродах. Однак, починаючи з деякого критичного тиску, ВЧ розряд при низьких струмах може існувати також і в нормальному режимі. Величина цього критичного тиску залежить як від сорту газу, так і від відстані між електродами. Ділянка

вольт-амперної характеристики, що відповідає нормальному режиму, може мати або позитивний нахил з швидким зростанням розрядного струму з ростом напруги (для азоту і водню), або негативний нахил для N_2O , коли

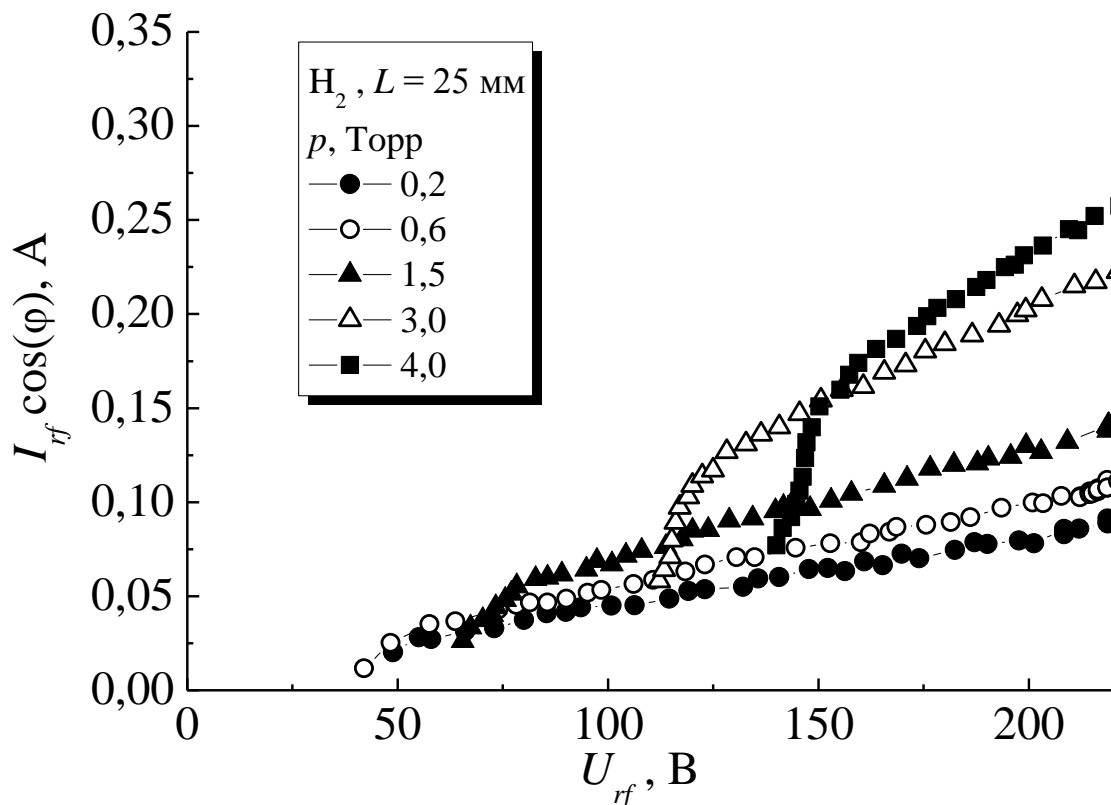


Рис.5.3. Вольт-амперні характеристики ВЧ розряду для різних значень тиску водню.

зростання струму супроводжується зниженням напруги на електродах.

При переході розряду з нормального в аномальний режим на вольт-амперній характеристиці спостерігається злам. Розділивши величину вимірюваного струму провідності в точці зламу на площу електрода S , отримаємо густину розрядного струму для нормального режиму $J_n = (I_{rf} \cos \phi)_n / S$.

Особливо добре цей злам видно, якщо ВАХ побудувати в логарифмічному масштабі. Наприклад, з Рис.5.4 випливає, що на ВАХ для тиску N_2O 2,5 Торр злам спостерігається при ВЧ напрузі на електродах 144 В і розрядному струмі $(I_{rf} \cos \phi)_n = 0,19$ А. На Рис.5.5 показано залежності величини нормальної густини струму, отримані нами, від тиску водню для

різних відстаней між електродами L . Наведені на цьому рисунку результати

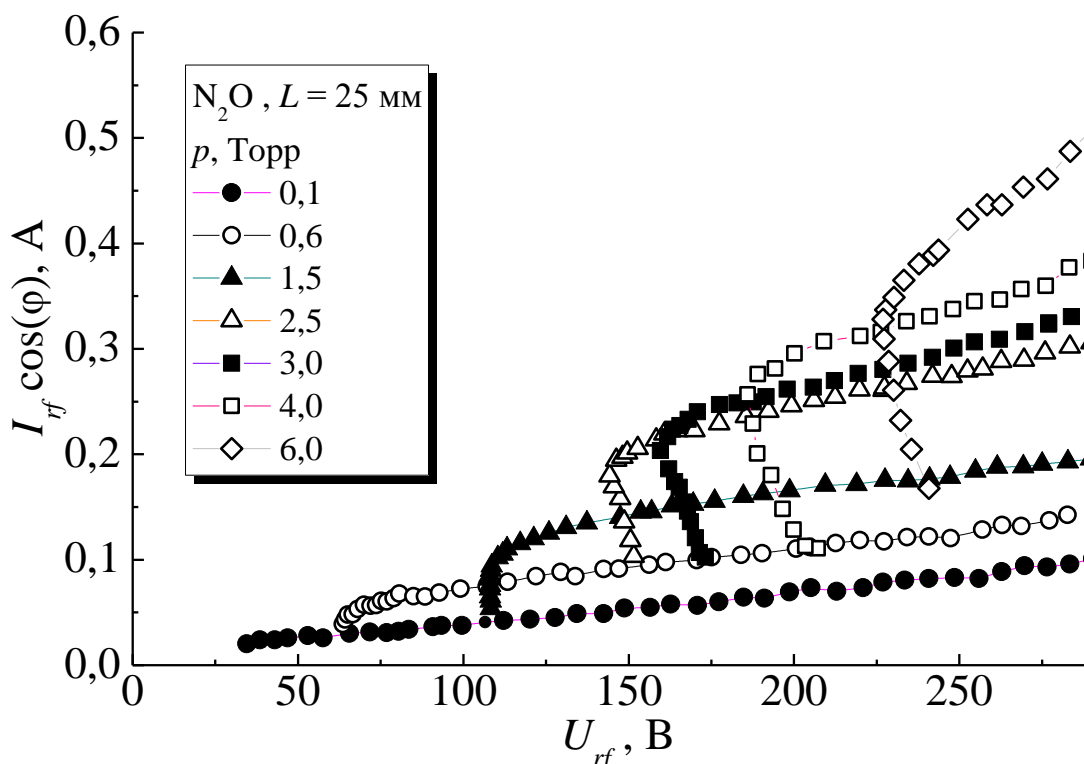


Рис.5.4. Вольт-амперні характеристики ВЧ розряду для різних значень тиску N_2O .

для 13,56 МГц добре описуються лінійними залежностями $J_n \propto p$, що узгоджується з результатами нашої аналітичної моделі.

На Рис.5.5 показано залежності нормальної густини струму J_n від тиску водню, виміряні для різних проміжків між електродами L . З рисунка видно, що всі дані добре описуються лінійною залежністю $J_n \propto p$. У той же час для водню нормальна густина струму змінюється зі збільшенням відстані між електродами за квадратичним законом як $J_n \propto L^2$, що ми й бачимо на Рис.5.6.

Залежності нормальної густини струму від тиску азоту показані на Рис.5.7 для різних відстаней між електродами. З цього рисунка видно, що отримані результати для азоту, як і для водню, також добре описуються лінійною залежністю $J_n \propto p$. Райзер і Шнейдер [103] розробили аналітичну модель, за допомогою якої отримали для декількох тисків азоту вольт-амперні характеристики ВЧ розряду при частоті 13,56 МГц і зазорі між електродами $L = 10$ мм. З цих ВАХ ми визначили нормальну густина струму і

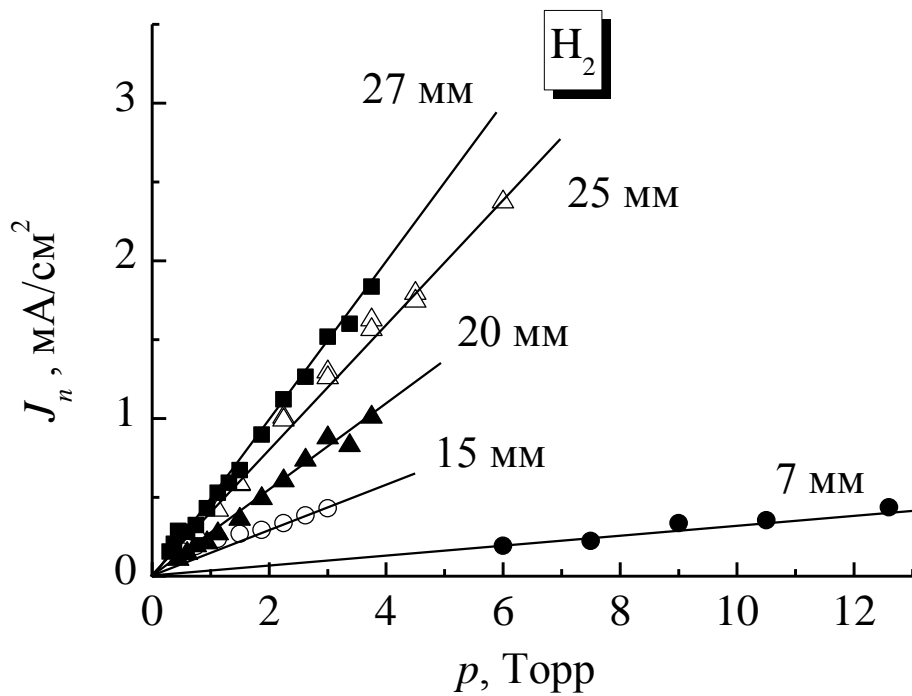


Рис.5.5. Залежно нормальній густині струму від тиску водню ($L = 7$ мм, 15 мм, 20 мм, 25 мм и 27 мм).

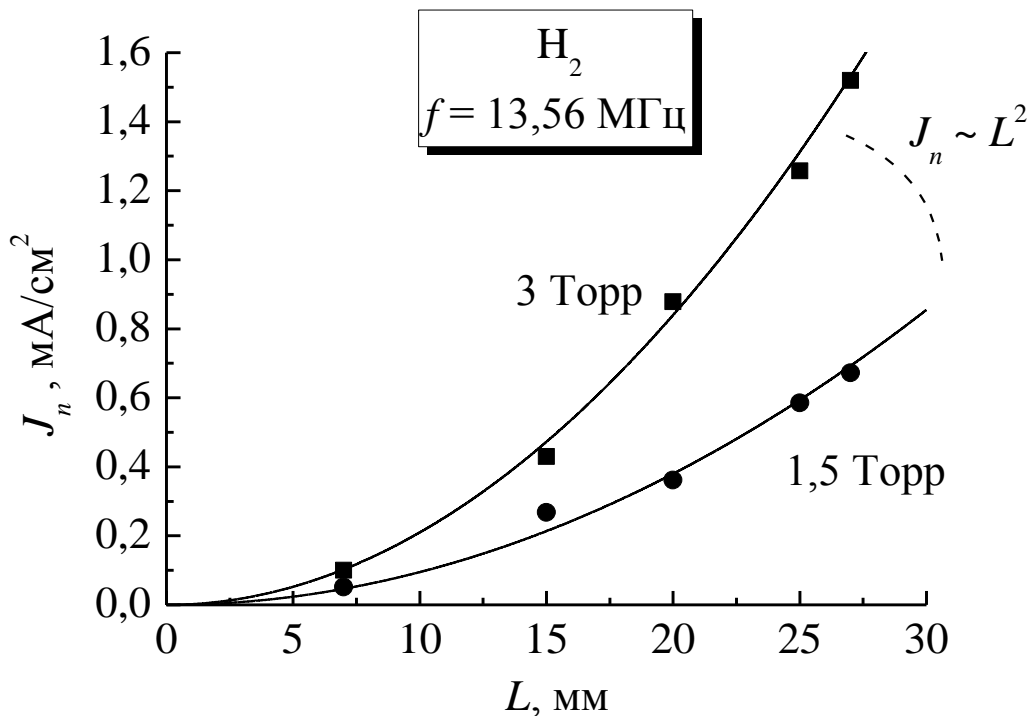


Рис.5.6. Залежність нормальній густині струму від відстані між електродами для різних значень тиску водню.

показали на Рис.5.8. Видно, що результати розрахунків [103] також добре описуються лінійною залежністю $J_n \propto p$. У той же час нормальна густина

струму, виміряна нами при різних тисках азоту, виявилась прямо

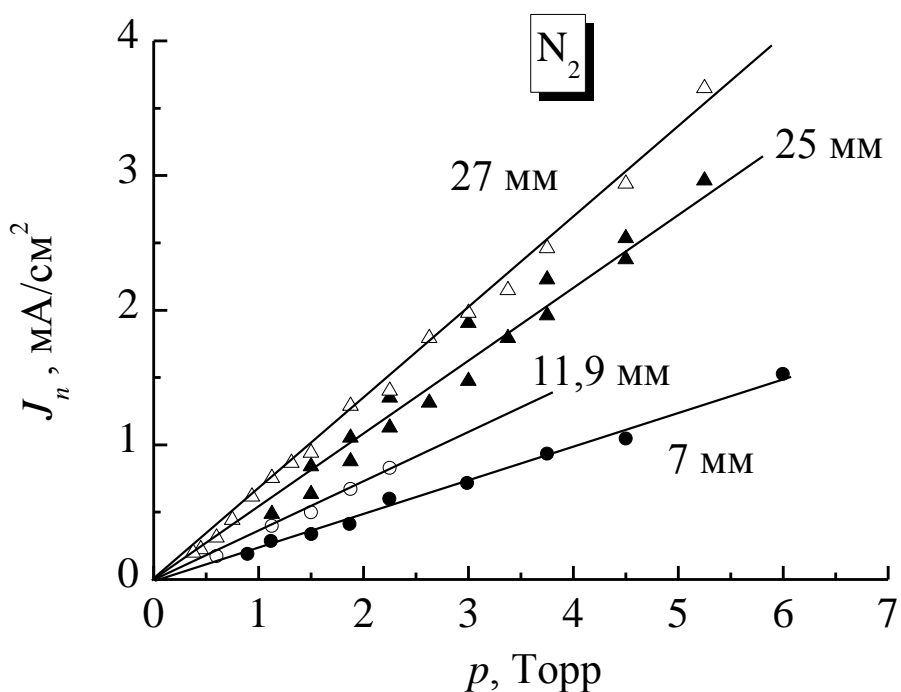


Рис.5.7. Залежність нормальної густини струму від тиску азоту при різних відстанях між електродами.

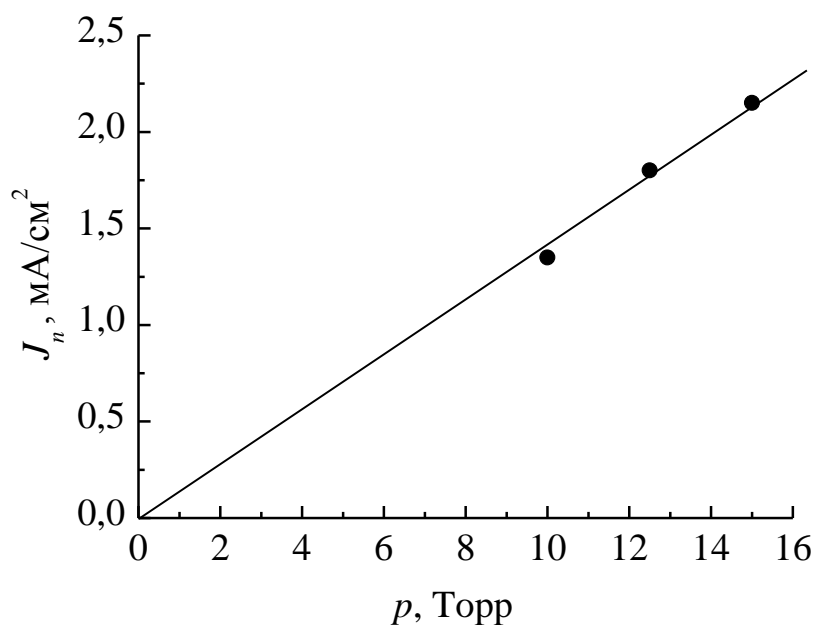


Рис.5.8. Залежність нормальної густини струму від тиску азоту при відстані між електродами $L = 10$ мм, розрахунок [103].

пропорційною відстані між електродами, тобто $J_n \propto L$ (див. Рис.5.9).

Нормальну густину струму при різних тисках газу $J_n(p)$ було виміряно в ВЧ розряді в N_2O . Ці результати, наведені на Рис.5.10, також добре описуються лінійною залежністю $J_n \propto p$. Більш докладні дослідження, з яких можна було б з'ясувати залежність нормальної густини струму від відстані між електродами, в N_2O не проводилися.

Таким, чином, з аналізу експериментальних результатів, отриманих для декількох газів (азоту, водню і N_2O), різних відстаней між електродами і тисків газів, можна зробити такі висновки. Нормальна густина струму в усіх випадках виявилася прямо пропорційною тиску газу, тобто $J_n \propto p$. Пряму пропорційність нормальної густини струму та тиску газу видно не тільки з наших експериментальних результатів, а й вимірювань Яценко [43], а також це впливає з розрахунків [103].

Нарешті, найскладнішою виявилася залежність нормальної густини

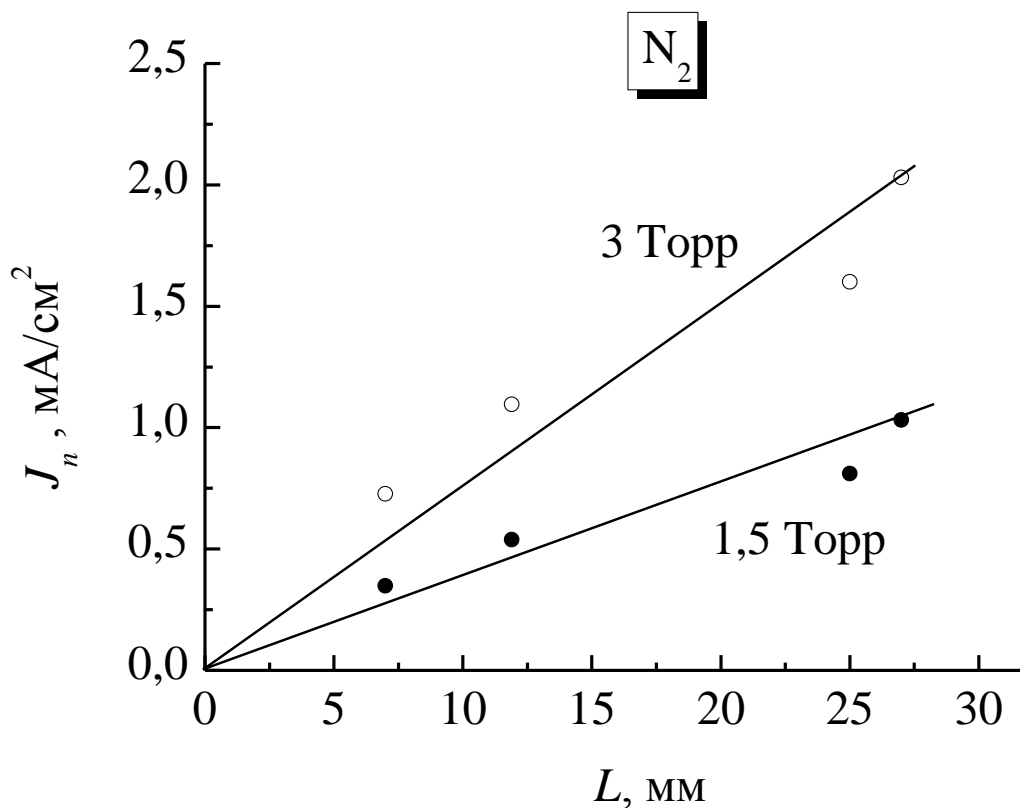


Рис.5.9. Залежність нормальної густини струму від відстані між електродами для різних значень тиску азоту 1,5 Торр та 3 Торр.

струму від відстані між електродами L . Для водню нормальна густина струму пропорційна квадрату відстані між електродами $J_n \propto L^2$, а для азоту - прямо пропорційна зазору $J_n \propto L$. З формул (5.15) і (5.27) видно, що нормальна густина струму залежить від зазору L таким чином:

$$J_n \propto (L - 2d_{sh})^{5/6} \cdot \left[1 + \left(\frac{L}{\pi} \cdot \frac{u_B}{D_a} \right)^2 \right]^{-1/3}, \quad (5.29)$$

$$J_n \propto (L - 2d_{sh})^{5/8} \cdot \left[1 + \left(\frac{L}{\pi} \cdot \frac{u_B}{D_a} \right)^2 \right]^{-1/4}. \quad (5.30)$$

Товщиною приелектродних шарів d_{sh} , що входить в ці формули, можна знехтувати, тому що зазвичай ефект нормальної густини струму з'являється при досить великому тиску газу, коли приелектродні шари займають лише малу частину зазору між електродами. Однак другі множники в квадратних дужках (5.29) і (5.30) включають у себе складні процеси в розрядному об'ємі. Бомівська швидкість іонів u_B , а також коефіцієнт амбіполярної дифузії D_a

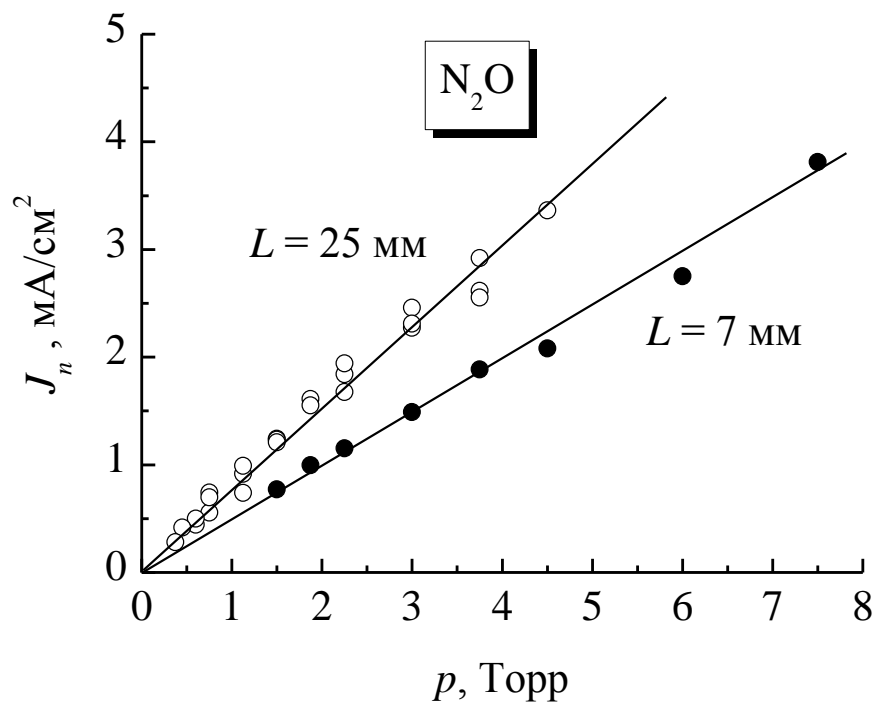


Рис.5.10. Залежність нормальної густини струму від тиску N_2O при відстанях між електродами $L = 7$ мм та 25 мм.

визначаються не лише сортом газу (масою іонів, їх рухливістю), але і температурою електронів T_e [209]. Функція розподілу електронів за енергіями формується процесами пружних і непружних зіткнень електронів з молекулами газу і залежить від довжини плазмової області між електродами. У вузьких зазорах велику роль в розряді відіграє нагрів електронів, які увійшли в приелектродні шари протягом анодної фази і були виштовхнуті з них в катодній фазі [210]. При збільшенні відстані між електродами посилюється нагрів електронів ВЧ електричним полем у плазмовому об'ємі. До того ж, з досліджених нами газів тільки азот є електропозитивним, а водень і N_2O - електронегативні. Поява навіть порівняно невеликих концентрацій негативних іонів в плазмовому об'ємі значно впливає як на температуру електронів, так і на швидкість позитивних іонів, за якої вони досягають межі приелектродних шарів, а також на коефіцієнт їх амбіполярної дифузії [16, 211-217]. Тому в результаті маємо складну залежність нормальної густини струму від відстані між електродами L .

Відзначимо, що визначення залежності нормальної густини струму J_n від відстані між електродами L не було основною метою нашої роботи. Нас переважно цікавили залежності J_n від тиску газу і частоти ВЧ електричного поля, тому що в плазмових технологічних установках зазвичай геометричні розміри камери (в тому числі зазор між електродами) залишаються незмінними, а необхідних параметрів плазми досягають зміною як ВЧ напруги (струму), так і тиску газу, який використовується.

5.2. Зведене електричне поле в квазінейтральній плазмі високочастотного ємнісного розряду

Квазінейтральна плазма слабкострумового ВЧ розряду широко застосовується в газових лазерах (дифузійних, щілинних [37]) як активне середовище. Енергетичний спектр електронів в слабкострумовому режимі і, як результат, населеність збуджених рівнів атомів і молекул, визначаються напруженістю ВЧ електричного поля в квазінейтральній плазмі. Тому

становить інтерес отримати прості формули, що дозволяють оцінити величину ВЧ електричного поля у плазмі слабкострумового режиму на підставі параметрів, що легко вимірюються, таких як товщина приелектродного шару і вольт-амперна характеристика розряду.

Вольт-амперною характеристикою, як і вище, будемо називати залежність ВЧ активного струму $I_{rf} \cos \varphi$ (I_{rf} - амплітуда ВЧ струму, φ - кут зсуву між ВЧ струмом і ВЧ напругою) від прикладеної до електродів ВЧ напруги U_{rf} .

У книзі [37] було запропоновано одномірну аналітичну модель слабкострумового ВЧ розряду, що горить між плоскими електродами з відстанню між ними L , поперечні розміри яких значно перевищують L . Використовуючи рівняння електростатики

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4 \cdot \pi \cdot e \cdot (n_+ - n_e) \quad (5.31)$$

і рівняння руху електрона у ВЧ електричному полі

$$m \cdot \ddot{\vec{V}} = -eE \cdot \sin(\omega t) - m \cdot \vec{V} \cdot \nu_m, \quad (5.32)$$

де m - маса електрона, e - елементарний заряд, V - швидкість електрона, ω - циклічна частота ВЧ поля, ν_m - транспортна частота, було отримано рівняння для зміщення у електронів плазми

$$\ddot{y} + (\omega_p^2 \cdot 2A/L) \cdot y + \nu_m \cdot \dot{y} = -e \cdot U_a / (m \cdot L). \quad (5.33)$$

Тут ω_p - ленгмюровська електронна плазмова частота, U_a - ВЧ напруга на електродах, A - амплітуда зміщення електронів, при цьому максимальна товщина приелектродного шару дорівнює $d_{sh} = 2A$. Припускаючи, що $y = A \cdot e^{i\omega t}$ і $U_{rf} = U_a \cdot e^{i\omega t}$, U_a - амплітуда ВЧ напруги на електродах, було знайдено розв'язок (5.33) у вигляді

$$y = \frac{e \cdot U_a \cdot e^{i\omega t}}{m \cdot L \cdot (\omega^2 - \omega_p^2 \cdot (2 \cdot A/L) - i \cdot \omega \cdot \nu_m)}. \quad (5.34)$$

Оскільки амплітуда y повинна дорівнювати амплітуді зміщення A , то з (5.34) автори [37] отримали рівняння для A :

$$A^2 \cdot \left[\left(\omega^2 - \omega_p^2 \cdot (2 \cdot A/L) \right)^2 + \omega^2 \cdot v_m^2 \right] = (e \cdot U_a / m \cdot L)^2. \quad (5.35)$$

У наявному вигляді це рівняння 4-го ступеня для A важко розв'язати аналітично.

Також у книзі [37] в рамках цієї ж одновимірної моделі було отримано рівняння для ВЧ поля у плазмі E_p :

$$E_p = \frac{U_a \cdot e^{i\omega t}}{L} \frac{\omega^2 - i \cdot \omega \cdot v_m}{\omega^2 - \omega_p^2 \cdot (2 \cdot A/L) - i \cdot \omega \cdot v_m}. \quad (5.36)$$

Відзначимо, що це рівняння в [37] було отримано з припущення рівномірного розподілу позитивних іонів у всьому розрядному проміжку. Але таке саме рівняння було отримано в роботі [218] для вакуумних (вільних від іонів) приелектродних шарів.

З (5.36) видно, що для визначення ВЧ поля у плазмі потрібно знати величину густини електронів (від якої залежить електронна плазмова частота ω_p , що входить в (5.36)). Для цього можна виміряти густину плазми або за допомогою ленгмюрівських зондів (які вносять збурення в плазму, до того ж, методика зондових вимірювань у високочастотному розряді не є простою), або використовувати НВЧ методики, які дають середню величину густини електронів (і яких ми не маємо у своєму розпорядженні).

Спростимо задачу і виведемо співвідношення між ВЧ електричним полем у плазмовому об'ємі товщиною приелектродному шару, яка не буде містити залежність від густини плазми і плазмової частоти.

Використовуючи (5.36), знайдемо модуль (амплітуду) ВЧ поля у плазмі:

$$|E_p| = \frac{U_a}{L} \cdot \frac{\left\{ \left[\omega^2 \left(\omega^2 - \omega_p^2 \cdot (2A/L) + v_m^2 \right) \right]^2 + \left(\omega \cdot v_m \cdot \omega_p^2 \cdot (2A/L) \right)^2 \right\}^{1/2}}{\left(\omega^2 - \omega_p^2 \cdot (2A/L) \right)^2 + \omega^2 \cdot v_m^2}. \quad (5.37)$$

З (5.37) отримаємо рівняння для плазмової частоти:

$$\omega_p^2 = \frac{\omega^2}{2A/L} \cdot \left[1 + \sqrt{\left(\frac{U_a}{L} \right)^2 \cdot \frac{1 + (v_m/\omega)^2}{|E_p|^2} - (v_m/\omega)^2} \right]. \quad (5.38)$$

Підставимо (5.38) в (5.35), тоді отримаємо просту формулу

$$A = \frac{e \cdot |E_p|}{m \cdot \omega \cdot \sqrt{\omega^2 + v_m^2}}. \quad (5.39)$$

Оскільки $d_{sh} = 2A$, то остаточно маємо зв'язок між амплітудою ВЧ електричного поля у квазінейтральній плазмі і максимальною товщиною приелектродного шару d_{sh} :

$$|E_p| = \frac{m \cdot \omega \cdot \sqrt{\omega^2 + v_m^2}}{2 \cdot e} \cdot d_{sh}. \quad (5.40)$$

Таким чином, вимірявши за допомогою простого фотографування розряду товщину приелектродного шару, можна оцінити ВЧ електричне поле у квазінейтральній плазмі, навіть не маючи інформації про густину плазми.

Інший простий спосіб визначення ВЧ електричного поля у квазінейтральній плазмі, запропонований в цій роботі, заснований на вимірюванні як товщини приелектродного шару d_{sh} , так і вольт-амперної характеристики ВЧ розряду, точніше, кута зсуву фази φ між ВЧ струмом і ВЧ напругою, і прикладеної до електродів ВЧ напруги U_a .

Як показано у роботі [219], сумарна активна напруга $U_a \cos\varphi$ складається з активних напруг на квазінейтральній плазмі U_p і приелектродних шарах U_{sh} , при цьому в слабкострумовому режимі $U_{sh} \ll U_p$. Тоді $U_a \cos\varphi \approx U_p$, що дозволяє визначити падіння напруги на квазінейтральній плазмі тільки з вольт-амперної характеристики ВЧ розряду. Оскільки ширина квазінейтральної плазми дорівнює $L - 2 \cdot d_{sh}$, то ВЧ електричне поле в ній буде $|E_p| \approx U_a \cos\varphi / (L - 2 \cdot d_{sh})$.

Для перевірки застосовності запропонованих методик визначення ВЧ електричного поля в квазінейтральній плазмі ми виміряли товщини приелектродних шарів d_{sh} (див. Рис.5.11) і вольт-амперні характеристики слабкострумового ВЧ розряду в аргоні (Рис.5.12) при частоті 13,56 МГц, відстані між електродами $L = 25$ мм в діапазоні тиску від 0,04 до 1 Торр.

Значення зведеного електричного поля E_p/p , знайдені з виміряних товщин

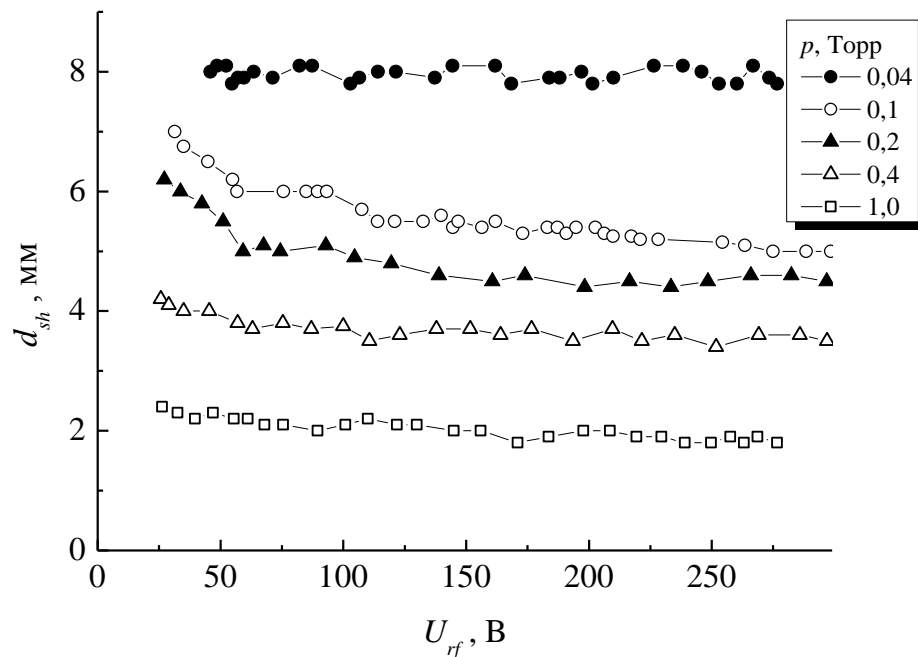


Рис.5.11. Залежності товщини приелектродного шару від прикладеної до електродів ВЧ напруги для різних значень тиску аргону. $L = 25$ мм.

приелектродних шарів (представлених на Рис.5.11) і розраховані за допомогою формули (5.40), показані на Рис.5.13. Оскільки в (5.40) зведене електричне поле прямо пропорційне товщині приелектродного шару, то поведінка E_p/p на Рис.5.13 і d_{sh} на Рис.5.11 якісно співпадає. При найнижчому дослідженому нами тиску аргону 0,04 Торр отримані найбільші величини $E_p/p \approx 110$ В/(см Торр), що слабо змінюються з ВЧ напругою. Однак при більш високому тиску аргону і E_p/p , і d_{sh} мають максимальні значення при низьких ВЧ напругах на електродах U_{rf} , а з ростом U_{rf} зменшуються і потім досягають насичення. Разом з тим, підвищення тиску газу призводить до зменшення і E_p/p , і d_{sh} . Наприклад, при тиску аргону 1 Торр товщина приелектродного шару близька до 2 мм, а $E_p/p \approx 25 - 30$ В/(см Торр).

Тепер знайдемо значення зведеного електричного поля за допомогою формули

$$|E_p|/p \approx U_a \cos\varphi / (L - 2 \cdot d_{sh})p \quad (5.41)$$

і вимірних величин товщини приелектродного шару d_{sh} (Рис. 5.11) і активної напруги $U_a \cos\phi$ (рис.5.12). Отримані нами результати представлені на Рис.5.14. З порівняння Рис. 5.14 і 5.13 видно і якісне, і кількісне розходження у поведінці зведеного електричного поля. Розрахунки за допомогою формули

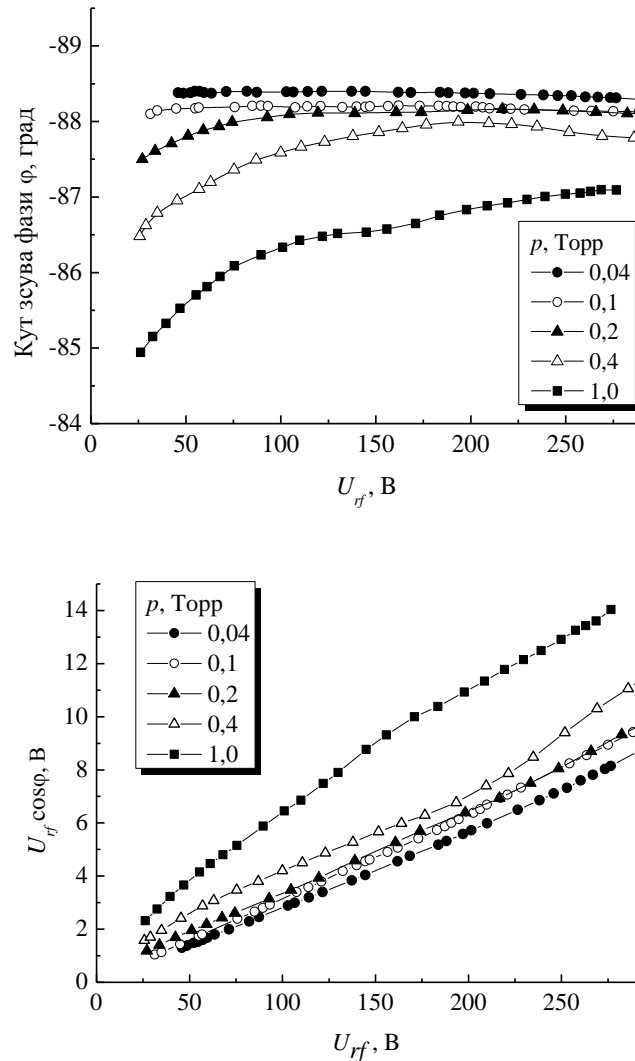


Рис.5.12 Залежності кута зсуву фази ϕ і активної ВЧ напруги $U_{rf} \cos\phi$ від прикладеної до електродів ВЧ напруги для різних значень тиску аргону. $L = 25$ мм.

(5.41) передбачають, що E_p/p має монотонно збільшуватися зі зростанням ВЧ напруги на електродах. До того ж, значення зведеного електричного поля, визначені за допомогою формули (5.40), зазвичай значно вищі, ніж отримані з (5.41).

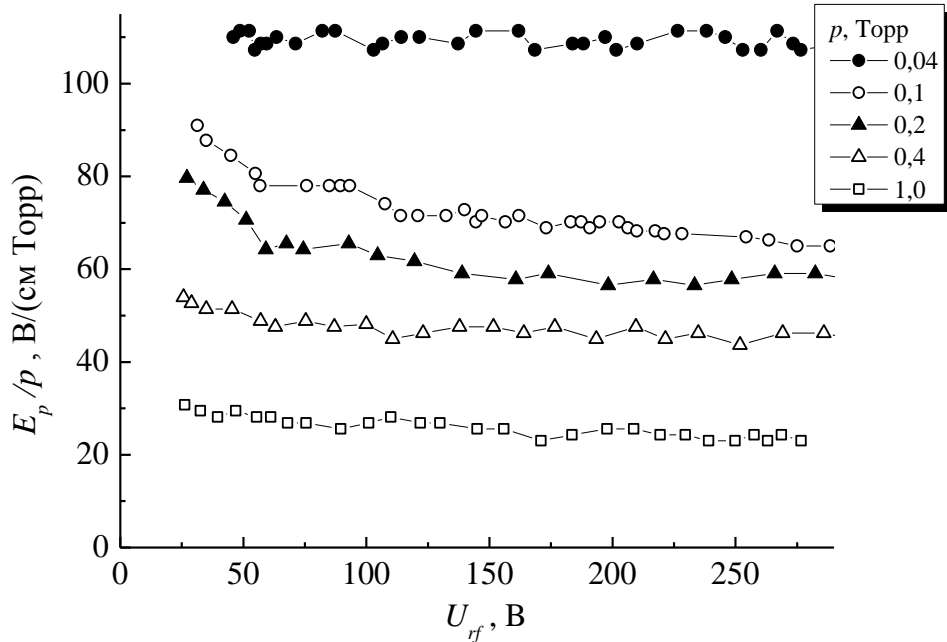


Рис.5.13. Залежності зведеного електричного поля від прикладеної до електродів ВЧ напруги для різних тисків аргону. Розрахунок за допомогою формули (5.40). $L = 25$ мм.

Для прикладу розглянемо результати для тиску аргону 1 Торр (див. Рис.5.15). Зведене електричне поле, розраховане за допомогою формули (5.40), з ростом ВЧ напруги зменшується від 31 до 23 В/(см Торр). Використання формули (5.41) дає монотонне зростання E_p/p від 1 до 6 В/(см Торр).

Додатково був використаний код Siglo-RF, який дозволяє отримати одномірні профілі параметрів плазми ємнісного ВЧ розряду. З його допомогою було знайдено, що зведене ВЧ електричне поле в квазінейтральній плазмі при тиску аргону 1 Торр повільно зменшується від 7,1 до 6,7 В / (см·Торр) з ростом ВЧ напруги.

Мабуть, завищені величини зведеного електричного поля, отримані за допомогою формули (5.40), пояснюються занадто спрощеною одновимірною аналітичною моделлю слабкострумного ВЧ розряду [37] з однорідним розподілом позитивних іонів у всьому проміжку між електродами, а також ігноруванням нагріву електронів при їх зіткненнях з межами приелектродних шарів, що осцилюють.

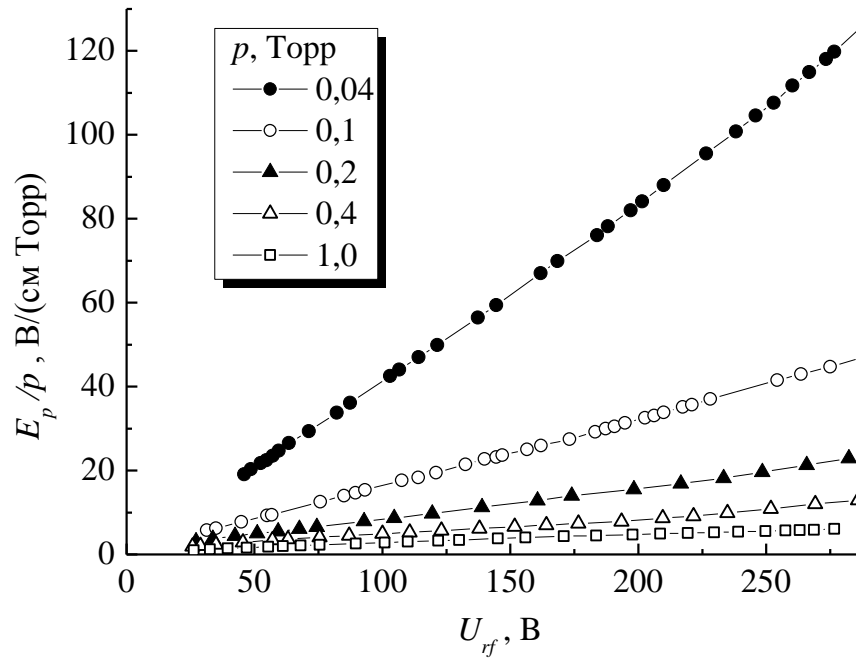


Рис.5.14. Залежності зведеного електричного поля від прикладеної до електродів ВЧ напруги для різних тисків аргону. Розрахунок за допомогою формули (5.41). $L = 25$ мм.

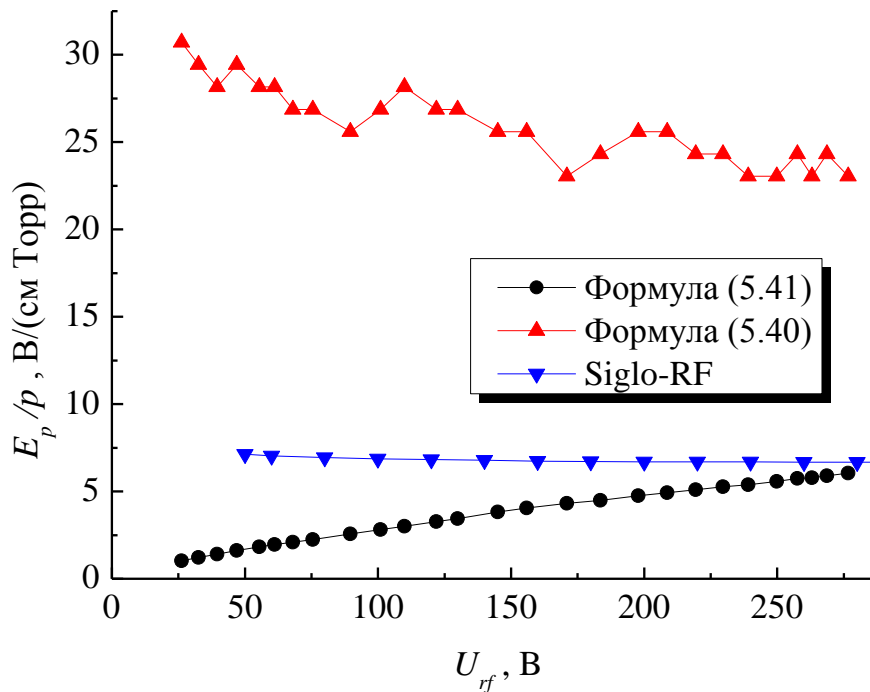


Рис.5.15. Залежності зведеного електричного поля від прикладеної до електродів ВЧ напруги для тиску аргону 1 Торр. Розрахунок за допомогою формул (5.40) и (5.41), а також кода Siglo-RF. $L = 25$ мм.

Реально формула (5.40) дозволяє оцінити напруженість електричного

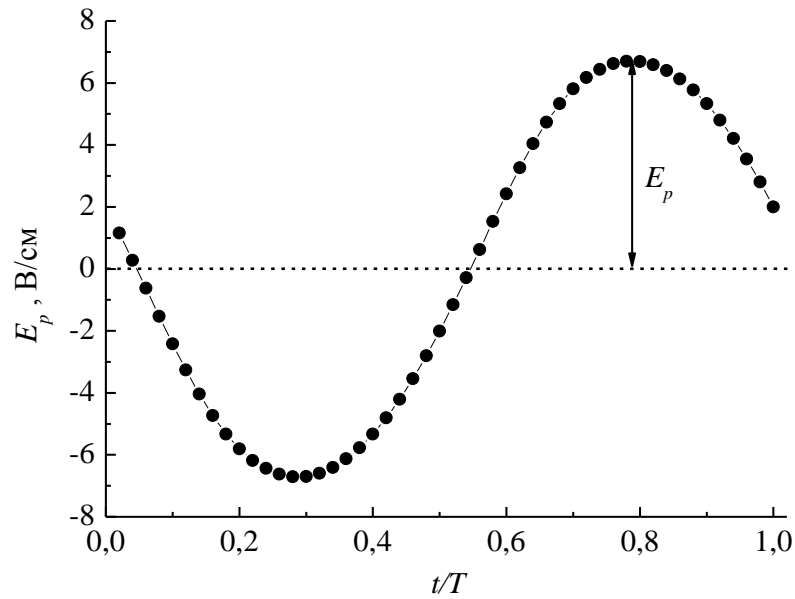


Рис.5.16. Зміна напруженості електричного поля в центрі ВЧ розряду протягом ВЧ періоду. Тиск аргону 1 Торр. ВЧ напруга на електродах 200 В.

поля на межі шару, а не в центрі квазінейтральної плазми. Розрахунки за допомогою коду Siglo-RF показали, що максимальне значення напруженості електричного поля в центрі розряду спостерігається в той момент, коли електрони симетрично розташовані щодо профілю іонів, тобто частково заповнюють обидва приелектродних шари. Залежність електричного поля в центрі розрядного проміжку від часу показана на Рис.5.16. На ньому стрілкою вказано амплітудне значення ВЧ поля в плазмі. Весь осьовий профіль електричного поля разом з профілями електронів та іонів для моменту найбільшого поля в центрі розряду представлені на Рис.5.17. Величина ВЧ поля в центрі проміжку становить 6,7 В/см. Поблизу межі приелектродного шару (де починається сильне порушення квазінейтральності плазми) напруженість електричного поля приблизно дорівнює 25–35 В/см, що добре узгоджується з величинами ВЧ поля, отриманими за допомогою формули (5.40) (Рис.5.15).

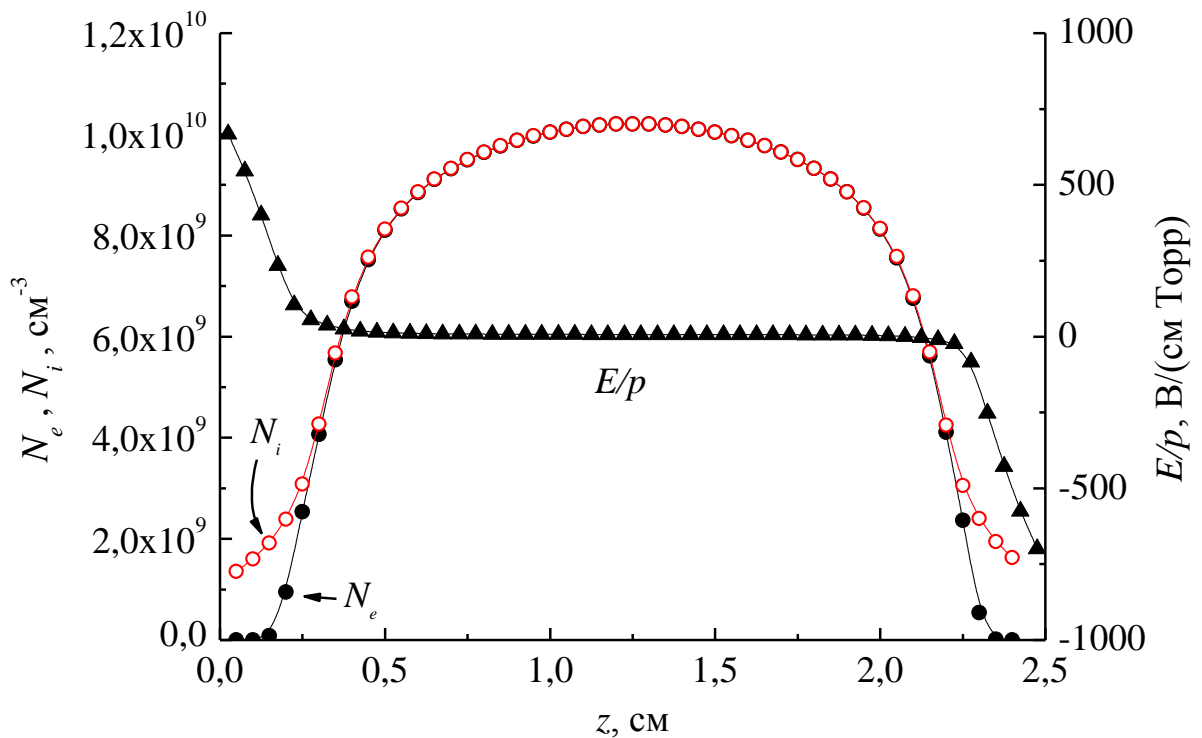


Рис.5.17. Осьові профілі густини електронів, позитивних іонів, а також напруженості електричного поля для випадку максимальної величини ВЧ поля в центрі розрядного проміжку.

Тиск аргону 1 Торр. ВЧ напруга на електродах 200 В.

5.3. Результати оптичних досліджень високочастотного розряду

Добре відомо, що високочастотний розряд складається з квазінейтральної плазми та двох приелектродних шарів. Навіть при низькому розрядному струмі плазма не є однорідною, а складається з декількох областей з різною інтенсивністю світіння (див. фотографію на Рис.5.18). Поблизу електродів слабкострумового режиму ВЧ розряду розташовані темні приелектродні шари, в яких не розвиваються електронні лавини. Поруч з цими шарами спостерігаються яскраві області, в яких електрони, що отримали енергію при стохастичному нагріванні, іонізують та збуджують молекули газу. Цю область можна умовно назвати слабкострумовим аналогом негативного світіння тліючого розряду. У слабкострумовому режимі електрони набувають енергію для іонізації молекул газу не в шарах

(як в катодному шарі тліючого розряду) і навіть не в плазмовому об'ємі, а переважно при їх зіткненнях з межами шарів, що осцилюють (стохастичний нагрів [37]). Негативне ж світіння тліючого розряду підтримується потоком швидких електронів, що вийшли з поверхні катода внаслідок іон-електронної емісії або народжених в самому катодному шарі при іонізації молекул газу електронами в сильному електричному полі, які до моменту досягнення межі шару набувають значну енергію.

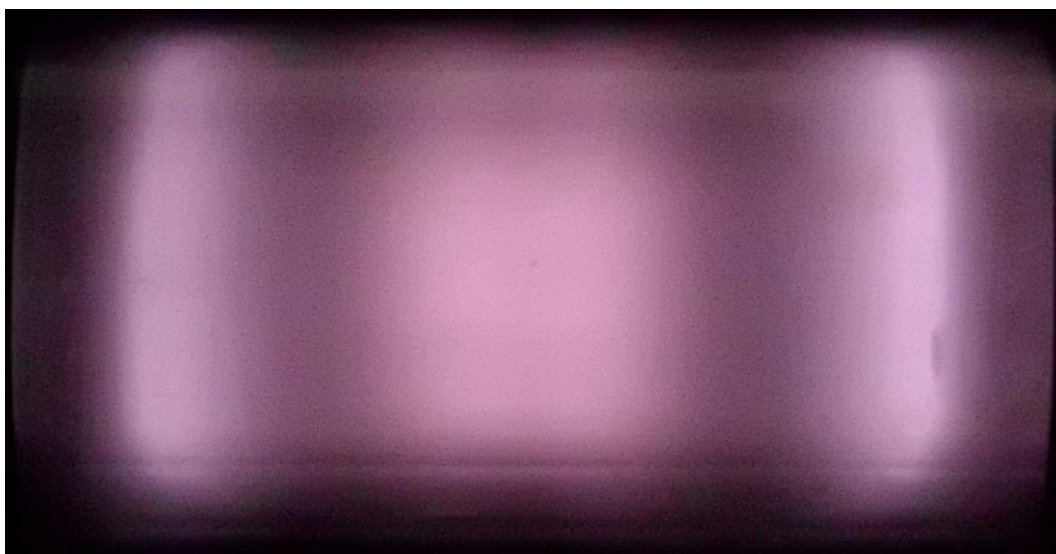


Рис. 5.18. Фотографія ВЧ розряду при тиску водню 0,1 Торр і відстані між електродами 100 мм. Потенціальний електрод розташовується справа, а заземлений - зліва.

У другому розділі було описано методику аналізу спектрів випромінювання розряду у водні, за допомогою якої з інтенсивностей бальмерівських і молекулярної ліній можна визначити ступінь дисоціації молекул водню. Спектри випромінювання ВЧ розряду у водні для різних відстаней z від потенціального електрода показано на Рис.5.19. Координата $z = 5$ розташовується в приелектродному шарі, $z = 10$ мм відповідає максимуму світіння ліній на Рис.5.20, і $z = 47,5$ мм міститься поблизу центру проміжку між електродами. У слабкострумовому ВЧ розряді на спектрах випромінювання яскраво виражена бальмерівська лінія H_{α} , на спектрі для $z = 10$ мм добре видно і лінію H_{β} . На відміну від спектра тліючого розряду (Рис.2.5), на якому добре видно, принаймні, чотири перших бальмерівських

лінії, а інтенсивність молекулярних ліній мала, світіння ВЧ розряду в значній мірі визначається і молекулярними лініями (інтенсивність яких може досягати 25% від інтенсивності H_{α}).

На Рис.5.20 представлені осьові профілі інтенсивностей ліній H_{α} , H_{β} і молекулярного водню I_Q . За умов, що відповідають наведеному на цьому рисунку результатам, інтенсивності ліній H_{β} і молекулярного водню H_Q

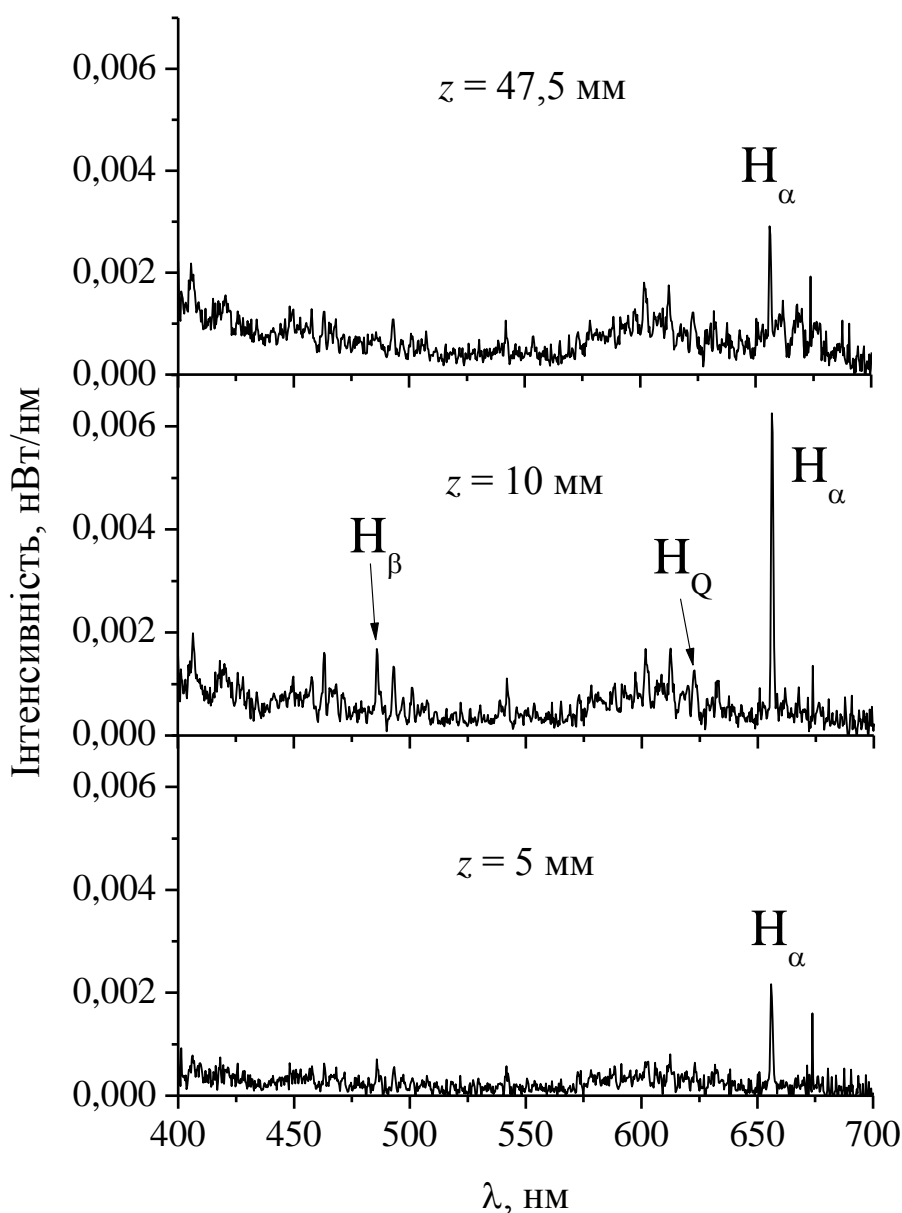


Рис.5.19. Спектри випромінювання ВЧ розряду у водні для різних відстаней z від потенціального електрода.

$p = 0,1$ Торр, $U_{rf} = 200$ В, $L = 100$ мм.

виявилися близькими за величиною в усьому розряді. Внаслідок стохастичного нагріву осьові профілі ліній випромінювання як атомного, так і молекулярного водню мають максимуми поблизу меж приелектродних шарів, а при віддаленні від них швидко зменшуються до величин, що

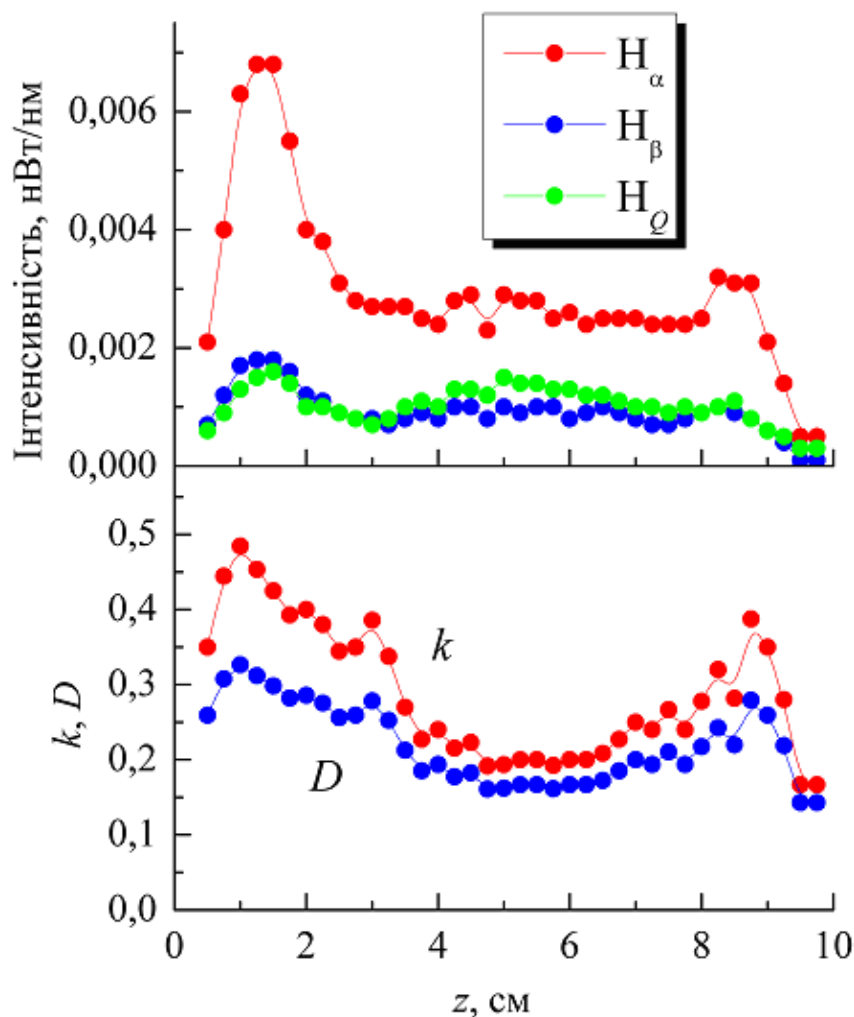


Рис.5.20. Осьові профілі інтенсивності ліній атомного водню H_α і H_β і інтенсивність лінії молекулярного водню H_γ , відношення концентрацій атомного і молекулярного водню k і ступеня дисоціації молекул водню D у високочастотному розряді.

$$p = 0,1 \text{ Торр}, U_{rf} = 200 \text{ В}, L = 100 \text{ мм}.$$

відповідають світінню в електричному полі квазінейтральної плазми.

Відзначимо, що спостерігається асиметрія осьових профілів інтенсивностей ліній, тобто пік світіння біля межі приелектродного шару, що знаходиться біля потенціального електрода, приблизно у 2 рази перевищує

величину піку поблизу заземленого електрода. Незважаючи на рівність площ потенціального і заземленого електродів, відповідні їм приелектродні шари різняться за своїми фізичними характеристиками.

Причиною цього є замикання високочастотного струму не лише на заземленому електроді, а й на інших металевих поверхнях, що знаходяться під потенціалом землі поблизу розрядної камери.

З інтенсивностей ліній H_{α} , H_{β} і молекулярного водню H_2 було розраховано величини співвідношення концентрацій атомного і молекулярного водню $k = [H] / [H_2]$ і ступеня дисоціації молекул водню $D = [H] / ([H_2] + [H]) = k / (k + 1)$ у високочастотному розряді. Осьові розподіли k і D також представлені на рисунку 5.20. Максимуми k і D розташовуються ближче до електродів, ніж максимуми ліній випромінювання. Максимальний ступінь дисоціації D досягає приблизно 30% поблизу меж приелектродних шарів, але в центральній частині розрядного проміжку становить всього 15–20%. Незважаючи на асиметрію профілів ліній випромінювання H_{α} , H_{β} і H_2 , осьовий профіль ступеня дисоціації має набагато кращу симетрію завдяки тому, що методика, що була застосована для визначення ступеня дисоціації D , використовує співвідношення інтенсивностей ліній, а не на їх абсолютні величини.

Висновки до Розділу 5

У цьому розділі наведено результати експериментального дослідження ВЧ ємнісного розряду у водні, азоті та N_2O при частоті ВЧ поля 13,56 МГц, різних відстанях між електродами і тисках газів. Показано, що при низькому тиску розряд горить тільки в аномальному режимі і займає всю поверхню електродів. В умовах більш високого тиску ВЧ розряд горить спочатку в нормальному режимі, при цьому підвищення струму супроводжується збільшенням площі, вкритої розрядом на електродах, а ВЧ напруга слабо

змінюється. Після повного покриття поверхні електродів розряд переходить в аномальний режим. Представлено аналітичну модель слабкострумової моди ВЧ ємнісного розряду, в якій розглянуті окремі випадки постійної довжини вільного пробігу і постійної рухливості позитивних іонів.

З наших експериментальних і теоретичних результатів випливає, що нормальна густина струму зазвичай прямо пропорційна тиску газу, тобто $J_n \propto p$. Виявлено складний вплив відстані між електродами на ефект нормальної густини струму, який потребує додаткового експериментального і теоретичного дослідження.

З аналізу рівнянь для амплітуди зміщення електронів у ВЧ полі і напруженості ВЧ електричного поля в квазінейтральній плазмі E_p , що представлені в [37], отримано формулу, згідно з якою E_p прямо пропорційна товщині приелектродного шару. Знайдені за допомогою цієї формули значення E_p відповідають, мабуть, напруженості ВЧ електричного поля на межі приелектродного шару, а не в центральній частині розрядного проміжку. Цей висновок підтверджується розрахунками за допомогою коду Siglo-RF.

Було визначено ступінь дисоціації молекул водню в високочастотному розряді з виміряних нами інтенсивностей ліній H_α , H_β і молекулярного водню H_2 . Показано, що максимальний ступінь дисоціації становить 30% поблизу меж приелектродних шарів, а в центральній області розряду не перевищує 15–20%.

Результати, представлені в Розділі 5, було опубліковано в таких статтях і матеріалах наукових конференцій [1а, 17а, 20а].

ВИСНОВКИ

Таким чином, в дисертаційній роботі виконано такі дослідження і отримані наступні результати. Основну увагу було приділено процесам в шарах, що прилягають до електродів (катодному шарі тліючого розряду, приелектродних шарах ВЧ ємнісного розряду), а також в плазмовій області (в позитивному стовпі тліючого розряду і квазінейтральній плазмі ВЧ розряду, яка є певним аналогом позитивного стовпа).

Для опису характеристик катодного шару потрібно знати, якими закономірностями зв'язані товщина шару і падіння напруги на ньому при різних густинах струму в різних газах. У цій роботі розглянуто питання про можливість застосування законів Чайльда-Ленгмюра (для руху позитивних іонів крізь шар без зіткнень з молекулами газу (1.1), а також два закони з урахуванням зіткнень – для постійної довжини вільного пробігу (1.2) і для постійної рухливості іонів (1.3)) для опису характеристик катодного шару в N_2O і водні.

В результаті для N_2O показано, що закон Чайльда-Ленгмюра (1.3) для випадку постійної рухливості іонів може бути застосовний для опису катодного шару тільки при низькому тиску N_2O (аж до 0,3 Торр). У перехідному діапазоні тиску (між 0,3 і 0,75 Торр) жоден із законів Чайльда-Ленгмюра не може бути коректно використаний для опису катодного шару тліючого розряду в N_2O . При високому тиску N_2O (вище 0,75 Торр) потрібно використовувати закон (1.2) для постійної довжини вільного пробігу іонів.

У всьому дослідженому нами діапазоні тиску водню (0,07 – 2 Торр) показано, що для опису катодного шару може бути застосовний тільки закон Чайльда-Ленгмюра (1.3) для постійної рухливості μ_i іонів. Оскільки в катодному шарі домінуючими є позитивні іони H^+ і H_3^+ , які перезаряджаються з молекулами водню тільки при високих енергіях, то на рух іонів можуть впливати сили поляризації. Зіткнення іонів з молекулами газу в катодному шарі відбуваються як зіткнення жорстких куль завдяки

тому, що іони в сильному електричному полі набувають високу енергію. Це призводить до того, що дрейфова швидкість іонів пропорційна не тільки зведеному електричному полю $(E/N)^{0.5}$, але і обернено пропорційна квадратному кореню з перерізу σ_{in} іон-молекулярних зіткнень. У цій роботі аналітично отримано, що з урахуванням залежності перерізу σ_{in} від енергії іонів закон (1.3) для постійної рухливості μ_i іонів виконується навіть у сильному електричному полі катодного шару.

Процеси в катодному шарі (і тільки в ньому) вважають відповідальними за існування двох різних режимів горіння тліючого розряду: нормального і аномального. У цій роботі з вимірних вольт–амперних характеристик було визначено величини параметра подібності J/p^2 в N_2O , аргоні, водні та кисні в діапазоні тиску газу від 0,1 до 10 Торр. Отримано, що відношення нормальної густини струму до квадрату тиску газу J/p^2 зберігається сталим тільки при тиску газу понад 1 Торр (для N_2O $J/p^2 = 0,44 \pm 0,03$ мА/(см·Торр)², для H_2 маємо $J/p^2 = 0,072 \pm 0,02$ мА/(см·Торр)², для O_2 $J/p^2 = 0,33 \pm 0,05$ мА/(см² Торр²) та $J/p^2 = 0,092 \pm 0,02$ мА/(см² Торр²) для аргону). Однак зниження тиску (менш ніж 1 Торр) призводить до швидкого зростання відношення J/p^2 , яке може бути в десятки і сотні разів вище, ніж при тиску газу понад 1 Торр. Запропоновано механізм, відповідальний за це явище – це підвищений відхід швидких електронів, які вийшли з катодного шару, крізь негативне світіння на анод в разі низького тиску газу і малих відстаней між електродами, а також певною мірою, можливо, втрати заряджених частинок з плазмового шнура нормального режиму внаслідок амбіполярної дифузії. Тому умови виникнення нормального режиму визначаються не лише процесами в катодному шарі, але і в інших частинах тліючого розряду.

Той факт, що параметри катодного шару залежать ще й від процесів в негативному світінні, яке межує з ним, підтверджується проведеною в цій роботі серією експериментів щодо впливу відстані між катодом і анодом на

товщину катодного шару і падіння напруги на електродах. Було показано, що якщо анод є рухомим і віддаляється від катода, перебуваючи при цьому в негативному світінні, то падіння напруги на електродах і товщина катодного шару збільшуються. Але переміщення анода крізь темний фарадеевський простір і позитивний стовп не впливає на товщину катодного шару. Методом ленгмюрівського зонда для вузького розрядного проміжку (коли розряд складається тільки з катодного шару і негативного світіння) показано, що при одній і тій самій величині розрядного струму густина плазми в негативному світінні в довших зазорах між електродами вища, ніж в коротких. Відзначимо, що аналогічний результат отримано також за допомогою коду OOPIC Pro ("частинка в комірці"). У цій дисертаційній роботі запропоновано механізм впливу відстані між катодом і анодом на падіння напруги на електродах і на товщину катодного шару (коли анод перебуває в негативному світінні). Оскільки струм на анод (що розташований в негативному світінні, але не в інших частинах тліючого розряду) переноситься переважно швидкими електронами, які вийшли з катодного шару, то віддалення анода від межі катодного шару призводить до послаблення потоку цих швидких електронів через їх непружні зіткнення з молекулами газу. Тоді для підтримки розрядного струму на анод фіксованим потрібно підвищувати напругу на електродах, щоб забезпечити досить високий струм швидких електронів. У свою чергу, це призведе до збільшення і товщини катодного шару, і густини плазми в негативному світінні. Аналітичні розрахунки, наведені в кінці 3 розділу, підтверджують коректність запропонованого нами механізму.

Іншою важливою частиною тліючого розряду є позитивний стовп. Процеси в ньому визначаються локальною напруженістю електричного поля, вірніше, зведеним електричним полем E/p . Тому багато дослідників розробляють чисельні і аналітичні моделі, а також за допомогою різних методів проводять вимірювання E/p . Розділ 4 присвячений саме процесам в позитивному стовпі тліючого розряду як в молекулярних, так і в інертних

газах. По-перше, у ньому наведено аналітичну модель для випадку, коли народження заряджених частинок відбувається внаслідок прямої іонізації молекул газу електронним ударом, при цьому єдиним механізмом їх втрат є амбіполярний вихід на стінки розрядної трубки. Відповідне рівняння балансу є трансцендентним і не має аналітичного розв'язку для зведеного електричного поля. Однак в дисертаційній роботі для цього рівняння було підібрано апроксимацію, за допомогою якої знайдено просту формулу для зведеного електричного поля. Вона містить залежність від добутку тиску газу і радіуса розрядної трубки pR , а також від сорту газу. Отримано, що результати наших розрахунків за допомогою цієї формули для позитивного стовпа у водні та азоті добре узгоджуються з результатами вимірювань методом ленгмюрівського зонда і кінетичного моделювання.

Також були проведені експериментальні і теоретичні дослідження позитивного стовпа тліючого розряду в аргоні. Зведене електричне поле E/p виміряне методом рухомого анода в діапазоні добутку тиску газу і радіуса трубки $0,01 < pR < 30$ Торр·см. Результати наших експериментів добре узгоджуються як з вимірюваннями, так і з чисельними моделями інших авторів [93, 95–97, 193] при $pR \leq 1$ Торр·см.

Далі для зведеного електричного поля E/p в інертних газах були розроблені дві аналітичні моделі. У першій з них було розглянуто однорідний позитивний стовп в амбіполярному режимі (аналогічно випадку для молекулярних газів, описаному вище), в якому пряма іонізація молекул газу електронним ударом повинна компенсувати втрати заряджених частинок внаслідок їх втрат при амбіполярній дифузії. Отримано гарне узгодження результатів розрахунків з експериментальними даними (як нашими, так і робіт [93, 95, 193]) в діапазоні низького тиску / вузьких розрядних трубок $pR \leq 0,3$ Торр·см. Однак ця модель при більш високих pR дає завищені значення E/p в порівнянні з експериментальними даними, оскільки в ній не враховані процеси за участю метастабільних атомів аргону в позитивному стовпі.

З метою поліпшення узгодження результатів розрахунків і експериментів було розроблено іншу модель, в якій враховано такі процеси, як пряма іонізація атомів аргону електронним ударом, ступінчаста іонізація метастабільних атомів, втрати метастабільних атомів при зіткненнях з електронами (при ударах другого роду з електронами, а також процеси збудження з метастабільного рівня на випромінюючий і на резонансні рівні) і при парних зіткненнях один з одним, і дифузійний вихід метастабільних атомів на стінки розрядної трубки. Швидкості процесів зіткнень електронів з незбудженими і метастабільними атомами визначалися за допомогою коду BOLSIG+. Результати розрахунків за допомогою цієї моделі добре узгоджуються з нашими експериментальними даними у всьому дослідженому діапазоні pR .

Нарешті, 5 розділ цієї дисертаційної роботи присвячений дослідженню процесів як в приелектродних шарах (впливу режиму перенесення позитивних іонів крізь шари на нормальну густину струму слабкострумової α -моди), так і визначенню зведеного електричного поля E/p в квазінейтральній плазмі (яку в книзі Райзера і ін. [37] часто називають аналогом позитивного стовпа) ВЧ ємнісного розряду. Представлені результати експериментального дослідження для водня, азота та N_2O при різних відстанях між електродами і тисках газів для частоти ВЧ електричного поля 13,56 МГц. Отримано, що за низького тиску розряд горить тільки в аномальному режимі і займає всю поверхню електродів. За більш високого тиску ВЧ розряд горить спочатку в нормальному режимі, при цьому підвищення струму супроводжується збільшенням площі, вкритої розрядом на електродах, при ВЧ напрузі, що слабо змінюється. Після повного заповнення поверхні електродів розряд переходить в аномальний режим. Було розроблено аналітичну модель слабкострумової моди ВЧ ємнісного розряду для випадків постійної довжини вільного пробігу і постійної рухливості позитивних іонів. З результатів моделі і експериментів випливає, що нормальна густина струму в ВЧ ємнісному розряді зазвичай прямо

пропорційна тиску газу, тобто $J_n \propto p$ (на відміну від тліючого розряду, в якому $J_n \propto p^2$).

У 5 розділі було виконано також аналіз рівнянь для амплітуди зміщення електронів у ВЧ полі і напруженості ВЧ електричного поля в квазінейтральній плазмі E_p , наведених авторами книги [37], і отримана проста формула. Згідно з нею E_p прямо пропорційна товщині приелектродного шару. Показано, що визначені за допомогою цієї формули значення E_p відповідають, ймовірно, напруженості ВЧ електричного поля на межі приелектродного шару, а не в центральній частині розрядного проміжку, що підтверджується розрахунками за допомогою коду Siglo-RF.

Оптичним методом було визначено ступінь дисоціації молекул водню в високочастотному ємнісному розряді з виміряних нами інтенсивностей ліній H_α , H_β і молекулярного водню H_2 . Оцінки показують, що максимальний ступінь дисоціації досягає 30% поблизу меж приелектродних шарів, а в центральній області розряду не перевищує 15–20%.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

- [1] M. Endo, R.F. Walter, *Gas lasers*, Boca Raton, FL: CRC Press, 2007, 526 p.
- [2] F. Trager (Ed.), *Springer Handbook of Lasers and Optics*, New York: Springer Science+Business Media, 2007, 712 p.
- [3] C.E. Webb, J.D.C. Jones (Eds.), *Handbook of Laser Technology and Applications. Volume 2: Laser Design and Laser Systems*, Bristol: IOP Publishing, 2004, 624 p.
- [4] J. Sarkar, *Sputtering Materials for VLSI and Thin Film Devices*, Oxford: Elsevier, 2014, 354 p.
- [5] D.C. Miller. Surge protector. US 9190829 B2, 2015.
- [6] M. Berg, C.V. Budtz-Jørgensen, H. Reitz, K.O. Schweitz, J. Chevallier, P. Kringhøj, and J. Bøttiger, “On plasma nitriding of steels”, *Surface and Coatings Technology*, Vol.124, No.1, pp. 25–31, 2000.
- [7] V.A.Zhovtyansky, V.G. Nazarenko, V.O. Khomych, A.V. Ryabtsev, O.V. Anisimova, I.O. Nevzglyad, O.Ya. Shnyt, “Efficiency of the nitriding process in glow discharge plasma”, *Problems of atomic science and technology*, No. 1, pp. 92–94, 2011.
- [8] I.A. Soloshenko, V.V. Tsiolko, V.A. Khomich, A.I. Shchedrin, A.V.Ryabtsev, V.Yu. Bazhenov, I.L. Mikhno, “Sterilization of medical products in low-pressure glow discharges”, *Plasma Physics Reports*, Vol.26, No.9, pp. 792-800, 2000.
- [9] I.A. Soloshenko, V.V. Tsiolko, V.A. Khomich, V.Yu. Bazhenov, A.V. Ryabtsev, A.I. Schedrin, I.L. Mikhno, “Features of sterilization using low-pressure DC-discharge hydrogen-peroxide plasma”, *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol.30, No. 4, pp. 1440 – 1444, 2002.
- [10] Y. Matsumura, T. Abe, “Neon-Isotope Separation by Cataphoresis in a DC Gas Discharge”, *Jpn. J. Appl. Phys*, Vol. 19, No.8, pp. L457–L459, 1980.
- [11] A. Ezoubtchenko, N. Ohtsuki, H. Akatsuka, M. Suzuki, “Measurements of plasma parameters in the direct current discharge for isotope separation”, *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol.7, No.2, pp. 136–140, 1998.

- [12] H. Akatsuka, A.N. Ezoubtchenko, M. Suzuki, “A numerical study of neon isotope separation in a dc discharge through a narrow capillary” *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol. 33, No.8, pp. 948-958, 2000.
- [13] C.D. Child, “Discharge From Hot CaO”, *Phys. Rev*, Vol.32, p. 492, 1911.
- [14] I. Langmuir, “The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum”, *Phys. Rev*, Vol. 2, p. 450, 1913.
- [15] I. Langmuir, “The Effect of Space Charge and Initial Velocities on the Potential Distribution and Thermionic Current between Parallel Plane Electrodes”, *Phys. Rev*, Vol.21, p. 419, 1923.
- [16] M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and materials processing*, Hoboken, New Jersey: Wiley, 2005, 768 p.
- [17] I. Langmuir, “The Interaction of Electron and Positive Ion Space Charges in Cathode Sheaths”, *Phys. Rev*, Vol. 33, p. 954, 1929.
- [18] P.F. Little, A. von Engel, “The hollow-cathode effect and the theory of glow discharges”, *Proc. Roy. Soc. (London)*, Vol.A224, No. 1157, pp.209–227, 1954.
- [19] R. Warren, “Interpretation of Field Measurements in the Cathode Region of Glow Discharges”, *Phys. Rev*, Vol. 98, No.6, pp. 1658–1673, 1955.
- [20] N.F. Mott, R.W. Gurney, *Electronic Processes in Ionic Crystals*, Oxford: Clarendon, 1940, 232 p.
- [21] J.D. Cobine, *Gaseous Conductors: Theory and Engineering Applications*, New York: McGraw-Hill, 1941, 154 p.
- [22] Ю.П. Райзер, *Физика газового разряда*, М.: Наука, 1987, 592 с.
- [23] A. Engel, K.G. Emeleus, M. Kennedy, “Radial coherence of the normal glow discharge”, *Physics Letters A*, Vol.42, No.3, pp. 191-192, 1972.
- [24] V.A. Lisovskiy, S.D. Yakovin, “Experimental Study of a Low-Pressure Glow Discharge in Air in Large-Diameter Discharge Tubes”, *Plasma Physics Reports*, Vol. 26, No. 12, pp. 1066–1075, 2000.
- [25] V.A. Lisovskiy, S.D. Yakovin, “Cathode Layer Characteristics of a Low-Pressure Glow Discharge in Argon and Nitrogen”, *Technical Physics Letters*, Vol.26, No. 10, pp. 891–893, 2000.

- [26] V.A. Lisovskiy, N.D. Kharchenko, R.N. Fateev, “Normal mode of the dc discharge in low pressure nitrogen”, *The Journal of Kharkov National University (Physical series "Nuclei, Particles, Fields")*, No.4, pp. 75–83, 2009.
- [27] G. Cicala, E. Tommaso, A.S. Raino, Yu. A. Lebedev, V.A. Shakhmatov, “Study of positive column of glow discharge in nitrogen by optical emission spectroscopy and numerical simulation”, *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol. 18, No.2, P. 025032, 2009.
- [28] A. Güntherschulze, “Einige neue charakteristische Abstände bei der Glimmentladung”, *Zeitschrift für Physik*, Vol.30, pp. 175–186, 1924.
- [29] A. Güntherschulze, “Kathodenzerstäubung. I. Die elektrochemische Zerstäubung”, *Zeitschrift für Physik*, Vol.36, pp. 563–580, 1926.
- [30] A. Güntherschulze, “Die behinderte Glimmentladung”, *Zeitschrift für Physik*, Vol.61, pp. 1–14, 1930.
- [31] F.M. Penning, “Über den Einfluss des Entgasungszustandes der Anode bei der anomalen Glimmentladung”, *Zeitschrift für Physik*, Vol.70, pp. 782–785, 1931.
- [32] M.J. Druyvesteyn, “The abnormal cathode fall of the glow discharge”, *Physica*, Vol.5, No.9, pp. 875–881, 1938.
- [33] J. Amorim, J. Loureiro, G. Baravian, M. Touzeau, “Experimental and theoretical study of dissociation in the positive column of a hydrogen glow discharge”, *J. Appl. Phys*, Vol. 82, p. 2795, 1997.
- [34] B. Gordiets, C.M. Ferreira, M.J. Pinheiro, A. Ricard, “Self-consistent kinetic model of low-pressure N₂–H₂ flowing discharges: I. Volume processes”, *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol. 7, p. 363, 1998.
- [35] B. Chapman, *Glow discharge processes: Sputtering and plasma etching*, New York: Wiley, 1980, 344 p.
- [36] A. Grill, *Cold Plasma in Materials Fabrication: From Fundamentals to Application*, New York: IEEE Press, 1994, 288 p.
- [37] Yu.P. Raizer, M.N. Shneider, N.A. Yatsenko, *Radio-frequency capacitive discharges*, Boca Raton, FL: CRC Press, 1995, 368 p.

- [38] M. Sugawara, *Plasma Etching: fundamentals and applications*, Oxford: Oxford University Press, 1998, 544 p.
- [39] R.J. Shul, S.J. Pearton, *Handbook of Advanced Plasma Processing Techniques*, Berlin: Springer, 2000, 488 p.
- [40] R.J. Reece, *Industrial Plasma Engineering. Vol.2: Applications to Nonthermal Plasma Processing*, Bristol: IOP Publishing, 2001, 264 p.
- [41] F.F. Chen, J.P. Chang, *Lecture Notes on Principles of Plasma Processing*, Berlin: Plenum/Kluwer Publishers, 2002, 278 p.
- [42] P. Chabert, N. Braithwaite, *Physics of Radio-Frequency Plasmas*, Cambridge: Cambridge University Press, 2011, 388 p.
- [43] Н.А. Яценко, “Эффект нормальной плотности тока в емкостном ВЧ разряде среднего давления”, *ЖТФ*, т.52, с. 1220, 1982.
- [44] Н.А. Яценко, “Механизм формирования пространственной структуры высокочастотного емкостного разряда”, *ЖТФ*, т.58, с. 294, 1988.
- [45] B. Schmidt, K. Wetzig, *Ion Beams in Materials Processing and Analysis*, Wien: Springer, 2013, 418 p.
- [46] J. Harry, *Introduction to Plasma Technology: Science, Engineering and Applications*, Weinheim: Wiley, 2010, 215 p.
- [47] V. Lisovskiy, V. Yegorenkov, “Validating the collision-dominated Child–Langmuir law for a dc discharge cathode sheath in an undergraduate laboratory”, *Eur. J. Phys*, Vol. 30, No. 6, pp. 1345-1351, 2009.
- [48] M.S. Benilov, “The Child–Langmuir law and analytical theory of collisionless to collisiondominated sheaths”, *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol.18, No.1, P. 014005, 2009.
- [49] J.A. Dillon, W.F. Sheridan, H.D. Edwards, “Charge Transfer Reactions in Monatomic and Diatomic Gases”, *The Journal of Chemical Physics*, Vol.23, No.5, pp. 776–779, 1955.
- [50] D. Rapp, W.E. Francis, “Charge Exchange between Gaseous Ions and Atoms”, *The Journal of Chemical Physics*, Vol.37, No.11, pp. 2631-2645, 1962.

- [51] C.V. Budtz-Jørgensen, J. Bøttiger, P. Kringhøj, “Energy spectra of particles bombarding the cathode in glow discharges”, *Vacuum*, Vol. 56, pp. 9–13, 2000.
- [52] V.A. Lisovskiy, V.A. Derevianko, V.D. Yegorenkov, “The Child-Langmuir collision laws for the cathode sheath of glow discharge in nitrogen”, *Vacuum*, Vol.103, pp. 49-56, 2014.
- [53] V.A. Lisovskiy, S.D. Yakovin, “Experimental Study of a Low-Pressure Glow Discharge in Air in Large-Diameter Discharge Tubes”, *Plasma Physics Reports*, Vol. 26, No. 12, pp. 1066–1075, 2000.
- [54] Lisovskiy V.A., Yakovin S.D. Cathode Layer Characteristics of a Low-Pressure Glow Discharge in Argon and Nitrogen. *Technical Physics Letters*. 2000. Vol. 26. No. 10. P. 891–893.
- [55] V.A. Lisovskiy, N.D. Kharchenko, R.N. Fateev, “Normal mode of the dc discharge in low pressure nitrogen”, *The Journal of Kharkov National University (Physical series "Nuclei, Particles, Fields")*, No.4, pp. 75–83, 2009.
- [56] Б.В. Кацнельсон, А.М. Калугин, А.С. Ларионов, *Электривакуумные электронные и ионные приборы*. М.: Энергия, 1976, 920 с.
- [57] W. Hittorf, “Ueber die Electricitätsleitung der Gase”, *Annalen der Physik und Chemie*, Vol.20, No.12b, pp. 705–755, 1883.
- [58] E. Warburg, “Ueber eine Methode, Natriummetall in Geissleflsche Rohren einzufuhren und uber das Kathodengefalle bei der Glimmentladung”, *Annalen der Physik und Chemie*, Vol.40, No.5, pp. 1–17, 1890.
- [59] A. Guntherschulze, “Die Abhangigkeit des normalen Kathodenfalles der Glimmentladung von der Gasdichte”, *Zeitschrift für Physik*, Vol.49, pp. 473–479, 1928.
- [60] В.Л. Грановский, *Электрический ток в газах*, М.: Наука, 1971, 490 с.
- [61] V.V. Vlasov, L.G. Gyseva, B.N. Klarfeld, “Transition of one type glow discharge into another”, 10th ICPIG, Oxford Contrib. Papers, Oxford, 1971, p. 98.
- [62] В.А. Лисовский, Н.Д. Харченко, “Условия появления нормального режима разряда постоянного тока низкого давления”, *Физическая инженерия поверхности*, Т.4, № 3-4, с. 184 – 186, 2006.

- [63] П.Н. Чистяков, “Законы подобия при нормальном тлеющем разряде в неоне и аргоне”, *ЖТФ*, Т. 41, № 8, с. 1672-1674, 1971.
- [64] Ю.Д. Королев, “Интерпретация явления постоянства плотности тока в нормальном тлеющем разряде”, *ЖТФ*, Т. 57, № 2, с. 380–382, 1987.
- [65] A. Ward, “Calculations of Cathode-Fall Characteristics”, *J. Appl. Phys*, Vol. 33, No. 9, pp. 2789-2796, 1962.
- [66] K. Fujii, “Transition mechanism from Townsend discharge to normal glow discharge”, *J. Appl. Phys*, Vol. 13, No. 3, pp. 573-574, 1973.
- [67] G. Cicala, “Study of positive column of glow discharge in nitrogen by optical emission spectroscopy and numerical simulation”, *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol. 18, No.2, P. 025032 (pp. 1–15), 2009.
- [68] В.Н. Мелехин, Н.Ю. Наумов, “О природе катодного пятна нормального тлеющего разряда”, *ЖТФ*, Т. 12, № 2, с. 99-103, 1986.
- [69] Ю.П. Райзер, С.Т. Суржиков, “Еще раз о природе эффекта нормальной плотности тока на катоде тлеющего разряда”, *ЖТФ*, Т.13, № 8, с. 452-455, 1987.
- [70] A. Engel, K.G. Emeleus and M. Kennedy, “Radial coherence of the normal glow discharge”, *Physics Letters A*, Vol.42, No.3, pp. 191-192, 1972.
- [71] J.-P. Boeuf, “A two-dimensional model of dc glow discharges”, *J. Appl. Phys*, Vol. 6, No. 5, pp. 1342-1349, 1988.
- [72] E.A. Hartog, D.A. Dought, “Laser optogalvanic and fluorescence studies of the cathode region of a glow discharge”, *Phys. Rev*, Vol.38, No. 9, pp. 2471-2474, 1988.
- [73] В.А. Лисовский, С.Д. Яковин, “Характеристики катодного слоя тлеющего разряда низкого давления в аргоне и азоте”, *Письма в ЖТФ*, т. 26, вып. 19, с. 88-94, 2000.
- [74] В.А. Лисовский, Н.Д. Харченко, “Условия появления нормального режима разряда постоянного тока низкого давления”, *Физическая инженерия поверхности*, Т.4, № 3-4, с. 184 - 186, 2006.

- [75] А.А. Кудрявцев, А.В. Морин, Л.Д. Цендин, “Роль нелокальной ионизации в формированию коротких тлеющих разрядов”, *ЖТФ*, Т.78, № 8, с. 71–82, 2008.
- [76] G. Lister, “Low – pressure gas discharge modeling”, *J. Appl. Phys*, Vol. 25, pp. 1649-1680, 1992.
- [77] B. Chapman, *Glow discharge processes. Sputtering and plasma etching*, New York: Wiley, 1980, 406 p.
- [78] A. Güntherschulze, “Einige neue charakteristische Abstände bei der Glimmentladung”, *Zeitschrift für Physik*, Vol.30, pp. 175–186, 1924.
- [79] A. Güntherschulze, “Kathodenzerstäubung. I. Die elektrochemische Zerstäubung”, *Zeitschrift für Physik*, Vol.36, pp. 563–580, 1926.
- [80] A. Güntherschulze, “Über einen neuen Effekt der anomalen Glimmentladung und seine Beziehung zum Pseudohochvakuum”, *Zeitschrift für Physik*, Vol.40, pp. 414–440, 1926.
- [81] A. Güntherschulze, “Die behinderte Glimmentladung“, *Zeitschrift für Physik*, Vol.61, pp. 1–14, 1930.
- [82] A. Güntherschulze, “Die behinderte Glimmentladung. II”, *Zeitschrift für Physik*, Vol.61, pp.581–586, 1930.
- [83] F.M. Penning, “Über den Einfluss des Entgasungszustandes der Anode bei der anomalen Glimmentladung”, *Zeitschrift für Physik*, Vol.70, pp. 782–785, 1931.
- [84] H. Fischer, “Die charakteristischen Grossen der Glimmentladung unter Berücksichtigung der Ubertemperatur”, *Zeitschrift für Physik*, Vol.110, No.3-4, pp. 197-213, 1938.
- [85] M.J. Druyvesteyn, “The abnormal cathode fall of the glow discharge”, *Physica*, Vol.5, No.9, pp. 875–881, 1938.
- [86] M.J. Druyvesteyn, F.M. Penning, “The mechanism of electrical discharges in gases of low pressure”, *Rev. Modern Phys*, Vol.12, No. 2, pp. 87–174, 1940.
- [87] G. Francis, *The glow discharge at low pressure* (in *Encyclopedia of Physics*, Ed. by Flugge S., vol. 22 (Gas discharge 2)), Berlin: Springer, 1956, pp. 53–208.

- [88] L.G. Guseva, B.N. Klarfeld, V.V. Vlasov, "Interaction between the regions of cathode potential drop and negative glow in the glow discharge", Proc. Intern. Conf. Phenom. Ionized Gases. Vienna, 1967. p. 85.
- [89] V.A. Lisovskiy, S.D. Yakovin, "Cathode Layer Characteristics of a Low-Pressure Glow Discharge in Argon and Nitrogen", *Technical Physics Letters*, Vol. 26, No. 10, pp. 891–893, 2000.
- [90] M. Endo, R.F. Walter, *Gas lasers*, Boca Raton, FL: CRC Press, 2007, 526 p.
- [91] F. Trager (Ed.), *Springer Handbook of Lasers and Optics.*, New York: Springer Science+Business Media, 2007, 712 p.
- [92] C.E. Webb, J.D.C. Jones (Eds.), *Handbook of Laser Technology and Applications. Volume 2: Laser Design and Laser Systems*. Bristol: IOP Publishing, 2004, 624 p.
- [93] O. Groos, "Über den Mechanismus der positiven Saule der Glimmentladung in Argon", *Zeitschrift für Physik*, Vol.88, No. 11-12, pp. 741-756, 1934.
- [94] C.M. Ferreira, J. Loureiro, A. Ricard, "Populations in the metastable and the resonance levels of argon and stepwise ionization effects in a low-pressure argon positive column", *J. Appl. Phys*, Vol.57, No.1, pp. 82-90, 1985.
- [95] C.M. Ferreira, A. Ricard, "Modelling of the low-pressure argon positive column", *J. Appl. Phys*, Vol.54, No.5, pp. 2261-2271, 1983.
- [96] E. Kawamura, J.H. Ingold, "Particle in cell simulations of low pressure small radius positive column discharges", *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.34, No.21. pp. 3150-3163, 2001.
- [97] U. Kortshagen, G.J. Parker, J.E. Lawler, "Comparison of Monte Carlo simulations and nonlocal calculations of the electron distribution function in a positive column plasma", *Phys. Rev. E*, Vol.54, No.6, pp. 6746-6761, 1996.
- [98] J. Amorim, J. Loureiro, G. Baravian, M. Touzeau, "Experimental and theoretical study of dissociation in the positive column of a hydrogen glow discharge", *J. Appl. Phys*, Vol.82, p. 2795, 1997.

- [99] B. Gordiets, C.M. Ferreira, M.J. Pinheiro, A. Ricard, “Self-consistent kinetic model of low-pressure N_2 – H_2 flowing discharges: I. Volume processes”, *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol.7, p. 363, 1998.
- [100] Н.А. Яценко, “Эффект нормальной плотности в емкостном ВЧ разряде среднего давления”, *ЖТФ*, т. 52, с. 1220, 1982.
- [101] Н.А. Яценко, “Механизм формирования пространственной структуры высокочастотного емкостного разряда”, *ЖТФ*, т. 58, с. 294, 1988.
- [102] Ю.П. Райзер, М.Н. Шнейдер, “Нагрев молекулярного газа в высокочастотном емкостном разряде и его влияние на переход между α - и γ -формами”, *Физика плазмы*, Т.16, №7, с. 878-884, 1990.
- [103] Ю.П. Райзер, М.Н. Шнейдер, “Фарадеево пространство в высокочастотном разряде γ -типа и влияние давления на эффект нормальной плотности тока α -разряда и характер α - γ перехода”, *Физика плазмы*, Т.18, №11, с. 1476-1488, 1992.
- [104] Yu.P. Raizer, M.N. Shneider, *Plasma Phys. Rep*, Vol.19, p.612, 1993.
- [105] V.A. Godyak, R.B. Piejak, B.M. Alexandrovich, “An experimental system for symmetric capacitive rf discharge studies”, *Rev. Sci. Instrum*, Vol.61, No.9, pp. 2401–2406, 1990.
- [106] V.A. Godyak, R.B. Piejak, B.M. Alexandrovich, “Electrical characteristics of parallel-plate RF discharges in argon”, *IEEE Trans. Plasma Sci*, Vol.19, No.4, pp. 660-676, 1991.
- [107] В.А. Лисовский, “Особенности α - γ перехода в ВЧ разряде низкого давления в аргоне”, *ЖТФ*, Т.68, №5, с. 52 - 60, 1998.
- [108] V.A. Lisovskiy, V.D. Yegorenkov, “Alpha–gamma transition in RF capacitive discharge in low-pressure oxygen”, *Vacuum*, Vol.74, No.1, pp. 19-28, 2004.
- [109] V. Lisovskiy, J.-P. Booth, K. Landry, D. Douai, V. Cassagne, V. Yegorenkov, “Modes and the alpha-gamma transition in rf capacitive discharges in N_2O at different rf frequencies”, *Physics of Plasmas*, Vol.13, No.10, P. 103505, 2006.

- [110] V. Lisovskiy, J.-P. Booth, K. Landry, D. Douai, V. Cassagne, V. Yegorenkov, “The Effect of Discharge Chamber Geometry on the Characteristics of Low-Pressure RF Capacitive Discharges”, *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol.35, No.2, Part 3, pp. 416-424, 2007.
- [111] J.J. Shi, X.T. Deng, R. Hall, J.D. Punnett, M.G. Kong, “Three modes in a radio frequency atmospheric pressure glow discharge”, *J. Appl. Phys*, Vol. 94, pp. 6303–6310, 2003.
- [112] S.Y. Moon, J.K. Rhee, D.B. Kim, W. Choe, “ α , γ , and normal, abnormal glow discharge modes in radio-frequency capacitively coupled discharges at atmospheric pressure”, *Phys. Plasmas*, Vol.13, P. 033502, 2006.
- [113] J.L. Walsh, F. Iza, M.G. Kong, “Atmospheric glow discharges from the high-frequency to very high-frequency bands” *Appl. Phys. Lett*, Vol. 93, No.25, P. 251502, 2008.
- [114] G.J. Schulz, S.C. Brown, “Microwave Study of Positive Ion Collection by Probe”, *Phys. Rev*, Vol.98, No. 6, pp. 1642–1649, 1955.
- [115] Z. Zakrzewski, T. Kopiczynski, “Effect of collisions on positive ion collection by a cylindrical Langmuir probe”, *Plasma Physics*, Vol.16, pp. 1195–1198, 1974.
- [116] M. Tichy, M. Sicha, P. David, T. David, “A Collisional Model of the Positive Ion Collection by a Cylindrical Langmuir probe”, *Contrib. Plasma Phys*, Vol.34, No. 1, pp. 59–68, 1994.
- [117] B.P. Lavrov, A.V. Pipa, J. Röpcke, “On determination of the degree of dissociation of hydrogen in non-equilibrium plasmas by means of emission spectroscopy: I. The collision-radiative model and numerical experiments”, *Plasma Sources Science and Technology*, Vol.15, No.1, pp. 135-146, 2006.
- [118] В.А. Лисовский, С.Д. Яковин, “Экспериментальное исследование тлеющего разряда низкого давления в воздухе в широких разрядных трубках”, *Физика плазмы*, Т. 26, Вып. 12, с. 1139-1148, 2000.

- [119] Y. Fu, H. Luo, X. Zou, X. Wang, "Cathode fall thickness of abnormal glow discharges between parallel-plane electrodes in different radii at low pressure", *Phys. Plasmas*, Vol.22, No.2, P. 023502, 2015.
- [120] C. Barbeau, J. Jolly, "Electric field measurement in the cathode sheath of a hydrogen glow discharge", *Appl. Phys. Lett*, Vol.58, No.3, pp. 237–239, 1991.
- [121] N. Cvetanović, M.M. Kuraica, N. Konjević, "Excessive Balmer line broadening in a plane cathode abnormal glow discharge in hydrogen", *J. Appl. Phys*, Vol.97, No.3, P. 033302, 2005.
- [122] J.A. Stregack, B.L. Wexler, and G.A. Hart, "Cw CO-CS₂, CO-C₂H₂, and CO-N₂O energy-transfer lasers", *Appl. Phys. Lett*, Vol. 28, P. 137, 1976.
- [123] S. Kim, J. Kim, J. Choi, H. Kang, H. Jeon, Ch. Bae, "Characteristics of HfO₂ thin films deposited by plasma-enhanced atomic layer deposition using O₂ plasma and N₂O plasma", *J. Vac. Sci. Technol. B*, Vol.24, P. 1088, 2006.
- [124] J.C. Alonso, A. Ortiz, C. Falcony, M. García, "Effect of the predecomposition of SiF₄ on the properties of silicon dioxide deposited at low temperatures using SiF₄/SiH₄/N₂O in a double plasma process", *J. Vac. Sci. Technol. A*, Vol.13, p. 244, 1995.
- [125] D.R. Lee, G. Lucovsky, M.S. Denker, Ch. Magee, "Nitrogen atom incorporation at Si–SiO₂ interfaces by a low temperature (300°C), predeposition, remote plasma oxidation using N₂O", *J. Vac. Sci. Technol. A*, Vol.13, p.1671, 1995.
- [126] S. Chakraborty, T. Yoshida, T. Hashizume, H. Hasegawa, T. Sakai, "Formation of ultrathin oxynitride layers on Si(100) by low-temperature electron cyclotron resonance N₂O plasma oxynitridation process" *J. Vac. Sci. Technol. B*, Vol.16, p. 2159, 1998.
- [127] B.C. Smith, A. Khandelwal, H.H. Lamb, "Ar/N₂O remote plasma-assisted oxidation of Si(100): Plasma chemistry, growth kinetics, and interfacial reactions", *J. Vac. Sci. Technol. B*, Vol.18, p. 1757, 2000.
- [128] V.-A. Dao, V.-D. Nguyen, J.Heo, H. Choi, Y. Kim, N. Lakshminarayan, J. Yi, "Effect of N₂O/SiH₄ flow ratios on properties of amorphous silicon oxide thin

films deposited by inductively-coupled plasma chemical vapor deposition with application to silicon surface passivation”, *Vacuum*, Vol.84, p. 410, 2010.

[129] M.S. Carter, K. Albert, P. Ambus, “Is organic farming a mitigation option? – A study on N₂O emission from winter wheat”, *IOP Conf. Ser.: Earth and Environ. Sci*, Vol.6, P. 242011, 2009.

[130] A. Cantarel, J.M.G. Bloor, J.-F. Soussana, “Impacts of climate change factors (temperature, drought, elevated CO₂) on CO₂, N₂O and CH₄ fluxes in an upland grassland”, *IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci*, Vol.6, P. 242044, 2009.

[131] D. Rapp, D.D. Briglia, “Total cross sections for ionization and attachment in gases by electron impact. II. Negative-ion formation”, *J. Chem. Phys*, Vol.43, p. 1480, 1965.

[132] J. Dutton, F.M. Harris, D.B. Hughes, “Ionization, electron-attachment and negative-ion reactions in N₂O”, *J. Phys. B: Atom. .Molec. Phys*, Vol.8, p. 313. 1975.

[133] J.A. Rees, C.L. Greenwood, D.L. Seymour, “The energies of positive and negative ions in an RF plasma in nitrous oxide”, *Jpn. J. Appl. Phys*, Vol.38, p. 4397, 1999.

[134] M. Allan, T. Skalicky, “Structures in elastic, vibrational, and dissociative electron attachment cross sections in N₂O near threshold”, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*, Vol.36, p. 3397, 2003.

[135] V. Lisovskiy, J.-P. Booth, K. Landry, D. Douai, V. Cassagne, V. Yegorenkov, “Electron drift velocity in N₂O in strong electric fields determined from rf breakdown curves”, *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol. 39, p. 1866, 2006.

[136] B. Despax, M. Yousfi, G. Younis, H. Caquineau, “Power dissipation analysis in N₂O/He RF discharges using particle modeling”, *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.38, p. 4290, 2005.

[137] G. Younis, B. Despax, M. Yousfi, H. Caquineau, “Power dissipation analysis in N₂O RF discharges using Monte Carlo modeling”, *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.40, p. 2045, 2007.

- [138] I.G. Kouznetsov, A.J. Lichtenberg, M.A. Lieberman, “Modelling electronegative discharges at low pressure”, *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol.5, p. 662, 1996.
- [139] L.E. Kline, W.D. Partlow, R.M. Young, R.R. Mitchell, T.V. Congedo, “Diagnostics and modeling of RF discharge dissociation in N_2O ”, *IEEE Trans. Plasma Sci*, Vol 19, p. 278, 1991.
- [140] D. Rapp, P. Englander-Golden, “Total Cross Sections for Ionization and Attachment in Gases by Electron Impact. I. Positive Ionization”, *J. Chem. Phys*, Vol. 43, p. 1464, 1965.
- [141] V. Lisovskiy, V. Yegorenkov, “Validating the collision-dominated Child–Langmuir law for a dc discharge cathode sheath in an undergraduate laboratory”, *Eur. J. Phys*, Vol. 30, p. 1345, 2009.
- [142] M. Bacal, A.M. Bruneteau, W.G. Graham, G.W. Hamilton, M. Nachman, “Pressure and electron temperature dependence of H^- density in a hydrogen plasma”, *J. Appl. Phys*, Vol. 52, p. 1247, 1981.
- [143] W.G. Graham, “The kinetics of negative hydrogen ions in discharges”, *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol. 4, p. 281, 1995.
- [144] H. Amemiya, “Plasmas with negative ions-probe measurements and charge equilibrium”, *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.23, p. 999, 1990.
- [145] M. Bacal, “Photodetachment diagnostic techniques for measuring negative ion densities and temperatures in plasmas”, *Rev. Sci. Instrum*, Vol 71, p. 3981, 2000.
- [146] A. Qayyum, R. Ahmad, S.A. Ghauri, A. Waheed, M. Zakaullah, “Hydrogen Balmer- β and Balmer- γ emission profiles in an abnormal glow region of hydrogen plasma”, *Vacuum*, Vol. 80, p. 574, 2006.
- [147] C.V. Budtz-Jørgensen, P. Kringhøj, J. Böttiger, “The critical role of hydrogen for physical sputtering with $Ar-H_2$ glow discharges”, *Surface and Coatings Technology*, Vol. 116–119, p. 938, 1999.

- [148] J. Amorim, G. Baravia, A. Ricard, “Production of N, H, and NH active species in N₂-H₂ dc flowing discharges”, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Vol. 15, p. 721, 1995.
- [149] H. Liu, D.S. Dandy, *Diamond chemical vapor deposition : nucleation and early growth stages*, Park Ridge, New Jersey: Noyes Publications, 1995, p. 27.
- [150] V.A. Lisovskiy, V.A. Derevianko, V.D. Yegorenkov, “The Child-Langmuir collision laws for the cathode sheath of glow discharge in nitrogen”, *Vacuum*, Vol.103, pp. 49-56, 2014.
- [151] C. Barbeau, J. Jolly, “Spectroscopic investigation of energetic atoms in a DC discharge hydrogen glow”, *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.23, No.9, pp. 1168-1174, 1990.
- [152] M.R.G. Adamov, B.M. Obradovic, M.M. Kuraica, N. Konjevic, “Doppler Spectroscopy of Hydrogen and Deuterium Balmer Alpha Line in an Abnormal Glow Discharge”, *IEEE Trans. Plasma Sci*, Vol.31, No. 3, pp. 444–454, 2003.
- [153] B.M. Jelenković, A.V. Phelps, “The cathode-fall of low-pressure hydrogen discharges: Absolute spectral emission and model”, *Phys. Plasmas*, Vol.18, No.10, P. 103505, 2011.
- [154] A.V. Phelps, “Collisional kinetics of non-uniform electric field, low-pressure, direct-current discharges in H₂”, *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol.20, P. 043001, 2011.
- [155] A.V. Phelps, “Cross Sections and Swarm Coefficients for H⁺, H₂⁺, H₃⁺, H, H₂, and H⁻ in H₂ for Energies from 0.1 eV to 10 keV”, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Vol. 19, No.3, pp. 653–675, 1990.
- [156] А.А. Кудрявцев, А.С. Смирнов, Л.Д. Цендин, *Физика тлеющего разряда*, СПб.: Издательство «Лань», 2010, 512 с.
- [157] S.C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics*, New York: Wiley, 1966, p. 282.
- [158] E.A. Mason, E.W. McDaniel, *Transport Properties of Ions in Gases*, New York: Wiley-Interscience, 1988, 232 p.
- [159] G.H. Wannier, “Motion of Gaseous Ions in Strong Electric Fields”, *Bell System Technical Journal*, Vol.32, No.1, pp. 170-254, 1953.

- [160] M. Saporoschenko, “Mobility of Mass-Analyzed N^+ , N_2^+ , N_3^+ , and N_4^+ Ions in Nitrogen Gas”, *Phys Rev A*, Vol.139, No.2, pp. 352–356, 1965.
- [161] T. Kaneda, T. Kubota, J-Sh. Chang, “Plasma parameters in noble-gas narrow-tube and capillary-tube discharge, positive column plasmas”, *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.23, No.5, pp. 500-503, 1990.
- [162] A. Güntherschulze, “Die Abhängigkeit des normalen Kathodenfalles dot Glimmentladung von der Gasdichte”, *Zeitschrift für Physik*, Vol.49, pp. 473–479, 1928.
- [163] A.A. Kudryavtsev, A.V. Morin, L.D. Tsendin, “Role of nonlocal ionization in formation of the short glow discharge”, *Technical Physics*, Vol.53, No.8, pp. 1029-1040, 2008.
- [164] W. Schottky, “Wandströme und Theorie der positiven Saule”, *Physikalische Zeitschrift*, Vol. 25, p. 342, 1924.
- [165] W. Schottky, “Diffusionstheorie der positiven Saule”, *Physikalische Zeitschrift*, Vol. 25, p. 635, 1924.
- [166] W. Schottky, J. Issendorff, „Quasineutrale elektrische Diffusion im ruhenden und stromenden Gas“, *Zeitschrift für Physik*, Vol. 31, p. 163, 1925.
- [167] J.S. Townsend, *Electricity in Gases*, Oxford: Clarendon Press, 1915, 526 p.
- [168] V. Lisovskiy, V. Yegorenkov, “In-depth treatment of discharge ignition data during undergraduate laboratory work”, *Eur. J. Phys*, Vol. 35, P. 045021, 2014.
- [169] H. Drexel, G. Senn, T. Fiegele, P. Scheier, A. Stamatovic, N.J. Mason, T.D. Mark, “Dissociative electron attachment to hydrogen”, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*, Vol.34, p. 1415, 2001.
- [170] W. Roznerski, K. Leja, “Electron drift velocity in hydrogen, nitrogen, oxygen, carbon monoxide, carbon dioxide and air at moderate E/N ”, *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.17, p. 279, 1984.
- [171] V. Lisovskiy, J.-P. Booth, K. Landry, D. Douai, V. Cassagne, V. Yegorenkov, “Electron drift velocity in argon, nitrogen, hydrogen, oxygen and ammonia in strong electric fields determined from rf breakdown curves”, *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.39, p. 660, 2006.

- [172] M.S. Naidu, A.N. Prasad, "The ratio of diffusion coefficient to mobility for electrons in nitrogen and hydrogen", *Brit. J. Appl. Phys*, Vol.1, p. 763, 1968.
- [173] W. Roznerski, "The ratio of lateral diffusion coefficient to mobility for electrons in hydrogen and nitrogen", *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.11, L.197, 1978.
- [174] W. Roznerski, K. Leja, "The ratio of lateral diffusion coefficient to mobility for electrons in hydrogen and nitrogen at moderate E/N ", *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.13, L. 181, 1980.
- [175] S.A.J. Al-Amin, J. Lucas, H.N. Kucukarpaci, "The ratio of radial diffusion coefficient to mobility for electrons in hydrogen, nitrogen and carbon monoxide at high E/N ", *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol. 18, p. 2007, 1985.
- [176] D.J. Rose, "Townsend ionization coefficient for hydrogen and deuterium", *Phys. Rev*, Vol.104, p. 273, 1956.
- [177] G. Cernogora, L. Hochard, M. Touzeau, C.M. Ferreira, "Population of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ metastable states in a pure nitrogen glow discharge", *J. Phys. B: At. Mol. Phys*, Vol.14, No.16, pp. 2977-2987, 1981.
- [178] D.Q. Posin, "The Townsend Coefficients and Spark Discharge", *Phys. Rev*, Vol.50, No.7, pp. 650–658, 1936.
- [179] S.C. Haydon, O.M. Williams, "Combined spatial and temporal studies of ionization growth in nitrogen", *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.9, No.3, pp. 523–536, 1976.
- [180] V.N. Maller, M.S. Naidu, "Growth of ionization currents in nitrogen", *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.7, No.10, pp. 1406–1411, 1974.
- [181] J. Borysow, A.V. Phelps, "Electric field strengths, ion energy distributions, and ion density decay for low-pressure, moderate-current nitrogen discharges", *Phys. Rev. E*, Vol.50, No.2, pp. 1399-1412, 1994.
- [182] A.B. Wedding, J. Borysow, A.V. Phelps, " $N_2(a''^1\Sigma_g^+)$ metastable collisional destruction and rotational excitation transfer by N_2 ", *J. Chem. Phys*, Vol.98, No.8, pp. 6227-6234, 1993.

- [183] L.S. Polak, P.A. Sergeev, D.I. Slovetskii, "Ionization mechanism of nitrogen in a glow discharge", *High Temp.*, Vol. 13, No.1, pp.13-21, 1977.
- [184] C.M. Ferreira, A. Ricard, "Modelling of the low-pressure argon positive column", *J. Appl. Phys*, Vol.54, No.5, pp. 2261-2271, 1983.
- [185] A.A. Kruithof, "Townsend's ionization coefficients for neon, argon, krypton and xenon", *Physica*, Vol.7, No.6, pp. 519-540, 1940.
- [186] H.N. Kucukarpaci, J. Lucas, "Electron swarm parameters in argon and krypton", *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.14, No.11, pp. 2001-2014, 1981.
- [187] V. Puech, L. Torchin, "Collision cross sections and electron swarm parameters in argon", *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.19, No.12, pp. 2309–2323, 1986.
- [188] Y. Nakamura, M. Kurachi, "Electron transport parameters in argon and its momentum transfer cross section", *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.21, No.5, pp. 718-723, 1988.
- [189] V.A. Lisovskiy, "Determination of electron transport coefficients in argon from ignition curves of rf and combined low-pressure discharges", *Techn. Phys. Lett*, Vol.24, No.4, pp. 308–310, 1998.
- [190] G.G. Raju, *Gaseous Electronics: Tables, Atoms, and Molecules*, Boca Raton, FL: CRC Press, 2012, 532 p.
- [191] S.C. Lakshminarasimha, J. Lucas, "The ratio of radial diffusion coefficient to mobility for electrons in helium, argon, air, methane and nitric oxide", *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.10, No.3, pp. 313-321, 1977.
- [192] S.A.J. Al-Amin, J. Lucas, "Time of flight measurements of the ratio of radial diffusion coefficient and mobility for electron swarms in helium, argon, neon and krypton at high E/N ", *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.20, No.12, pp. 1590-1595, 1987.
- [193] T. Kaneda, T. Kubota, J.-Sh. Chang, "Plasma parameters in noble-gas narrow-tube and capillary-tube discharge, positive column plasmas", *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol. 23, No.5, pp. 500-503, 1990.
- [194] Yu.B. Golubovskii, V.A. Maiorov, "The influence of resonance radiation transport on the contraction of a glow discharge in argon", *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol. 24, No.2, P. 025027, 2015.

- [195] A.V. Phelps, J.P. Molnar, “Lifetimes of metastable states of noble gases”, *Phys. Rev*, Vol. 89, No.6, pp. 1202–1208, 1953.
- [196] A.H. Futch, F.A. Grant, “Mean life of the $^3\text{P}_2$ metastable argon level”, *Phys. Rev*, Vol. 104, No.2, pp. 356–361, 1956.
- [197] N.B. Kolokolov, A.B. Blagoev, “Ionization and quenching of excited atoms with the production of fast electrons”, *Physics-Uspekhi*, Vol. 36, No. 3, pp. 152–170, 1993.
- [198] И.Ю. Баранов, В.И. Демидов, Н.Б. Колоколов, “Парные столкновения возбужденных атомов и удары второго рода между метастабильными атомами и электронами в плазме послесвечения аргона”, *Известия ВУЗов, серия Физика*, №. 8, с. 117–119, 1982.
- [199] G. J. M. Hagelaar, L. C. Pitchford, “Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models”, *Plasma Sources Sci. Techn*, Vol. 14, pp. 722-733, 2005.
- [200] Y. Sakai, “Database in low temperature plasma modeling”, *Applied Surface Science*, Vol. 192, pp. 327-338, 2002.
- [201] M. Hayashi,
http://jilawww.colorado.edu/~avp/collision_data/electronneutral/hayashi.txt
- [202] D. Rapp, P. Englander–Golden, “Total Cross Sections for Ionization and Attachment in Gases by Electron Impact. I. Positive Ionization”, *J. Chem. Phys*, Vol.43, No.5, pp. 1464–1479, 1965.
- [203] A.J. Dixon, M.F.A. Harrison, A.C.H. Smith, “Ionization of metastable rare gas atoms by electron impact”, Abstracts of Papers of Eighth International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, edited by B.C. Cobic, M.V. Kurepa, Institute of Physics, Belgrade, Yugoslavia, Vol. 1, pp. 405-406, 1973.
- [204] H.A. Hyman, “Electron-impact ionization cross sections for excited states of the rare gases (Ne, Ar, Kr, Xe), cadmium, and mercury”, *Phys. Rev. A*, Vol. 20, No.3, pp. 855-859, 1979.

- [205] H.A. Hyman, “Electron-impact excitation of metastable argon and krypton”, *Phys. Rev. A*, Vol. 18, No.2, pp. 441-446, 1978.
- [206] D. Ton-That, M.R. Flannery, “Cross sections for ionization of metastable rare-gas atoms (Ne*, Ar*, Kr*, Xe*) and metastable N₂*, CO* molecules by electron impact”, *Phys. Rev. A*, Vol. 15, No.2, pp. 517-526, 1977.
- [207] K. Bartschat, V. Zeman, “Electron-impact excitation from the (3p54s) metastable states of argon”, *Phys. Rev. A*, Vol.59, No.4, pp. R2552–2554, 1999.
- [208] A. Guntherschulze, “Zusammenhang zwischen Stromdichte und Kathodenfall der Glimmentladung bei Verwendung einer Schutzringkathode und Korrektur der Temperaturerhöhung des Gases”, *Zeitschrift für Physik*, Vol.49, pp. 358–379, 1928.
- [209] P. Chabert, N. Braithwaite, *Physics of Radio-Frequency Plasmas*, Cambridge: Cambridge University Press, 2011, 388 p.
- [210] Ph. Belenguer, J.P. Boeuf, “Transition between different regimes of rf glow discharges”, *Phys. Rev. A*, Vol.41, p. 4447, 1990.
- [211] J.B. Thompson, “Negative Ions in the Positive Column of the Oxygen Discharge”, *Proc. Phys. Soc*, Vol.73, No.5, pp. 818–820, 1959.
- [212] A.J. Lichtenberg, V. Vahedi, M.A. Lieberman, T. Rognlien, „Modeling electronegative plasma discharges“, *J. Appl. Phys*, Vol.75, pp. 2339–2347, 1994.
- [213] E. Stoffels, W.W. Stoffels, D. Vender, M. Haverlag, G.M.W. Kroesen, F. de Hoog, “Negative Ions in Low Pressure Discharges”, *J Contrib. Plasma Phys*, Vol. 35, pp. 331–357, 1995.
- [214] I.G. Kouznetsov, A.J. Lichtenberg, M.A. Lieberman, “Modelling electronegative discharges at low pressure”, *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol. 5, No.4, pp. 662–676, 1996.
- [215] Y.T. Lee, M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg, F. Bose, H. Baltes, R. Patrick, “Global model for high pressure electronegative radio-frequency discharges”, *J. Vac. Sci. Technol. A*, Vol.15, No.1, pp. 113–126, 1997.

- [216] A.J. Lichtenberg, M.A. Lieberman, I.G. Kouznetsov, T.H. Chung, “Transitions and scaling laws for electronegative discharge models”, *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol. 9, No.1, pp. 45–56, 2000.
- [217] S. Kim, M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg, J.T. Gudmundsson, “Improved volume-averaged model for steady and pulsed-power electronegative discharges”, *J. Vac. Sci. Technol. A*, Vol. 24, No.6, pp. 2025–2040, 2006.
- [218] V.A. Lisovskii, V.D. Egorenkov, “Analytical Model for the Behavior of Electric Fields in a Collisional Low-Pressure RF Discharge”, *Russian Physics Journal*, Vol.41, No.12, pp. 1198–1205, 1998.
- [219] V.A. Godyak, R.B. Piejak, B.M. Alexandrovich, “Electrical Characteristics of Parallel-Plate RF Discharges in Argon”, *IEEE Trans. Plasma Sci*, Vol.19, No.4, pp. 660–676, 1991.

ДОДАТОК 1

ПЕРЕЛІК ОПУБЛІКОВАНИХ РОБІТ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

- [1a] V. Lisovskiy, V. Yegorenkov, E. Artushenko, J.-P. Booth, S. Martins, K. Landry, D. Douai, and V. Cassagne, “Normal regime of the weak-current mode of an rf capacitive discharge”, *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol.22, No.1, P. 015018 (12 pp), 2013.
- [2a] V.A. Lisovskiy, E.P. Artushenko, V.A. Derevyanko, V.D. Yegorenkov, “Normal and abnormal regimes of dc discharge burning in N_2O ”, *Problems of Atomic Science and Technology. Series «Plasma Physics»*, № 1, pp. 210-212, 2013.
- [3a] V. A. Lisovskiy, E. P. Artushenko, and V. D. Yegorenkov, “Applicability of Child–Langmuir collision laws for describing a dc cathode sheath in N_2O ”, *J. Plasma Physics*, Vol. 80, part 3, pp. 319–327, 2014.
- [4a] V.A. Lisovskiy, E.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Calculating reduced electric field in diffusion regime of dc discharge positive column”, *Problems of atomic science and technology, Series: Plasma Physics*, № 1, pp. 205-208, 2015.
- [5a] V.A. Lisovskiy, E.P. Artushenko, and V.D. Yegorenkov, “Simple model of reduced electric field in ambipolar regime of dc discharge positive column in hydrogen”, *J. Plasma Physics*, Vol. 81, P. 905810312, 2015.
- [6a] V. A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, and V. D. Yegorenkov, “Inter-electrode distance effect on dc discharge characteristics in nitrogen”, *Problems of atomic science and technology*, №4 (98), pp. 202-205, 2015.
- [7a] V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Reduced electric field in the positive column of the glow discharge in argon”, *Vacuum*, Vol.122, pp. 75–81, 2015.
- [8a] V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Child–Langmuir law applicability for a cathode sheath description of glow discharge in hydrogen”, *Physica Scripta*, Vol. 91, No.8, p. 085601, 2016.

- [9a] V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Normal mode of dc discharge in argon, hydrogen and oxygen”, *Problems of atomic science and technology, Series: Plasma Physics*, № 6 (22), pp. 223-226, 2016.
- [10a] V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, and V.D. Yegorenkov, “Influence of the inter-electrode gap on the cathode sheath characteristics (voltage drop across it and its thickness)”, *Physics of Plasmas*, Vol. 24, No.5, P. 053501 (12 pages), 2017.
- [11a] V. Lisovskiy, E. Artushenko, V. Yegorenkov, “Normal regime of dc discharge in N_2O ”, *Bulletin of the American Physical Society*, Vol. 57, No.8, p. 79, 2012; 65th Annual Gaseous Electronics Conference, Austin, Texas, October 22–26, 2012.
- [12a] V.A. Lisovskiy, E.P. Artushenko, V.A. Derevyanko, V.D. Yegorenkov, “Normal and abnormal regimes of dc discharge burning in N_2O ”, in *Book of Abstracts, Alushta-2012 Intern. Conf.-School on Plasma Physics and Controlled Fusion*, Alushta, 2012, p. 174.
- [13a] V. Lisovskiy, E. Artushenko, V. Yegorenkov, “The Child-Langmuir laws and cathode sheath in the N_2O ”, *Bulletin of the American Physical Society*, Vol.58, No.8, p.22, 2013; 66th Annual Gaseous Electronics Conference, Princeton, New Jersey, September 30–October 4, 2013.
- [14a] V. Lisovskiy, E. Artushenko, V. Yegorenkov, “Effect of inter-electrode gap on dc cathode sheath characteristics”, *Bulletin of the American Physical Society*, Vol. 59, No. 16, GT1.00074, 2014; 67th Annual Gaseous Electronics Conference, Raleigh, North Carolina, November 2–7, 2014.
- [15a] V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Analytical model of reduced electric field in the positive column in noble gases”, *X International Scientific Conference «Electronics and Applied Physics»*, Kyiv, Ukraine, October 22-25, 2014, p. 136-137.
- [16a] V.A. Lisovskiy, E.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Calculating reduced electric field in diffusion regime of dc discharge positive column”, *International*

Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Kharkov, Ukraine, September 15-18, 2014, p. 145.

[17a] В.О. Лісовський, К.П. Артюшенко, “Оптичні дослідження тліючого та високочастотного розрядів низького тиску у водні”, *Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу, Київ, 22-23 вересня 2015, с. 39.*

[18a] V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Positive column of the glow discharge in argon”, *XI Intern. Conf. “Electronics and applied physics”*, Kyiv, October 21-24, 2015, p. 143-144.

[19a] V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Normal mode of dc discharge in argon, hydrogen and oxygen”, in *Book of Abstracts of Intern. Conf.-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Kharkiv, Ukraine, September 12-15, 2016, p. 133.*

[20a] V.A. Lisovskiy, K.P. Artushenko, V.D. Yegorenkov, “Reduced electric field in the quasi-neutral plasma of the radio frequency capacitive discharge”, *XII International Scientific Conference “Electronics and Applied Physics”*, Kyiv, October 19–22, 2016, p. 208–209.