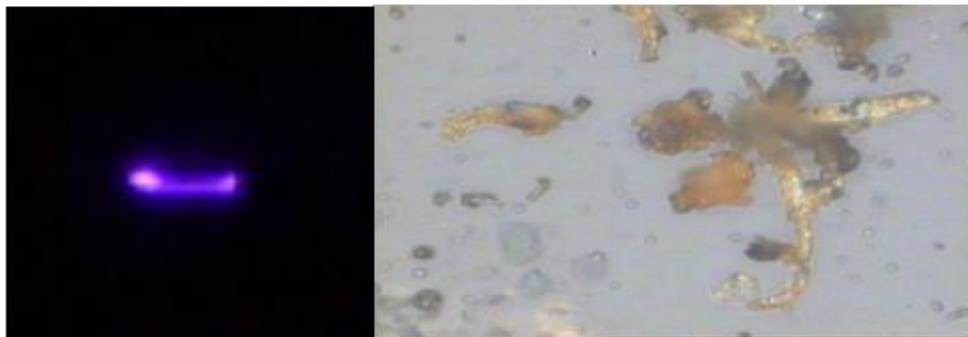
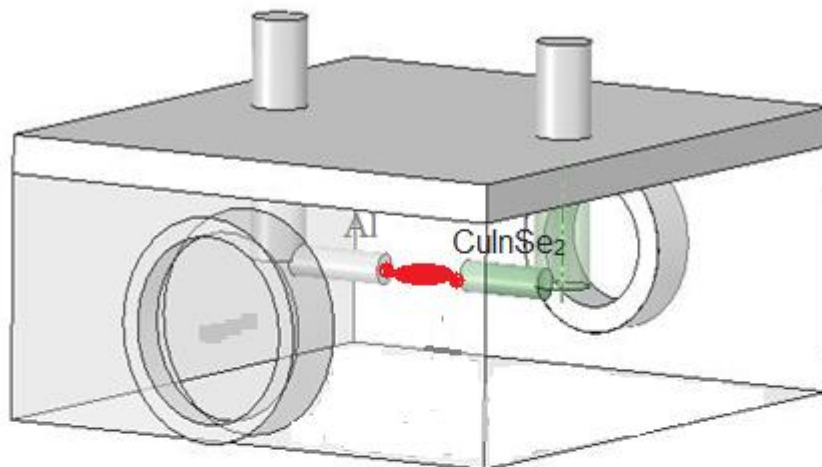


**О.К. Шуайбов, А.О. Малініна,
О.М. Малінін**

**ХАРАКТЕРИСТИКИ І ПАРАМЕТРИ
ПЕРЕНАПРУЖЕНОГО НАНОСЕКУНДНОГО РОЗРЯДУ В
ПАРО-ГАЗОВИХ СУМІШАХ ТА РОЗРОБКА НОВИХ
ГАЗОРОЗРЯДНИХ ЛАМП**



УДК 53(02,064)

Ш 95

Шуаїбов О.К., Малініна А.О., Малінін О.М. Характеристики і параметри перенапруженого наносекундного розряду в паро-газових сумішах та розробка нових газорозрядних ламп: монографія. Ужгород: ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Видавництво «Говерла», 2021 р. – 290 с. – Іл. 144; – таблиць 37. – Бібл.: 231 назв. – Укр. мовою.

ISBN 978-617-7825-32-5

В монографії представлено результати систематичних досліджень характеристик і параметрів плазми точкових імпульсно-періодичних УФ-джерел випромінювання на парах Cu, Zn, Al сполуки CuInSe_2 при ектонному внесенні парів матеріалу електродів в розрядний проміжок перенапруженого наносекундного розряду в Повітрі, Аргоні і Азоті. Плазма випромінювала в бактерицидній ділянці спектру і була одночасно також джерелом потоку наноструктур оксидів перехідних металів та халькопіритів, що може бути використано для синтезу тонких плівок в фотовольтаїчних пристроях.

Встановлені характеристики і параметри газорозрядної плазми на сумішах парів дихлориду ртуті, диїодидів кадмію і цинку з інертними газами та азотом. Виявлено механізми внесення енергії розряду на верхні енергетичні рівні ексиплексних молекул, які випромінюють одночасно в ультрафіолетовому і видимому спектральних діапазонах. Це дозволяє здійснити ефективну передачу енергії від зовнішнього джерела в плазму. Матеріали монографії, можуть знайти застосування в хімії, мікроелектроніці, біології, медицині, екології та сільському господарстві.

Монографія може бути використана в учбовому процесі для аспірантів і магістрів, які спеціалізуються в галузі фізичної електроніки та нанотехнологій.

Ключові слова: ектони, перенапружений наносекундний розряд, халькопірит, Алюміній, Мідь, Цинк, характеристики і параметри плазми; ексилампи, моноїодиди Ртуті, Цинку, Кадмію, бар'єрний розряд.

Рецензенти: директор Інституту електронної фізики НАН України, доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, Гомонай Ганна Миколаївна;

кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізики напівпровідників, Жихарєв Володимир Миколайович.

*Рекомендовано до друку Вченою радою
ДВНЗ «Ужгородський національний університет»
(протокол №2 від 25 лютого 2021 р.)*

*Рекомендовано до друку Редакційно-видавничою радою
ДВНЗ «Ужгородський національний університет»
(протокол №1 від 23 лютого 2021 р.)*

ISBN 978-617-7825-32-5

© О.К. Шуаїбов, А.О. Малініна, О.М. Малінін, 2021

Зміст

Вступ	7
Список літератури.....	9
1. ХАРАКТЕРИСТИКИ І ПАРАМЕТРИ ПЛАЗМИ ПЕРЕНАПРУЖЕНОГО НАНОСЕКУНДНОГО РОЗРЯДУ В ГАЗАХ МІЖ ЕЛЕКТРОДАМИ З АЛЮМІНІЮ І МІДІ	10
1.1. Стан дослідження характеристик і параметрів перенапружених розрядів наносекундної тривалості між металевими електродами в газах підвищеного тиску	10
1.2. Характеристики перенапруженого розряду наносекундної тривалості між електродами з Алюмінію в сумішах Азоту з Киснем і в Аргоні	35
1.3. Характеристики високовольтного наносекундного розряду між електродами з Міді в Аргоні.....	49
1.4. Експериментально визначені параметри плазми перенапруженого наносекундного розряду в Повітрі між мідними електродами ...	69
1.5. Методика і техніка вимірювання та результати дослідження спектрів пропускання тонких плівок на основі оксидів Алюмінію, синтезованих з продуктів перенапружених наносекундних розрядів в газах	76
1.6. Числове моделювання параметрів плазми перенапруженого наносекундного розряду між електродами з металу.....	80
1.6.1. Параметри плазми розряду в суміші Аргону з парами Міді при атмосферних тисках (співвідношення компонент 101 кПа: 30 Па і 202 кПа - 30 Па).....	81
1.6.2. Параметри плазми розряду в суміші Аргону з домішкою парів Міді при співвідношенні компонент 101 : 10 кПа.....	87
1.7. Висновки	93
1.8. Список літератури	96
2. ХАРАКТЕРИСТИКИ І ПАРАМЕТРИ ПЛАЗМИ ПЕРЕНАПРУЖЕНОГО НАНОСЕКУНДНОГО РОЗРЯДУ В АРГОНІ, ПОВІТРІ І АЗОТІ МІЖ ЕЛЕКТРОДАМ З ХАЛЬКОПІРИТУ і ЕЛЕКТРОДОМ З ХАЛЬКОПІРИТУ ТА ЕЛЕКТРОДОМ З АЛЮМІНІЮ	102
2.1. Синтез наноструктур в плазмі високовольтного імпульсного розряду в газах (стан дослідження)	102
2.2. Характеристики перенапруженого наносекундного розряду в газо-парових сумішах «Ar – CuInSe ₂ », «N ₂ – CuInSe ₂ »	116
2.3. Характеристики перенапруженого розряду наносекундної тривалості між електродом з Алюмінію і електродом з потрійного халькопіриту в середовищі Аргону.....	128
2.4. Характеристики перенапруженого наносекундного розряду в газопарових сумішах «(Повітря); (N ₂ :O ₂)–CuInSe ₂ »	142

2.5.	Параметри плазми перенапруженого імпульсного розряду в газопарових середовищах на основі сполуки CuInSe_2	162
2.5.1.	Чисельне моделювання параметрів плазми атмосферного тиску Аргону (101; 202 кПа) с домішками продуктів розпаду молекул халькопіриту (30 Па; 10 кПа)	164
2.5.1.1.	Параметри плазми для розряду в паро-газовій суміші Аргон-Мідь = 101 кПа – 30 Па; Аргон-Мідь = 201 кПа – 30 Па.....	164
2.5.1.2.	Параметри плазми для розряду на паро-газовій суміші Аргон-Мідь = 101 кПа – 10 кПа.....	169
2.5.2.	Чисельне моделювання параметрів плазми аргону при парціальних тисках 101 і 13.3 кПа з домішками парів Алюмінію і Міді при парціальних тисках 100 Па; 10 кПа.....	175
2.5.3.	Чисельне моделювання параметрів плазми на основі повітря при парціальних тисках 13.3; 101 кПа з домішками парів Алюмінію і Міді при парціальних тисках 100 Па і 10 кПа.....	184
2.6.	Висновки	194
2.7.	Список літератури	201
3.	Оптичні характеристики та параметри ексиламп що випромінюють систему спектральних смуг у синьо-зеленому діапазоні.....	206
3.1.	Оптичні характеристики та параметри ексиламп на сумішах парів дихлориду Ртуті з Азотом і Неоном.....	207
3.1.1.	Спектри випромінювання ексиламп.....	207
3.1.2.	Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску Азоту і Неону	209
3.1.3.	Часові характеристики ексилампи.....	210
3.1.4.	Чисельне моделювання параметрів плазми.....	214
3.1.4.1.	Параметри плазми для суміші парів дихлориду Ртуті 1.5 кПа і Азоту 30 кПа.....	215
3.1.4.2.	Параметри плазми для суміші парів дихлориду Ртуті і Неону.....	219
3.1.4.3.	Параметри плазми для суміші парів дихлориду Ртуті, Неону і Азоту.....	221
3.1.5.	Процеси виникнення емісії спектральних смуг з максимумом на довжині хвилі $\lambda = 557$ нм.....	225
3.2.	Висновки	230
3.3.	Список літератури.....	232
4.	Оптичні характеристики та параметри ексиламп, що випромінюють систему спектральних смуг в оранжево – червоному діапазоні	235
4.1.	Оптичні характеристики ексиламп на сумішах парів дийодиду Кадмію, Гелію, Азоту та Ксенону.....	235
4.1.1.	Спектри випромінювання ексиламп на сумішах парів дийодиду Кадмію, Гелію, Азоту та Ксенону	235
4.1.2.	Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску Гелію, парів дийодиду Кадмію, Азоту і Ксенону.....	238

4.1.3. Залежність середньої потужності випромінювання від числа імпульсів накачки та від часу горіння розряду.....	241
4.1.4. Осцилограми напруги, розрядного струму і потужності випромінювання.....	243
4.1.5. Чисельне моделювання параметрів плазми.....	244
4.1.6. Обговорення отриманих результатів.....	251
4.2 . Оптичні характеристики ексиламп на сумішах парів дийодиду Кадмію, Неону та Ксенону.....	256
4.2.1. Електричні характеристики ексилампи.....	256
4.2.2. Спектри випромінювання.....	258
4.2.3 Реакції виникнення емісії спектральних смуг і ліній.....	262
4.2.4. Чисельне моделювання параметрів плазми.....	264
4.3 Оптичні характеристики ексилампи на сумішах парів дийодиду Цинку з Гелієм.....	268
4.3.1. Осцилограми струму і напруги.....	268
4.3.2. Спектр випромінювання ексилампи.....	270
4.3.3. Реакції відповідальні за емісію спектральних смуг і ліній....	272
4.3.4. Питома потужність випромінювання ексилампи	274
4.4. Емісійні характеристики ексилампи на сумішах парів дийодиду Цинку з Неоном і Ксеноном.....	274
4.4.1. Осцилограми імпульсів напруги і струму.....	275
4.4.2.Спектри випромінювання ексилампи.....	277
4.4 3. Середня потужність випромінювання ексилампи.....	280
4.4.4. Реакції відповідальні за емісію спектральних смуг і ліній ексилампи.....	281
4.5 Висновки	284
4.6. Список літератури.....	288

ВСТУП

Використання нових режимів ініціювання газових розрядів мікро-наносекундної тривалості високого тиску в атмосферних і інертних газах з метою синтезу тонких наноструктурованих плівок перехідних металів (Al, Cu, Zn) і їх оксидів, а також одержання ультра дисперсних металевих порошків продовжує залишатись актуальною проблемою мікро-нанотехнологій [0.1-0.3]. Тому систематичні дослідження такого режиму запалювання імпульсного газового розряду, як перенапружений наносекундний розряд високого тиску між металевими і напівпровідниковими електродами, на основі продуктів деструкції яких, можливе осадження тонких металевих чи оксидних наноструктурованих плівок є актуальною проблемою фізичної електроніки [0.4, 0.5].

Результати, наведені в монографії, відбивають продовження наших досліджень з даної проблематики, які були започатковані в 2015-2018 рр. в Проблемній науково-дослідній лабораторії фізичної електроніки і кафедри квантової електроніки, перші результати яких приведені в монографії [0.6].

В монографії наведено результати дослідження характеристик і параметрів плазми перенапруженого наносекундного розряду між електродами з Алюмінію, Міді і халькопіриту (CuInSe_2), а також коли один з електродів був виготовлений з Алюмінію, а другий з сполуки CuInSe_2 . Експерименти з розрядом між електродом з Алюмінію і потрійним халькопіритом перспективні для дослідження умов синтезу тонких плівок на основі четверного халькопіриту – CuAlInSe_2 , оскільки ця сполука має більшу ширину забороненої зони і сонячні батареї на її основі більш ефективні, ніж батареї на основі сполуки CuInSe_2 [0.7].

Дослідження електричних і оптичних характеристик такого розряду проводилось в середовищі атмосферних і інертних газів при тисках 5-202 кПа.

Одночасно з вивченням характеристик плазми, проводилось осадження тонких плівок з продуктів деструкції матеріалу електродів та продуктів дисоціації буферних газів і дослідження їх спектрів пропускання в спектральній області 200-800 нм.

Експериментальні та теоретичні дослідження, що представлені в монографії в третьому та четвертому розділах монографії були направлені на визначення фізико-хімічних закономірностей у процесах збудження

спектральних смуг, які відповідають області фотосинтетичної активної радіації (ФАР) рослин і найбільшій світлочутливості біомолекул, їх оптимізації з метою досягнення максимальних значень питомої потужності випромінювання в плазмі розряду на сумішах парів галогенідів Ртуті, Кадмію і Цинку з інертними газами та Азотом, яка є робочим середовищем ексиламп. На основі цих досліджень були розроблені взірці ексиламп на синьо-зелену та оранжево-червону смуги ФАР області рослин з максимальною потужністю випромінювання на довжинах хвиль 557 нм 602 нм, 650 нм і здобуті патенти на їх корисні моделі і винаходи [0.7-012]. Дослідження ексиламп, що випромінюють смуги в фіолетово-синьому спектральному діапазоні ФАР області рослин, робочим середовищем яких була суміш парів дйодиду Ртуті, інертних газів і Азоту, що випромінює смугу з максимальною потужністю випромінювання на довжині хвилі 502 нм були висвітлені в нашій попередній монографії [0.6].

В якості робочого середовища ексилампи синьо-зеленого спектрального діапазону використано газорозрядну плазму на сумішах парів дихлориду Ртуті, Інертних газів та Азоту. Газорозрядна плазма створювалась в бар'єрному розряді, що збуджувався імпульсно – періодичною формою напруги с частотою слідування імпульсів до 20 кГц. А в якості ексилампи оранжево – червоного спектрального діапазону використано газорозрядну плазму на сумішах парів дйодиду Кадмію і дйодиду Цинку та Інертних газів і Азоту. Накачування робочого середовища здійснювалось імпульсно-періодичним та високочастотним розрядом з синусоїдальною формою імпульсів накачки. Встановлена фізика процесів, що визначають основні характеристики ексиламп, які випромінюють одну спектральну смугу і одночасно спектральні смуги та лінії в УФ і видимому спектральних діапазонах.

Результати досліджень, які представлені в монографії, дали можливість виявити шляхи розробки ефективних багато хвильових джерел випромінювання, а саме ексиламп з керованими спектральними характеристиками.

Список літератури

- [0.1]. T. E. Itina, A. Voloshko, Nanoparticle formation by laser ablation in air and by spark discharge at atmospheric pressure Appl. Phys. B // Laser and Optics. 2013. DOI: 10.1007/s00340-013-5490-6.
- [0.2]. Vincent A.Vons, Lous C.P. M. de Smet, David Munao et all Silikon nanoparticles produced by spark discharge // J. Nanopart. Res. 2011. 13: 4867-4878.
- [0.3]. Л.З. Богуславский, А.В. Синчук, Н.С. Назарова, Л.Е. Овчинникова Электрический взрыв проводников для получения наноразмерных карбидов и нанесения функциональных нанопокровов // Электронная обработка материалов. 2019. Т.55, вып.5. С.10-23.
- [0.4]. Д.В. Белоплатов, М.И. Ломаев, В.Ф. Тарасенко О природе излучения голубых и зеленых струй в лабораторных разрядах, инициируемых пучком убегающих электронов // Оптика атмосферы и океана 2015 . Т. 28, № 4. С.349-353// Оптика атмосферы и океана 2016.
- [0.5]. Shuaibov A, Minya A, Malinina A, Malinin A, Gomoki Z. Synthesis of aluminum oxide nanoparticles in overstressed nanosecond discharge plasma with the ectonic sputtering mechanism of aluminum electrodes. // Highlights in BioScience. 2020. Volume 3. Article ID 20211. doi:10.36462/H.BioSci.20211.
- [0.6]. О.К. Шуаїбов, А.О. Малініна, О.М. Малінін Нові газорозрядні методи одержання селективного ультрафіолетового і видимого випромінювання та синтезу наноструктур оксидів перехідних металів. Монографія. Ужгород. Видавництво УжНУ «Говерла», 2019. 188 с.
- [0.7]. J. Lopez-Garcia, M. Placidi, X. Fontane, V. Izquierdo-Roca, M. Espindola et all $\text{CuIn}_{1-x}\text{Al}_x\text{Se}_2$ thin film solar cells wick depth gradient compositions prepared by selenization of evaporated metallic precursors // Solar Energy Materials & Solar Cells. 2015. Vol. evaporated132. P.245-251.
- [0.8]. А.О. Малініна , О.К. Шуаїбов. Оптичні характеристики і параметри газорозрядного випромінювача на сумішах парів дйодиду кадмію та гелію// Укр.фіз.журнал 2021, №1 (принято до друку)/
- [0.9]. Antonina Malinina. Optical Characteristics of Gas-Discharge Plasma in Mixtures of Mercury Dibromide Vapor with Gases//Cambridge Scholars Publishing. ISBN 9781527545786. Published on Jan 17, 2020.Pages 203.
- [0.10]. А.О. Малініна, О.К. Шуаїбов. Випромінювальні характеристики та параметри газорозрядної плазми на суміші парів дихлорида ртуті з азотом//Журнал фізичних досліджень 2020, Т. 24, № 1, с. 1401-1-1401-9.
- [0.11]. Попович Г.Б, Малинина А.А. Оценка влияния светодиодного освещения на рост и развитие рассады салата головчатого и листового//Иновации в сельском хозяйстве, 2019 N4 с. 70-79.
- [0.12]. А.А.Malinina, А.К. Shuaibov, А.N. Malinin. Optical characteristics of gas-discharge plasma of atmospheric pressure barrier discharge on zinc diiodide vapor with helium mixtures // Problems of Atomic Science and Technology 2018 №6 (118) С.324-327.

1. ХАРАКТЕРИСТИКИ І ПАРАМЕТРИ ПЛАЗМИ ПЕРЕНАПРУЖЕНОГО НАНОСЕКУНДНОГО РОЗРЯДУ В ГАЗАХ МІЖ ЕЛЕКТРОДАМИ З АЛЮМІНІЮ І МІДІ

В першому розділі приводиться короткий стан дослідження характеристик і параметрів плазми імпульсних наносекундних розрядів між металевими електродами, в тому числі і з великим ступенем перенапруження розрядного проміжку, в Повітрі, Азоті і Інертних газах підвищеного тиску. Представлена методика, техніка і умови експериментів з дослідження характеристик і параметрів плазми перенапруженого біполярного розряду наносекундної тривалості (50-150 нс), а також і самі характеристики та параметри цього розряду між електродами з Алюмінію і Міді в Повітрі, Азоті, сумішах Азоту з Киснем та Аргоні при тисках $p = 5-200$ кПа.

Наведена методика, техніка і результати дослідження спектрів пропускання світла в діапазоні довжин хвиль 200-800 нм тонкими плівками, синтезованими з продуктів розпилення алюмінієвих і напівпровідникових електродів, продуктів розпаду молекул повітря і кисневмісних газових сумішей.

На основі числового моделювання параметрів плазми перенапружених розрядів в газо-парових сумішах типу «Алюміній-Повітря; Аргон; Азот» шляхом числового розв'язку кінетичного рівняння Больцмана для функції розподілу електронів за енергіями розраховано параметри плазми перенапружених розрядів між електродами з алюмінію в повітрі, суміші Азоту з Киснем і в Аргоні.

1.1. Стан дослідження характеристик і параметрів перенапружених розрядів наносекундної тривалості між металевими електродами в газах підвищеного тиску

Оптичні характеристики плазми з різним ступенем перенапруження розрядного проміжку для імпульсних розрядів в міжелектродних проміжках типу «голка-голка» або «голка-площина», коли випромінювання з міжелектродного простору, визначається переважно спектральними лініями атомів і іонів матеріалу електродів, спочатку досліджувались для розрядів тривалістю в десятки-сотні мікросекунд.

Так, в [1.1] приведені електричні і емісійні характеристики іскрового розряду, струм і напруга на розрядному проміжку. Іскровий розряд запалювався між електродами з Алюмінію і Графіту в Повітрі атмосферного тиску і досліджувався методом емісійної спектроскопії з часовим розділенням. Дослідження виконано для режиму запалювання іскрового розряду, який був далеким від перенапруження між електродного проміжку. Пари матеріалу електродів вносились в плазму Повітря внаслідок розпорошення електродів при бомбардуванні їх іонами з плазми іскрового розряду.

В наступній праці [1.2] представлені результати дослідження змін у часі для спектрів випромінювання і об'єму плазми одноразових іскрових розрядів низької напруги (300-500 В) в Повітрі при тисках 3 - 760 Торр, який запалювався між електродами з Алюмінію. Досліджувались світліни плазми іскрових розрядів в різні моменти часу (1-1000 мкс і більше), результати фотореєстрації і фотоелектричної реєстрації спектрів випромінювання та імпульсів розрядного струму.

Найбільш суттєві зміни розмірів каналу іскрового розряду, густини струму, температури і тиску плазми відмічені на початковій стадії розрядів для часів $\tau = 1-100$ мкс. На цій стадії виявлено найбільші зміни інтенсивності спектральних ліній матеріалу електродів (Al 1, Al 11, Al 111). Спостерігались два максимуми інтенсивності свічення спектральних ліній алюмінію. Найкраще ці максимуми проявлялись для спектральних ліній однозарядного іона Алюмінію. Для спектральних ліній двозарядного іона Алюмінію другий максимум інтенсивності був слабким або зовсім був відсутнім. Проте для спектральних ліній атома Алюмінію - другий максимум інтенсивності випромінювання був основним, а перший максимум мав низьку інтенсивність або зовсім не проявлявся. Тобто, на початкових стадіях низьковольтного іскрового розряду найбільш благоприємні умови на початковій стадії розряду створювались для випромінювання іонів Алюмінію і менш благоприємні для атомів Алюмінію.

Основними діагностичними спектральними лініями Алюмінію були: 394,3 нм Al 1, 281,6; 283,13 нм Al 11 і 371,3 нм Al 111. При збудженні іскрового розряду прямокутними імпульсами напруги, тривалість після свічення на переходах атома Алюмінію досягала 600 мкс, а емісія іонних спектральних ліній була менш тривалою. Це дозволило авторам [1.2] запропонувати рекомбінаційний механізм заселення збуджених енергетичних рівнів атомів і однозарядних іонів Алюмінію в досліджуваному розряді.

На основі отриманих результатів дослідження в [1.2] були виділені три основні стадії розвитку іскрового розряду.

Підсумок досліджень фізики процесів та основних характеристик наносекундних розрядів атмосферного тиску за період 1960-1990 рр. було підведено в огляді [1.3]. Зокрема, там розглянуто емісійні характеристики цих розрядів в Повітрі і Азоті атмосферного тиску. Так, спектрах випромінювання при катодній плазми виявлено континуум з характерним максимумом, а також смуги другої додатної системи молекули Азоту, спектральні лінії N 11, H 1 (656; 285 нм) і спектральні лінії матеріалу катоду. Для катода з нержавіючої сталі виявлено більш ніж 100 ліній Fe 11 і 17 ліній Cr 11. Спектральних ліній іонів більшої кратності не виявлено. Температура при катодній плазми, визначена з оцінок розподілу випромінювання континууму за законом зміщення Віна, складала 0,5-0,6 еВ, а температура електронів при катодній плазми, розрахована методом Орштейна, складала близько 1,8 еВ. Концентрація електронів була рівна $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що відповідало ступеню іонізації – 10^{-2} . Час встановлення рівноважного розподілу електронів за енергіями складав – 1 пс, що значно менше характерних часів для імпульсів напруги і струму.

В дифузному свіщенні плазми спостерігались лише смуги другої додатної системи молекули Азоту. Ступінь іонізації основного об'єму плазми – 10^{-5} . Випромінювання смуг молекули Азоту і спектральних ліній N 11 в при катодній плазмі починаються на 1-2 нс раніше часу появи континууму і ліній металів. Тривалість свічення смуг молекули Азоту і всіх спектральних ліній N 11 незначно переважає тривалість імпульсу струму. Рекомбінуюча при катодна плазма випромінює континуум на протязі часу – 1 мкс.

Тривалість випромінювання при катодній плазми практично рівна тривалості імпульсу струму. Прикатодна плазма на протязі тривалості імпульсу струму розширюється, інтенсивність її випромінювання збільшується, а після на протязі часу - 1 мкс реєструвалось випромінювання плазми, яка розпадається. Середня швидкість розширення плазми на протязі тривалості імпульсу струму складає близько $3 \times 10^7 \text{ см/с}$. Швидкість же поширення дифузного свічення в при катодній області, яке випереджує формування яскравої плазми, досягає $3 \times 10^9 \text{ см/с}$.

Основні характеристики іскрового наносекундного розряду тривалістю 25-70 нс, одержані з використанням сучасною техніки експерименту, наводяться в праці [1.3]. Наносекундний розряд запалювався від двох різних генераторів високовольтних наносекундних імпульсів напруги з тривалістю імпульсів напіввисоті 25 нс ($U = 18 \text{ кВ}$) і

тривалістю імпульсів напруги 65-70 нс ($f = 2400$ Гц). Іскровий розряд запалювався між двома циліндричними електродами виготовленими з Латуні або нержавіючої Сталі діаметром 6 мм і робочими торцевими поверхнями з радіусом заокруглення – 3 мм при між електродній віддалі $d = 0,1-15$ мм. Було встановлено, що енергетичний внесок в плазму лінійно збільшувався при зростанні між електродної віддалі d . Енергетичний внесок не залежав від величини полярності імпульсів напруги, матеріалу електродів і слабо залежав в величини перенапруги розрядного проміжку. Погонна величина енергетичного внеску в плазму складала близько 10 мДж / мм.

Спектральний склад випромінювання іскрового розряду визначався переважно випромінюванням продуктів ерозії електродів. Так, в спектрі випромінювання плазми, що утворювалась між електродами з Латуні ($d = 5$ мм), основне випромінювання було сконцентровано в спектральному інтервалі 200-230 нм. Ідентифікація спектру і природа його випромінювачів в праці [1.4] залишились не встановленими. При іскровому розряді між електродами з нержавіючої сталі ($d = 3,5$ мм) найбільш інтенсивні спектральні лінії знаходились в спектральному інтервалі 240-275 нм. В дальшому в наших працях з дослідження емісійних характеристик перенапруженого наносекундного розряду в системі електродів близькій, описаної в праці [1.3], ці групи спектральних ліній були віднесені до випромінювання на переходах атомів і однозарядних іонів Міді і Заліза [1.5-1.8].

Результати дослідження спектральних і часових характеристик наносекундного розряду з пучком втікаючих електронів при тисках Азоту в діапазоні 30-760 Торр (тривалість імпульсів напруги на напіввисоті амплітуди – 10 нс, $U = 18$ кВ) приведені в [1.9]. Характерні для перенапруженого розряду осцилограми імпульсів напруги і струму приведені на рис.1.1.

Зображення світіння плазми Азоту для перенапруженого наносекундного розряду між електродами Алюмінію, де проявляються міні струмені плазми Алюмінію, приведено на рис.1.2.

В цих експериментах використовували алюмінієвий катод в вигляді конуса, а другим електродом системи був плоских алюмінієвий електрод, який встановлювався на відстані $d = 2$ і 6 мм. Для наносекундного розряду при $d = 2$ мм поблизу вершини катода спостерігались кольорові плазмові струмені діаметром до 1 мм з парів Алюмінію. В спектрах випромінювання плазми спостерігались найбільш інтенсивні спектральні лінії Al 1 і Al 11:396,4; 396,12 нм; 622,62; 623,17; 704,21; 705,66; 706,36, відповідно (рис.1.3).

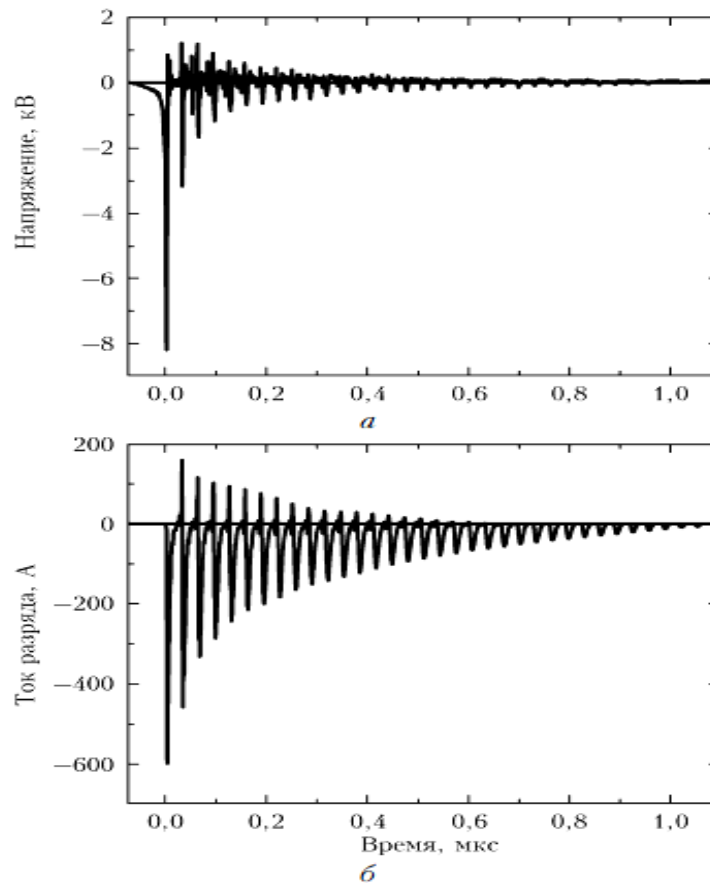


Рис.1.1 - Осцилограми імпульсів напруги (а) і струму розряду (б) в Азоті при тиску $p = 100$ Торр; міжелектродна віддаль $d = 2$ мм [1.9].

Тривалість люмінесценції на переходах Al та Al 11 переважала 2 мкс і була більшою за тривалість імпульсів струму, (близько 1 мкс) (рис.1.4). Аналіз осцилограм свічення плазми на переходах Al та Al 11 показав, що вони мають рекомбінаційний характер. При тисках Азоту 100 Торр контрагування розряду спостерігалось при повторному приході на розрядний проміжок імпульсу напруги, відбитого при першому приході. При першому приході імпульсу напруги на між електродний проміжок розряд запалювався в дифузному вигляді, на що вказувало інтенсивне випромінювання молекул Азоту на переходах другої позитивної системи в спектральному діапазоні 300-400 нм аж до атмосферного тиску Азоту.

В [1.10] приведені результати дослідження характеристик і кінетики процесів в гетерогенній плазмі на основі змішування потоків буферного газу – аргону, окислювача – молекул води і алюмінієвого порошку. В такій плазмі одночасно співіснують газова складова, краплі рідини, тверді тіла і плазма. Дані дослідження були спричинені пошуком ефективної і дешевої технології одержання водню, що заснована на плазмохімічному окисненні Алюмінію в парах води. В результаті такого стимульованого процесу утворювався двоокис Алюмінію і виділялась теплова енергія. При цьому,

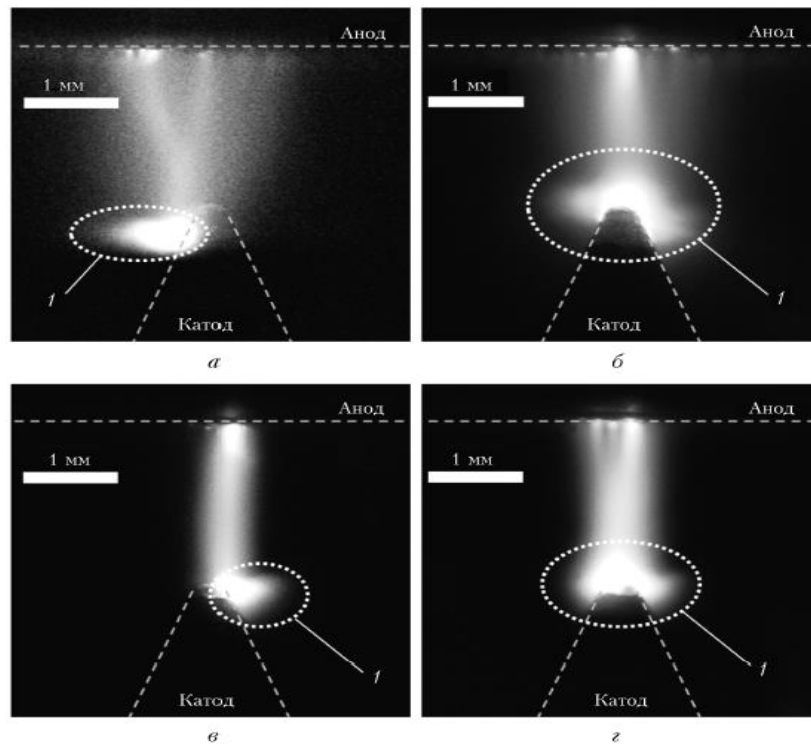


Рис.1.2 - Зображення свічення плазми наносекундного імпульсно-періодичного розряду в Азоті при тиску 30 (а, б) і 100 Торр (в, г). Тривалість експозиції: а, в 1/100 с; б, г-1 с. 1- кольорові міні струмені парів металу. Частота слідування імпульсів напруги 60 Гц [1.9].

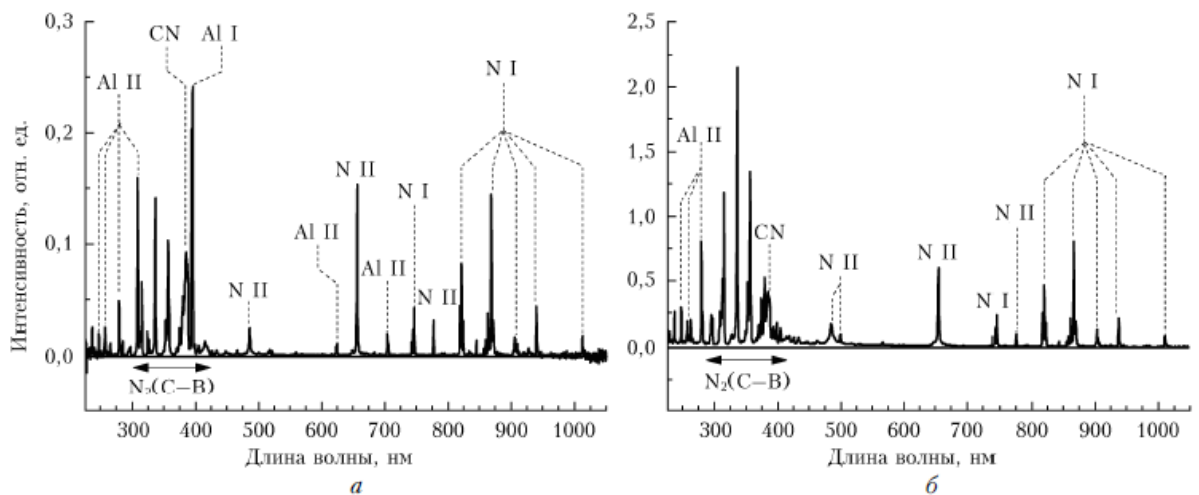


Рис.1.3 - Спектри випромінювання плазми імпульсно-періодичного розряду в Азоті при тиску 100 Торр: а - на відстані 0,66 мм від осі розрядного проміжку поблизу вершини катода; б - в центрі проміжку. Частота проходження імпульсів напруги $f=60$ Гц; $d=2$ мм [1.9].

ціна одержання молекули Водню не перевищувала 1,5 еВ/молекула, що значно менше ніж для гідролізного методу синтезу Водню. Алюміній вносився в розряд (повздовжний тліючий, імпульсний чи високочастотний) у вигляді порошку з діаметром однієї частки 100 мкм. Основними випромінювачами плазми були радикали (280-330 нм), спектральні лінії атома Алюмінію 308; 309; 394,4 і 398,1 нм, які відповідають оптичним переходам з двох нижніх енергетичних рівнів атома Алюмінію. Для цих спектральних ліній велика імовірність реабсорбції випромінювання, інтенсивність якої виступає кількісною мірою концентрації парів Алюмінію в розряді.

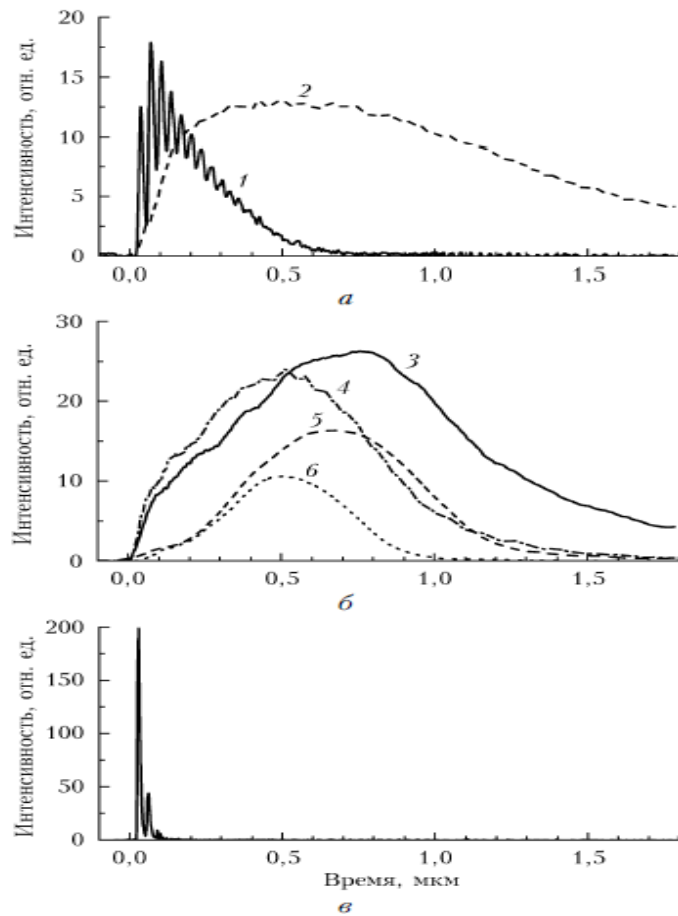


Рис.1.4 - Осцилограми імпульсів випромінювання: (а) - атомарного іона Азоту з $\lambda=500,11$ нм (1) і (б) - атома Азоту з $\lambda=746,18$ нм (2); (б) - атома Алюмінію з $\lambda=396,17$ нм (3) та іона Алюмінію з $\lambda=280,11$ (4), 624,17 (5), 904,21 (6); (в)-молекули Азоту (2-га додатна система) з $\lambda=337,1$ нм на відстані 0,66 мм від вісі розрядного проміжку біля вершини катода. Тиск Азоту - 100 Торр. Між електродна відстань - 2 мм. Частота проходження імпульсів напруги $f=60$ Гц; $d=2$ мм [1.9].

В спектрах випромінювання плазми спостерігались смуги радикалів $AlO(X-B)$, які утворюються в процесі окислення Алюмінію в парах води. З плазми реєструвалось також випромінювання спектральних ліній бальмерівської серії атома Водню, що зумовлено високою енергією вільних електронів і дисоціацією молекул води і Водню. Спостерігались і спектральні лінії атома Аргону в діапазоні довжин хвиль 700-800 нм – які є переходами між низькорозміщеними енергетичними рівнями збудженого атома Аргона.

В праці [1.11] наведено результати дослідження УФ- випромінювання високовольтного імпульсного багатоелектродного розряду по поверхні діелектрика в повітрі атмосферного тиску в спектральному діапазоні 200-380 нм. Розряд запалювався в формі набору послідовних мікро плазмових утворень з питомим енергетичним внеском на рівні 1 кДж/см^3 і концентрацією електронів на рівні $\approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$. У випромінюванні плазми домінувало випромінювання атомів і іонів матеріалу електродів (Мідь або нержавіюча сталь). Результати вимірювання інтенсивності УФ-випромінювання плазми показало, що ККД УФ-випромінювання відносно енергії, яка була внесена в розряд, досягав $\approx 1 \%$.

Пристрій був підімкнений до імпульсного джерела імпульсів напруги (амплітуда до 20 кВ), струм в імпульсі був не більшим за 230 А при частоті слідування імпульсів напруги до 100 Гц. Найбільш ефективним було це джерело коли міжелектродна віддаль складала 1,5 мм в системі з шести однакових розрядних проміжків, тобто при максимальному перенапруженні розрядного проміжку. Енергія, що вносилась в розряд складала 200 мДж.

Характер спектрів випромінювання плазми між Мідними і Залізними електродами був таким же, який спостерігався в [1.4,1.5,1.7]. Детальні порівняння спектрів випромінювання плазми міді і заліза, одержаними в [1.11], з результатами наших досліджень перенапруженого наносекундного розряду з Мідними і нержавіючими електродами [5,7] провести не було можливості, оскільки в [1.11] була відсутня детальна ідентифікація спектральних ліній з одержаних спектрів випромінювання багатоканального поверхневого розряду.

На рис.1.5 і 1.6 приведені типові осцилограми струму і напруги, також електрична потужність імпульсного багатоелектродного розряду по поверхні діелектрика в повітрі.

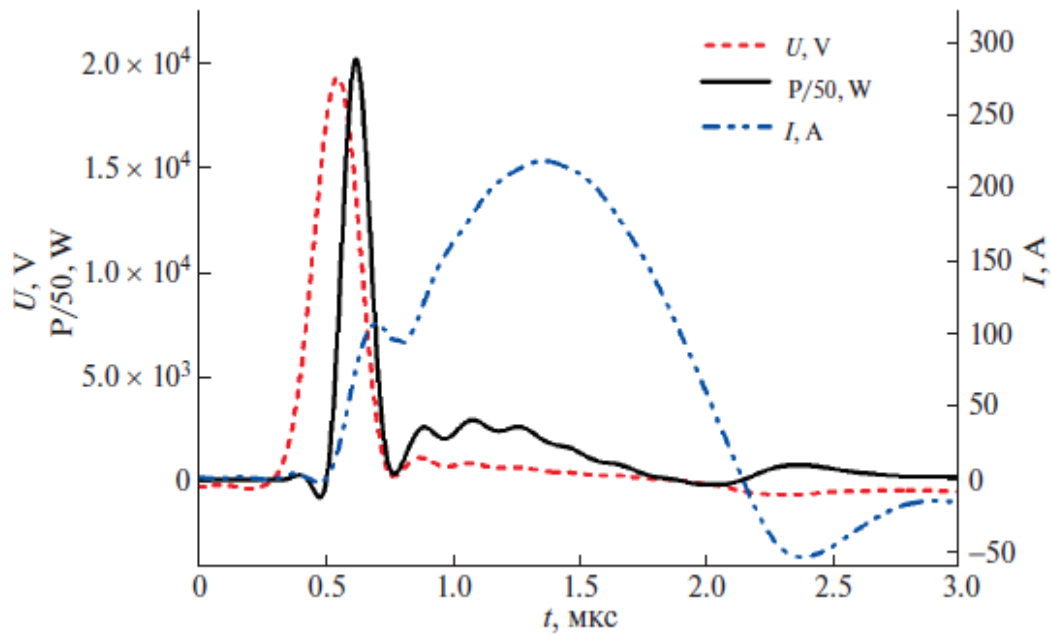


Рис.1.5 - Осцилограми струму, напруги та розрахована з них, електрична потужність розряду [1.11].

Оптичні характеристики лазерної плазми Заліза і Алюмінію, що формувалась в повітрі атмосферного тиску приведені в [1.12]. Досліджувались спектри випромінювання і температура електронів плазми. Оскільки дана плазма формувалась під дією лазерного імпульсу субмікросекундної тривалості в повітрі атмосферного тиску, то представляє інтерес порівняння її емісійних характеристик з відповідними результатами для перенапруженого розряду в повітрі між електродами з Алюмінію або Заліза. Плазма утворювалась за допомогою сфокусованого випромінювання Nd:YAC лазера з імпульсами тривалістю 240 нс, довжиною хвилі генерації 1064 нм, енергією в імпульсі 0,5 – 3,0 мДж, густиною потужності випромінювання на поверхні мішені 6,4 – 38,4 Дж/см².

В спектрі випромінювання лазерної плазми з мішенню з алюмінію зареєстровано лише спектральні лінії атома Алюмінію: 238,8; 257,5; 263,6; 266,0; 293; 306,4; 309,2; 396,1 нм Al 1 (рис.1.7). Аналогічно, в спектрі випромінювання лазерної плазми Заліза було виявлено лише спектральні лінії атома Заліза: 397,3; 400,7; 405,1; 414,6; 420,2; 423,5; 427,1; 436,9; 485,4; 488,2; 492,0 нм Fe1. Найбільш інтенсивними в спектрі випромінювання лазерної плазми алюмінію були дві групи ліній: 306,4; 309,2 нм і 396,1 нм Al 1 (рис.1.7).

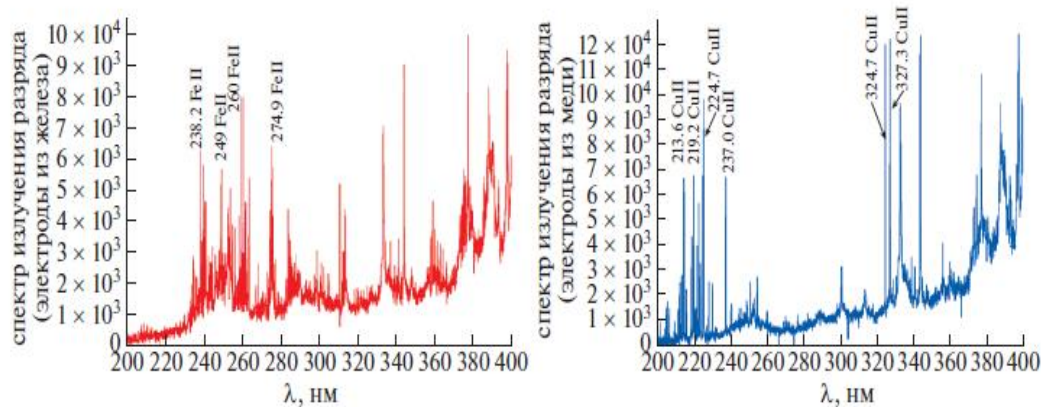


Рис.1.6 - Спектри випромінювання розрядника в спектральному діапазоні від $\lambda=230$ до $\lambda=400$ нм, з електродами виконаними із нержавіючої Сталі (а) і Міді (б) [1.11].

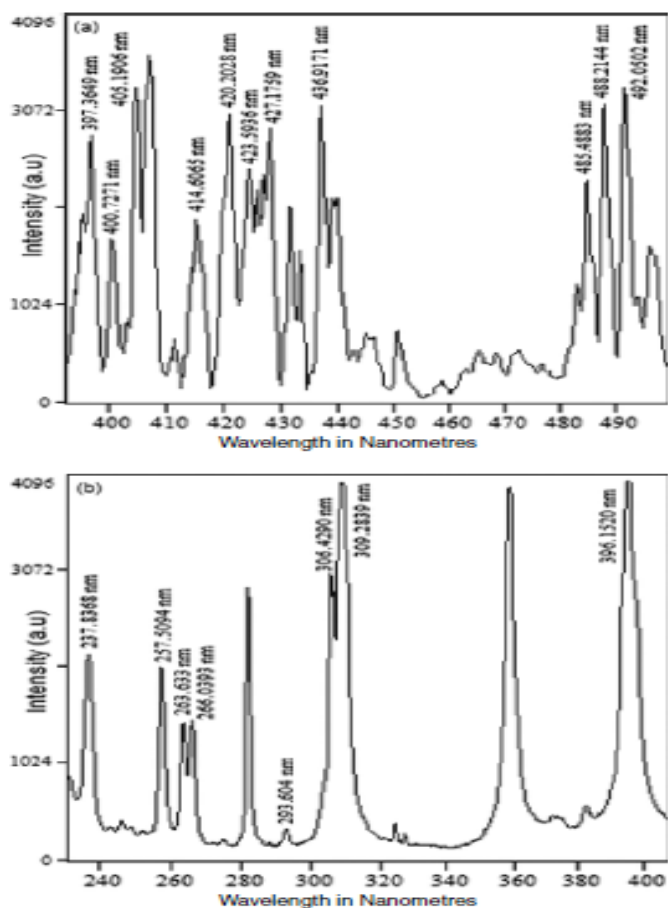


Рис.1.7 - Типовий спектр випромінювання лазерної плазми Fe (а) та Al (б) [1.12].

Таблиця 1.1- Основні спектральні лінії випромінювання Заліза (Fe) і Алюмінію (Al), обрані для розрахунку температури електронів

(Національний інститут стандартів та технологічних баз даних: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines.form.html>) [1.12].

	λ , нм	E_B (eV)	$A_{ми}$, 10^8 с^{-1}
Fe I	397.3649	6.665	0.066
	400.7271	5.851	0.042
	405.1906	6.4550	0.03
	414.6065	5.980	0.0051
	420.2028	4.434	0.0822
Al I	237.8368	5.225	0.095
	257.5094	4.827	0.28
	266.0393	4.672	0.264
	396.1520	3.142	0.98
	309.2839	4.021	0.12

Електронна температура в плазмі на основі парів Заліза знаходилась в діапазоні (5200-7300) К, а для плазми на основі парів Алюмінію електронна температура знаходилась в діапазоні (3500 – 5700) К.

В [1.13] наведено результати дослідження газодинамічних процесів в наносекундному розряді, який був ініційований втікаючими електронами в повітрі атмосферного тиску, шляхом візуалізації за допомогою лазерного монітора і тінювих методик (рис.1.8;1.9). Ці дослідження підтвердили, що в даному типі розряду утворюються пари металу, які за час порядку 1 мкс

потрапляють в між електродний простір, де відбувається їх збудження і іонізація. Частина цих парів разом з продуктами плазми на протязі часу 2,5 мс виносились в радіальному напрямі під дією газодинамічних процесів і осідали на стінках розрядної камери. Виходячи з динаміки розширення нагрітого газу, оцінка його температури дала величину 1×10^3 °К.

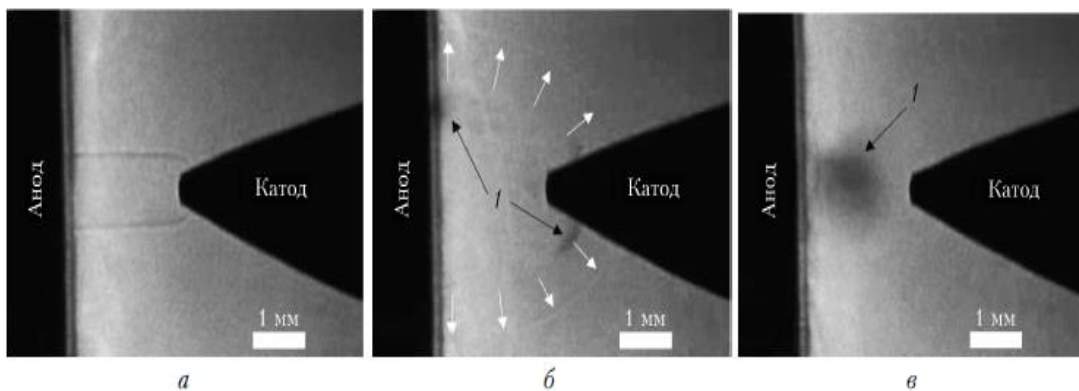


Рис.1.8 - Зображення розрядного проміжку, отримані за допомогою лазерного монітора в режимі випадкової вибірки. Проміжок заповнений повітрям атмосферного тиску. Білими стрілками показано положення фронту ударної хвилі, 1- пари Міді [1.13].

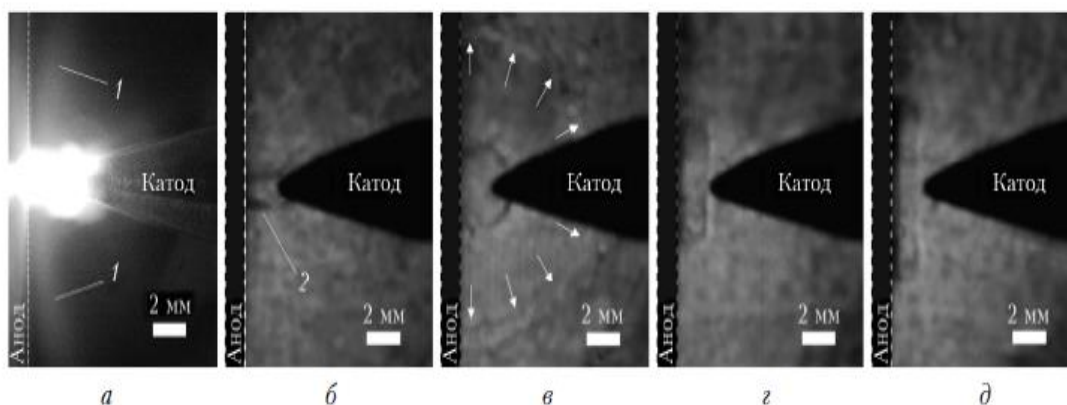


Рис.1.9 - Зображення розрядного проміжку, заповненого повітрям атмосферного тиску: (а) - отримано дзеркальним фотоапаратом Sony A100 за 60 імпульсів; (б-д) отримані за допомогою тіньової методики в режимі випадкової вибірки; білими стрілками показано положення фронту ударної хвилі; 1- помаранчевий «диск», 2- нагріте в результаті протікання струму повітря [1.13].

Метод тіньового фотографування також успішно використовується для дослідження самої природи перенапруженого іскрового розряду в

газах атмосферного тиску. Так, в [1.14] були отримані кадри свічення і тіньюграми плазми початкових стадій іскрового і дифузного наносекундних розрядів у проміжку «голка – площина» при різних параметрах голкового електрода при міжелектродній віддалі $d = 1,5$ мм. На світлинах плазми можливо умовно виділити наступні послідовні стадії такого розряду: формування дифузного каналу і катодних плям на поверхні плоского електрода в часовий проміжок $0 - 5$ нс; утворення тонких плазмових каналів, які розвивались від голкового електрода і замикались на катодних плямах в часовий інтервал $5 - 10$ нс, а після цього уже формувався іскровий канал.

На тіньових світлинах іскровий розряд виглядав як сукупність багатьох плазмових мікро каналів, які замикали розрядний проміжок. Мікро канали починали спостерігатись поблизу голкового електрода ще на стадії дифузного свічення розряду. На поверхні плоского електрода фіксувались області прив'язки декількох сусідніх плазмових мікро каналів, які ототожнювались з катодними плямами. Одержані результати дослідження дифузного розряду при $d = 18$ мм, показали що даний розряд може реалізовуватись як в одноканальній, так і в багатоканальній формі. Мікроструктура в міжелектродному проміжку реєструвалась, починаючи з часу $20-30$ нас від початку пробою; плазма розряду представляла собою набір великої кількості тонких мікро каналів, які відходили від вістря голкового електрода. З плином часу мікро канали поширювались вглиб розрядного проміжку і, починаючи з 60 - тої наносекунди, реєструвались границі окремих каналів розряду. Канальна структура розряду, яка реєструвалась на тіньюграмах, добре корелювала з інтегральним зображенням свічення розряду. Виявлена мікроструктура розряду проявлялась не залежно від параметрів голкових електродів, які використовувались в експерименті.

Метод тіньового фотографування наносекундного розряду не є єдиним при дослідженні механізму запалювання розряду, оскільки його доповнюють дослідження розряду методом швидкого фотографування з використанням ICCD – камери. Дослідження, приведені в [1.15], відносяться до експериментів з високовольтним наносекундним розрядом в дифузній формі, який запалювався в проміжку «голка – площина» при тисках аргону чи азоту в діапазоні $12,5 - 400$ кПа. Експериментами встановлено, що при тисках газів до 50 кПа плазма зароджується на віддалі близько 1 мм від вершини голкового електрода. При цьому плазмоутворення має вигляд кулі, діаметр якої збільшувався до перемикання проміжку плазмою (діаметр кулі може бути рівний

міжелектродній віддалі). При збільшенні тиску газів до 100 кПа і більше зона ініціювання розряду зміщувалась до вершини голкового електрода. Стример при цих умовах розвивався від голкового електрода і на початковому етапі також мав форму кулі. Але з ростом тиску газів поперечні розміри стримера починали зменшуватись. Це пояснюється зменшенням відношення E/r на бічній поверхні стримера, що приводить до зменшення числа електронів з високими енергіями і, як наслідок, ефективності попередньої іонізації газу в бічному напрямку. При цьому, в напрямі руху стримера відношення E/r переважає критичну величину для втечі електронів, що підтверджується реєстрації пучка втікаючих електронів при високому тиску Азоту рівному 300 кПа.

Автори [1.15] допускають, що попередню іонізацію газу перед стримером для імпульсів від'ємної полярності на голковому електроді здійснюють швидкі електрони з енергією 0,1 – 10 кеВ, а для імпульсів додатної полярності - кванти характеристичного рентгенівського випромінювання.

Крім плазми Алюмінію пари і інших матеріалів електродів успішно вносились в розрядний проміжок перенапружених наносекундних розрядів атмосферного тиску. Так, в працях [1.16,1.17] наводять оптичні характеристики плазми Міді і Заліза. В експериментах використали генератор наносекундних імпульсів з амплітудою імпульсу напруги 13 кВ і тривалістю на навпіввисоті амплітуди 10 нс. Максимальний імпульсний струм складав 300 А. Інші умови даних досліджень, були аналогічні до описаних в [1.9], лише в цих експериментах були використані три подібні системи електродів типу «голка – площа», які виготовлені з Міді, нержавіючої Сталі і Алюмінію. При міжелектродній віддалі $d = 3$ мм і тисках Повітря, Азоту чи Аргону 30, 50, 100 Торр в плазмі даного типу формувался пучок втікаючих електронів, коли в плазмі Повітря або Азоту найбільшою є інтенсивність випромінювання плазми на переходах другої додатної системи молекули Азоту. Струмені голубого кольору генерувались в розряді в Азоті при тисках 100-200 Торр, коли катод було виготовлено з нержавіючої Сталі.

Для катода з Міді при тисках газів 30 і 50 Торр генерувались струмені зеленого кольору. Вони виходили з яскравих плям робочої поверхні голкового катода. Для катода з Алюмінію струмені були голубого кольору. Поява цих плазмових струменів зумовлена вибухами мікронеоднорідностей на поверхні катода і електроерозією металу, в результаті чого утворюються пари металів, які розлітаються в навколишній простір. Дослідження спектрів випромінювання наносекундного розряду в

Азоті при тисках 100-200 Торр (рис.1.10). показало, що плазма з центрної частини розрядного проміжку випромінювала лише інтенсивні смуги молекули Азоту. Для контрагованого розряду у повітрі

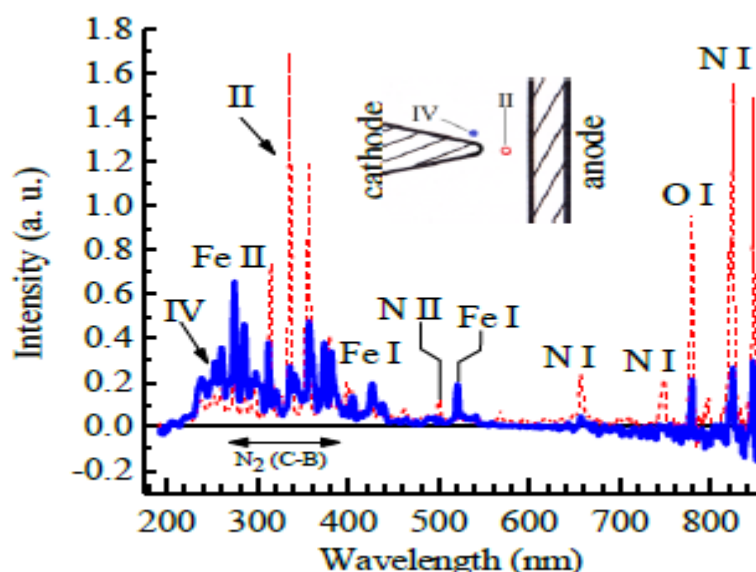


Рис.1.10 - Спектр газорозрядної плазми Повітря при тиску $p=100$ Торр і між електродній відстані $d = 2$ мм; катод виготовлено з нержавіючої Сталі [1.16].

при тиску 200 Торр в спектрі випромінювання реєструвався характерний широкосмуговий континуум в діапазоні довжин хвиль 200-800 нм, спектральні лінії іонів Азоту (N I), лінії атома Кисню і смуги радикала NO. З плазми в околі вістря катода переважало випромінювання атомів Al 1, Fe 1 та іонів FeII. При цьому, спостерігались інтенсивні спектральні лінії з довжинами хвилі 394,4 і 394,15 нм Al 1, для яких верхній енергетичний рівень мав енергію 3,14 еВ і був спільним, а нижні рівні були або основним або низко розміщеним на енергетичній шкалі ($E = 0, 014$ еВ) (рис.1.11; рис.1.12).

Для спектрів випромінювання плазми на основі парів Заліза у спектральному діапазоні 200-300 нм випромінювали переважно одноступінчасті іони Заліза, а в спектральній області 300-600 нм – атоми Заліза (рис.1.13). Випромінювання розряду в спектральному інтервалі 420-430 нм включало біля 135 спектральних ліній Fe 1, що і визначало голубий колір плазмової струї. Максимальна інтенсивність випромінювання атомів і іонів матеріалів голкового катода спостерігалась при тисках Повітря в діапазоні 100-200 Торр. Це було зумовлено тим, що при збільшенні тиску газу збільшується також густина розрядного струму і густина парів матеріалу

катоду, а другої сторони при збільшенні тиску газу зменшується просторовий діапазон розльоту парів металу в середині розрядного проміжку.

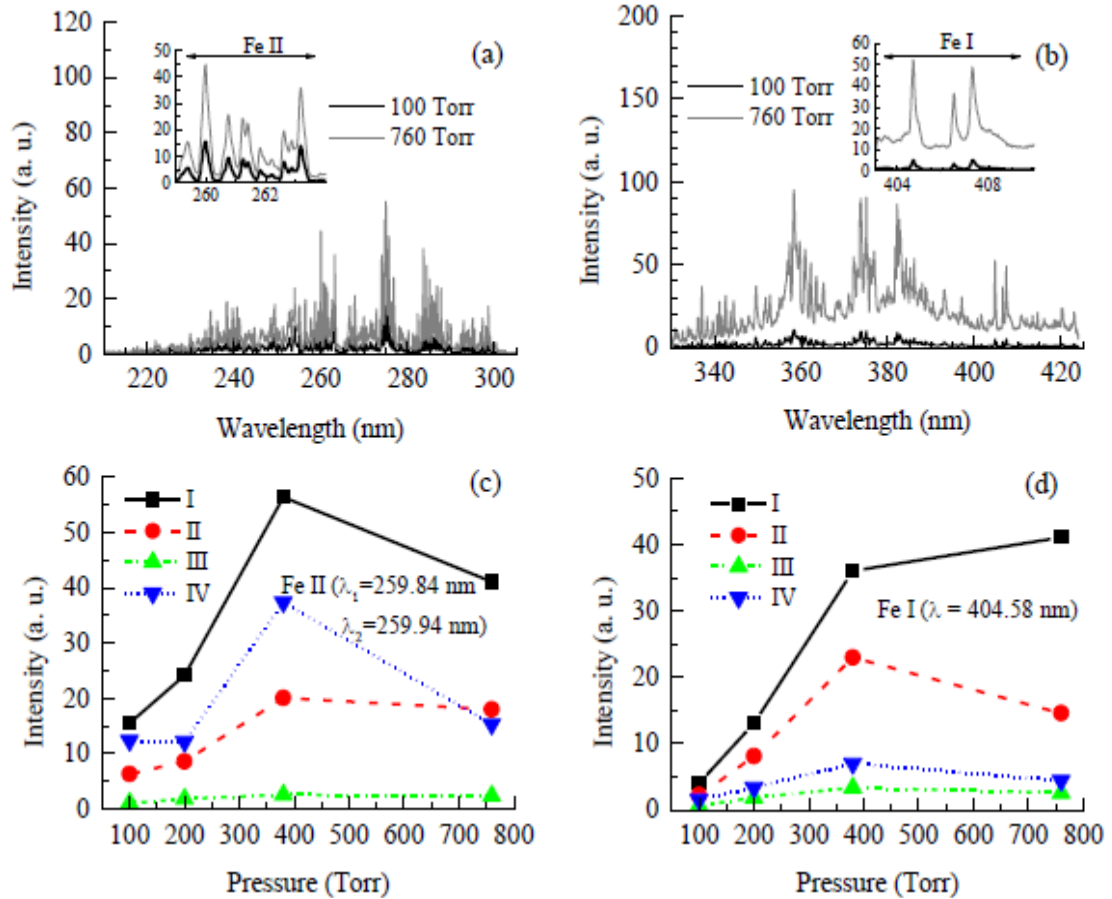


Рис.1.11 - Спектри випромінювання розрядної плазми з області I (a, b) та залежність інтенсивності випромінювання спектральних ліній Fe I ($\lambda_1=404.58$ нм) і Fe II ($\lambda_2=259.94$ нм) з різних областей розрядного проміжку від тиску аргону (c, d). Міжелектродна відстань $d = 2$ мм [1.16].

Типові осцилограми струму і випромінювання молекули Азоту і атомів Алюмінію приведені на рис.1.14.

При повній тривалості всіх пічків розрядного струму на рівні 1,5 мкс, тривалість імпульсу випромінювання на переході смуги молекули Азоту з довжиною хвилі 380.5 нм не переважала 100 нс, що зумовлено швидким зменшенням температури електронів в плазмі і обмеженням тривалості випромінювання процесом контрагування розряду. При цих умовах інтенсивність випромінювання на переході з довжиною хвилі 396,15 нм Al

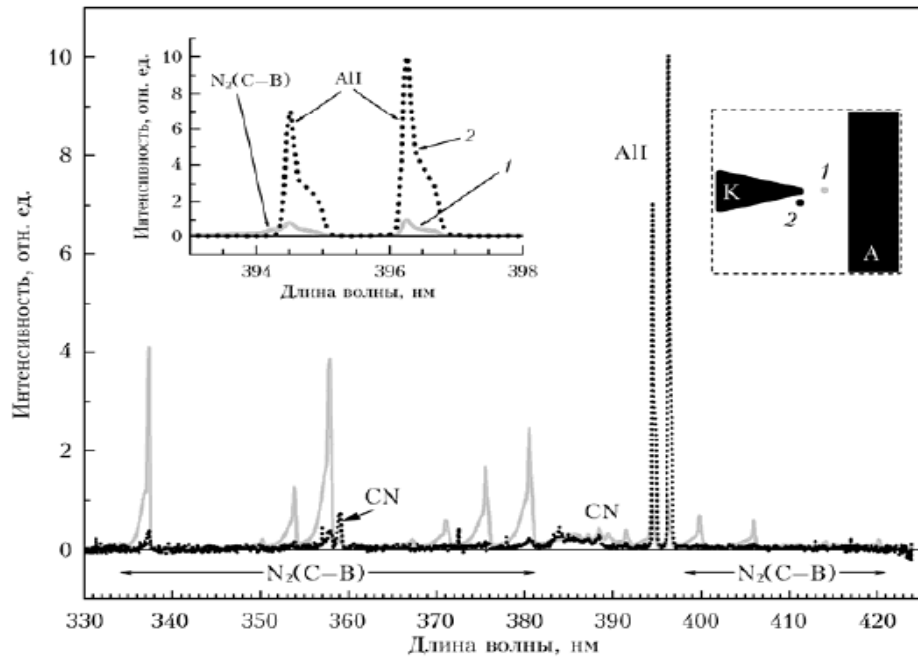


Рис.1.12 - Спектри випромінювання розряду в Азоті при тиску 100 Торр. Електроди із Алюмінію, між електродна віддаль $d = 2$ мм [1.17].

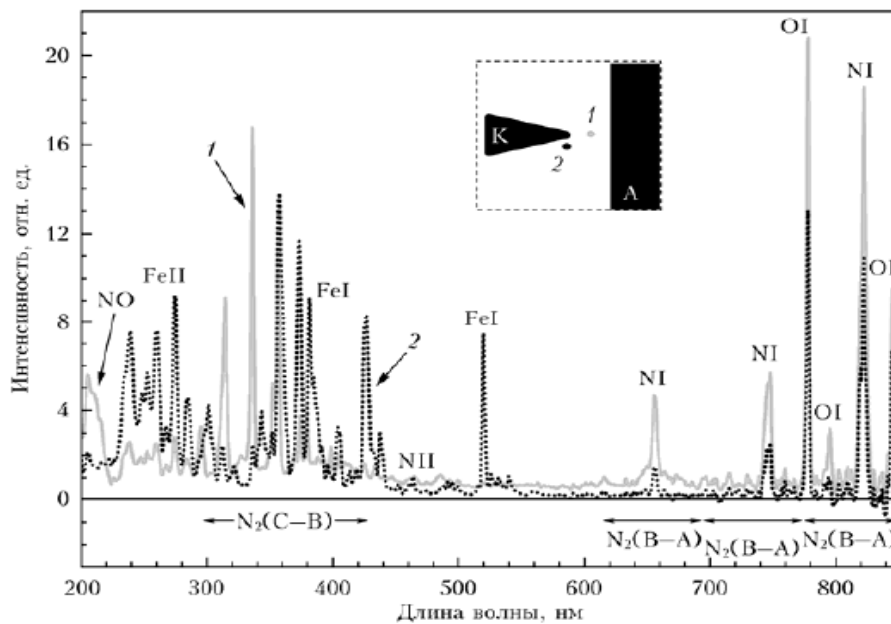


Рис.1.13 - Спектри випромінювання плазми повітря при тиску 200 Торр. Електроди із нержавіючої Сталі, міжелектродна віддаль $d = 3$ мм [1.17].

і характеризувалась двома максимумами. Перший максимум спостерігався при часі 10-20 нс, а другий максимум проявлявся при часі $t = 700$ нс з моменту пробую розрядного проміжку. Повне випромінювання

на даному переході атома Алюмінію переважало тривалість імпульсу розрядного струму.

В [1.18] наведено експериментальні результати дослідження формування іскрового каналу в Аргоні для наносекундного розряду між електродами з Алюмінію, що були рознесені на відстань 10 мм. Робочі поверхні електродів мали радіус заокруглення 30 см. Тут в результаті плавлення віскера утворювалась катодна пляма, з якої виходив пучок термоелектронів.

Експерименти показали, що для найбільш яскравої області свічення іскрового каналу в спектрі випромінювання плазми спостерігаються лінії 372,9; 354,5; 358,8 нм Ar 11 з потенціалами збудження 19,96; 24,2 ; 22,94 еВ, відповідно. Для спектральних ліній атома Аргону 434,1; 442,3; 433,5; і 355,6 нм штарківське уширення в початкові часи горіння розряду складало 0,01 – 0,04 нм, відповідало оцінкам величини концентрації електронів на рівні 10^{16} см⁻³. Реєструвався також інтенсивний неперервний спектр випромінювання плазми в інтервалі 350-360 нм. При встановленні в плазмі часткової локальної термодинамічної рівноваги температура електронів визначалась по відносним інтенсивностям спектральних ліній 480,6 і 484,7 нм Ar 1, при густині електронів 10^{16} см⁻³ їх температура була рівна 3 еВ.

При амплітуді розрядного струму 50 А електронна температура в іскровому каналі, визначена за співвідношенням інтенсивностей спектральних ліній Ar 11, складала $6 \cdot 10^4$ К (при часі $t = 20$ нс). З плином часу до $t = 190$ нс електронна температура зменшувалась до 5,93 еВ.

Яскраве свічення плазми біля катода при стримерному механізмі пробою ініціює іскровий канал. Спад напруги на проміжку при замиканні його проростаючим стримерним каналом не відбувався, бо опір останнього знаходиться в діапазоні $10^5 - 10^6$ Ом.

Для алюмінієвих електродів в спектрі випромінювання прикатодної плазми спостерігались яскраві спектральні лінії: 396,1; 394,4; 280,1; і 281,6 нм Al 11 і континуум в спектральному діапазоні 260-360 нм. Іонні спектральні лінії Алюмінію починали реєструватися з початком різкого зростання струму і досягали максимуму інтенсивності при часі $t = 30$ нс.

Електричне поле катодного шару досягало величини 10^5 В см⁻¹ і при наявності мікронеоднорідностей та діелектричних включень на поверхні катода достатнє для ініціювання вибухової емісії і формування катодної плями (ектонний механізм утворення катодної плями). Величина критичної напруженості електричного поля, за оцінками [1.18], складала близько 600 В/см Торр. Вибухова модель розвитку катодної плями допускає виділення значної питомої енергії в емісійному центрі і вибух

мікро вістря. Зменшення інтенсивності спектральних ліній іонів алюмінію через час $t = 30$ нс свідчить про зменшення температури плазми катодної плями вже на ранніх етапах її утворення.

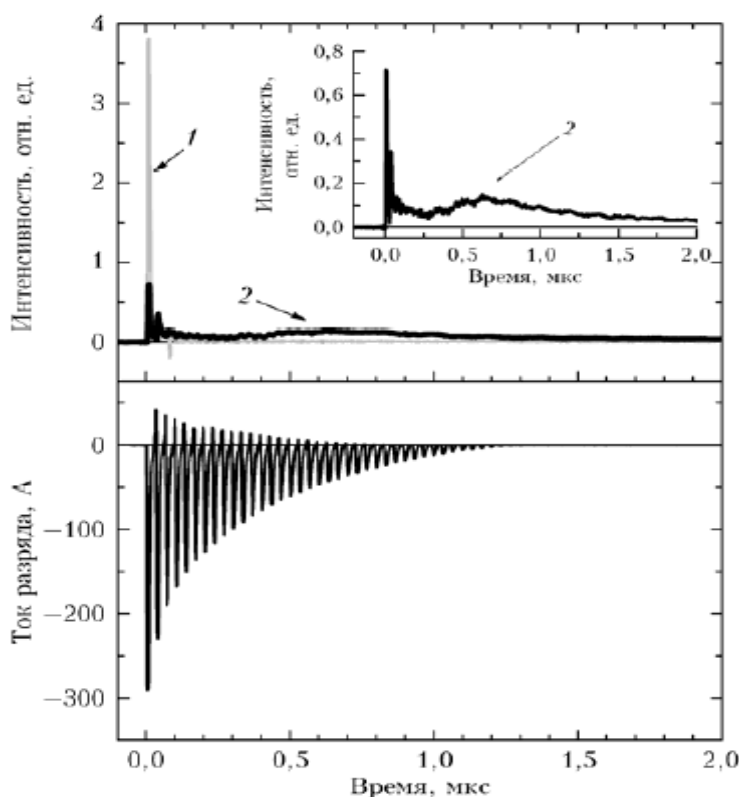


Рис.1.14 - Осцилограми імпульсів випромінювання і струму розряду: 1- імпульс випромінювання молекули Азоту на довжині хвилі 380,5 нм, 2- імпульс випромінювання атома алюмінію на довжині хвилі 396,15 нм [1.17].

В огляді [1.19] приводяться результати широкого застосування в квантовій електроніці розрядів, які сформовані за рахунок втікаючих електронів де один чи два електроди мають робочу частину з малим радіусом кривизни. Такі пристрої дозволили одержати ефективну і потужну лазерну генерацію на переходах атомів і молекул в ВУФ, УФ і ІЧ - областях спектру.

Спектральні і амплітудні характеристики випромінювання імпульсно-періодичного розряду, який було ініційовано втікаючими електронами представлено в [1.20]. Розряд збуджувався імпульсами напруги від'ємної полярності з амплітудою до 25 кВ і тривалістю близько 2,5 нс при частоті – 60 Гц. Електроди типу «голка-площина» були виготовлені з Міді, між електродна віддаль – 2 мм. В спектрах дифузної стадії розряду при тиску Азоту – 30 Торр спостерігалось випромінювання смуг радикалів NO(A-X)

в спектральному інтервалі 190-220 нм, смуг другої додатної системи молекули $N_2(C-B)$ в спектральній області 300-400 нм, і смуг системи $N_2(B-A)$ в спектральному діапазоні 600-850 нм. В спектрі контрагованої стадії розряду (при $P(N_2) = 760$ Торр) спостерігались дві групи інтенсивних спектральних ліній Міді в інтервалах довжин хвиль 190-230 нм і 300-330 нм. На фоні досить інтенсивного неперервного випромінювання в діапазоні спектру 190-850 нм (з максимумом при $\lambda = 400-450$ нм) спостерігались також інтенсивні спектральні лінії N1, N 11, Cu 1.

В спектрах випромінювання плазми з ділянки біля вістря голки спостерігались найбільш інтенсивні групи ліній Міді в спектральних інтервалах 190-230 нм і 300-350 нм і електронно-коливальні смуги радикала $CN(B-X)$. В цьому випадку в спектрах випромінювання континуум був відсутнім. При збільшенні тиску Азоту з 100 до 760 Торр інтенсивність двох найбільш інтенсивних ліній Міді в спектральному інтервалі 190-230 нм зростали, а інтенсивність інших ліній і смуг зменшувалась. Тривалість світіння спектральної лінії 521,8 нм Cu 1 на осцилограмі випромінювання, з зони розряду в околі вістря мідної голки, на напіввисоті складала ≈ 1 мкс, що значно переважало тривалість збудження ($\tau = 2,5$ нс). Це може бути зумовлено процесом передачі енергії від молекул Азоту в метастабільному стані ($N_2(A^3\Sigma_u^+)$) атомам Міді (Cu 1 ($^2D_{5/2}$)). При тиску Азота – 100 Торр, найбільш інтенсивним було випромінювання на переходах: 327,7; 327,3; 521,8 і 515,3 нм Cu 1.

Особливості генерації пучка втікаючих електронів в Повітрі при тривалості фронту імпульсу напруги 500 нс наведено в [1.21]. Показано, що при високій амплітуді напруги на розрядному проміжкові (≥ 100 кВ) і високій середній напруженості електричного поля, що досягалась при використанні катода з великим радіусом кривизни ($r \geq 4,5$ мм), відбувається генерація пучка втікаючих електронів тривалістю близько 100-200 пс. Тривалість імпульсів рентгенівського випромінювання при зменшенні амплітуди імпульсу напруги генератора системи живлення розряду збільшувалась до ≈ 100 нс. Показано, що застосування катодів з малим радіусом кривизни зменшує напругу пробою і приводить до генерації втікаючих електронів з меншими енергіями, що утруднює їх реєстрацію. Тривалість імпульсів рентгенівського випромінювання при застосування тонких анодних фольг складала близько 100 нс і залежала від конструкції катода і напруги пробою розрядного проміжку.

В [1.22] запропоновано імовірний сценарій переходу стримерного каналу в іскровий при пробі коротких розрядних проміжків між металевими електродами. Запропоновано, що замикання розрядного

проміжку стримером створює біля катода електричне поле, достатнє для виникнення автоемісії, яка і викликає трансформацію стримерного каналу в іскровий. Показано, що плазма стримерної голівки сама створює достатнє для автоемісії електричне поле при типових пробійних напругах. Тому, згідно [1.22], критерієм і необхідною умовою переходу стримера в іскровий розряд можна рахувати початок автоемісії електронів.

В [1.23] представлено сучасний огляд оптичних методик, техніки вимірювань і результатів діагностики параметрів плазми: температури і концентрації електронів в плазмі Повітря і Азоту атмосферного тиску при умовах локальної термодинамічної рівноваги, що встановлювалась в дифузному розряді досить великого об'єму. Плазма Повітря і Азоту при атмосферному тиску являла собою дифузний розряд досить значного об'єму, який формувався за допомогою електричного генератора з середньою потужністю 50 кВт при частоті 4 МГц і мав діаметр близько 1-7 см. При визначенні температури електронів використано спектри випромінювання плазми Повітря при температурі ≈ 7500 К. Концентрація електронів в досліджуваній плазмі визначалась за уширенням спектральних ліній атома Водню. Її величина була рівна - 5×10^{13} см⁻³, а концентрація молекулярних іонів Азоту складала $\approx 7 \times 10^{10}$ см⁻³.

Результати дослідження імпульсного розряду в неоднорідному електричному полі, коли в Повітрі і Азоті ($p = 101,3$ кПа) формувалися яскраві точкові плазмоутворення у вигляді «чоток», приведені в [1.24]. Встановлено, що при спостереженні за розрядом з допомогою ICCD – камери, на протязі одиниць-десятків наносекунд таку дискретну плазмову структуру можливо спостерігати в сантиметрових розрядних проміжках при тривалості імпульсу напруги 300 нс. Окремі плазмові «чотки» формувались в системі електродів типу «голка-площина» після дифузної стадії розряду і стартували від голки в напрямку площини. При цьому, іскровий канал замикав розрядний проміжок, проходячи через утворені плазмові «чотки». При зменшенні струму іскрового розряду на заключній стадії розряду і, відповідно, при зменшенні інтенсивності випромінювання плазми іскри, знову реєструвалось світіння плазмових «чоток».

В [1.25] наводяться умови прояву і основні характеристики імпульсного розряду в Повітрі при тисках 45 і 760 Торр між різними металевими електродами (Al, Cu, Fe, W). Проведені експерименти виявили значний вплив матеріалу електродів на характеристики сформованого апокамфу, зокрема на його довжину при різних напругах живлення розрядного проміжку і різних тисках Повітря. Розряд запалювався при амплітуді імпульсу напруги величиною до 15 кВ. При тиску Повітря 45

Торр і $f = 4,47$ кГц було одержано різні залежності довжини апокамфа від напруги живлення розряду між електродами з різних металів. Максимальна довжина плазми апокамфа (до 70 мм) одержана для Мідних і Алюмінієвих електродів, а для електродів з нержавіючої Сталі і Вольфраму вона зменшувалась до 50-55 мм. Така відмінність в довжинах апокамфа для електродів з Al і Cu відносно електродів з Fe і W пов'язана з меншою величиною стартових напруг для електродів з Алюмінію і Міді в порівнянн з даними для електродів з Заліза і Танталу.

В [1.26] наведено результати дослідження ефекту заміни матеріалу анода в системі електродів сильно струмового наносекундного розряду в Повітрі атмосферного тиску. Анод в одному випадку був виготовлений з Алюмінію, а в другому – Танталу. В такому розряді генерувався пучок втікаючих електронів, на характеристиках якого і відбивалась різна хімічна природа матеріалу анода. Так, струм пучка втікаючих електронів тривалістю близько 100 пс при оптимальній для цих досліджень між електродній віддалі $d=5-6$ мм і використанні анода з Танталу був в п'ять разів більшим ніж для Алюмінієвого електрода. Така значна відмінність в величині струму пучка електронів зумовлена різною ефективністю взаємодії матеріалу аноду з супутнім рентгенівським випромінюванням плазми і, відповідно, більшою концентрацією ініціюючих електронів для Танталового анода.

Результати дослідження параметрів пучка втікаючих електронів і рентгенівського випромінювання, які генерувались в газовому діоді при різних тисках Повітря, приведені в [1.27]. Експериментально підтверджено, що максимальна величина струму втікаючих електронів і інтенсивності рентгенівського випромінювання генеруються при тисках Повітря $p \approx 100$ Па. Максимальна густина пучка втікаючих електронів за фольгою з Алюмінію товщиною 30 мкм при тиску Повітря $6,5 \cdot 10^2$ Па досягала 120 А/см². Максимум в розподілі електронів пучка за енергіями при тиску Повітря $5 \cdot 10^3$ Па відповідав енергії електронів ≈ 100 кеВ. Величина експозиційної дози рентгенівського випромінювання за анодом з мідної фольги товщиною 30 мкм складала $\approx 10^7$ мілірентген при тиску Повітря $6,5 \cdot 10^2$ Па.

В [1.28] продемонстровано застосування прозорих у видимій області спектру гідрогелевих електродів для одержання іскрових розрядів з амплітудою струму до 400 А, напруги 5 кВ при частоті слідування імпульсів 250 Гц. Інколи для деяких застосувань виникає потреба в одержанні іскрових розрядів між електродами, прозорими для світла. Наприклад, це важливо для візуалізації взаємодії плазми з електродами.

Прозорими можуть бути рідинні електроди, такі як розчини солі NaCl в воді, але вони текучі і під дією сили тяжіння не зберігають свою форму. Для забезпечення прозорості необхідно зменшити плазмову частоту для носіїв струму в матеріалі електродів, оскільки металеві електроди непрозорі, тому що плазмова частота носіїв струму в металах на порядки більша від частоти електромагнітних хвиль видимого випромінювання. Тут можливі два шляхи:

А) зменшення концентрації носіїв i , відповідно, збільшення питомого опору (як це відбувається в напівпровідниках з електронами і дірками в якості носіїв струму);

Б) збільшення маси носіїв (як це відбувається в водяних розчинах солей з важкими іонами – носіями струму).

Електроди були виготовлені з гідрогелю, який насичений солоною водою, в вигляді шариків з поліакриламідом. В сухому стані їх діаметр рівний $\approx 2,5$ мм і маса ≈ 20 мг. Після насичення шариків розчином солі NaCl у воді (пропорція 8 – 100) їх діаметр збільшувався до 7,5 – 8,5 мм, а маса до 220 – 320 мг. Вони залишались прозорими і еластичними після трьох хвилин неперервної роботи. При цьому, на робочих поверхнях електродів з гідрогелю були виявлені характерні кратери, як і на металевих електродах. Між гідрогелевими електродами-шариками в повітрі запалювались стійкі іскрові розряди, а електроди в процесі і після роботи залишались прозорими.

Результати дослідження впливу тиску Азоту на напругу пробою в неоднорідному електричному полі приводяться в [1.29]. На розрядний проміжок подавались імпульси напруги з наносекундним і субнаносекундним фронтами. Одночасно з імпульсом напруги за анодом з фольги реєструвались імпульси пучка втікаючих електронів тривалістю близько 100 пс. Встановлено, що при умовах генерації пучка втікаючих електронів і субнаносекундній тривалості фронту імпульсу напруги при зменшенні тиску Азоту від 7×10^4 до 10^2 Па, пробивна напруга зростала. Це зумовлено наближенням параметрів експерименту до точки pd_{min} , в якій знаходяться верхня і нижня гілки кривої імпульсного пробою. При попаданні параметрів в область лівіше точки pd_{min} , тобто лівіше кривої імпульсного пробою, спостерігався значний ріст амплітуди пучка втікаючих електронів. Показано також, що залежність напруги пробою і амплітуди струму пучка втікаючих електронів від тиску Азоту в області низьких тисків була нелінійною.

Умови генерації пучка втікаючих електронів спочатку були встановлені в розрядах з субнаносекундною тривалістю імпульсів напруги,

в [1.30] ці дослідження було продовжено і з імпульсами напруги тривалістю в сотні наносекунд при тривалості переднього фронту ≈ 200 нс. Експерименти проводились в розрядних проміжках величиною 8,5 мм з електродами різного типу (трубки з гострими кромками, голки, пластини) в Повітрі і Азоті при тисках (12,5 – 1000) кПа. Розряд ініціювався з допомогою генератора від'ємних імпульсів напруги амплітудою до 35 кВ, тривалістю 270 нс і тривалістю переднього фронту 200 нс. При тиску Повітря в розрядній камері 12,5 кПа одержано електронний пучок втікаючих електронів з максимальним струмом 90 мА, тривалістю 130 пс на напіввисоті осцилограми стуму пучка.

Розрахункові співвідношення для оцінок максимальної температури електронів (T_{me}) в плазмовому каналі іскрового розряду між електродами сильнострумowego повітряного комутатора атмосферного тиску приведені в [1.31]. Тут було встановлено, що одержані результати розрахунку T_{me} добре узгоджуються з відомими експериментальними результатами прямих вимірів в плазмі іскрових розрядів в Повітрі між металевими електродами. Для оцінок величини T_{me} і іскровому розряді в Повітрі одержано наближений вираз:

$$T_{me} = 3,28 [I_m^{1/3} U_a / \sigma_C t_m], \quad (1.1)$$

де: $\sigma_C = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт(м}^2 \text{ К}^4)^{-1}$ – стала Стефана-Больцмана, $U_a = 6,1 \text{ В}$ – прианодний спад напруги.

Наводяться оцінки проведені за наближеним виразом для T_{me} в сильнострумowego іскровому каналі в Повітрі атмосферного тиску між електродами з Сталі. Номінальна напруга живлення була в межах ± 50 кВ для імпульсів струму при амплітуді першого затухаючого максимуму синусоїдального струму $I_m = 212$ кА при часі досягнення першого максимуму $t_m = 34$ мкс. Згідно проведеної оцінки величина $T_{me} = 12,15 \cdot 10^3$ К, що задовільно узгоджується з відомими експериментальними результатами.

В [1.32] розглянуто три основні методи розрахунку активного опору (R_C) іскрового розряду з низьтемпературною плазмою в сильнострумowego повітряному комутаторі атмосферного тиску, який набув широкого використання в розрядних колах високовольтних електрофізичних установок с потужними ємнісними накопичувачами. Описані і проаналізовані на прикладах застосування сильнострумowych повітряних комутаторів: експериментальний, енергетичний і плазмодинамічний

методи визначення величини R_C плазмового каналу іскри в робочому повітряному проміжку. Зроблено порівняння одержаних чисельних результатів для R_C з відомими даними.

Результати досліджень електричних, просторово-часових і спектральних характеристик імпульсного об'ємного розряду (ОР) в He атмосферного тиску в режимі однорідного горіння, в режимі переходу ОР в іскру і при переході ОР в стадію сильнострумове дифузного розряду (СДР) приведені в [1.33]. Тут було встановлено, що при перенапругах величиною 300 % формується СДР з густиною струму 10^2 - 10^3 А/см², концентрацією електронів $\approx 10^{16}$ см⁻³ і електронною температурою 1-2 еВ.

Спектри випромінювання розряду в Гелії між електродами з нержавіючої Сталі в режимі СДР мали свої особливості. Так, з оглядових спектрів в області $\Delta\lambda = 370$ - 430 нм при $U_0 = 10$ і 12 кВ впливає, що при збільшенні енергетичного внеску росте інтенсивність спектральних ліній і pojawiaються нові лінії Гелію і Заліза. З спектрів для ділянки $\Delta\lambda = 670$ - 730 нм при $U_0 = 7$ кВ (ОР) і $U_0 = 12$ кВ (контрагований розряд) впливає, що при формування катодних плям і дифузних плазмових каналів в діапазоні напруги пробою (6-10) кВ додатково pojawiaються лінії He (λ , нм): 501,56; 667,81 і матеріалу катода Fe (λ , нм): 354,01; 633,68; 673,31; 843,96. При $U_0 \geq 10$ кВ (перенапруга ≥ 230 %), коли проміжок перекритий дифузними каналами і відбувається контрагування ОР в іскривий канал, pojawiaються лише спектральні лінії заліза: 399,74; 404, 48 нм. В режимі СДР при $U_0 \geq 12$ кВ різко зростає число спектральних ліній матеріалу електродів, що зумовлено вибуховими процесами на катоді і утворенням катодних плям. При $U_0 = 12$ кВ питомий енерговнесок в розряд рівний $\approx 0,1$ Дж/см³ і є максимальним для Гелію в режимі ОР. При збільшенні енергії розряду до 1 Дж в розрядному проміжку формується велика кількість плазмових каналів діаметром $\approx 0,1$ см.

В роботі [1.34] наводяться результати експериментального дослідження електричних, просторово-часових і спектральних характеристик об'ємного розряду (ОР) і його переходу в каналну стадію. Показано, що при формуванні розряду між електродами з радіусом кривизни $R = 30$ см виникають катодні плями напівсферичної форми. Однорідність розряду збільшувалась при збільшенні густини катодних плям і тиску He. При сильній попередній іонізації газу розряд в широкому діапазоні початкових напруг має об'ємну форму протікання струму, тривалість якої зменшувалась з ростом початкової напруги і тиску He в проміжку. При максимальному внеску енергії в плазму $\approx 0,1$ Дж/см³ і критичній густині струму $j_{кр} \geq 40$ А/см² розряд контрагувався в іскривий

канал. Показано, що при формуванні ОР напруга горіння розряду U_T при різних величинах E/p прямує до такого значення, при якому відношення U_T/p d залишається постійним.

Встановлено, що величина відношення E/p в плазмі ОР не залежить від значення початкової напруги на розрядному проміжку і при $p(\text{He}) = 1$ Атм складає ≈ 4 В/см Торр. Падіння напруги на плазмі ОР визначалось переважно тиском He і збільшувалось по мірі його зростання. Вивчено часовий характер формування і розвитку спектрального складу випромінювання самостійного ОР в Гелії; виявлено найбільш інтенсивні спектральні лінії He і матеріалу електродів (Fe); на стадії ОР інтенсивність цих ліній слабо залежала від напруженості електричного поля і визначалась переважно тиском He. Питомий енергетичний внесок складав $\approx 0,1$ Дж/см³ і був максимальним для Гелію в режимі ОР. Збільшити тривалість однорідного горіння розряду було можливо лише шляхом зменшення густини струму.

1.2. Характеристики перенапруженого розряду наносекундної тривалості між електродами з Алюмінію в сумішах Азоту з Киснем і в Аргоні

Розглянемо результати дослідження характеристик і параметрів плазми перенапруженого наносекундного розряду в Аргоні, Повітрі і суміші Азоту з Киснем, який запалювався між двома електродами з Алюмінію. Основні результати цих досліджень опубліковані в працях [1.35-1.37].

З використанням сучасних методів ініціювання і діагностики плазми, характеристики перенапруженого наносекундного розряду в газо-парових сумішах на основі Повітря і парів Алюмінію в системі електродів «голка-площина» при живленні розрядного проміжку уніполярними імпульсами високої напруги тривалістю 10 нс і тисках Повітря 30-760 Торр, наведені в [1.9]. Дослідження же характеристик такого типу розрядів в системі електродів «голка-голка» (коли радіус кривизни вістря сумірний з між електродною віддаллю) при живленні розрядного проміжку біполярними імпульсами високої напруги і в більш широкому діапазоні тисків Кисневмісних і Інертних газів не проводились. Оскільки в [1.38] при дослідженні емісійних характеристик плазми перенапруженого наносекундного розряду між електродами з цинку в повітрі атмосферного тиску було виявлено широкосмугове випромінювання наночастинок оксиду цинку в спектральному діапазоні 370-470 нм [1.39] (для перенапруженого

розряду в середовищі Гелію це широкопугове випромінювання не проявлялось), тому важливо встановити і можливості прояву випромінювання наноструктур оксиду Алюмінію в УФ і видимій області довжин хвиль. Це дозволить встановити природу неперервного випромінювання (континууму) для плазми атмосферного тиску в газопарових середовищах на основі кисневмісних газів та парів Алюмінію. Наприклад, можливо буде встановити природу континууму в випромінюванні плазми розряду між електродом з Алюмінію і халькопіриту (CuInSe_2) в Повітрі і сумішах Азоту з Киснем. В перенапруженому розряді атмосферного тиску в Аргонвмісних сумішах з парами Алюмінію можливий синтез наночастинок чистого алюмінію у вигляді тонких плівок за межами розрядної плазми, тому важливо знати характеристики і параметри такої плазми. Випромінювання останньої також може бути контрольним при порівнянні континуумів розряду в аргонвмісних і кисневмісних газопарових сумішах, оскільки в середовищі Інертного газу наночастинок оксиду Алюмінію не утворюються.

Техніка і умови експерименту. Сильнострумовий наносекундний розряд між електродами з Алюмінію запалювався в герметизованій розрядній камері, виготовленій з оргскла (Рис.1.15). Між електродна віддаль складала 1 мм. Камера з системою електродів відкачувалась форвакумною помпою до залишкового тиску Повітря 10 Па, а після в камеру напускали Повітря, суміші Азоту з Киснем, Азот або Аргон, таким чином, щоб тиск буферного газу знаходився в межах 5-202 кПа. Діаметр циліндричних електродів – 5 мм. Радіус закруглення робочої торцевої поверхні Алюмінієвих електродів був однаковим і складав ≈ 3 мм.

Запалювання сильнострумового наносекундного розряду відбувалось за допомогою біполярного високовольтного модулятора імпульсів напруги з загальною тривалістю 50-150 нс і сумарною амплітудою додатних і від'ємних складових 40-60 кВ. Частота повторення імпульсів напруги могла варіюватись в межах 40-1000 Гц, проте основні дослідження проведені при частоті 100 Гц. Осцилограми імпульсів напруги на розрядному проміжку і осцилограми імпульсів струму реєструвались за допомогою широкопугового ємнісного дільника напруги, поясу Роговського та широкопугового осцилографа БЛОР-04. Часове розділення цієї системи вимірювання характеристик електричних імпульсів складало 2-3 нс.

Для реєстрації спектрів випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду використовувався монохроматор МДР-2 та фотопомножувач (ФЭУ-106). Сигнал з фотопомножувача надходив на підсилювач і фіксувався з використанням амплітудно-цифрового

перетворювача в автоматизованій системі вимірювання спектрів на дисплеї персонального комп'ютера. Випромінювання розряду досліджувалось в спектральній області 200-650 нм. Система реєстрації випромінювання плазми калібрувалась за випромінюванням дейтерієвої лампи в спектральному діапазоні 200-400 нм і банд-лампи в діапазоні довжин хвиль 400-650 нм. Осцилограми випромінювання на переходах атомів і іонів реєструвались за допомогою електронного лінійного помножувача ЭЛУ-14 ФС, часове розділення якого складало 1 нс. Імпульсна електрична потужність перенапруженого наносекундного розряду визначалась графічним множенням осцилограм імпульсів напруги і струму. Інтегрування за часом імпульсної потужності дозволяло одержувати енергію в одному електричному імпульсі, яка вносилась в плазму.

Більш детально методика і техніка експерименту наведена в [1.40-1.42].

При встановленні кварцової чи скляної підкладки на віддалі 3 мм від центру розрядного проміжку (рис.1.15) і часі горіння розряду 1-3 години (при $f = 100$ Гц) на підкладці фіксувалось осадження тонкої плівки з продуктів розпорошення матеріалу електродів та газового середовища. Одержані зразки плівок досліджувались на пропускання світла в широкій області спектру за допомогою випромінювання дейтерієвої і теплової ламп (200-850 нм). Ці експерименти виконані з використанням спектрального комплексу на основі монохроматора МДР-23 при кімнатній температурі за методикою, яка наведена в [1.16].

В системі електродів типу «сфера – сфера» при тисках газів в діапазоні 5-202 кПа і між електродній віддалі $d = 1$ мм запалювався перенапружений наносекундний розряд у формі сфери, яка мала дифузний вигляд, хоча цей розряд і ініціювався без застосування окремої системи передіонізації. Для такого типу розрядів роль системи передіонізації може виконувати пучок «втікаючих» електронів і супутнє до нього рентгенівське випромінювання [1.15,1.17]. Так, в [1.30] експериментально встановлено, що навіть при застосуванні імпульсів високої напруги з тривалістю переднього фронту ≈ 200 нс в плазмі наносекундного розряду в Повітрі атмосферного тиску формується пучок втікаючих електронів з інтенсивністю лише на порядок меншою, ніж в тому ж розряді при тиску Повітря 13 кПа.

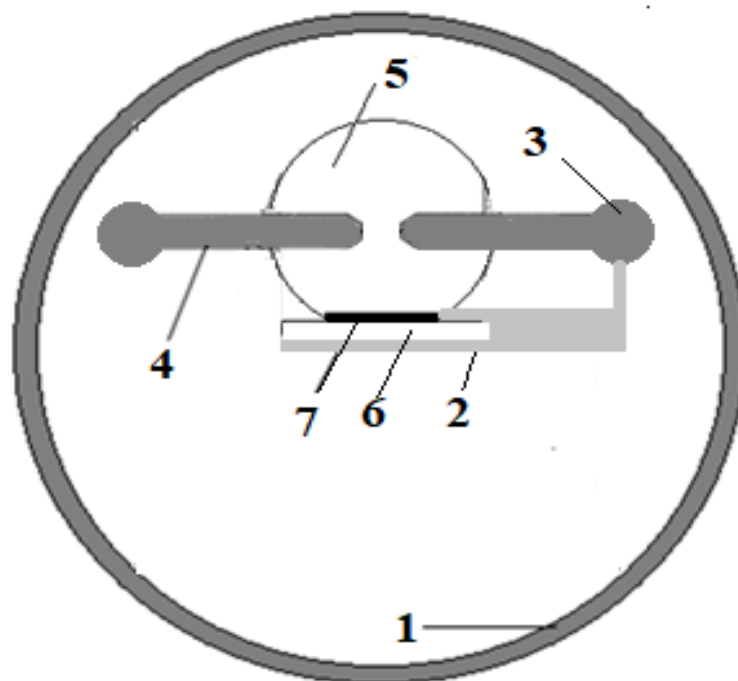


Рис.1.15 - Схема газорозрядного модуля: 1 – герметичний корпус розрядної камери, 2 – кріплення підкладки для напилення, 3 – система регулювання віддалі між електродами, 4 – електроди з халькопіриту, 5 – газова ділянка, в якій відбувається розпорошення, 6 – скляна чи кварцова підкладка для напилення тонких плівок, 7 – шар напиленої речовини на основі матеріалу електродів.

Розряд фотографувався з використанням цифрової фотокамери (час експозиції ≈ 1 с). В якості масштабу для встановлення об'єму плазми було використана віддаль між електродами. При між електродній віддалі 1 мм розрядний проміжок для газів, які досліджувались, був перенапруженим. Об'єм розрядної плазми залежав від частоти слідування імпульсів напруги. Режим роботи розрядного випромінювача в формі «точкової» лампи досягався лише при невеликих частотах слідування імпульсів напруги ($f = 40-150$ Гц). При зростанні частоти в діапазоні 10-150 Гц він збільшувався від 3 до 25 мм³, а при дальнішому збільшенні частоти до 1000 Гц, об'єм плазми перенапруженого розряду зростав до 100 мм³. Робота при частотах $f = 300-1000$ Гц була можлива лише короткочасна робота розрядного пристрою, оскільки він при цих частотах він сильно нагрівався.

Електричні і оптичні характеристики. Характерні осцилограми імпульсів напруги і струму для перенапруженого наносекундного розряду

між Алюмінієвими електродами в Аргоні приведені на рис.1.16. Внаслідок неузгодженості вихідного опору імпульсного високовольтного модулятора і опору навантаження (плазми), імпульс напруги мав вигляд окремих пічків тривалістю по 7-10 нс. Такий режим запалювання наносекундного високовольтного розряду між металевими електродами в системі електродів типу «голка-площина», коли повна тривалість цугу 10-ти наносекундних імпульсів напруги складала $\approx 1-1,5$ мкс, використано в [1.10] для генерування плазмових струменів з матеріалу електродів. Він також перспективний для нанесення тонких металевих чи оксидних плівок на тверді підкладки або для одержання високодисперсних порошків на основі матеріалу електродів і продуктів деструкції молекул газового середовища.

Макимальна величина додатної і від'ємної складової імпульсів струму досягала 300 А, а амплітуд напруги 30-40 кВ. Збільшення тиску аргону в розрядному промежкові до 101 кПа приводило до зростання опору плазми і покращення узгодження виходу високовольтного модулятора і розряду. Тому при збільшенні тиску Аргону до 101 кПа енергетичний внесок в плазму за один розрядний імпульс збільшувався з 226 (при $p=13,3$ кПа) до 441 мДж.

Осцилограми імпульсів напруги і струму для перенапруженого наносекундного розряду між електродами з Алюмінію в Повітрі приведені на Рис.1.17.

Макимальна величина додатної і від'ємної складових імпульсів струму досягала 200 А, амплітуд напруги рівної полярності $\pm 20-40$ кВ. При заміні Повітря на Аргон вигляд практично не мінявся, але максимальна величина амплітуди додатної і від'ємної полярності напруги і струму зменшувались, відповідно, до 150 А і 15-20 кВ.

На рис.1.18 приведені імпульсна потужність і енергетичний внесок в плазму перенапруженого наносекундного розряду в Повітрі і Аргоні за один розрядний імпульс. При збільшенні тиску Повітря від 50 до 101 кПа максимальна величина імпульсної електричної потужності розряду збільшувалась від 3 до 6,5 МВт, а максимальний енергетичний внесок зростав від 110 до 152,8 мДж. При збільшенні тиску Аргону від 50 до 101 кПа енергетичний внесок в плазму зростав від 225,7 до 441,1 мДж.

На рис.1.19 і 1.20 приведені спектри випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду між електродами з Алюмінію в Повітрі і Аргоні. Експерименти з Аргоном, які проводились в тому же діапазоні тисків, що і з Повітрям, були проведені з метою демонстрації відсутності смуг випромінювання наноструктур оксидів Алюмінію в плазмі

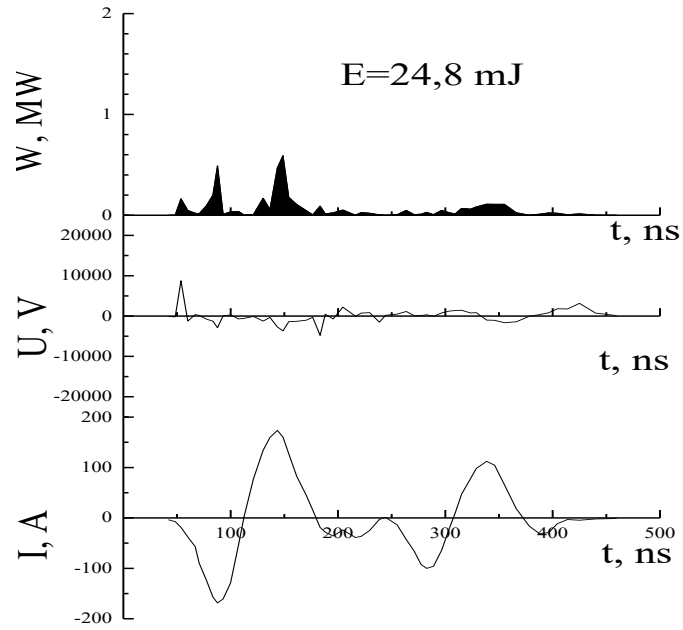


Рис.1.16 - Осцилограми струму, напруги та імпульсна потужність розряду і енергетичний внесок в плазму за один імпульс при тиску Аргону $p = 13,3$ кПа.

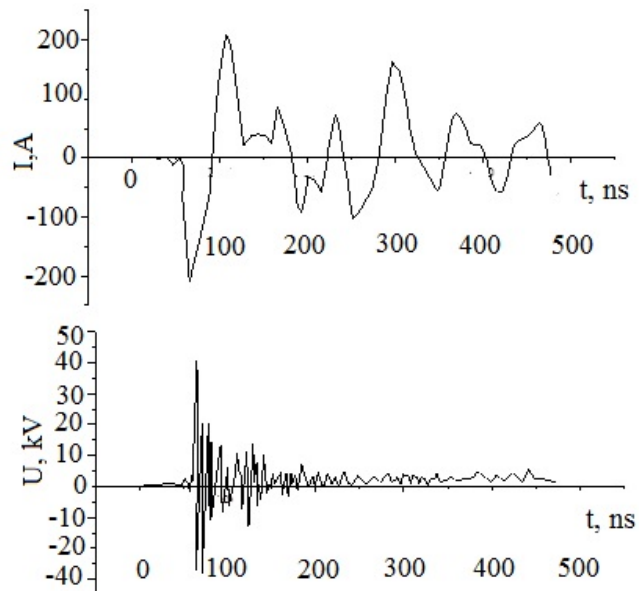
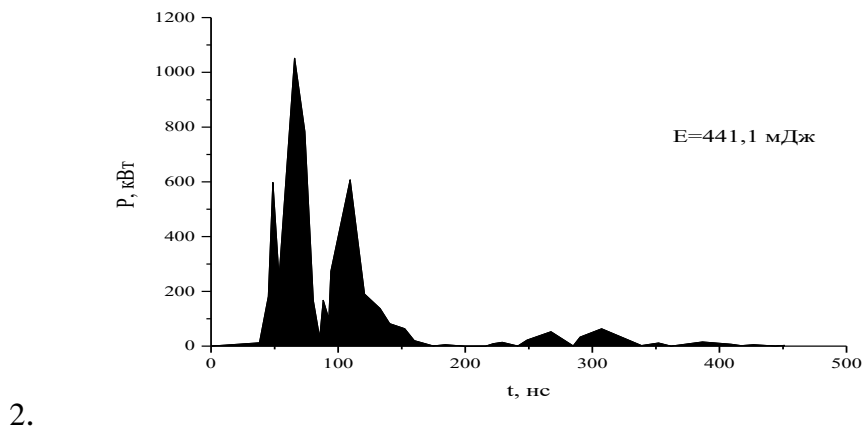
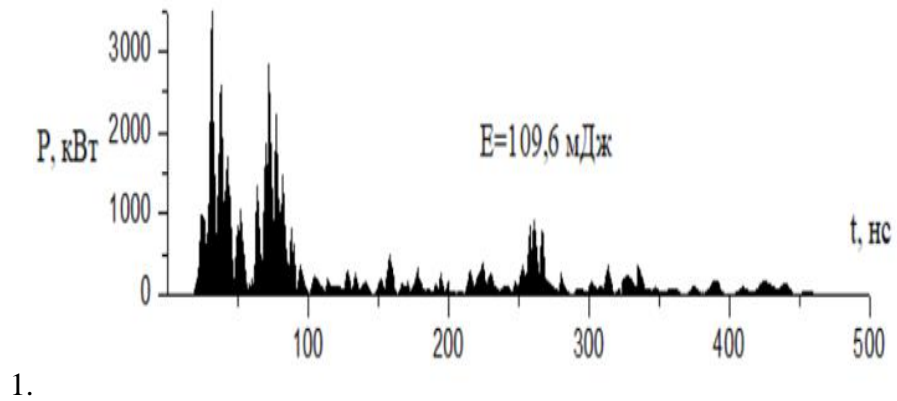


Рис.1.17 - Осцилограми імпульсів напруги і струму для розряду при тиску Повітря $p = 101$ кПа.



3

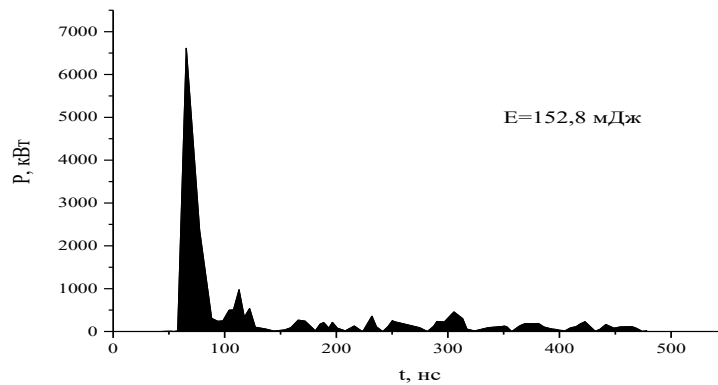
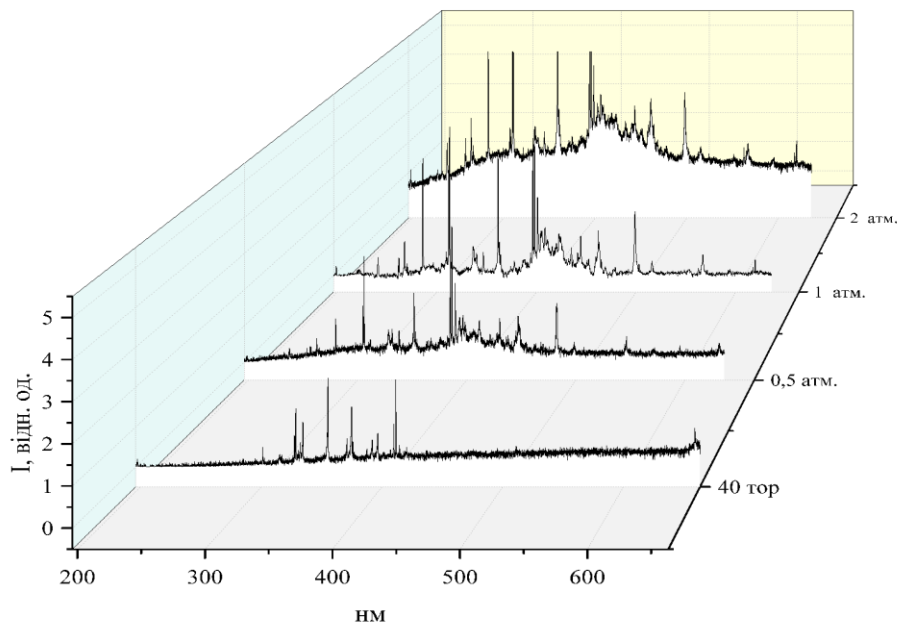


Рис.1.18 - Імпульсна потужність і енергетичний внесок в розряд за один імпульс при тиску Повітря 50 кПа (1), при $p(\text{Ar}) = 101$ кПа (2) і при тиску Повітря - 101 кПа (3).

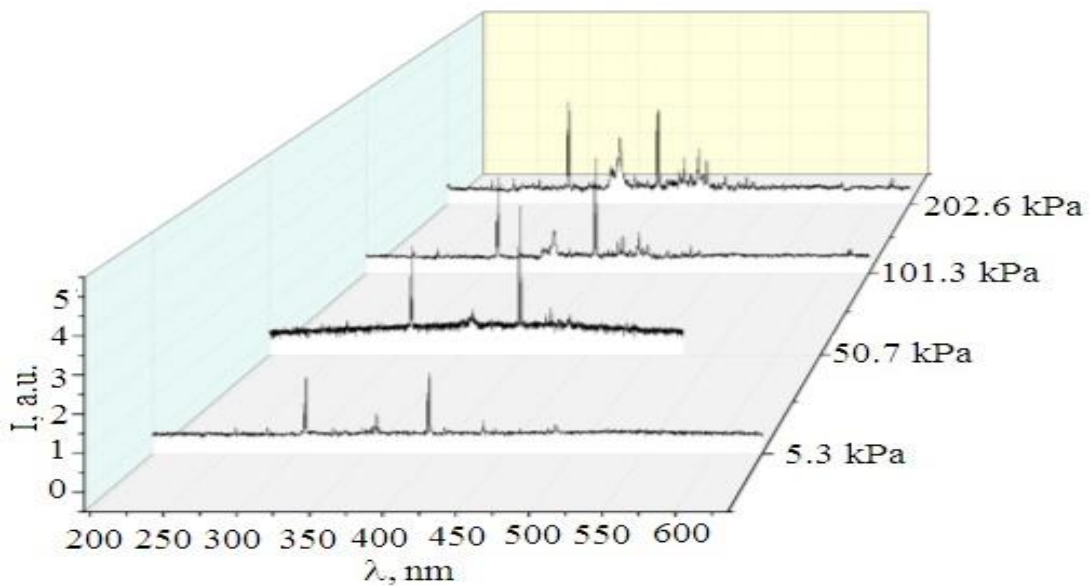
інертних газів (де відсутні носії Кисню). Спектри, приведені на рис.1.19. і 1.20, зареєстровані при однакових умовах збудження розряду і при однакових умовах реєстрації. Тому інтенсивності однакових спектральних ліній і смуг в різних спектрах можуть порівнюватись між

собою за величиною. Результати ідентифікації спектральних ліній Алюмінію, які випромінювала плазма на основі суміші Аргону з домішкою парів Алюмінію приведені в табл.1.2.

З рис.1.19 і 1.20 випливає, що інтенсивність світіння плазми розряду в Повітрі при всіх досліджуваних нами тисках переважала інтенсивність випромінювання спектральних ліній і смуг розряду в Аргоні. В спектрах випромінювання плазми Повітря з малою домішкою парів Алюмінію фіксувалось випромінювання на переходах атома і однозарядного іона Алюмінію, радикалів окислів Азоту і молекул Азоту, як в спектрах випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду [1.9]. В розряді на основі Аргону фіксувалось переважно випромінювання на переходах атома і іона Алюмінію (Рис.1.20 (Б)).



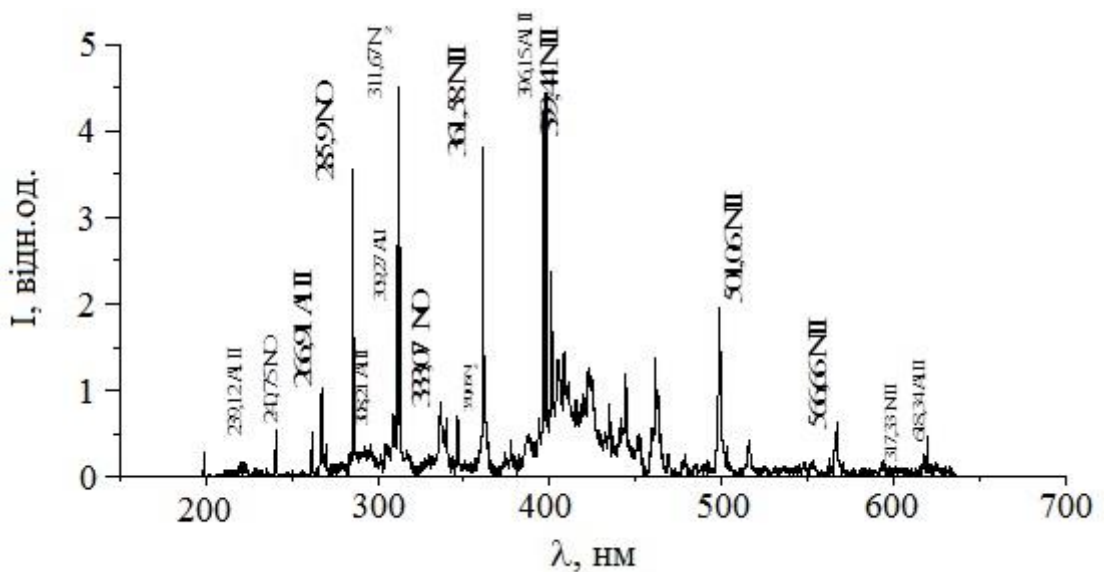
А.



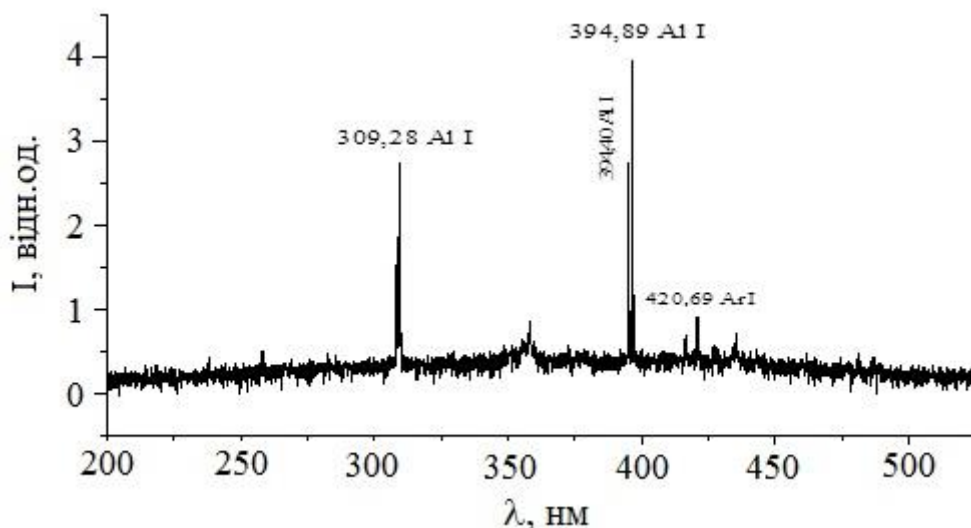
Б.

Рис.1.19 - Спектри випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду між алюмінієвими електродами при різних тисках Повітря (А) і Аргону (Б): 5.3; 50.5; 101 і 202 кПа.

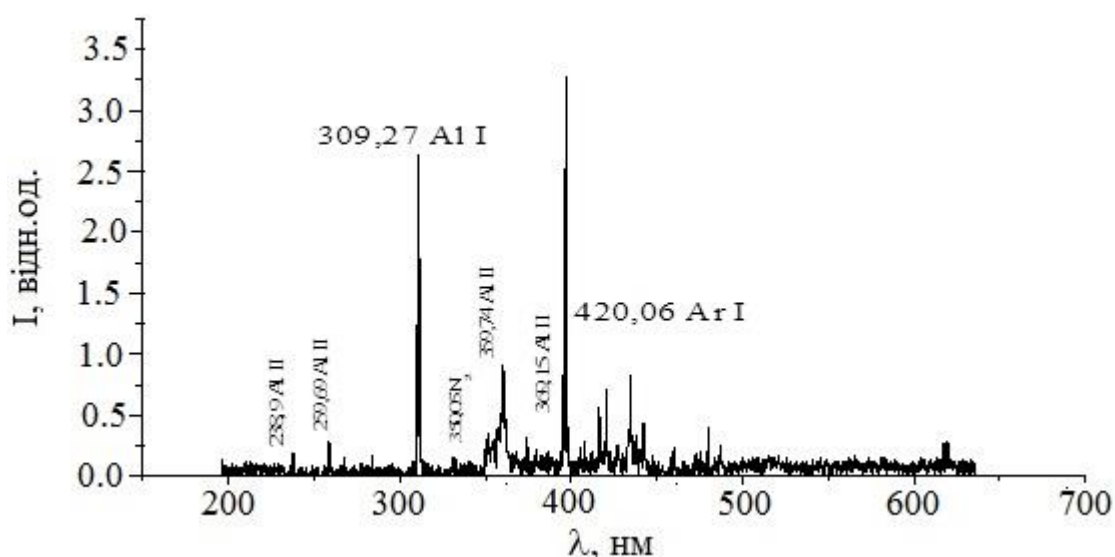
Найбільш інтенсивні спектральні лінії атома і однозарядного іона Алюмінію, які проявлялись в спектрах випромінювання плазми, були наступними: (256,8 + 257,5 + 257,5); 265,3; 394,4; 396,2 нм Al I; 236,5; (247,5 + 247,6); 286,9; 622,6; (623,1 + 624,3) нм Al II.



1.



2.



3.

Рис.1.20 - Спектри випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду з розшифрування найбільш інтенсивних спектральних ліній і смуг при атмосферних тисках Повітря (1) і Аргону (3), а також Аргону (2) при тиску $p(\text{Ar}) = 13,3$ кПа.

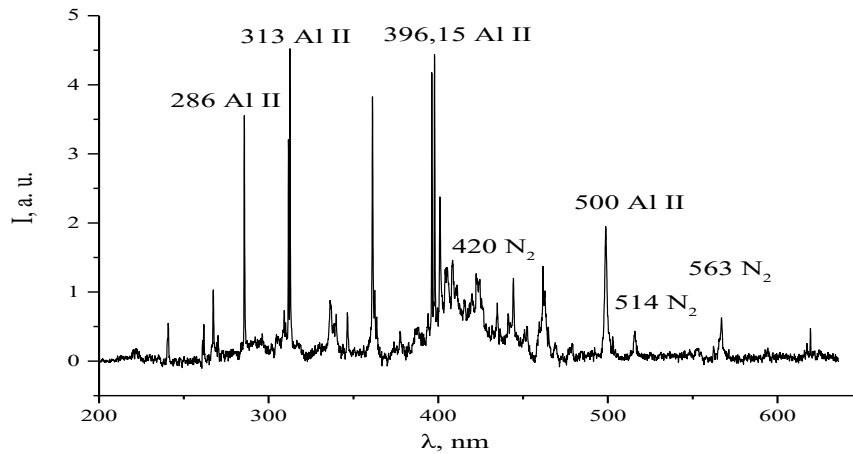
На рис.1.21 приведені спектри випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду між електродами з Алюмінію в газо-паровій суміші «Азот-Кисень-Алюміній». Експерименти з Аргоном, які проводились в тому ж діапазоні тисків, що і з Повітрям, дозволили продемонструвати відсутність смуг випромінювання наноструктур оксиду

Алюмінію в плазмі інертних газів (тобто, при відсутності молекул окислювача).

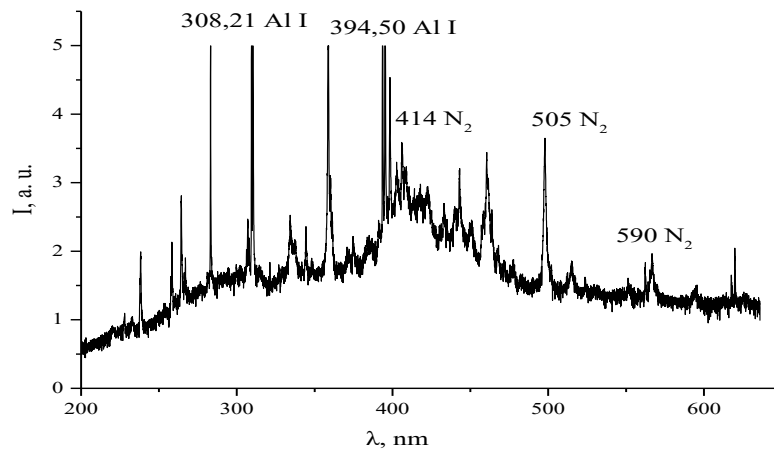
З рис.1.21 випливає, що в спектрах випромінювання плазми на основі суміші Азоту з Киснем і малою домішкою парів Алюмінію спостерігалось випромінювання на переходах атома і однозарядного іона Алюмінію, радикалів окислу Азоту и молекул Азоту.

Таблиця 1.2 - Результати розшифровки спектру випромінювання розряду між електродами з Алюмінію в Аргоні атмосферного тиску (Рис.1.20).

Довжина хвилі λ , нм	Частка	Перехід	Терми	Енергія нижнього рівня, eV	Енергія верхнього рівня, eV
308.21	Al I	$3s_2(^1S)3p-3s_2(^1S)3d$	$2P^*-2D$	0.000000	4.021485
309.27	Al I	$3s_2(^1S)3p-3s_2(^1S)3d$	$2P^*-2D$	0.013893	4.021651
309.28	Al I	$3s_2(^1S)3p-3s_2(^1S)3d$	$2P^*-2D$	0.013893	4.021485
394.40	Al I	$3s_2(^1S)3p-3s_2(^1S)4s$	$2P^*-2S$	0.000000	3.142722
394.89	Ar I	$3s^23p^5(2P^* <3/2>)4s-$ $3s^23p^5(2P^* <3/2>)5p$	$2[3/2]^*-$ $2[1/2]$	11.548350	14.687120
396.15	Al I	$3s_2(^1S)3p-3s_2(^1S)4s$	$2P^*-2S$	0.013893	3.142722
415.85	Ar I	$3s^23p^5(2P^* <3/2>)4s-$ $3s^23p^5(2P^* <3/2>)5p$	$2[3/2]^*-$ $2[3/2]$	11.548350	14.528910
419.83	Ar I	$3s^23p^5(2P^* <3/2>)4s-$ $3s^23p^5(2P^* <3/2>)5p$	$2[3/2]^*-$ $2[1/2]$	11.623590	14.575950
420.06	Ar I	$3s^23p^5(2P^* <3/2>)4s-$ $3s^23p^5(2P^* <3/2>)5p$	$2[3/2]^*-$ $2[5/2]$	11.548350	14.499050



1.



2.

Рис.1.21 - Спектри випромінювання перенапруженого наносекундного розряду в сумішах Азоту з Киснем при тисках суміші $p(\text{N}_2)$ - $p(\text{O}_2) = 100$ -1: 13,3 і 101,3 кПа.

В спектрах випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду в сумішах повітря з малою домішкою парів Алюмінію (рис.1.19) зареєстровані широкі смуги випромінювання з максимумами в спектральних інтервалах 410-420 нм і 300-390 нм. Максимальна інтенсивність випромінювання цих смуг одержана при тиску Повітря $p = 202$ кПа. В розряді на сумішах з Аргоном ці смуги в спектрах випромінювання розряду були відсутніми. Оскільки в Повітрі міститься велика частина молекул Азоту, то в принципі в розряді, який досліджувався, можливо утворення наноструктур нітридів інертних газів. Порівняння спектрів широкосмугового випромінювання перенапруженого

наносекундного розряді з характерними спектрами випромінювання наноструктур нітриду алюмінію [1.43] показало що вони не корелюють між собою.

Найбільш інтенсивні спектральні лінії атома і однозарядного іона Алюмінію, які проявлялись в спектрах випромінювання плазми на основі суміші Азоту з Киснем (Рис.1.21), були наступними: (256,8 + 257,5 + 257,5); 265,3; 394,4; 396,2 нм Al I; 236,5; (247,5 + 247,6); 286,9; 622,6; (623,1 + 624,3) нм Al II. Крім спектральних ліній Алюмінію в такій плазмі спостерігались і інтенсивні лінії атома и однозарядного іона Азоту, а також молекулярні смуги другої позитивної системи молекули Азоту.

В спектрах випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду в суміші Азоту з Киснем, як і для розряду в Повітрі, зареєстровано смуги випромінювання з максимумами в спектральних інтервалах 390-440; 290-300 нм. Їх максимальна інтенсивність випромінювання спостерігалась для плазми на основі суміші атмосферному тиску Азоту з Киснем.

В [1.44] приведені характерні спектри електролюмінесценції оксиду Алюмінію. Ці спектри мали вигляд широких смуг люмінесценції в спектральному діапазоні з максимумами в спектральному інтервалі 480-550 нм. Виходячи з цього, найбільш імовірним джерелом широкосмугового випромінювання плазми досліджуваного нами розряду можуть бути наноструктури оксиду Алюмінію.

В [1.45] відмічено, що в спектрі фотолюмінесценції аніон дефектних монокристалів і наноструктурованої кераміки на основі оксиду Алюмінію при збудженні відповідних зразків випромінюванням з $\lambda=205$ нм спостерігалась широка смуга випромінювання з максимумом при $\lambda=415$ нм. Ця смуга співпадала з одержаною в нашому експерименті. Вона інтерпретується як смуга випромінювання F- центрів (перехід $-^1S - ^3P$ з максимумом спектру випромінювання при енергії 3,0 еВ і постійній часу затухання 36-40 мс) [1.45,1.46]. В [1.45] приведені також результати дослідження спектрів катодолюмінісценції наноструктурованої кераміки оксиду Алюмінію. Катодолюмінісценція збуджувалась імпульсним пучком електронів з густиною 1 А см^{-2} , енергією 180 кеВ і тривалістю - 3 нс. Спектр цієї катодолюмінісценції був аналогічним спектру, який одержано в нашому експерименті при тисках Повітря 101-202 кПа. Основною тут була смуга з максимумом при $\lambda = 410-420$ нм (енергія квантів 3,0 еВ), до якої примикала більш широка короткохвильова смуга з максимумами енергії квантів при 3,4;3,8;4,3 еВ [1.45]. УФ-смуги фотокатодолюмінісценції наноструктурованої кераміки оксиду Алюмінію

зумовлені випромінюванням F^+ - центрів, які створені Кисневими вакансіями і характеризуються порівняно невеликим часом затухання на рівні (0,6 – 1.0 мкс) [1.45,1.46].

На рис.1.22, 1.23 приведені характерні осцилограми випромінювання плазми на переходах радикалів окислу Азоту і однозарядного іона Азоту. При тиску Повітря 50 кПа випромінювання смуги радикалу окисду Азоту з'являлось з затримкою в часі на рівні ≈ 50 нс в порівнянні з початком імпульсу струму, оскільки необхідний деякий проміжок часу на утворення збуджених радикалів NO в плазмі. Імпульс випромінювання на переході радикалу NO складався з двох максимумів і мав повну тривалість близько 120-130 нс. При більших часах, імовірно, що розряд переходив в контрагований стан і випромінювання радикалів NO не спостерігалось. При збільшенні тиску

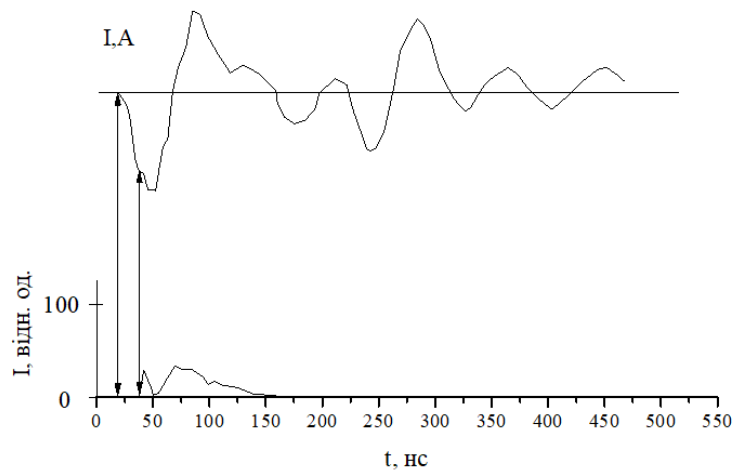
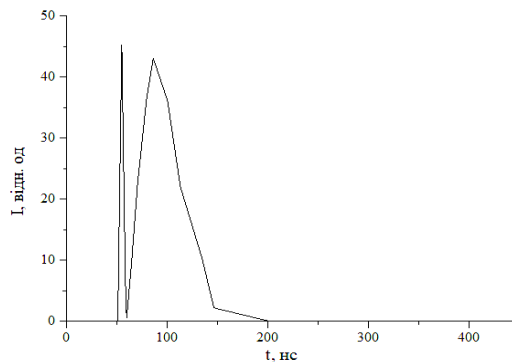
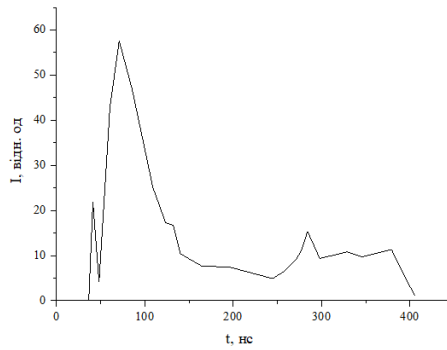


Рис.1.22 - Осцилограми струму і випромінювання спектральної лінії іона Азоту з $\lambda = 361$ нм (N II) для перенапруженого розряду в Повітрі при $p = 50$ кПа.



1



2

Рис.1.23 - Осцилограми випромінювання смуги з $\lambda = 333,5$ нм (NO) (1) і спектральної лінії однозарядного іона Азоту з $\lambda = 361$ нм (N II) (2) в перенапруженому наносекундному розряді в Повітрі ($p = 101$ кПа).

Повітря до 101 кПа амплітуда імпульсу і тривалість випромінювання на переході радикалу NO теж збільшувалась (рис.1.8). Але при цьому, тривалість першого максимуму випромінювання на переході радикалу NO зменшувалась і він ставав більш чітко вираженим. Найбільшу тривалість випромінювання було зафіксовано на переході однозарядного іона Азоту (≈ 350 нс), що характерно для рекомбінуючої плазми наносекундних розрядів в Повітрі при атмосферному тиску [1.47].

1.3. Характеристики високовольтного наносекундного розряду між електродами з Міді в Аргоні

В пункті приведено характеристики високовольтного наносекундного розряду між мідними електродами в Аргоні при тисках 6.7; 100 і 150 кПа. Досліджено просторові і електричні характеристики наносекундного розряду, при віддальх між електродами $d = 2$ і 7 мм. Проведено дослідження спектрів випромінювання розряду і осцилограм випромінювання найбільш інтенсивних спектральних ліній, що дозволило встановити основні збуджені продукти, які утворюються в плазмі.

Виконана оптимізація усередненого за часом УФ-випромінювання точкового випромінювача в залежності від напруги живлення високовольтного модулятора, частоти слідування розрядних імпульсів і величини міжелектродної віддалі.

Для розробки імпульсних джерел випромінювання значний інтерес представляє канална стадія іскрового розряду в інертних газах високого тиску, оскільки вона має високу інтенсивність випромінювання в далекому УФ-діапазоні довжин хвиль: 200-250 нм [1.40, 1.48]. Проте для вивчення теоретичних питань з фізики перенапружених наносекундних розрядів в інертних газах з ектонним механізмом [1.49] внесення парів матеріалу електродів, моделювання вихідних характеристик відповідних джерел випромінювання та оптимізації їх режимів роботи важливо знати параметри плазми каналної стадії іскрового розряду. Ранні дослідження фізики і техніки газового розряду високого тиску, які підсумовані в огляді [1.50], показали, що середня густина газу в плазмовому каналі іскрового розряду на його пізніх стадіях складала $\approx 5 \cdot 10^{-6}$ г/см³, а це відповідало концентрації плазмового середовища на рівні $\approx 10^{17}$ см⁻³. Середня температура плазми в каналі досягала $40 \cdot 10^4$ К. Оскільки сталість температури в каналі іскрового розряду зберігалась в широких межах зміни швидкості внесення енергії в плазму, то був зроблений висновок, що насичення енергії і потужності випромінювання каналу іскрового розряду на його пізній стадії розвитку визначається температурою плазми в іскрі.

Для високовольтного наносекундного розряду в газах атмосферного тиску в коротких розрядних проміжках формування ектонів з робочих поверхонь електродів супроводжується викидом парів матеріалу електродів в міжелектродний простір, що дозволяє при застосуванні електродів з перехідних металів (Cu, Zn, Fe, Al) [1.38,1.51] проводити синтез тонких наноструктурованих плівок для застосувань в різних нанотехнологіях [1.52,1.53].

Проблеми точного встановлення якісного і кількісного складу різних проб методом емісійної спектроскопії та синтезу тонких наноструктурованих металевих плівок високої чистоти тісно пов'язана з задачею одержання чистої плазми в газорозрядних джерелах з відкритим циклом роботи. Так, авторами [1.54] було запропоновано застосування в дуговому розряді Ксенон замість Аргону. Оскільки в плазмотроні використовувались електроди з Міді і водяним охолодженням, то в спектрах випромінювання плазми реєструвались лінії атома Міді в інтервалах довжин хвиль 210-231; 224,7-327.3 нм і група ліній 510.5; 515.3; 521.8 нм. Концентрація парів Міді в плазмі на основі Ксенону значно збільшувалась, порівняно з використанням Аргону в якості буферного газу, що призводило до збільшення інтенсивності випромінювання спектральних ліній атома Міді. Ерозія центрального електрода з Міді

збільшувалась в плазмі на основі Ксенону і досягала $6 \cdot 10^{-11}$ кг/Кл, а для плазми Аргону вона не переважала $1.8 \cdot 10^{-11}$ кг/Кл. Збільшення ерозії в плазмі Ксенону при однакових струмах розряду зумовлено переважанням атомної маси Ксенону над масою аргону більш ніж в три рази при основному механізмі інжекції електронів в плазму за рахунок іонного бомбардування катода.

Результати експериментальних досліджень випромінювальних і спектральних характеристик іскрового каналу в Аргоні атмосферного тиску між електродами з Алюмінію як в магнітному полі, так і без нього приведено в [1.55, 1.56].

В [1.57] представлено результати ретельних досліджень впливу поздовжнього магнітного поля на основні характеристики іскрового розряду в Аргоні атмосферного тиску з домішками парів Алюмінію, які вносились в плазму при формуванні електронів на поверхні електродів. Показано, що магнітне поле зміщує максимум спектральної густини випромінювання в УФ-діапазон спектру, знижує швидкість розширення каналу іскри і втрати на поперечне випромінювання, збільшує питому електричну потужність в іскрі, провідність і температуру плазми на дуговій стадії розряду. Це створюються передумови для одержання «гарячої» плазми і розробок на її основі нових газорозрядних джерел УФ- і рентгенівського випромінювання.

В [1.58] наводиться метод синтезу ультра дисперсних частинок з одночасним їх нанесенням на підкладку. Для плавлення і диспергування металу використано імпульсний дуговий розряд, який переміщувався по поверхні електродів з немагнітної сталі у власному магнітному полі і який запалювався при атмосферних тисках Повітря або Інертних газів. На катоді досягалась густина імпульсної електричної потужності на рівні $10^8 - 10^{10}$ Вт/см². Цим методом синтезовано ультрадисперсні частинки діаметром в одиниці нанометрів на поверхнях полімерних мембран Водневих елементів. При цьому, оптимізація вихідних характеристик такого розряду і їх зв'язок з кількістю і характеристиками синтезованих часток не проводилась, а фізичні параметри плазми залишились не встановленими.

Результати моделювання параметрів плазми наносекундного розряду в Аргоні атмосферного тиску приведені в [1.59]. На основі двовірної вісесиметричної дифузно-дрейфової моделі проведено розрахунки впливу початкових умов на особливості формування і розвитку катод направленої хвилі іонізації між двома плоскими електродами. Експерименти проводились при попередній УФ-передіонізації розрядного проміжку величиною 1 см між електродами з нержавіючої Сталі. Розрахунки

показали, що формування розряду починається з катод направленої хвилі, яка рухається з швидкістю $\approx 2.5 \cdot 10^7$ см/с, а концентрація електронів в плазмі після досягнення часу $t = 40$ нс, за виключенням катодного шару, міститься в діапазоні $10^{13} - 10^{14}$ см⁻³ при напруженості електричного поля $\approx 10^5$ В/см. Проте в цій роботі відсутні відомості про можливість синтезу наночасток з матеріалу електродів, а режим запалювання розряду був неоптимальним для інтенсивного утворення ектонів і внесенню в плазму парів Заліза.

Процес синтезу наноструктур, які одержуються з використанням перенапруженого розряду в газах між електродами з Міді завжди супроводжується інтенсивним опроміненням підкладки плазмою наносекундного розряду в спектральному інтервалі 200-300 нм [1.5], що важливо для покращення їх електричних характеристик. Так, в [1.60] вказувалось, що асистування процесу росту прозорих провідних шарів на основі наноструктур оксиду цинку УФ-випромінюванням Ртутної УФ-лампи сприяє покращенню їх електричних характеристик за рахунок створення додаткових донорних центрів і зменшенню розсіювання носіїв заряду на міжзеренних границях нановіскерів. При синтезі тонких металевих плівок з продуктів розпорошення електродів з Міді в перенапруженому наносекундному розряді відпадає необхідність застосування зовнішнього джерела УФ-випромінювання, оскільки сама досліджувана плазма є джерелом випромінювання в спектральному діапазоні $\Delta\lambda = 200-250$ нм.

Дрібнодисперсні порошки і тонкі плівки Міді на даний час знаходять застосування в змащувальних композиціях, які застосовувались в різних вузлах тертя [1.61]. Мідні порошки різних розмірів використовувались як наповнювачі до поліетилену, що сприяло збільшенню напруги його руйнування і модуля пружності на згин [1.62]. Ультра дисперсні Мідні порошки знаходять застосування в мікробіології і медицині [1.63]. Тому важливо і надалі розробляти нові фізичні методи синтезу тонких плівок Міді, а також одержання ультра дисперсних часток Міді.

Результати дослідження умов синтезу тонких плівок на основі наноструктур Міді з продуктів деструкції Мідних електродів з використанням високовольтного наносекундного розряду, в відомій нам літературі, практично відсутні, тому актуальною залишається задача дослідження умов синтезу і основних характеристик таких металевих плівок в Інертних газах, яке можливе без застосування коштовного лазерного чи високо вакуумного обладнання.

Умови експерименту. Дослідження характеристик перенапруженого наносекундного розряду проводилось на розрядному модулі, описаному в п.1.2. в аргоні при тисках 6,7; 100 і 150 кПа при віддалі між електродами $d = 2$ і 7 мм. Між кінчиками електродів з Міді запалювався однорідний розряд тривалістю близько 100-200 нс з амплітудою імпульсів струму 50-200 А і об'ємом плазми 10-500 мм³. Розрядний проміжок був перенапружений, що створювало сприятливі умови для формування пучка втікаючих електронів високої енергії і супутнього рентгенівського випромінювання [1.64].

Просторові і електричні характеристики. На рис.1.24; 1.25 приведені усереднені за часом світлини високовольтного наносекундного розряду при різних тисках Аргону і різній між електродній віддалі, які були одержані з часовою експозицією фотокамери ≈ 1 с.

При середньому тиску Аргону і $d=2$ мм, розряд мав вигляд яскравої центральної частини діаметром близько 2 мм, рівним міжелектродній віддалі і ряду більш слабких струменів плазми, які відходили від центральної частини. При збільшенні віддалі між електродами до 7 мм, найбільш яскрава частина розрядної плазми концентрувалась біля вістря

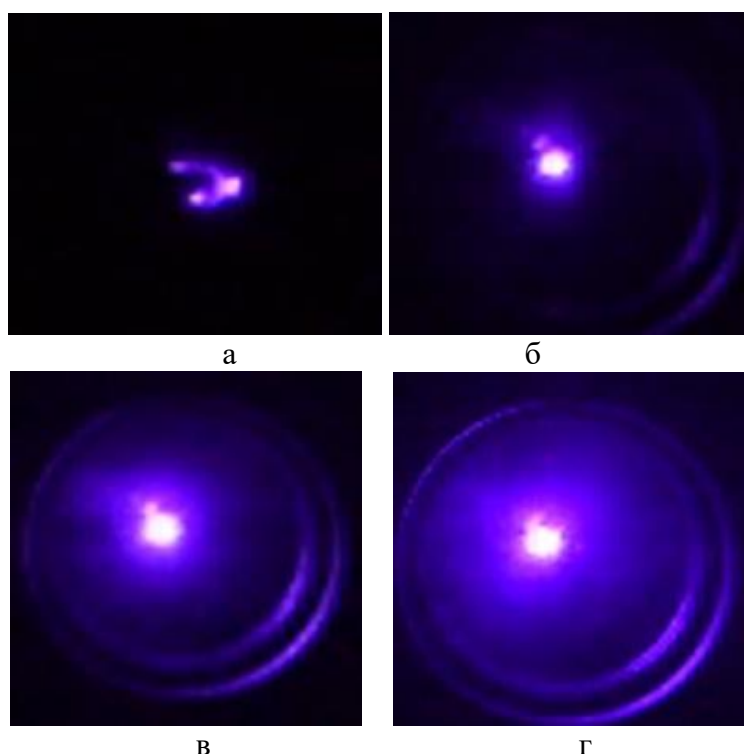


Рис.1.24 - Світлини високовольтного наносекундного розряду між електродами з Міді в Аргоні при різних тисках: $p(\text{Ar})=6.7$ (а); 50,5 (б); 100 (в) і 150 кПа (г) для $d=2$ мм.

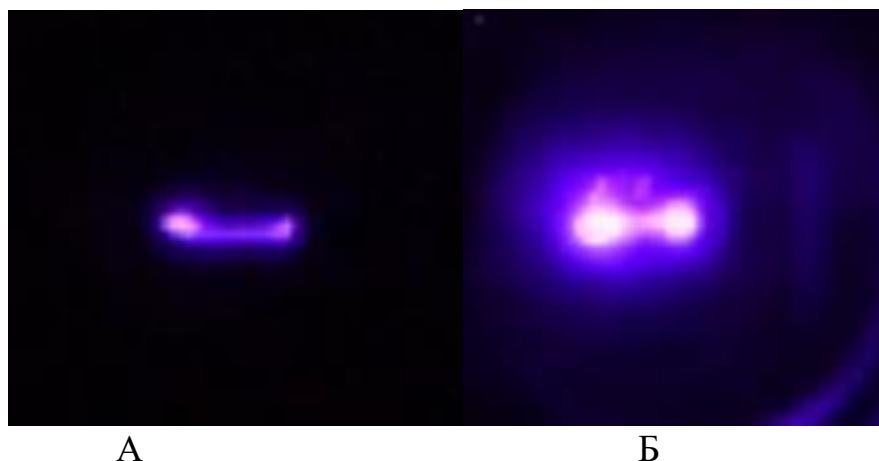


Рис.1.25 - Світлини перенапруженого наносекундного розряду між електродами з Міді в аргоні при $p(\text{Ar})= 6,7$ (А) і 100 (Б) кПа при $d=7$ мм.

кожної з голок, які перемикались тонким менш яскравим плазмовим каналом. При збільшенні тиску Аргону до $100-150$ кПа діаметр яскравої центральної частини збільшувався в $2-3$ рази і збільшувався, відповідно, діаметр ореолу, який її охоплював.

На рис.1.26 і 1.27 приведені осцилограми напруги, струму і імпульсна потужність для перенапруженого наносекундного розряду між електродами з Міді при різних віддаль між електродами ($p(\text{Ar}) = 6,7$ кПа).

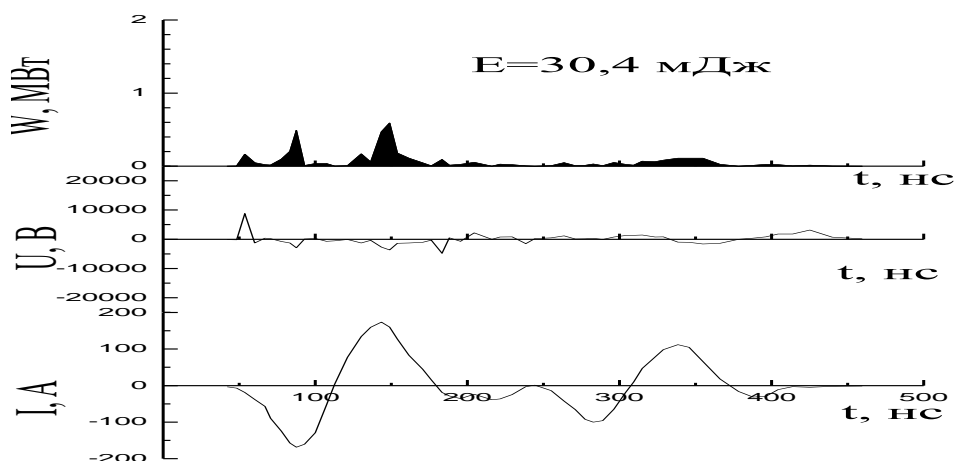


Рис.1.26 - Часові залежності імпульсної електричної потужності розряду, напруги між електродами з Міді і струму наносекундного розряду при міжелектродній віддалі $d=2$ мм і $p(\text{Ar}) = 6,7$ кПа.

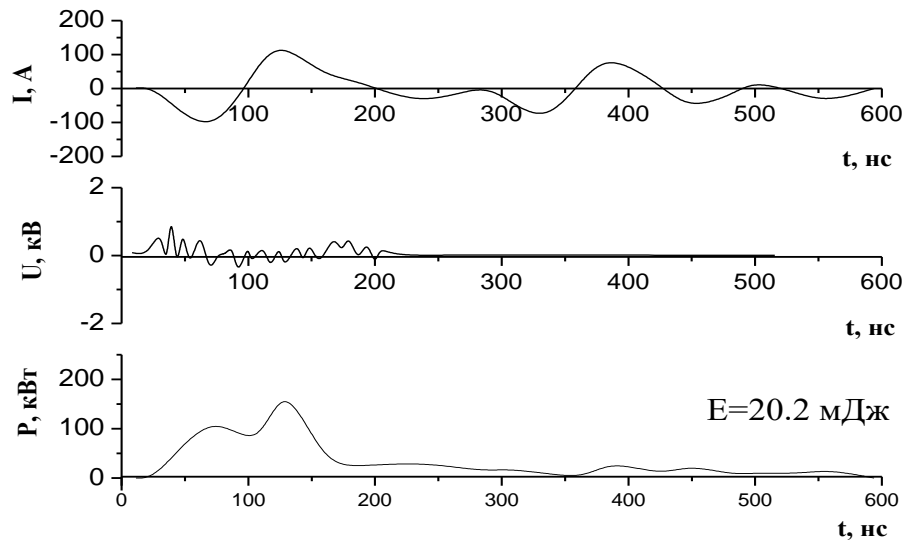


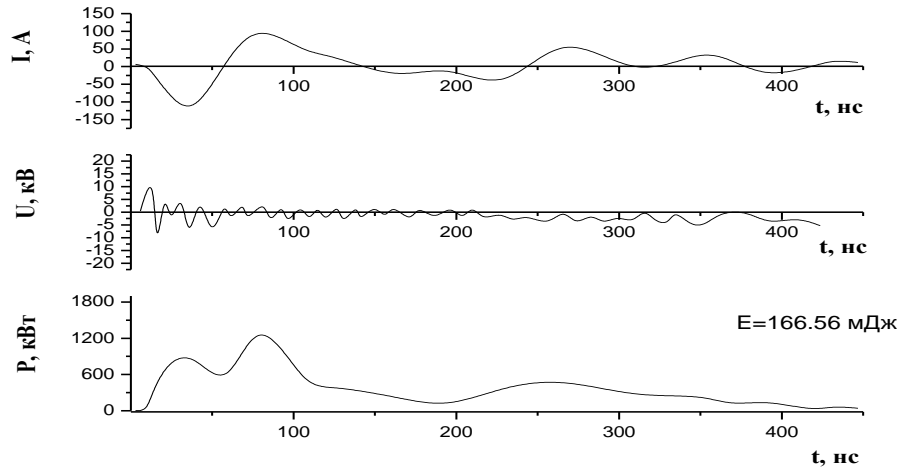
Рис.1.27 - Часові залежності імпульсної електричної потужності розряду, напруги між електродами з Міді і струму наносекундного розряду при міжелектродній віддалі $d=7$ мм і $p(\text{Ar}) = 6,7$ кПа.

Осцилограми напруги і струму були в формі затухаючих в часі осциляцій тривалістю близько 7-10 нс, що зумовлено неузгодженістю вихідного опору високовольтного модулятора з опором навантаження. Повна тривалість осциляцій напруги на проміжку та розрядного струму досягала 450 нс при тривалості окремих осциляцій напруги 7-10 нс, а осциляції струму мали тривалість ≈ 70 нс. Короткотривалі осциляції найкраще проявлялись на осцилограмах напруги. На осцилограмах струму вони згладжені (тому що були частково проінтегровані за часом) внаслідок великої сталої часу поясу Роговського, який використовувався в цих дослідженнях.

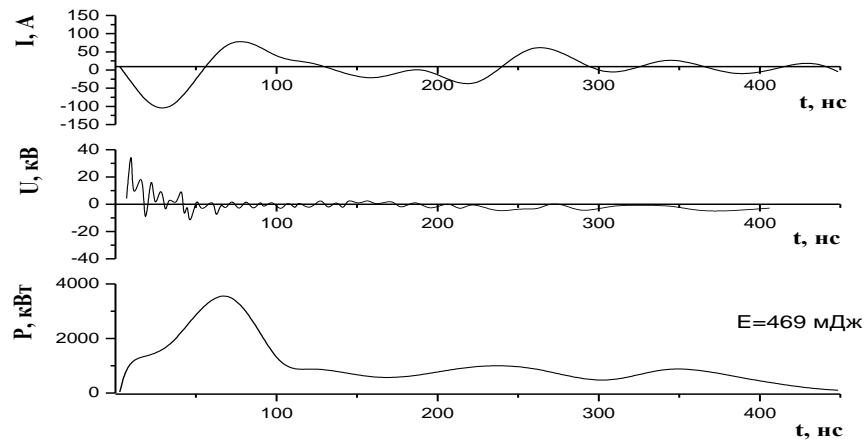
Для розряду в Аргоні при $d=2$ мм амплітуда найбільшого спаду напруги на електродах досягала в початковій стадії розряду і складала $\approx + 8$ кВ, струму ± 160 А, а імпульсної потужності $-0,6$ МВт, що забезпечувало енергетичний внесок за один розрядний імпульс в плазму на рівні 30,4 мДж (Рис.1.26), а при збільшенні міжелектродної віддалі до 7 мм спад напруги на електродах і величина струму зменшувались, відповідно, до $+ 0,8$ кВ і ± 100 А. Імпульсна потужність при $d=7$ мм зменшувалась до 0,15 МВт, що забезпечувало енергетичний внесок за один розрядний імпульс в плазму на рівні 20,2 мДж,

На рис.1.28 приведені осцилограми напруги, струму і імпульсна потужність для високовольтного наносекундного розряду між електродами з Міді в Аргоні при тисках 100 і 150 кПа.

Осцилограми напруги і струму були в формі затухаючих в часі осциляцій, що зумовлено неузгодженістю вихідного опору високовольтного модулятора з опором навантаження. Повна тривалість осциляцій напруги на проміжку та розрядного струму досягала 450 нс при тривалості окремих осциляцій напруги 7-10 нс, а осциляції струму мали тривалість ≈ 70 нс. Короткотривалі осциляції найкраще проявлялись на осцилограмах напруги. На осцилограмах струму вони були частково



А



Б

Рис.1.28 - Часові залежності імпульсної електричної потужності розряду, напруги між електродами з міді і струму наносекундного розряду при між електродній віддалі $d=2$ мм і $p(\text{Ar}) = 100$ (А) і 150 (Б) кПа.

проінтегровані за часом внаслідок великої сталої часу поясу Роговського.

Для розряду в Аргоні атмосферного тиску при $d=2$ мм амплітуда найбільшого спаду напруги на електродах досягала в початковій стадії розряду і складала $\approx \pm 7 - 8$ кВ, струму ± 100 А, а імпульсної потужності - 1,2 МВт, що забезпечувало енергетичний внесок за один розрядний імпульс в плазму близько ≈ 167 мДж (Рис.1.28.А).

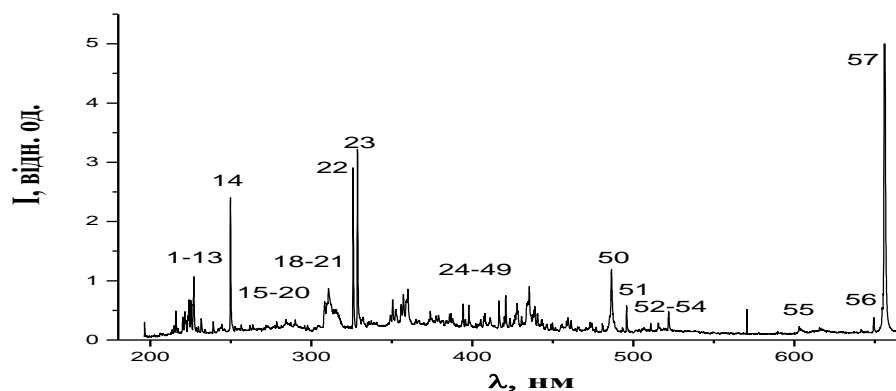
При збільшенні тиску Аргону до 150 кПа (Рис.1.28.Б) перепад напруг різної полярності в початковій фазі розряду при $\tau = 10-30$ нс досягав 40 кВ, а струму $\pm 80-100$ А. Максимальна величина електричної імпульсної потужності досягала 3.8 МВт при $t = 70-80$ нс. Основний енергетичний внесок в плазму здійснювався на протязі перших 100 нс з моменту запалювання розряду. Енергія одного розрядного імпульсу досягала ≈ 470 мДж (Рис.1.28.Б).

Об'єм розряду залежав від частоти слідування імпульсів напруги. Режим «точкового розряду» досягався лише при частотах повторення імпульсів напруги в діапазоні $f = 40-150$ Гц. При збільшенні частоти від 40 до 150 Гц об'єм плазми газорозрядного випромінювача зростав від 10 до 130 мм³.

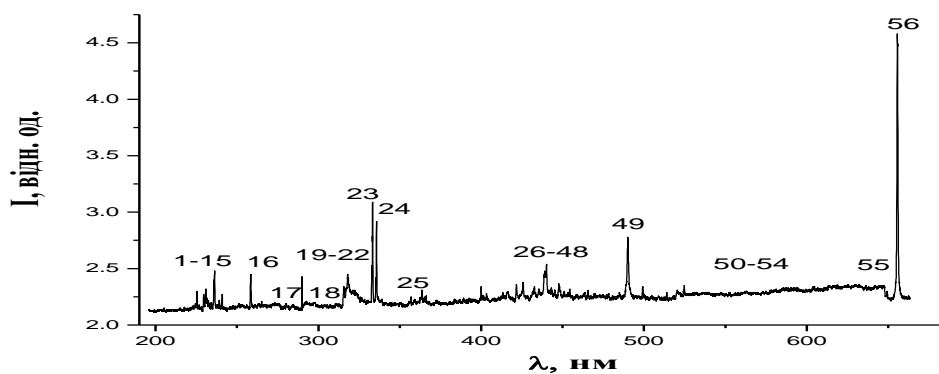
Оптичні характеристики. На рис.1.29 і 1.30 приведені спектри випромінювання високовольтного наносекундного розряду між електродами з Міді, який запалювався при $p(\text{Ar}) = 6,7$ і 100 кПа і віддалях між електродами 2 і 7 мм. Результати ідентифікації спектрів зведені в таблицях 1.3 і 1.4. При ідентифікації спектральних ліній в спектрах використовувались довідники [1.65;1.66].

Спектри випромінювання розряду при середньому тиску Аргону ($p = 6,7$ кПа) і різній віддалі між електродами мали близький вигляд, включали одні і ті лінії та смуги, а відрізнялися вони між собою переважно інтенсивністю спектральних ліній і смуг, які приведені в таблиці 1.3.

В спектрах випромінювання розряду (рис.1.29) на суміші Аргону з парами Міді в УФ-діапазоні довжин хвиль 214-306 нм (лінії 1-17; табл.1.3) спостерігалось випромінювання на переходах атома і однозарядного іона Міді. Найбільш інтенсивною іонною спектральною лінією була лінія $\lambda = 224,70$ нм Cu II, а з атомарних найінтенсивнішою була лінія з $\lambda = 226,20$ нм Cu I. Найвищою енергією верхнього рівня для ліній Cu II була $E_{\text{верх}} = 14,70$ еВ, а для атомарних ліній максимальна енергія верхнього рівня складала $E_{\text{верх}} = 7,18$ еВ. Найінтенсивнішими в УФ- частині спектру були резонансні спектральні лінії з $\lambda = 324,75$ і $327,39$ нм Cu I, у яких нижнім енергетичним рівнем є основний рівень. В УФ спектрі також спостерігались смуги другої додатної системи



А.



Б.

Рис.1.29 - Спектр випромінювання перенапруженого наносекундного розряду між мідними електродами при між електродних віддалях $d=2$ мм (А) і 7 мм (Б) ($p(\text{Ar}) = 6,7$ кПа).

Таблиця 1.3 - Результати ідентифікації спектрів випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду між мідними електродами ($p(\text{Ar}) = 6,7$ кПа; $d = 2; 7$ мм).

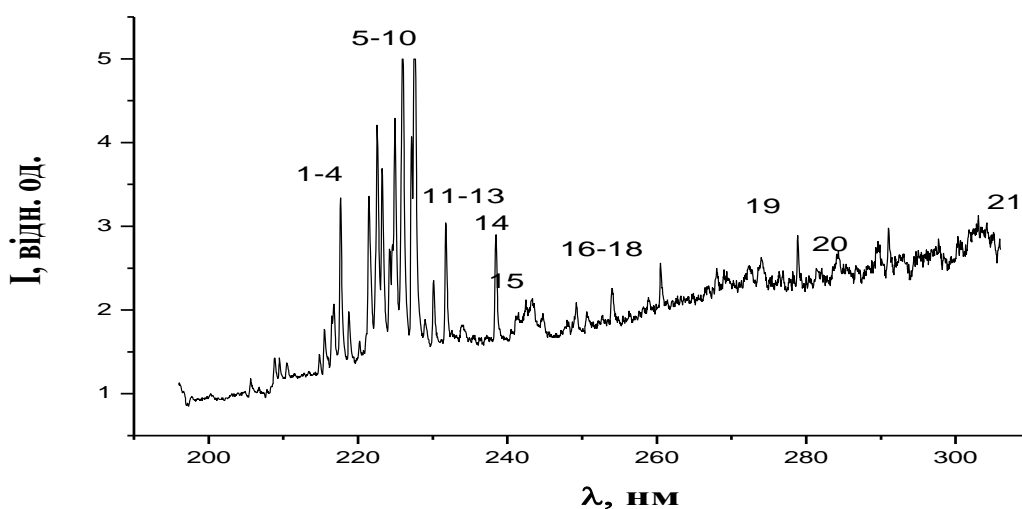
№	λ табл., нм	$I_{\text{експ}}$ відн.од., $d = 2$ мм	$I_{\text{експ}}$ відн.од., $d = 7$ мм	Об'єкт	$E_{\text{нижн.}}$, еВ	$E_{\text{верх.}}$, еВ	Терм _{нижн}	Терм _{верх}
1	214.89	0.23	4.28	Cu II	1.39	7.18	$4s^2 \ ^2D$	$5f \ ^2F^o$
2	216.50	0.48	4.28	Cu I	0.00	5.72	$4s \ ^2S$	$4p' \ ^2D^o$
3	217.49	0.19	4.32	Cu II	8.92	14.61	$4p \ ^1F^o$	$4d \ ^1G$
4	220.05	0.38	4.30	Cu II	9.06	14.70	$4p \ ^3D^o$	$4d \ ^3F$
5	221.45	0.47	4.30	Cu I	1.39	6.98	$4s^2 \ ^2D$	$4p'' \ ^2P^o$
6	223.84	0.68	4.34	Cu I	1.64	7.18	$4s^2 \ ^2D$	$5f \ ^2F^o$
7	224.70	0.67	4.38	Cu II	2.72	8.23	$4s \ ^3D$	$4p \ ^3P^o$
8	226.30	1.06	4.60	Cu I	1.64	7.12	$4s^2 \ ^2D$	$7p \ ^2P^o$
9	229.43	0.23	4.54	Cu II	2.83	8.23	$4s \ ^3D$	$4p \ ^3P^o$
10	230.31	0.35	4.64	Cu I	1.64	7.02	$4s^2 \ ^2D$	$4p'' \ ^2D^o$

11	236.98	0.17	4.94	Cu II	3.26	8.49	4s ¹ D	4p ³ F ^o
12	239.26	0.30	4.44	Cu I	1.64	6.82	4s ² ² D	6p ² P ^o
13	244.16	0.26	4.30	Cu I	0.00	5.08	4s ² S	4p' ⁴ P ^o
14	249.21	2.41	4.34	Cu I	0.00	4.97	4s ² S	4p' ⁴ P ^o
15	261.83	0.24	4.90	Cu I	1.39	6.12	4s ² ² D	5p ² P ^o
16	282.43	0.34	4.34	Cu I	1.39	5.78	4s ² ² D	4p' ² D ^o
17	306.34	0.65	4.66	Cu I	1.64	5.68	4s ² ² D	4p' ² P ^o
18	310.40	0.87	4.64	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (4;3)			
19	311.67	0.50	4.88	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (3;2)			
20	313.60	0.54	4.72	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (2;1)			
21	315.93	0.51	4.64	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (1;0)			
22	324.75	1.42	6.18	Cu I	0	3.82	4s ² S	4p ² P ^o
23	327.39	1.43	5.84	Cu I	0	3.39	4s ² S	4p ² P ^o
24	354.89	0.57	5.84	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (3;2)			
25	357.69	0.76	4.50	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (0;1)			
26	360.65	0.85	4.62	Ar I	11.62	15.06	4s [1 1/2] ^o	6p [1/2]
27	373.78	0.48	4.44	Ar II	21.50	24.81	4p' ² D ^o	4d' ² F
28	377.05	0.41	4.40	Ar II	19.30	22.59	4p ⁴ P ^o	5s ⁴ P
29	378.63	0.42	4.40	Ar II	16.41	19.68	3d ⁴ D	4p ² D ^o
30	385.05	0.43	4.44	Ar II	16.75	19.97	4s ⁴ P	4p ⁴ S ₀
31	386.85	0.45	4.44	Ar II	19.97	23.17	4p ⁴ S ₀	4d ⁴ P
32	387.52	0.35	4.44	Ar II	16.44	19.64	3d ⁴ D	4p ⁴ D ^o
33	394.30	0.61	4.46	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (2;5)			
34	397.93	0.58	4.46	Ar II	19.97	23.08	4p ⁴ S ₀	4d ⁴ P
35	402.26	0.28	4.52	Cu I	3.79	6.87	4p ² P ^o	5d ² D
36	405.29	0.34	4.54	Ar II	20.74	23.80	4s'' ² S	4p'' ² P ^o
37	407.95	0.44	4.48	Ar II	18.45	21.49	4s' ² D	4p' ² D ^o
38	411.28	0.37	5.02	Ar II	16.75	19.76	4s ⁴ P	4p ² D ^o
39	415.85	0.66	4.60	Ar I	11.55	14.53	4s [1/2] ^o	5p [1 1/2]
40	420.06	0.75	4.72	Ar I	11.55	14.50	4s [1/2] ^o	5p [2 1/2]
41	425.93	0.41	4.76	Ar I	11.83	14.74	4s' [1/2] ^o	5p' [1/2]
42	427.81	0.62	4.66	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (0;1)			
43	433.35	0.81	4.54	Ar I	11.83	14.69	4s' [1/2] ^o	5p' [1 1/2]
44	435.50	0.90	4.64	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (4;9)			
45	441.67	0.44	5.08	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (3;8)			
46	442.39	0.33	4.64	Ar I	11.72	14.52	4s' [1/2] ^o	5p' [1 1/2]
47	459.60	0.38	5.04	Ar I	11.83	14.52	4s' [1/2] ^o	5p' [1 1/2]
48	460.95	0.33	4.58	Ar II	18.45	21.14	4s' ² D	4p' ² F ^o
49	470.23	0.20	5.06	Ar I	11.83	14.46	4s' [1/2] ^o	5p' [1 1/2]
50	487.62	1.21	5.54	Ar I	12.91	15.45	4p [1/2]	7d [1 1/2]
51	495.67	0.57	4.68	Ar I	13.08	15.58	4p [2 1/2]	9d [3 1/2]
52	511.82	0.28	4.52	Ar I	13.09	15.52	4p [2 1/2]	6d' [2 1/2] ^o
53	516.22	0.27	4.62	Ar I	12.91	15.31	4p [1/2]	6d [1/2]
54	521.82	0.46	4.70	Cu I	3.82	6.19	4p ² P ^o	4d ² D
55	570.02	0.52	5.06	Cu I	1.64	3.82	4s ² ² D	4p ² P ^o
56	653.81	0.37	4.06	Ar I	13.08	14.95	4p [2 1/2]	4d' [1/2] ^o
57	656,29+ 659.61	5	9.08	H _α Ar I +	13.08	14.95	4p [2 1/2]	4d' [1/2] ^o

молекули Азоту, оскільки в даних експериментах відкачування розрядної камери відбувалось лише до залишкового тиску Повітря ≈ 10 Па. В діапазоні довжин хвиль 360-659 нм спостерігалось випромінювання переважно на переходах Ar 1; Ar11, а також інтенсивна спектральна лінія

атома Водню ($\lambda = 656,29 \text{ Н}_\alpha$), поява якої зумовлена залишковим тиском Повітря в камері після її відкачування форвакуумною помпою. Інтенсивність всіх спектральних ліній і смуг випромінювання розряду, що запалювався при $d = 7 \text{ мм}$ була більшою близько на порядок від інтенсивності випромінювання розряду при $d = 2 \text{ мм}$, що зумовлено, переважно, більшим об'ємом плазми при більшій віддалі між електродами.

Особливістю цих спектрів випромінювання була наявність континууму, на фоні якого спостерігались всі спектральні лінії і смуги. Найбільш виражено континуум проявлявся при атмосферному тиску Аргону (Рис.1.30). Природа даного континууму в умовах нашого експерименту пов'язана з тепловим і рекомбінаційним випромінюванням плазми. Форма континууму з широким максимумом при 400-450 нм добре корелювалась з результатами, відомими з літератури. Так, в [1.55] для іскрового розряду в Аргоні атмосферного тиску між електродами з Алюмінію при $d=10 \text{ мм}$ в спектрі випромінювання було зареєстровано інтенсивний континуум в діапазоні довжин хвиль 350-460 нм з максимумом при $\lambda=420 \text{ нм}$. Неперервний спектр випромінювання плазми починав реєструватись після проміжку часу $\Delta t=40$ від початку розряду, коли інтенсивність спектральних іонних ліній Аргону починала різко зростати. Максимальна інтенсивність спектральних ліній Ar11 неперервного спектру досягались через проміжок часу $\Delta t=300-400 \text{ нс}$ від початку різкого зростання струму [11].



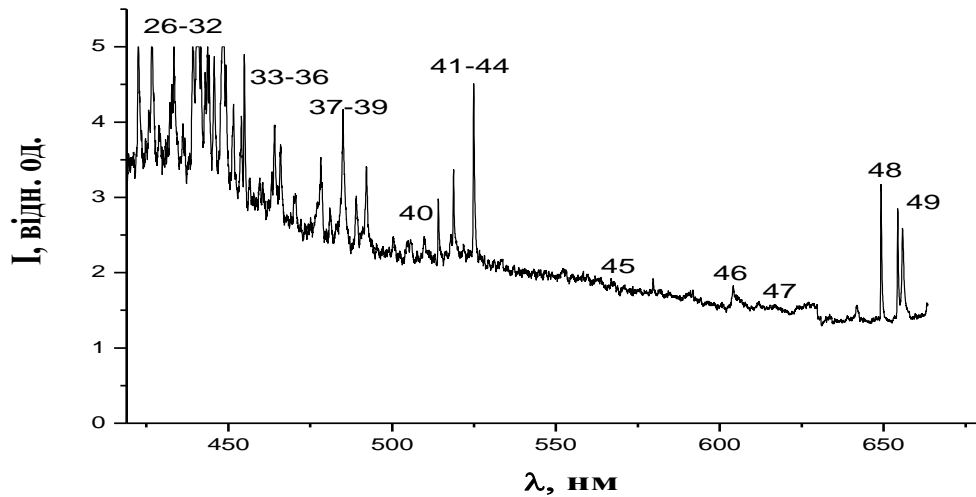
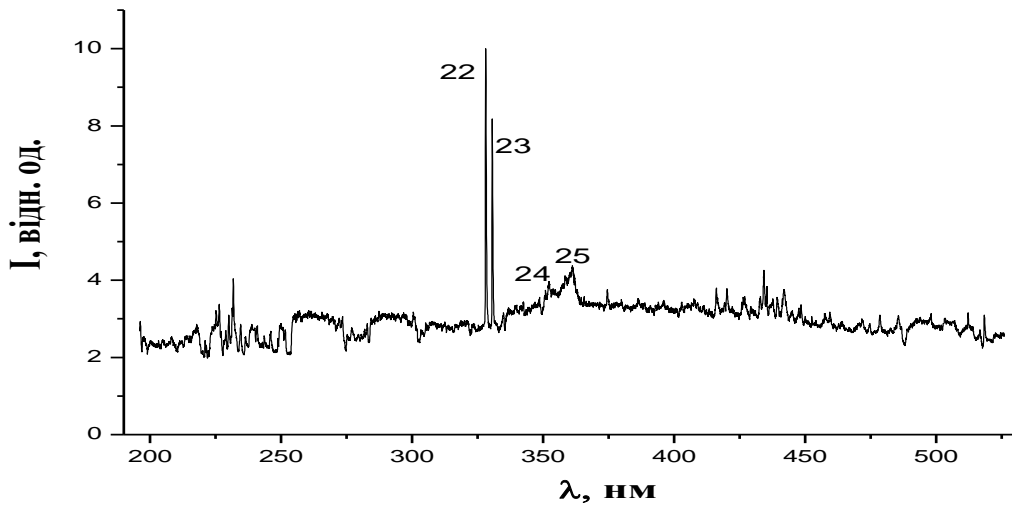


Рис.1.30 - Спектри випромінювання високовольтного наносекундного розряду в Аргоні між мідними електродами при $d=2$ мм і $p(\text{Ar}) = 100$ кПа.

Таблиця 1.4 - Результати розшифровки спектрів випромінювання плазми високовольтного наносекундного розряду між мідними електродами при $p(\text{Ar}) = 100$ кПа і $d = 2$ мм.

№	λ табл, нм	I експ відн.од.	Об'єкт	Енижн., еВ	Еверх., еВ	Термнижн	Термверх
1	214.89	1.78	Cu II	1.39	7.18	$4s^2\ ^2D$	$5f\ ^2F^o$
2	216.50	2.07	Cu I	0.00	5.72	$4s\ ^2S$	$4p'\ ^2D^o$
3	217.49	3.34	Cu II	8.92	14.61	$4p\ ^1F^o$	$4d\ ^1G$
4	220.05	1.63	Cu II	9.06	14.70	$4p\ ^3D^o$	$4d\ ^3F$
5	221.02	3.34	Cu II	3.26	8.86	$4s\ ^1D$	$4p\ ^3D^o$
6	221.45	4.21	Cu I	1.39	6.98	$4s^2\ ^2D$	$4p''\ ^2P^o$
7	223.84	3.69	Cu I	1.64	7.18	$4s^2\ ^2D$	$5f\ ^2F^o$
8	224.70	4.30	Cu II	2.72	8.23	$4s\ ^3D$	$4p\ ^3P^o$

9	226.30	5.00	Cu I	1.64	7.12	4s ² 2D	7p ² P ^o
10	227.62	5.05	Cu II	2.98	8.42	4s ³ D	4p ³ P ^o
11	229.43	1.89	Cu II	2.83	8.23	4s ³ D	4p ³ P ^o
12	230.31	2.34	Cu I	1.64	7.02	4s ² 2D	4p'' ² D ^o
13	236.98	1.82	Cu II	3.26	8.49	4s ¹ D	4p ³ F ^o
14	239.26	2.86	Cu I	1.64	6.82	4s ² 2D	6p ² P ^o
15	244.16	2.12	Cu I	0.00	5.08	4s ² S	4p' ⁴ P ^o
16	249.21	2.08	Cu I	0.00	4.97	4s ² S	4p' ⁴ P ^o
17	254.48	2.25	Cu II	8.52	13.39	4p ³ F ^o	5s ³ D
18	261.83	2.55	Cu I	1.39	6.12	4s ² 2D	5p ² P ^o
19	279.17	2.86	Cu II	14.33	18.77	4d ³ G	6f ³ H ^o
20	282.43	2.5	Cu I	1.39	5.78	4s ² 2D	4p' ² D ^o
21	306.34	3.13	Cu I	1.64	5.68	4s ² 2D	4p' ² P ^o
22	324.75	9.98	Cu I	0	3.82	4s ² S	4p ² P ^o
23	327.39	8.19	Cu I	0	3.39	4s ² S	4p ² P ^o
24	354.89	4.10	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (3;2)			
25	357.69	4.37	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (0;1)			
26	420.06	5.04	Ar I	11.55	14.50	4s [1/2] ^o	5p [2 1/2]
27	425.93	4.99	Ar I	11.83	14.74	4s' [1/2] ^o	5p' [1/2]
28	430.01	3.95	Ar I	11.62	14.51	4s [1 1/2] ^o	5p [1 1/2]
29	433.35	5	Ar I	11.83	14.69	4s' [1/2] ^o	5p' [1 1/2]
30	436.37	3.97	Ar I	11.62	14.46	4s [1 1/2] ^o	5p [1/2]
31	442.39	5.13	Ar I	11.72	14.52	4s' [1/2] ^o	5p' [1 1/2]
32	451.07	4.25	Ar I	11.83	14.58	4s' [1/2] ^o	5p [1/2]
33	459.60	3.25	Ar I	11.83	14.52	4s' [1/2] ^o	5p' [1 1/2]
34	460.95	3.32	Ar II	18.45	21.14	4s' ² D	4p' ² F ^o
35	462.84	3.96	Ar I	11.83	14.51	4s' [1/2] ^o	5p [2 1/2]
36	470.23	3.03	Ar I	11.83	14.46	4s' [1/2] ^o	5p' [1 1/2]
37	483.66	4.18	Ar I	12.91	15.47	4p [1/2]	9s [1 1/2]
38	487.62	3.01	Ar I	12.91	15.45	4p [1/2]	7d [1 1/2]
39	492.10	3.39	Ar I	13.09	15.61	4p [2 1/2]	10d [3 1/2]
40	511.82	2.47	Ar I	13.09	15.52	4p [2 1/2]	6d' [2 1/2] ^o
41	516.22	2.98	Ar I	12.91	15.31	4p [1/2]	6d [1/2]
42	518.77	3.36	Ar I	12.91	15.30	4p [1/2]	5d' [1 1/2] ^o
43	521.82	2.4	Cu I	3.82	6.19	4p ² P ^o	4d ² D
44	525.27	4.53	Ar I	13.09	15.45	4p [2 1/2]	7d [3 1/2]
45	570.02	1.96	Cu I	1.64	3.82	4s ² 2D	4p ² P ^o
46	601.36	1.92	Ar I	13.08	15.14	4p [2 1/2]	5d [1/2] ^o
47	617.01	1.84	Ar I	13.17	15.18	4p [1 1/2]	7s [1 1/2] ^o
48	653.81	3.17	Ar I	13.08	14.95	4p [2 1/2]	4d' [1/2] ^o
49	659.61	2.85	Ar I	13.08	14.95	4p [2 1/2]	4d' [1/2] ^o

На стадії повільного розширення іскрового каналу, починаючи з моменту часу – $t = 500$ нс, інтенсивність континууму зменшувалась, як і інтенсивність іонних спектральних ліній Аргону, а інтенсивність атомарних ліній 394.9; 308.2 нм ArI і ліній матеріалу електродів (281.6; 289.1 нм AlI) зростали [1.56].

В спектрах випромінювання плазми розряду (рис.1.30) на суміші Аргону з парами Міді в УФ-діапазоні довжин хвиль 214-330 нм (лінії 1-23; табл.1.4) спостерігалось випромінювання на переходах атома і однозарядного іона Міді. Найбільш інтенсивною іонною спектральною лінією була лінія з $\lambda = 227.62$ нм Cu11, а з атомарних - найінтенсивнішими були резонансні спектральні лінії атома Міді з $\lambda = 324.75$ і 327.39 нм Cu1, у яких нижнім енергетичним рівнем є основний рівень. Найвищою енергією верхнього рівня для ліній Cu 11 була $E_{\text{верх}} = 18,77$ еВ, а для атомарних ліній максимальна енергія верхнього рівня складала $E_{\text{верх}} = 7,18$ еВ. В УФ спектрі також спостерігались смуги другої додатної системи молекули Азоту, оскільки в даних експериментах відкачування розрядної камери відбувалось лише до залишкового тиску Повітря ≈ 10 Па. В діапазоні довжин хвиль 360-659 нм спостерігалось випромінювання переважно на переходах Ar 1; Ar11, а також інтенсивна спектральна лінія атома Водню ($\lambda = 656,29$ нм).

При відстані між електродами 2 мм і використанні біполярного генератора високовольтних наносекундних імпульсів відбувається формування однієї чи декількох (при сильному перенапруженні розрядного проміжку) катодних плям, які рухаються одна назустріч одній. В [1.5] приводились близькі результати дослідження оптичних характеристик катодної частини уніполярного високовольтного наносекундного розряду тривалістю 20 нс (струм в імпульсі 100-150 А; $f = 25$ Гц) в Повітрі атмосферного тиску. Проте використання уніполярного розряду і повітря замість аргону приводить до іншого розподілу інтенсивності випромінювання спектральних ліній Міді, на що вказує порівняння даних з таблиць 1.4 і 1.5.

Таблиця 1.5 - Інтенсивності випромінювання (I) спектральних ліній міді з катодної частини уніполярного наносекундного розряду в Повітрі атмосферного тиску [1.5].

№	λ , нм	I, відн. од.	$E_{\text{н}}$	$E_{\text{в}}$	Перехід
1	213.0	1.0	1.39	7.21	$4s^2D-4p^2F^{\circ}$
2	216.5	1.6	0.00	5.72	$4s^2S-4p^2D^{\circ}$
3	220.0	1.1	1.39	7.02	$4s^2D-4p^2D^{\circ}$
4	324.8	0,9	0.00	3.82	$4s^2S-4p^2p^{\circ}$
5	327.4	0,6	0.00	3.79	$4s^2S-4p^2p^{\circ}$
6	399,8	0,4	5,72	8,82	$4p^2D^{\circ}-4d^1p$
7	407.3	0.4	4.97	8.02	$4p^4p^{\circ}-5s^2D$

	407.5		5.78	8.82	$4p^4D^{\circ}-4D^2F$
8	435.4	0.3	5.07	7.74	$4p^4F^{\circ}-5S^4D$
9	465.1	0.3	5.24	8.09	$4p^4F^{\circ}-5S^2D$
10	510.6	0,2	1.39	3.82	$4s^2^2D-4p^2p^{\circ}$
11	515.3	0,2	3.79	6.19	$4p^2p^{\circ}-4d^2D$
12	521.8	0,3	3.82	6.19	$4p^2p^{\circ}-4d^2D$

Для високовольтного наносекундного розряду в Аргоні атмосферного тиску деякі оптичні і газодинамічні характеристики плазми катодної плями наводились в [1.55,1.56]. Проте в цих експериментах, проведених при між електродній віддалі $d = 10$ мм між електродами з Алюмінію, чітко фіксувалось випромінювання плазми катодної плями діаметром $\approx 0.2-0.3$ мм і, прив'язаного до неї, плазми дифузного розряду, який займав більшу частину розрядного проміжку. Формування катодних плям в перенапруженому наносекундному розряді пояснюється вибухо-емісійною моделлю, яка заснована на внесенні значної енергії на мікро вістрях поверхні катода з наступним їх нагріванням і вибухом. Катодна пляма формувалась одночасно з початком різкого зростання струму і спаду напруги на проміжку і на початкових стадіях формування була напівсферичною і мала швидкість розширення $\approx 2.5 \cdot 10^6$ см/с. Такій швидкості руху катодної плями відповідала кінетична енергія 50-100 еВ, при якій формується «ектон» з числом електронів $10^{11}-10^{12}$ і згусток парів металу. На початковій стадії розряду радіус катодної плями не переважав $\approx 10^{-6}$ м і з плином часу t від 5 до 50 нс він збільшувався від 0,5 до $4,3 \cdot 10^{-4}$ см [1.55]. Температура електронів прикатодної плазми Аргону атмосферного тиску, яка оцінювалась за відносними інтенсивностями випромінювання спектральних ліній Аргону, в початкові моменти її формування (на проміжку часу $\approx 30-40$ нс) досягала 5 еВ, а в наступні моменти часу ($\tau = 50-500$ нс) зменшувалась від 4,2 до 3,4 еВ [1.56]. Основна частина енергії розряду вноситься в катодну пляму на плазмовій фазі, тому в плазмовому згустку, що розлітається, енергія вноситься спочатку в електронну складову з наступною передачею цієї енергії від електронів до іонів. Тому, механізм утворення збуджених іонів Міді в плазмі може визначатися процесами їх збудження електронами з основного стану відповідного іона. Ефективні перерізи збудження іонів перехідних металів електронним ударом є великими і, наприклад, для іонів Цинку досягають $\sim 10^{-16}$ см² [1.67]. Дані про ефективні перерізи збудження іона Міді в основному енергетичному стані електронним ударом, в відомій нам літературі, відсутні, що може бути зумовлено складністю одержання стабільних

пучків іонів Міді, придатних для вимірювання відповідних ефективних перерізів.

Передумовою протікання таких процесів виступає висока концентрація електронів в плазмі перенапружених розрядів наносекундної тривалості з екстонним механізмом розпилення електродів, яка досягає 10^{17} см^{-3} [1.68]. Оцінки концентрації електронів в іскровому розряді в Аргоні атмосферного тиску, проведені в [1.56] за визначеною в експерименті напівшириною спектральної лінії Ar11: $\Delta\lambda = 0.42$ нм, показали, що вона складає $\approx 2.4 \cdot 10^{18}$ см^{-3} .

На рис.1.31 і 1.32 приведені осцилограми випромінювання на переходах найбільш інтенсивних спектральних (резонансних) ліній атома Міді і смуг другої додатної системи молекули Азоту при тисках Аргону 6,7 і 100 кПа.

При тиску Аргону 6,7 кПа (рис.1.31) максимум світіння на переході з $\lambda = 327.39$ нм Cu I спостерігався при $t \approx 60$ нс, а для лінії з $\lambda = 324.75$ нм Cu I – при $t \approx 80$ нс. Максимуми світіння для смуг молекули Азоту спостерігались при часі $t \approx 70$ нс. Для наносекундних розрядів в сумішах Аргону з малими домішками Азоту чи Повітря характерним є ефективний процес передачі енергії від метастабільних атомів Аргону молекулі Азоту [1.69]. Так, константа швидкості для передачі енергії від метастабільних атомів $\text{Ar}(^3\text{P}_2)$ молекулі Азоту з її збудженням – $\text{N}_2(\text{C})$ рівна $\approx 3,5 \cdot 10^{-11}$ $\text{см}^3/\text{с}$ [1.70]. Це може приводити до затримки в часі з висвічуванням смуг другої додатної системи молекули Азоту відносно імпульсного енергетичного внеску або імпульсу струму.

Основні (перші за часом від початку запалювання розряду) максимуми світіння на резонансних переходах атома Міді корелювались з першими двома максимумами імпульсної потужності електричного розряду ($t = 50$ і 80 нс). При середніх тисках Аргону більш імовірними механізмами заселення верхніх енергетичних рівнів для спектральних ліній з $\lambda = 324.75$ нм і 327.39 нм Cu I можуть бути процеси прямого і ступінчатого збудження електронним ударом. Для осцилограми лінії атома Міді з $\lambda = 324.75$ нм Cu I другий максимум інтенсивності світіння був практично відсутнім, а для лінії з $\lambda = 327.39$ нм Cu I він мав малу інтенсивність. Це може бути зумовлено сильним самопоглинанням випромінювання на пізніх стадіях просторово-однорідної стадії розряду, внаслідок того, що для цих ліній Міді нижній енергетичний рівень – основний (див. таблицю 1.4) і накопичення парів Міді в розрядному проміжку. Більш інтенсивними були другі максимуми для випромінювання на смугах молекули Азоту ($t = 230$; 270 нс), які спостерігались в

післясвітінні від основного максимуму імпульсної потужності ($t_{\text{ін}} = 150$ нс, Рис.1.32).

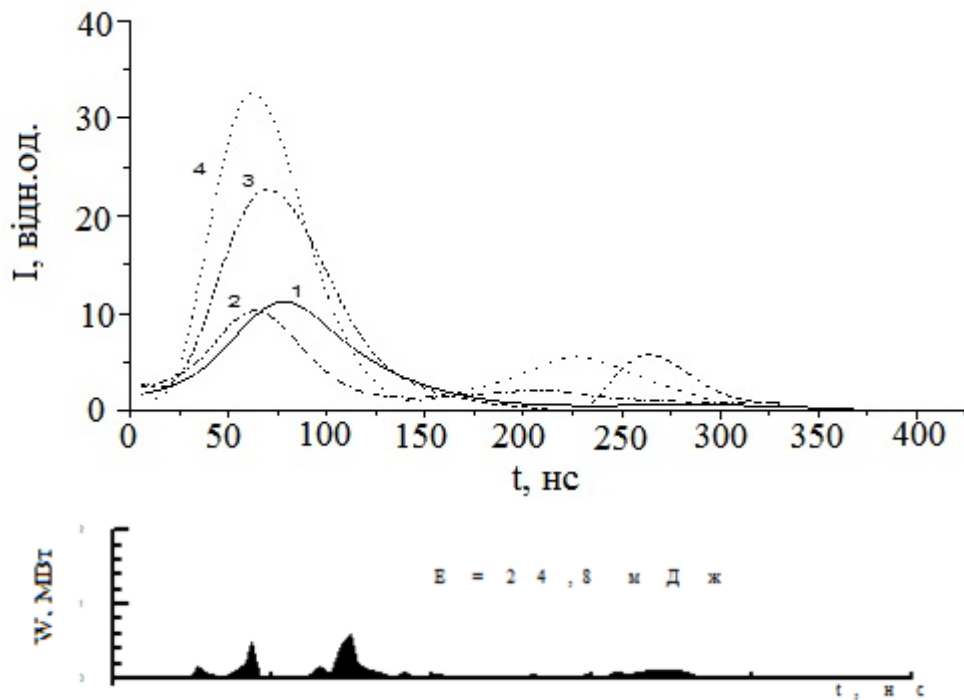
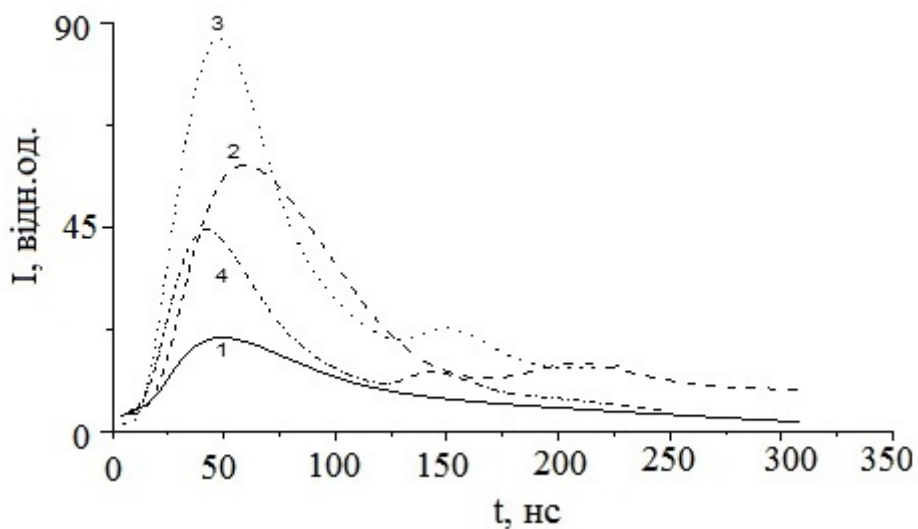


Рис.1.31 - Осцилограми світіння на переходах атома Міді і молекули Азоту в високовольтному наносекундному розряді при тиску Аргону 6,7 кПа,: 1-324.75 нм Cu I, 2-327.39 нм Cu I, 3-357.69 нм N₂, 4- 441.67 нм N₂ та осцилограма імпульсної потужності.



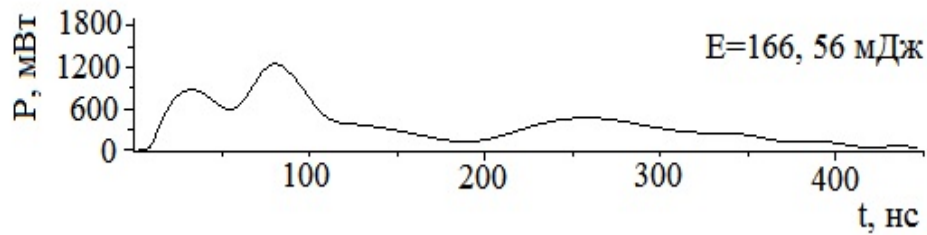


Рис.1.32 - Осцилограми світіння на переходах атома Міді і Аргону: 1- 249.1 нм Cu I, 2-306.34 нм Cu I, 3-470.23 Ar 1, 4 – 521.82 нм Cu I в розряді при тиску Аргону 101 кПа та осцилограма імпульсної потужності.

Випромінювання на переходах атома Міді знаходилось в післясвітінні першого максимуму імпульсної потужності, слабкі другі максимуми світіння фіксувались лише для спектральних ліній з $\lambda = 306.34; 521.82$ нм Cu I при $t = 150$ нс. Імовірно, що при атмосферному тиску Аргону тривалість дифузної стадії високовольтного наносекундного розряду не переважала 100 нс, а другі максимуми світіння ліній атома Міді проявляються вже на контрагованій стадії розряду. Така картина розвитку подібних розрядів була встановлена в [1.16] при швидкісному фотографування розряду з наносекундним часовим розділенням. Відсутність повторного максимуму на осцилограмі спектральної лінії 249.1 нм Cu I, якої нижнім є основний енергетичний рівень атома Міді, може бути зумовлена процесом самопоглинання випромінювання на каналній стадії розряду, коли концентрація парів Міді в плазмі збільшується.

Випромінювання на переході атома Аргону з $\lambda = 470.23$ Ar 1 нм, теж спостерігалось в післясвітінні першого максимуму імпульсної потужності розряду, що може визначатись рекомбінаційним механізмом заселення його верхнього енергетичного рівня.

На рис.1.33 і 1.34 наведено результати оптимізації середньої інтенсивності УФ-випромінювання розряду в залежності від частоти повторення імпульсів (рис.1.33) і від величини зарядної напруги на робочому конденсаторі високовольтного модулятора (рис.1.34).

Максимальна величина середньої потужності УФ – випромінювання в Аргоні при тиску Аргону 101 кПа для різних діапазонів УФ випромінювання складала: УФ-С (200-280 нм) - 67 мВт/м², УФ-В (280 - 315 нм) - 65 мВт/м² і УФ-А (315-400 нм) - 204 мВт/м² (при $U_{зар} = 20$ кВ, $f = 1$ кГц). При зменшенні тиску Аргону до 6,7 кПа максимальне значення середньої потужності УФ – випромінювання в спектральному діапазоні УФ-С (200-280 нм) стало рівним 4.4 Вт/м², в УФ-В (280 - 315 нм) діапазоні

- 4.4 мВт/м², а в УФ-А (315-400 нм) діапазоні - 11.7 мВт/м² (при $U_{\text{ЗАР}} = 20$ кВ, $f = 1$ кГц).

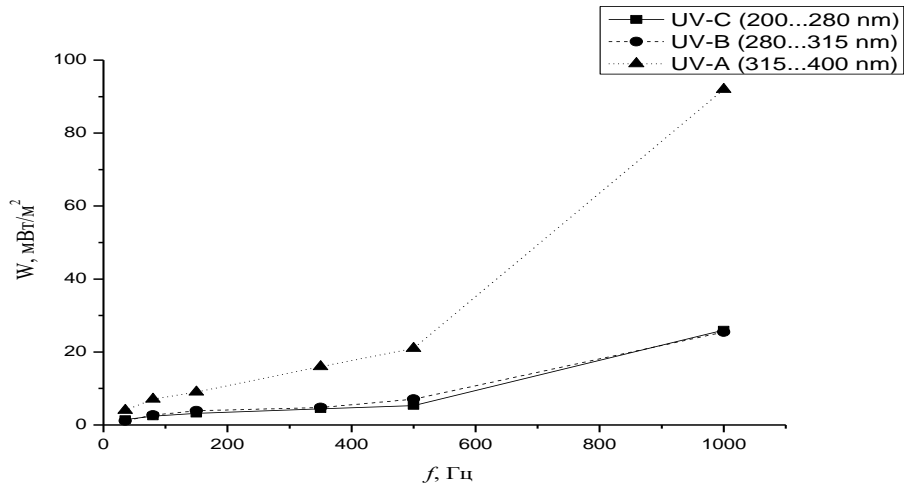


Рис.1.33 - Залежність інтенсивності УФ – випромінювання УФ-С, УФ-В, УФ-А – діапазонів високовольтного наносекундного розряду від частоти повторення імпульсів напруги при зарядній напрузі $U = 13$ кВ ($f = 80$ Гц, $p(\text{Ar}) = 100$ кПа, $d = 2$ мм).

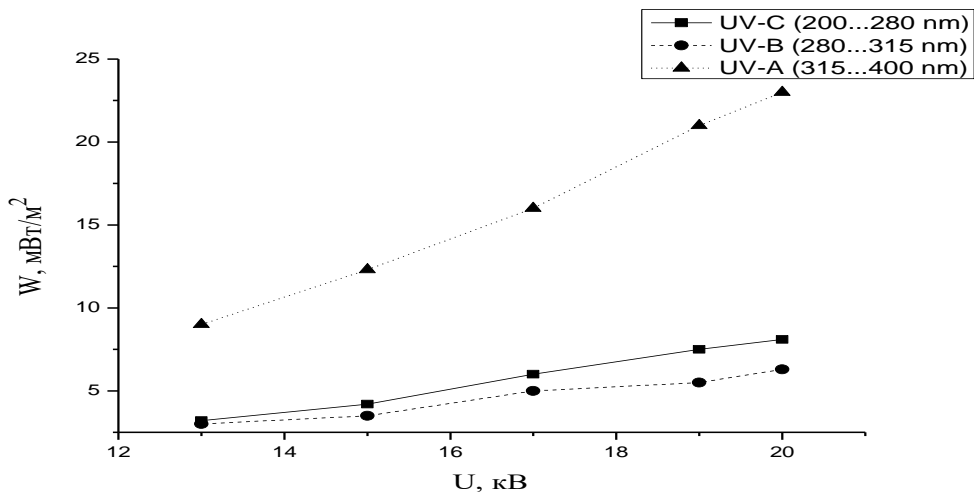


Рис.1.34 - Залежність інтенсивності УФ – випромінювання УФ-С, УФ-В, УФ-А – діапазонів високовольтного наносекундного розряду від величини зарядної напруги на робочому конденсаторі високовольтного модулятора ($f = 80$ Гц, $p(\text{Ar}) = 100$ кПа, $d = 2$ мм).

При збільшенні частоти слідування розрядних імпульсів від 40 до 1000 Гц найбільшим було зростання інтенсивності випромінювання розряду в

UV-A (315-400 нм) діапазоні, зокрема, в діапазоні частот $\Delta f = 350-1000$ Гц, вона збільшувалась від 8 до 95 мВт/м². В діапазонах UV-B UV-C ріст густини потужності випромінювання був меншим і спостерігався в діапазоні 3,0-25,0 мВт/м². Збільшення же інтенсивності УФ-випромінювання розряду в залежності від величини зарядної напруги на робочому конденсаторі високовольтного модулятора при фіксованій частоті повторень було менш ефективним і знаходилося в діапазоні 8,0-24 мВт/м². При цьому відносні співвідношення між інтенсивностями випромінювання в діапазонах УФ-С, УФ-В, УФ-А були такими ж як і для відповідних залежностей від частоти.

1.4. Експериментально визначені параметри плазми перенапруженого наносекундного розряду в Повітрі між мідними електродами

Наноструктуровані покриття з чистої Міді і її оксидів широко використовуються в промисловості, оптичних та інформаційних технологіях [1.51,1.72]. Для здешевлення одержання таких матеріалів все ширше застосовуються газорозрядні технології при атмосферному тиску Повітря, Азоту або Аргону. При цьому, відпадає необхідність у використанні вартісної вакуумної і лазерної техніки [1.73, 1.74].

Розглянемо визначення параметрів високовольтного наносекундного розряду з мідними електродами при різних тисках Повітря на основі вимірювань в нашому експерименті відносних інтенсивностей.

Методика розрахунків. Використовуючи наші інтенсивності випромінювання на переходах атомів і іонів (табл.1.8), враховуючи відносну спектральну чутливість експериментальної установки, а також дані про часи розпаду збуджених станів за різними радіаційними аналами [1.75] були розраховані відносні заселеності збуджених станів атомів та однозарядних іонів:

$$\frac{N_j}{g_j} = \sum_k \frac{\lambda_{jk} I_{jk}}{A_{jk} g_j}, \quad (1.2)$$

де λ - довжина хвилі випромінювання, A – імовірність переходу, I - інтенсивність спектральної лінії, g - статистична вага енергетичного рівня, індекси j, k - позначають верхні і нижні рівні випромінювального переходу.

Використовуючи заселеності збуджених станів будувався розподіл Больцмана у лінійному виді. Розподіл натурального логарифму для заселеності збуджених станів атомів і іонів за енергіями (E) дає можливість аналізувати особливості утворення збуджених станів, оцінити співвідношення концентрацій атомів та іонів, визначати температуру (T_e) та концентрацію (N_e) електронів у плазмі, зробити висновки відносно іонізаційної рівноваги. Так як в межах близько розміщених енергетичних станів можливі безвипромінювальні переходи, що приводить до перерозподілу заселеності між ними, для них необхідна додаткова статистична обробка [1.76]. Для визначення електронної температури найкращий результат одержано при статистичній обробці рівнів між якими енергетичний проміжок складав менше 0,2 еВ. Робоча формула для розрахунків:

$$T_e = \Delta E / \Delta \ln(N/g). \quad (1.3)$$

Апроксимація експериментальних точок лінійною залежністю проводилась за умови мінімуму суми відхилень. А для визначення концентрації електронів за допомогою рівняння Саха при статистичній обробці $dE < 0,5$ еВ, робоча формула [1.77]:

$$n_e = 2 \frac{I_2 A_1 g_1 \lambda_2}{I_1 A_2 g_2 \lambda_1} 6,0436 \cdot 10^{21} T_e^{3/2} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{T_e}\right), \quad (1.4)$$

де індекс 2 відноситься до іона, 1 - до атома. Підставляючи в (1.4) температуру електронів та енергію верхнього рівня в еВ одержимо електронну концентрацію в см^{-3} . Для визначення ступеня іонізації плазми і визначення температури іонізаційної рівноваги, використовувались значення заселеності основного стану атомів та іонів після побудови суміщеного розподілу заселеностей.

Параметри плазми. Для проведення розрахунків параметрів плазми при різних тисках Повітря було одержано спектри випромінювання в області довжин хвиль 200-650 нм. Ідентифікація спектрів показала наявність атомів та атомарних іонів Міді та Азоту. Запалювання розряду відбувається в Повітрі, наслідком чого є утворення іонізованих часток, які спричиняють розпорошення мідних електродів. Основною складовою Повітря є молекулярний Азот, а його дисоціація та іонізація відбувається перед розпорошенням і дає інформацію про руйнування електродів та енергетичні характеристики цього процесу. Саме тому ми основну увагу присвячено вивченню випромінювання Азоту та використанню цих даних для оцінки параметрів плазми розряду. Інтенсивності випромінювання атомів та атомарних іонів Азоту при тисках Повітря 0,3-2 атмосфери наведено в таблиці 1.8. В табл.1.8 зроблено наступні позначення: λ – довжина хвилі в нанометрах; E_v - енергія верхнього стану в еВ; J_v - головне квантове число; K_v – електронна конфігурація верхнього стану; I - інтенсивність випромінювання у відносних одиницях (враховано чутливість фотопомножувача за напругою, спектральну чутливість та зсув нуля внаслідок нагрівання при роботі), а нижній індекс означає тиск в атмосферах.

Після нормування інтенсивності було побудовано розподіл заселеності за енергіями. Аналіз проводився окремо для кожного елемента та ступені його іонізації використовуючи статистичну обробку даних для рівнів, енергетичний проміжок між якими менший від 0,2 еВ. В вибраному діапазоні тисків, випромінювання атомів та атомарних іонів в усереднених за часом спектрах було набагато інтенсивнішим від випромінювання молекул. Типова зміна інтенсивності при зміні тиску Повітря приведена на рис.1.35.

Для інтенсивності спектральних ліній Міді спостерігався ріст із переходом до насичення. Збільшення тиску сприяло кращому енергетичному внеску та прояву випромінювання. Для Азоту ж до тиску в 1 атмосферу стрімкий ріст домінував для випромінювання іонів, а після - атомів. Можливо припустити, що збільшення тиску Повітря покращує процес розпорошення електродів, перерозподіл енергії між складовими плазми, а також сприяє більшій ефективності рекомбінаційних процесів. Розподіл заселеності збуджених станів іонів Азоту чітко вказує на теплову природу і дозволяє однозначно визначити температуру електронів, що показано на рис.1.36.

Таблиця 1.6 - Розшифровка спектру випромінювання плазми Повітря в перенапруженому наносекундному розряді з мідними електродами при різних тисках Повітря (в частині продуктів розпаду молекули Азоту).

λ , нм	Об'єкт	E_B , eV	J_B	K_B	Терм	I_2	I_1	$I_{0,7}$	$I_{0,3}$
333,0	N II	24,37	0	4s	3P°	48,1	60	80,1	61,7
343,7	N II	22,10	0	3p	1S	39,5	88,5	75,6	54
383,8	N II	24,39	2	4s	3P°	35,7	39,2	55,3	36,3
391,9	N II	23,57	1	3d	1P°	41,1	44,3	64,3	39,9
395,6	N II	21,60	2	3p	1D	41,7	40,4	58,8	33,1
399,5	N II	21,60	2	3p	1D	91,7	98,3	174	119,5
404,1	N II	28,22	2	7s	3P°	68,6	65,3	81,1	59
411,0	N I	13,71	2,5	3p	2D°	74,5	55,5	95,5	59,6
422,8	N II	24,53	1	4s	1P°	83,7	71,3	187,3	79,5
438,6	N I	14,95	1,5	3d	2S	105,7	48,1	71,2	61,7
444,7	N II	23,20	2	3d	1D°	97,1	66,5	94	85,4
463,1	N II	21,16	2	3p	3P	60,8	53,8	148,6	82,2
469,9	N II	30,37	0	3d	5D	29,3	26,5	50,4	34
478,8	N II	23,24	2	3d	3D°	22,8	22,3	29,5	21,2
480,3	N II	23,25	3	3d	3D°	26,6	26,2	39	24
500,5	N II	23,14	4	3d	3F°	65,4	68,3	188,7	145
517,6	N II	30,13	4	3d	5F	23,3	23,8	41,4	28,9
520,2	N I	13,99	1,5	5d	2P	21,2	19,4	22	15,3
548,0	N II	23,42	1	3d	3P°	12,3	16,1	15,2	12,6
552,0	N I	14,00	0,5	5d	4D	17,4	16,4	18,6	16,7
553,5	N II	27,75	4	3p	5D°	8,8	13,4	16	14,4
566,7	N II	20,65	2	3p	3D	18,5	25,3	56,8	44,4
568,0	N II	20,67	3	3p	3D	9,9	15,5	18,6	15,3
575,3	N I	14,00	3,5	5d	4D	11	15,2	14,2	11,6
590,0	N II	28,35	1	3p	3D°	6,1	15,2	21,6	21
591,0	N II	28,35	1	3p	3D°	4,8	16,4	17,1	18,9
593,2	N II	23,24	2	3d	3D°	3,4	14,3	13,7	13,5
648,2	N II	20,41	1	3p	1P	10,2	15,2	12,7	16,7
650,0	N I	13,66	2,5	4d	4F	29,8	22,3	38,5	23,1
655,4	N II	25,13	1	4p	3D		20	25,6	19,4
662,3	N I	13,63	2,5	5s	4P		14,6	14,7	

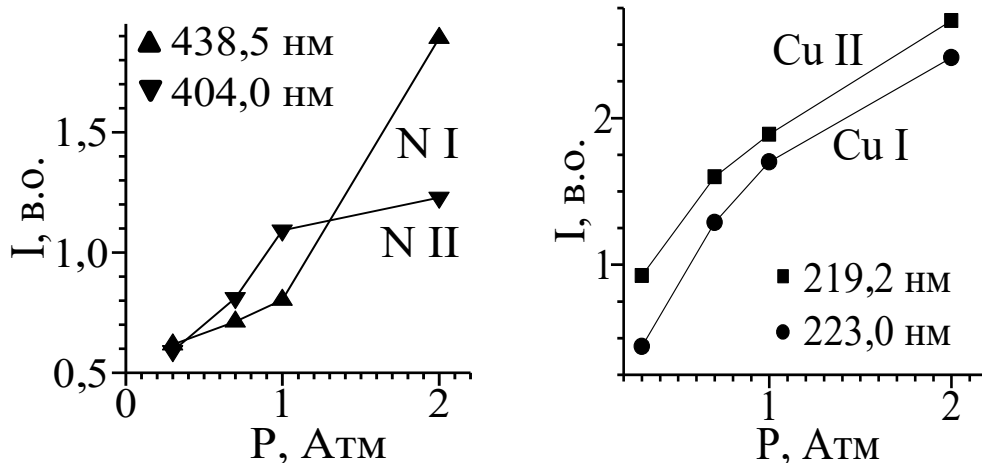


Рис.1.35 - Залежність інтенсивності випромінювання атомів і іонів Міді, а також Азоту від тиску.

Узагальнені дані з рис.1.36 разом із суміщенням розподілу заселеності для атомів та іонів дозволяють оцінити концентрацію електронів, ступінь іонізації атомарного Азоту за співвідношенням заселеності основних станів атомів та іонів.

З рис.1.37 випливає, що ріст тиску Повітря приводить до різкого спаду ступені іонізації Азоту від 19,5 до 11,5 %. Концентрація електронів зменшувалась при цьому на три порядки (10^{18} - 10^{15} см^{-3}), а температура зменшувалась від 3,7 до 2,4 еВ. Енергія іонізації атомів Азоту складає 14,53 еВ. Іонізаційна рівновага, згідно суміщеного розподілу заселеності атомів та іонів Азоту, відповідає температурі близькій до енергії іонізації Міді (7,72 еВ). Маючи відносні співвідношення заселеності атомів, одно та двозарядних іонів, абсолютні значення температури та концентрації електронів, використовуючи співвідношення молекулярної фізики можемо зробити оцінки абсолютних значень концентрацій атомів, молекул, та атомарних іонів, а також визначити ступінь дисоціації молекул Азоту при різних тисках. Ці величини показано на рисунку 1.38.

Концентрація однозарядних іонів атомарного Азоту при рості тиску Повітря спадає в межах 10^{18} - 10^{15} см^{-3} . Концентрація двозарядних іонів при тиску Повітря 0,3 Атм досягала величини понад 10^{16} см^{-3} , проте при тиску Повітря в дві атмосфери вона зменшувалась до 10^{13} см^{-3} . Величина концентрації молекул до пробою при зміні тиску Повітря знаходилась в околі 10^{19} см^{-3} , а концентрація атомів Азоту у розряді спадала від 4×10^{18} до 2×10^{16} см^{-3} з ростом тиску Повітря. Ступінь дисоціації молекул Азоту при

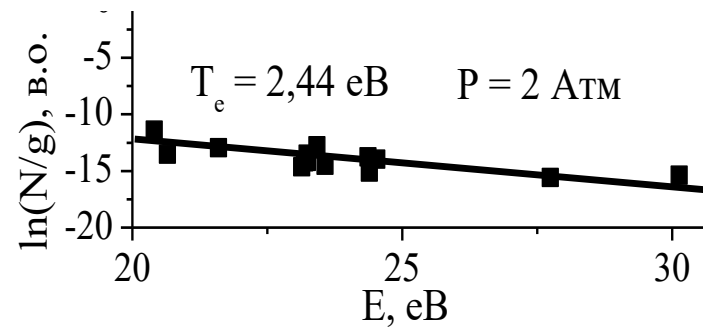
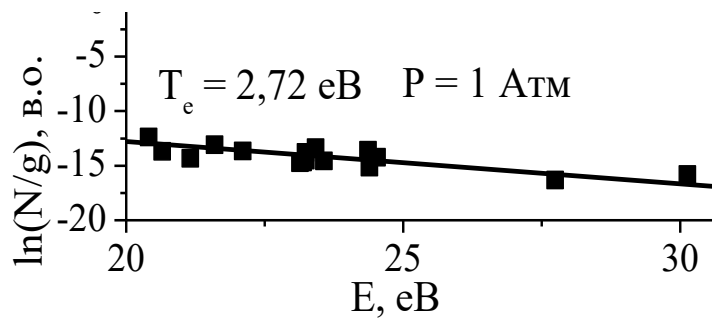
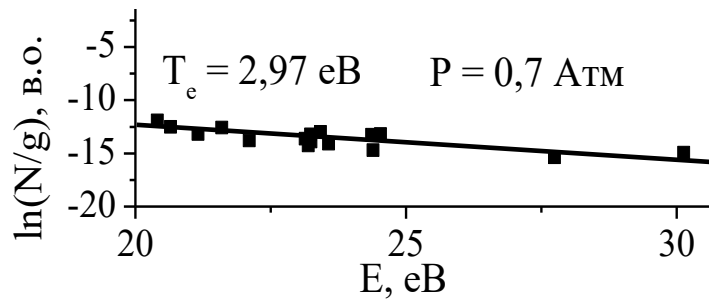
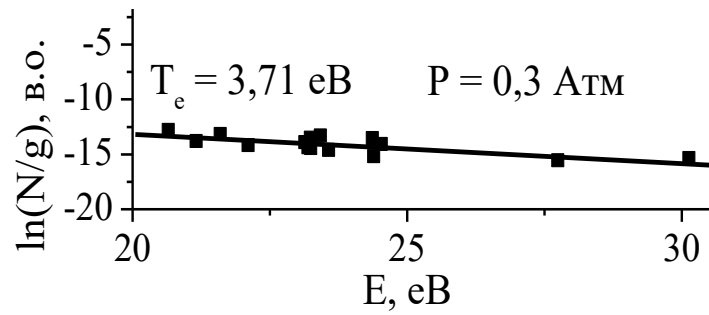


Рис.1.36 - Розподіл заселеності збуджених станів однозарядного іону Азоту.

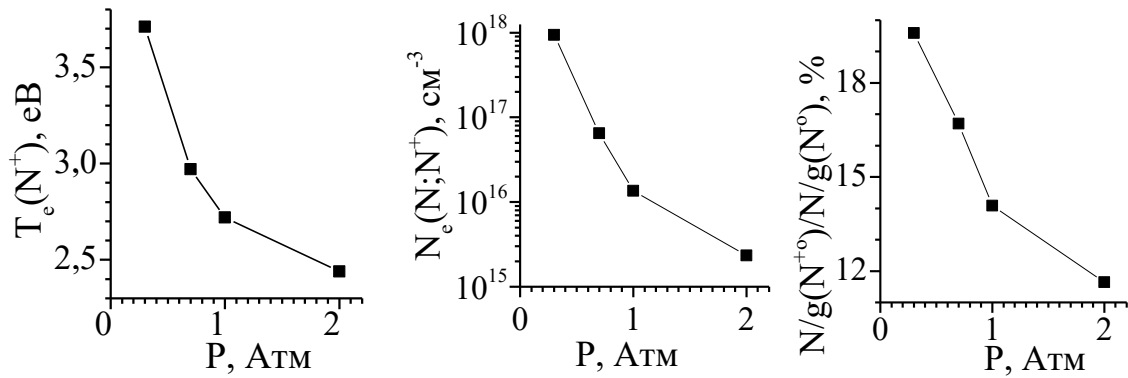


Рис.1.37 - Залежність від тиску для температури електронів, їх концентрації та ступені іонізації Азоту.

рості тиску Повітря від 0,3 до 2 Атм різко спадала від $0,5$ до 2×10^{-4} . При малій зміні концентрації молекул Азоту з тиском (в межах одного порядку) така поведінка вказувала на наявність особливостей процесів у плазмі з участю молекул, які цікаві для вивчення, але внаслідок слабого прояву випромінювання молекул в інтегральних спектрах потребують додаткових експериментальних підходів. В цілому, судячи з випромінювання атомарної складової, Азот найкраще проявляється у формі збуджених станів іонів та високозбуджених енергетичних станів атомів, імовірно через асоціативно-дисоціативні процеси за участю атомів в основному стані, молекул та їх іонів.

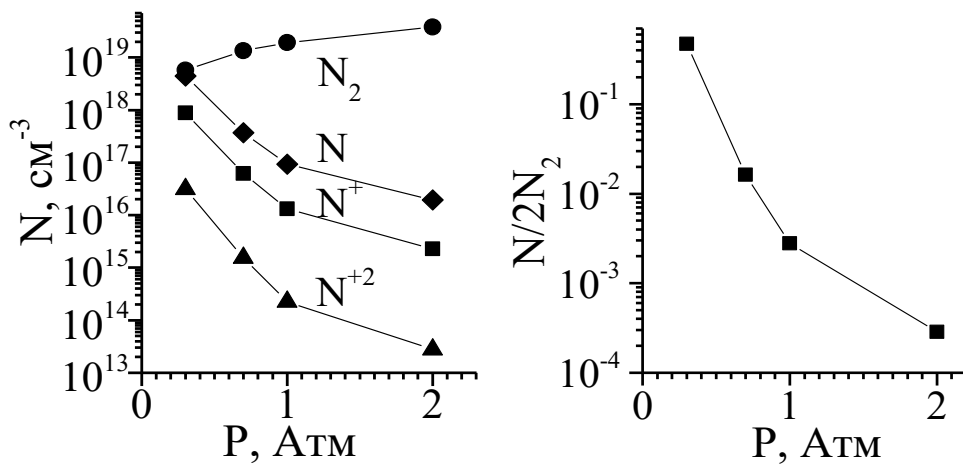


Рис.1.38 - Концентрації атомів, молекул, та атомарних іонів Азоту та степінь дисоціації молекул Азоту при різних тисках.

1.5. Методика і техніка вимірювання та результати дослідження спектрів пропускання тонких плівок на основі оксидів Алюмінію, синтезованих з продуктів перенапружених наносекундних розрядів в газах

На даний час наноструктури і нанопорошки оксиду Алюмінію широко використовуються в мікро- наноелектроніці, біології, медицині і хімії [1.45,1.46, 1.78-1.80]. Лазерне напилення відповідних наноструктурованих плівок оксиду Алюмінію та різні хімічні технології дозволяють одержувати відповідні тонкі плівки стехіометричного складу, проте вихід таких покриттів при використанні лазерних технологій є невеликим за площею, а процес їх напилення є досить коштовним із-за використання вартісної лазерної і вакуумної техніки. Тому важливим на даний час є використання менш вартісних газорозрядних технологій синтезу тонких плівок оксиду Алюмінію для різних застосувань.

Деякі оптичні характеристики наноструктур оксидів перехідних металів, які були синтезовані з продуктів розпорошення металевих і напівпровідникових електродів, а також продуктів розпаду молекул Кисню в перенапруженому наносекундному розряді, представлені в [1.40]. Попередні результати дослідження випромінювання плазми халькопїритів в Аргоні чи Азоті показали, що вона є джерелом бактерицидного випромінювання атомів і однозарядних іонів Міді в спектральному інтервалі 200-230 нм [1.48] і може використовуватись в біомедичній інженерії як джерело кластерів і різних наночастинок [1.78-1.82]. Проте відсутність даних про оптичні характеристики синтезованих плівок на основі розпорошених електродів з Алюмінію і халькопїриту (CuInSe_2) в плазмі перенапруженого розряду в кисневмісних газах стримують подібні застосування.

В даному пункті приводяться результати дослідження спектрів пропускання тонких плівок, які були синтезовані з використанням плазми перенапруженого наносекундного розряду на поверхні твердого діелектрика (скло, кварц) в Аргоні, Повітрі і сумішах Азоту з Киснем, який розміщувався за межами плазми поблизу системи електродів [1.40-1.42].

Методика, техніка і умови експерименту. Загальний вигляд камери для отримання плівок на основі Міді, Алюмінію та їх оксидів за допомогою перенапруженого наносекундного розряду і умови проведення даного експерименту представлено в п. 1.2.

Вимірювання спектрів пропускання зразків та спектральної чутливості установки проводилися на спектральному комплексі КСВУ-23 на базі монохроматора МДР-23 при кімнатній температурі в діапазоні довжин хвиль 200-800 нм. Методика досліджень спектрів пропускання плівок більш повно наведена в [1.83]. Оптична система установки зображена на рис.1.39.

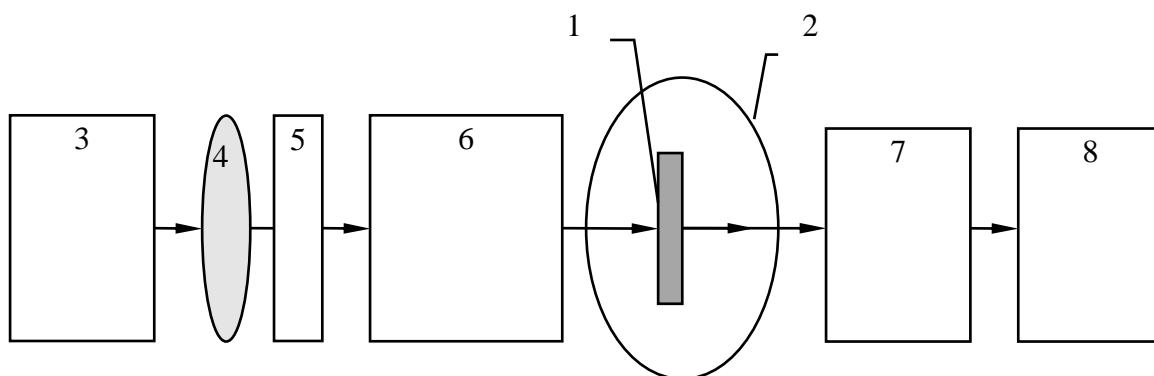


Рис.1.39 - Оптична система установки при дослідженнях спектрів пропускання плівок: 1- зразок; 2- вимірювальна камера; 3- комбіноване джерело світла, 4- конденсор; 5- світлофільтри; 6- монохроматор МДР-23; 7- фотоелектронний помножувач; 8- система реєстрації випромінювання [1.83].

Комбіноване джерело світла (3) дає можливість зручної зміни лампи розжарювання на дейтерієву лампу ДДС-30 при переході вимірів із видимої в УФ область спектру. Випромінювання ламп збирається кварцовим конденсором (4) і фокусується на входну щілину монохроматора МДР-23 (6). Монохроматичне світло падає на зразок (1), закріплений на кристалотримачі у вимірювальній камері (2). Інтенсивність пропущеного зразком світла визначається фотоелектронним помножувачем (ФЕП) (7) за допомогою системи реєстрації (8). В якості приймача випромінювання використовувався ФЕП типу ФЭУ-100. Реєстрація експериментальних даних на виході ФЕП забезпечувалася використанням, спеціально розробленої, програми яка задавала необхідну кількість рахунку фотонів в кожній точці заданого спектрального діапазону та крок сканування спектра, початкове та кінцеве значення довжини хвилі. Крім того, дана програма дозволяє керувати кроковим двигуном монохроматора.

Результати та їх обговорення. В [1.7], де досліджувались характеристики і параметри плазми на основі халькопіритів в перенапруженому наносекундному розряді у повітрі ($p = 101$ кПа), було встановлено, що співвідношення компонент плазми (Міді та Індію) повторює співвідношення концентрацій цих хімічних елементів в полікристалічних електродах. Цей факт послужив основою для допущення того, що в подібному експерименті в середовищі на основі Аргону також можливим є синтез плівки халькопіриту з стехіометричним складом близьким до складу матеріалу електродів.

На рис.1.40, 1.41 представлено типові спектри пропускання зразків плівок на скляних чи кварцових пластинах товщиною 1,4 мм в області 200-500 нм (дейтерієва лампа) і в області 350-800 нм (лампа розжарювання), відповідно. На скляних пластинах спектри пропускання починають реєструвати при довжинах хвилі λ більших за 300 нм.

Для точного визначення складу плівок необхідно проведення їх дослідження методами рентгеноструктурного аналізу і електронної спектроскопії.

Як випливає з рис.1.40, синтезована тонка плівка характеризується слабким пропусканням видимого випромінювання. За даними [1.46], плівки на основі наноструктурованої кераміки з оксиду Алюмінію практично не прозорі у видимій області спектру, їх пропускання починає збільшуватись лише в спектральному інтервалі 0,8-2,0 мкм з 1-3 до 25 %. При осадженні продуктів деструкції алюмінієвих електродів і молекул Кисню в плазмі Повітря на скляну підкладку синтезовано плівки на основі наноструктур оксиду Алюмінію, які характеризувались низькою прозорістю в видимій області спектру.

На рис.1.41 приведено спектри пропускання у видимому діапазоні довжин хвиль тонких плівок на основі Міді і Алюмінію, що були синтезовані на скляній підкладці.

Як випливає з рис.1.41, синтезована тонка плівка оксиду Алюмінію характеризується слабким пропусканням видимого випромінювання. За даними [1.46], плівки на основі наноструктурованої кераміки з оксиду Алюмінію практично непрозорі у видимій області спектру, їх пропускання починає збільшуватись лише в спектральному інтервалі 0,8-2,0 мкм.

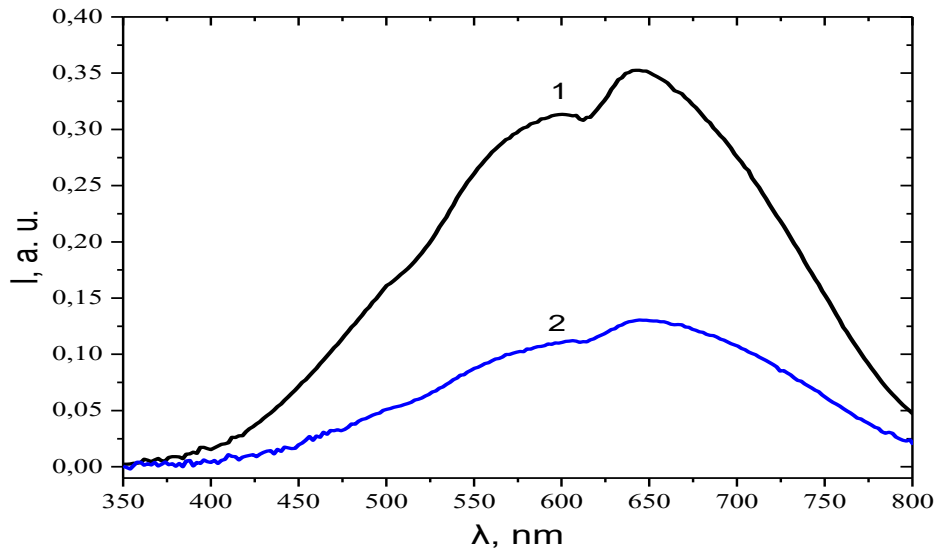


Рис.1.40 - Спектри пропускання плівок на основі Алюмінію в спектральній області 350-800 нм (банд-лампа): 1 – підкладка з скла, 2 – плівка, одержана при розпорощенні електродів з алюмінію в розряді на суміші $p(\text{Азоту}) - p(\text{Кисню}) = (100 - 1)$ кПа; частота повторення імпульсів напруги - 40 Гц, а час напилення плівки складав три години [1.84].

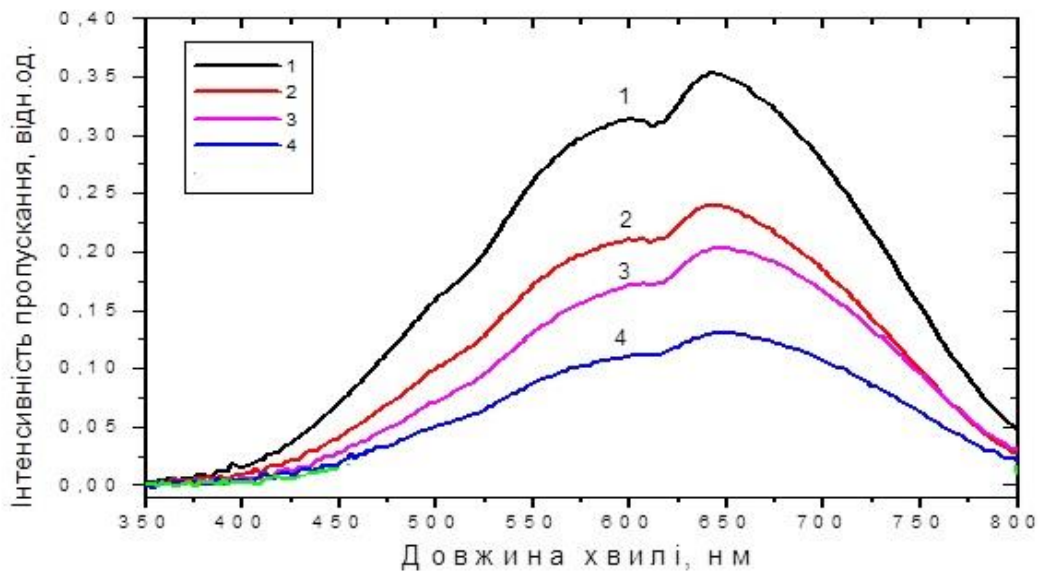


Рис.1.41 - Спектри пропускання плівок на основі Міді і Алюмінію в спектральній області $\Delta\lambda = 350-800$ нм (банд-лампа): 1 – скляна підкладка, 2

– тонка плівка Міді, синтезована з продуктів деструкції розряду в Аргоні ($p(\text{Ar}) = 101 \text{ кПа}$), 3 - тонка плівка оксиду Міді, синтезована з продуктів деструкції розряду в Повітрі ($p(\text{Повітря}) = 101 \text{ кПа}$), 4 – тонка плівка оксиду Алюмінію, синтезована з продуктів деструкції розряду в Повітрі ($p(\text{Повітря}) = 101 \text{ кПа}$), частота повторення імпульсів напруги і струму - 40 Гц, час осадження плівки складав три години.

1.6. Числове моделювання параметрів плазми перенапруженого наносекундного розряду між електродами з металу

Для розрахунків параметрів плазми атмосферного тиску з невеликими домішками пари міді нами використовується стандартна програма розв'язку кінетичного рівняння Больцмана для функції розподілу електронів за енергіями (ФРЕЕ). Використання цієї програми передбачає наявність постійного електричного поля в часі і просторі [1.85]. На рис.1.42 представлені характерні осцилограми струму і напруги між електродами з Міді, які були одержані експериментально.

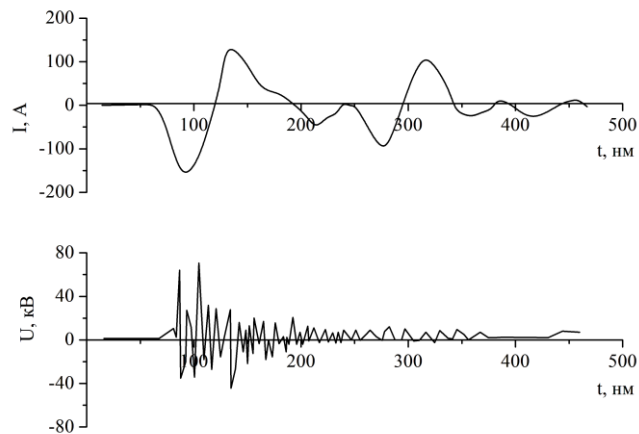


Рис. 1.42 - Осцилограми струму і напруги між електродами з Міді при тиску Аргону 101 кПа.

Тривалості осциляції напруги на проміжку з напівперіодом $\sim 10 \text{ нс}$ у дифузному плазмовому середовищі знаходяться в електричному полі, яке змінюється повільніше часу встановлення функції розподілу електронів. Відомо, що час встановлення квазістаціонарного розподілу електронів приблизно дорівнює часу релаксації середньої енергії електронів [1.86;1.87]:

$$\tau = m v_e \epsilon / e^2 E^2, \quad (1.5)$$

де m -маса електрона, e -заряд електрона, E -напруженість електричного поля, ν_e -частота пружних зіткнень з атомами суміші (Аргону і Міді).

Оцінка величини τ для нашого експерименту дає значення $\sim 1 \cdot 10^{-13}$ с, що значно менше тривалості 10 нс. Тому ми вважаємо, що для нашого експерименту можна використовувати стандартну програму розв'язку кінетичного рівняння Больцмана для функції розподілу електронів за енергіями Bolsig +.

1.6.1. Параметри плазми розряду в суміші Аргону з парами Міді при атмосферних тисках (співвідношення компонент 101 кПа: 30 Па і 202 кПа - 30 Па)

Параметри плазми визначалися чисельно і розраховувались як повні інтеграли від функції розподілу електронів (ФРЕЕ). ФРЕЕ знаходилися шляхом розв'язку кінетичного рівняння Больцмана в двочленному наближенні. Розрахунки ФРЕЕ проводилися з використанням програми [1.85], куди в базу даних ефективних перерізів входять і ефективні перерізи взаємодії електронів з атомами Міді. На основі отриманих ФРЕЕ визначено ряд параметрів плазми в залежності від величини приведенного електричного поля (відношення напруженості електричного поля (E) до загальної концентрації атомів аргону і невеликої домішки парів міді (N)). Діапазон зміни параметра $E / N = 1-1800$ Тд ($1 \cdot 10^{-17} - 1.8 \cdot 10^{-15}$ В · см²) включав величини параметра E / N , які були реалізовані в нашому експерименті. Для розряду в паро-газовій суміші «Cu: Ar = 30: 101000 Па» при загальному тиску $p=101.030$ кПа ці величини параметра E / N складали 1676 Тд і 807 Тд при 100 нс і 480 нс від початку розряду, відповідно (рис.1.42), а для розряду в паро-газовій суміші «Cu : Ar = 30: 202000 Па» при загальному тиску $p=202.030$ кПа ці величини параметра E / N були рівними 1242Тд і 621 Тд, відповідно (рис.1.42). В інтегралі зіткнень електронів з атомами і молекулами враховані наступні процеси: пружне розсіяння електронів на атомах Міді і Аргону, збудження енергетичних рівнів атома Міді (енергії порогу 1.500 еВ, 3.800 еВ, 5.100 еВ), іонізація атома Міді (енергія порогу 7.724 еВ); збудження енергетичного рівня атома Аргону (енергія порогу 11.50 еВ), іонізація атома Аргону (енергія порогу, 15.80 еВ), електрон-електронні та електрон - іоні зіткнення.

На рис.1.43 представлена залежність середньої енергії електронів в плазмі паро-газової суміші «Cu : Ar = 30: 101000 Па» при загальному тиску $p = 101.030$ кПа від приведеної напруженості електричного поля.

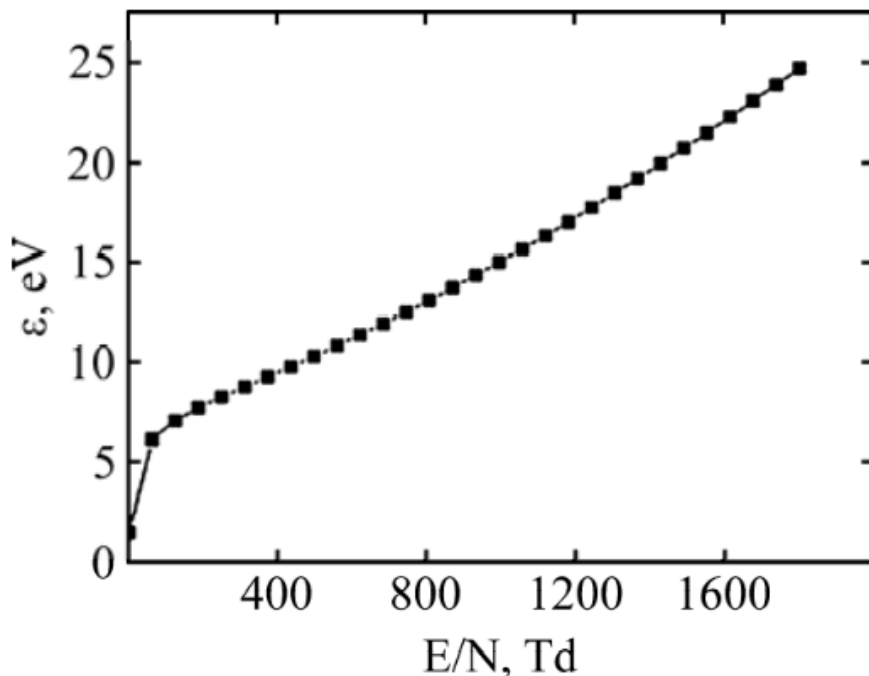


Рис.1.43 - Залежність середньої енергії електронів в плазмі паро-газової суміші «Cu: Ar = 30: 101000 Па) при загальному тиску $p = 101.030$ кПа від приведеної напруженості електричного поля.

Середня енергія електронів розряду в паро-газовій суміші «Аргон-Мідь = 101 кПа - 30 Па» збільшувалась від 1.49 до 24.72 eV, а для суміші «Аргон-Мідь = 202 кПа - 30 Па» вона також збільшувалася від 1.64 до 24.73 eV при зростанні приведеної напруженості електричного поля від 1 до 1800 Тд (рис.1.43). При цьому, спостерігалось збільшення швидкості її зміни в діапазоні параметра $E / N = 1-63$ Тд.

У таблиці 1.6 наведені результати розрахунку транспортних характеристики електронів: середньої енергії (ϵ), температури (T °К) і швидкості дрейфу ($V_{др.}$) електронів для розряду в двох сумішах парів Міді з Аргоном.

Таблиця 1.6 - Транспортні характеристики електронів для часового проміжку 0 - 100 нс при напруженості електричного поля $E = 4 \cdot 10^7$ В / м для розряду в газо-паровій суміші: «Cu - Ar = 30 Па – 101 кПа) і при

напруженості електричного поля $E = 6 \cdot 10^7 \text{ В/ м}$) для розряду в суміші: «Cu - Ar = 30 Па – 202 кПа».

E/N,	Суміш: Cu - Ar=			E/N,	Суміш: Cu - Ar=		
	30 Па – 101 кПа				30 Па - 202 кПа		
Td	ε , eV	T ⁰ K	V _{др.} , м/с	Td	ε , eV	T ⁰ K	V _{др.} , м/с
63	6.169	71560,4	$1.5 \cdot 10^6$	63	6.223	72186,8	$1.1 \cdot 10^6$
807	13.11	152076	$1.0 \cdot 10^6$	621	11.39	132124	$1.1 \cdot 10^6$
1676	23.09	267844	$9.0 \cdot 10^5$	1242	17.77	206132	$7.0 \cdot 10^5$
1800	24.72	286752	$8.9 \cdot 10^5$	1800	24.73	286868	$6.6 \cdot 10^5$

Величина швидкості дрейфу електронів $9.0 \cdot 10^5$ м/с для напруженості поля на плазмі $4 \cdot 10^7$ В/м і $1.0 \cdot 10^6$ м/с, а також при напруженості поля на плазмі $2 \cdot 10^7$ В/м, яка досягала після моменту часу $\tau=100$ нс з початку пробою міжелектродного проміжку (значення амплітуди імпульсів напруги знижується до 20 000 В, рис.1.42) для розряду в суміші: Cu - Ar=30 Па – 101 кПа. А для суміші Cu - Ar= 30 Па – 202 кПа $V_{др.}=7.0 \cdot 10^5$ м/с і $1.1 \cdot 10^6$ м/с, відповідно. Значення концентрації електронів $5.3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ – $3.8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ при густині струму $(7.65 - 6.12) \cdot 10^6 \text{ А / м}^2$ на поверхні електрода джерела випромінювання ($0.196 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$) для приведеної напруженості електричного поля $E/N=1676$ Тд, яке існувало на розрядному проміжку в перші 100 нс та для приведеної напруженості електричного поля $E/N=807$ Тд, яке існувало на розрядному проміжку після $\tau=100$ нс для розряду в суміші Cu - Ar=30 Па – 101кПа. Для розряду в суміші Cu - Ar= 30 Па - 202 кПа значення концентрації електронів знаходилось в межах $8.2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ – $3.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ при густині струму $(9.2 - 6.1) \cdot 10^6 \text{ А / м}^2$ на поверхні електрода джерела випромінювання ($0.196 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$) для приведеної напруженості електричного поля $E/N=1242$ Тд, яке існувало на розрядному проміжку в перші 100 нс, та для приведеної напруженості електричного поля $E/N=621$ Тд, яке існувало на розрядному проміжку після часу 100 нс.

Питомі втрати потужності розряду в суміші пари Міді з Аргоном (Аргон-мідь = 101 кПа - 30 Па) на непружні процеси зіткнення електронів з компонентами суміші для приведеної напруженості електричного поля 1667 Тд максимальні для іонізації атомів Аргону (рис.1.44) і для збудження його енергетичного рівня з енергією порогу 11.5 еВ; вони досягали 34 % і 16 %, відповідно. Для розряду в другій суміші (Аргон-мідь = 202 кПа - 30 Па) питомі втрати потужності розряду складали 37% і 21 % при приведеній напруженості електричного поля 1242 Тд, відповідно.

Для приведеної напруженості поля $E/N=807$ Тд, яка виникала після часу 100 нс з початку пробією між електродного проміжку, в першій суміші питомі втрати потужності розряду не переважали 39% і 28%, відповідно, а для розряду на другій суміші після часу 100 нс, вони складали 39% і 33% для $E/N=621$ Тд.

Для атома Міді вони не перевищували 0.07% (для збудження резонансного стану $^2P_{3/2, 1/2}$) для першої суміші при $E/N=1667$ Тд, а для розряду в другій суміші - 0.06% при $E/N=1242$ Тд. Максимальні питомі втрати потужності розряду в першій суміші спостерігались для збудження енергетичного рівня атома Аргону з енергією порогу 11.5 еВ і досягали - 76% для приведеної напруженості електричного поля 63 Тд і 70% для збудження резонансного рівня $^2P_{3/2, 1/2}$ атома Міді для приведеної напруженості електричного поля 1 Тд, а для розряду в другій суміші 80% для збудження енергетичного рівня атома Аргону з енергією порогу 11.5 еВ для $E/N=63$ Тд і 61% для збудження резонансного стану $^2P_{3/2, 1/2}$ атома Міді для $E/N=1$ Тд. При збільшенні параметра E/N до 1800 Тд питомі втрати потужності розряду в сумішах досягали 33% для процесу іонізації атомів Аргону електронами. Швидкість збільшення і падіння втрат потужності розряду на процеси збудження електронних станів і іонізацію і його величина (рис.1.44) пов'язані з характером залежності ефективних перерізів непружних процесів зіткнень електронів з компонентами суміші від енергії електронів, їх абсолютних величин, а також із залежністю ФРЕЕ від приведеної напруженості електричного поля і порогової енергії процесу. Втрати потужності розряду на збудження і іонізацію атома Міді в області значень приведеної напруженості електричного поля, при якій працювало наше джерело плазми (1676-807 Тд) і (1242 - 621 Тд), є невеликими, із-за малого вмісту парів міді в газо-паровій суміші.

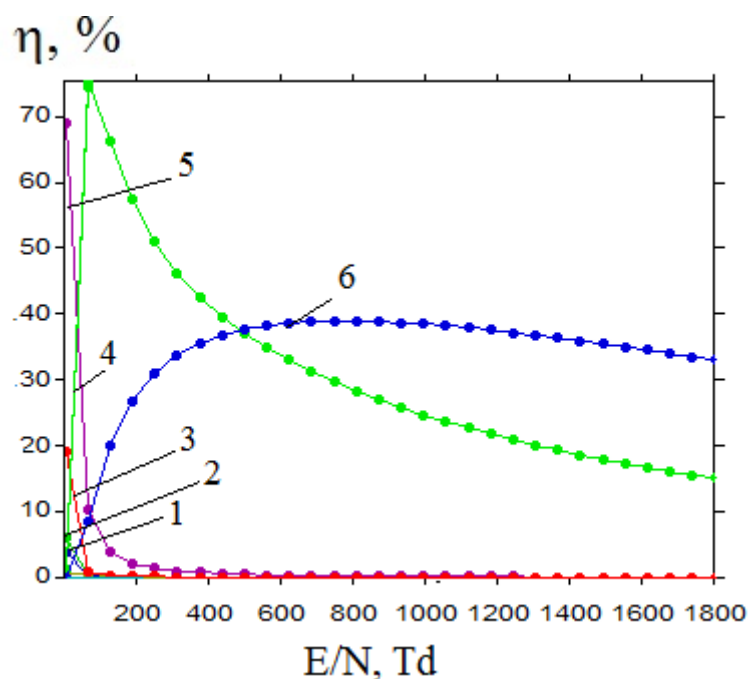


Рис.1.44 - Залежність питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з атомами Міді і Аргону від параметру E/N в плазмі на основі суміші $\text{Cu} : \text{Ar} = 30: 101000$ при загальному тиску $p = 101.030$ кПа: 1 - збудження енергетичного рівня атома Міді (енергія порогу 1.5 еВ), 2 - збудження стану атома Міді (енергія порогу 1.5 еВ), 3- пружне розсіювання на атомах Аргону, 4- збудження енергетичного рівня атома Аргону (енергія порогу 11.5 еВ), 5 - збудження резонансного рівня атома Міді $^2P_{3/2, 1/2}$ (енергія порогу 3.8 еВ) , 6- іонізація атома Аргону (енергія порогу 15.8 еВ).

У таблиці 1.7 приведені найбільші значення констант швидкості зіткнення електронів з атомами Міді і Аргону для трьох величин приведеної напруженості електричного поля, які є мірою ефективності процесу для розряду на суміші « $\text{Cu}:\text{Ar}=30\text{Па} : 101 \text{ кПа}$ » при $p = 101030 \text{ Па}$ і для розряду в суміші « $\text{Cu}:\text{Ar}=30 \text{ Па} - 202 \text{ кПа}$ » при $p=202030 \text{ Па}$. Вони змінювались в діапазоні $0.2140 \cdot 10^{-16} - 0.1178 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/\text{с}$ для вибраних значень приведеної напруженості електричного поля. Константа швидкості пружного розсіяння електронів на атомі Міді максимальною і при зменшенні приведеної напруженості електричного поля вона зменшувалась майже в 1.4 рази як для розряду в першій, так і в другій газо-парових сумішах. Константа швидкості збудження резонансного рівня атома Міді для розряду в першій суміші більша і складала $0.9495 \cdot 10^{-12}$ і $0.7831 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3/\text{с}$ при приведений напруженості електричного поля, при якій

працює плазмове джерело випромінювання та напилення плівок ($E/N=1676$ Тд і $E/N=807$ Тд).

Таблиця 1.7 - Значення констант швидкості зіткнення електронів з атомами Міді і Аргону для приведеної напруженості електричного поля $E=4 \cdot 10^7$ В/м; для розряду в суміші: «Cu - Ar=30 Па – 101 кПа» і для напруженості електричного поля $E=6 \cdot 10^7$ В/м; для розряду в суміші: «Cu - Ar=30 Па – 202 кПа».

Суміш «Cu:Ar=30Па : 101 кПа»; $p = 101030$ Па.

№	Process	k, m ³ /s	E/N=1676 Td	E/N=807 Td	E/N=63Td
1	Cu Elastic	k1	0.1178E-11	0.1147E-11	0.8481E-12
2	Ar Effective (momentum)	k2	0.2549E-12	0.2243E-12	0.1363E-12
3	Cu Excitation 3.80 eV	k3	0.9495E-12	0.7831E-12	0.3389E-12
4	Ar Excitation 11.50 eV	k4	0.2134E-13	0.9747E-14	0.2417E-15
5	Ar Ionization 15.80 eV	k5	0.3285E-13	0.9783E-14	0.2001E-16

Суміш «Cu:Ar=30 Па - 202 кПа»; $p = 202030$ Па.

№	Process	k, m ³ /s	E/N=1242 Td	E/N=621Td	E/N=63Td
1	Cu Elastic	k1	0.1174E-11	0.1124E-11	0.8552E-12
2	Ar Effective (momentum)	k2	0.2426E-12	0.2137E-12	0.1379E-12
3	Cu Excitation 3.80 eV	k3	0.8916E-12	0.7184E-12	0.3451E-12
4	Ar Excitation	k 4	0.1602E-13	0.6984E-14	0.2546E-15

	11.50 eV				
5	Ar Ionization 15.80 eV	k5	0.2076E-13	0.5967E-14	0.2140E-16

1.6.2. Параметри плазми розряду в суміші Аргону з домішкою парів Міді при співвідношенні компонент 101 : 10 кПа

Діапазон зміни параметра $E/N=1-2000$ Тд ($1 \cdot 10^{-17} - 2 \cdot 10^{-15}$ В·см²) включав величини параметра E/N , які були реалізовані в експерименті в розряді на суміші Аргону з домішками парів Міді при співвідношенні компонент 101 :10 кПа. Ці величини параметра E/N були рівними 1492 і 746 Тд для часу 100 нс і 325 нс від початку запалювання розряду, відповідно (рис. 1.42) при загальному тиску суміші $p = 111000$ Па. Амплітуди імпульсів напруги і струму склали 40 кВ і 150 А, відповідно (рис 1.42). Між електродний проміжок – 1 мм.

На рис.1.46 представлена залежність середньої енергії електронів в плазмі на суміші Аргону з парами Міді «Ar : Cu = 101000: 10000 Па» при загальному тиску $p = 111000$ Па від приведеної напруженості електричного поля.

Середня енергія електронів розряду в паро-газовій суміші «Аргон-Мідь = Ar : Cu = 101000 : 10000 Па» збільшувалася від 0.437 до 19.30 eВ при зростанні приведеної напруженості електричного поля від 1 до 2000 Тд (рис.1.46). При цьому спостерігалось збільшення швидкості її зміни в діапазоні 1-100 Тд. Для часів $\tau = 100$ нс і 325 нс від початку запалювання розряду середня енергія була рівна 14.3 і 8.0 eВ, відповідно, що відповідало їх температурі в плазмі 165 880 eВ і 92 800 eВ (таблиця 1.8). Величина швидкості дрейфу електронів були $5.4 \cdot 10^5$ м/с для напруженості поля на плазмі $4 \cdot 10^7$ В/м і $3.2 \cdot 10^5$ м/с для напруженості поля на плазмі $2 \cdot 10^7$ В/м, яка досягалася у момент часу 100 нс з початку пробою між електродного проміжку (значення амплітуди імпульсів напруги 40 000 В, рис. 1.42) і у момент часу 325 нс з початку пробою міжелектродного проміжку (значення амплітуди імпульсів напруги 20 000 В, рис. 1.42), відповідно. Величина концентрації електронів складала $8.9 \cdot 10^{19}$ м⁻³ і $1.2 \cdot 10^{20}$ м⁻³ при густині струму $(7.65 - 6.12) \cdot 10^6$ А / м² на поверхні електродів ($S = 0.196 \cdot 10^{-6}$ м²) для приведеної напруженості електричного поля

$E/N=1492$ Тд, яке існувало на розрядному проміжку в момент часу 100 нс, та для приведеної напруженості

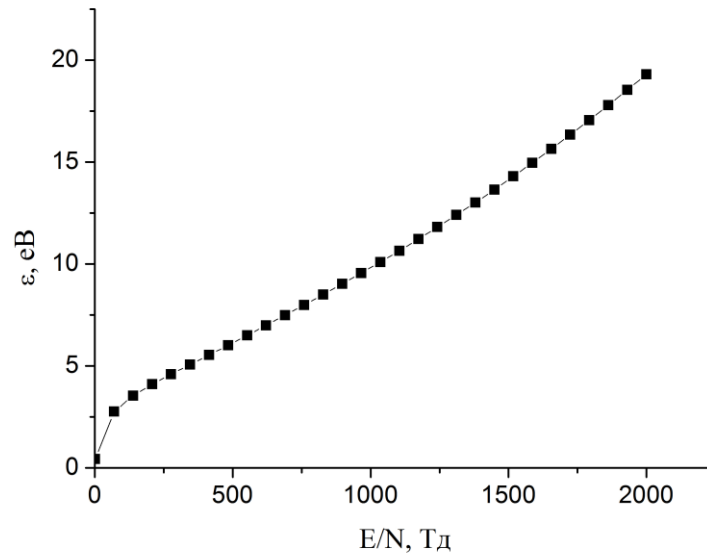


Рис.1.46 - Залежність середньої енергії електронів в плазмі на суміші «Ar : Cu = 101000 :10000 Па» від приведеної напруженості електричного поля при загальному тиску газо-парової суміші 111000 Па.

Таблиця 1.8 - Транспортні характеристики електронів (середня енергія (ϵ), температура (T^0 К), швидкість дрейфу ($V_{др.}$) і концентрація (N_e) електронів) в розряді у суміші аргону з парами міді при співвідношенні складових 101000 : 10000 Па для часу 100 нс і 325 нс від початку запалювання розряду.

τ , нс	E/N, Тд	Суміш Ar - Cu = 101000: 10000 Па			
		ϵ , eВ	T^0 , К	$V_{др.}$, м/с	N_e , м ⁻³
100	1492	14.3	165 880	$5.4 \cdot 10^5$	$8,9 \cdot 10^{19}$
325	746	8.0	92 800	$3.2 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^{20}$

електричного поля $E/N=746$ Тд, яке існувало на розрядному проміжку в момент часу 325 нс .

На рис.1.47 представлена залежність питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з атомом Міді і Аргону від параметра E / N в плазмі на суміші «Ar : Cu = 101000 :10000 Па»; $p = 111000$ Па.

Питомі втрати потужності розряду в суміші парів Міді з Аргоном (суміш: «Аргон-Мідь = 101000 - 10000 Па») на непружні процеси зіткнення електронів з компонентами суміші для приведеної напруженості електричного поля 1492 Тд максимальні для збудження резонансного енергетичного рівня ($E_{пор.} = 3.8$ еВ) і іонізації атома Аргону з енергією порогу 15.8 еВ (рис.1.47, криві 9 і 8) і досягають 32.3 % і 22.8 %, відповідно. А для приведеної напруженості поля $E/N=746$ Тд, яка виникала при затримці на час $t = 325$ нс від початку пробую розрядного проміжку, вони не перевищували 66.8% і 9.4%, відповідно.

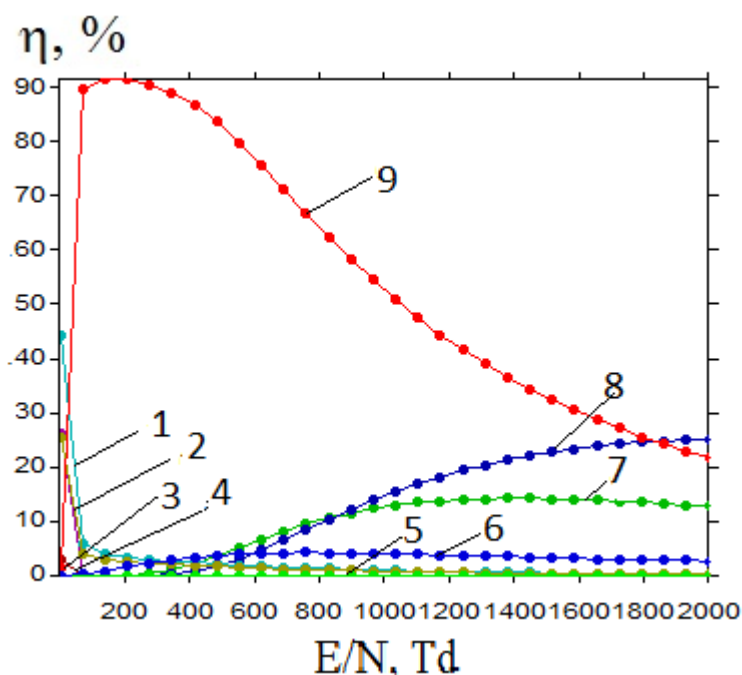


Рис.1.47 - Залежність питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з атомами Міді і Аргону від параметра E / N в плазмі на основі суміші «Ar: Cu = 101000 : 10000 Па» при $p = 111000$ Па: 1 - збудження енергетичного рівня атома Міді (енергії порогу 1.5 еВ), 2 - збудження стану атома Міді (енергія порогу 1.5 еВ), 3- пружне розсіювання на атомі Міді, 4- пружне розсіювання на атомі Аргону, 5-

збудження енергетичного рівня атома Міді (енергія порогу 5.1 eВ), 6 - іонізація атома Міді (енергія порогу 7.7 eВ), 7 - збудження атома Аргону (енергія порогу 11.5 eВ), 8- іонізація атома Аргону (енергія порогу 15.8 eВ), 9- збудження резонансного стану атома Міді $^2P_{3/2, 1/2}$. (енергія порогу 3.8 eВ).

Максимальні питомі втрати потужності розряду 92 % спостерігались для збудження резонансного рівня $^2P_{3/2, 1/2}$ атома Міді при значенні приведеної напруженості електричного поля 200 Тд. При збільшенні параметра E/N до 2000 Тд питомі втрати потужності розряду в суміші досягали 25% для процесу іонізації атома Аргону електронами, а для збудження резонансного стану $^2P_{3/2, 1/2}$ атома Міді 22%. Швидкість зростання і падіння втрат потужності розряду на процеси збудження електронних станів і іонізацію і його величина пов'язані з характером залежності ефективних перерізів непружних процесів зіткнень електронів з компонентами суміші від енергій електронів, їх абсолютних величин, із залежністю функції розподілу електронів від значень приведеної напруженості поля і величини енергії порогу процесу [1.86].

Загальні втрати питомої потужності розряду на непружні процеси зіткнень електронів з атомами Аргону і Міді склали величину $0.6081 \cdot 10^{-12}$ і $0.228 \cdot 10^{-12}$ для $E/N = 1492$ Тд і 746Тд, відповідно, і вони були більшими приблизно на три порядки порівняно з пружними втратами (таблиця 1.9, рис.1.48).

На рис. 1.49 представлені результати чисельного розрахунку залежності констант швидкості зіткнень електронів з атомами Аргону і Міді від параметра E / N в суміші Аргону і парів Міді для співвідношення парціальних тисків в суміші 101000 : 10000 Па при $p = 111000$ Па.

Константи швидкості змінювались в діапазоні $k \approx 10^{-12} - 10^{-28}$ м³/с, що пов'язано зі значеннями абсолютних ефективних перерізів відповідних процесів. Для атома Міді (таблиця 3) вони змінювались в діапазоні $0.1291 \cdot 10^{-15}$ - $0.7834 \cdot 10^{-12}$ м³/с для приведеної напруженості електричного поля $E/N=1492$ Тд, яке існувало на розрядному проміжку в момент часу 100 нс і для приведеної напруженості електричного поля $E/N=746$ Тд, яке існувало на розрядному проміжку в момент години 325 нс. Константи швидкості збудження резонансного рівня атома Міді ($E_{\text{пор.}} = 3.8$ eВ) мали значення $0.7834 \cdot 10^{-12}$ м³/с і $0.4870 \cdot 10^{-12}$ м³/с при приведений напруженості електричного поля $E/N=1492$ Тд і $E/N=746$ Тд, відповідно.

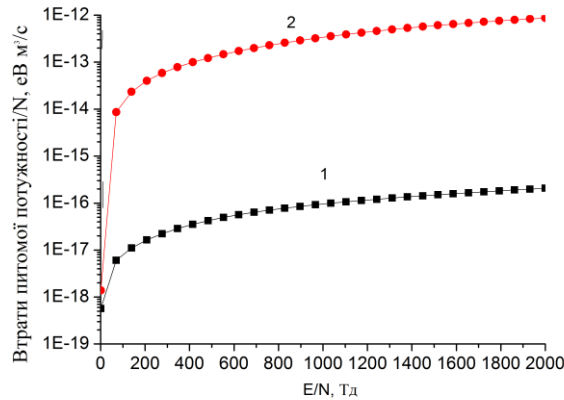


Рис.1.48 - Залежність питомої потужності втрат розряду на пружні та непружні процеси зіткнень електронів з атомами Аргону і Міді від приведеної напруженості електричного поля в плазмі паро-газовій суміші «Ar– Cu =101000 : 10000 Па» при загальному тиску $p = 111000$ Па.

Таблиця 1.9 - Значення питомої потужності втрат розряду на пружні і непружні процеси зіткнень електронів з атомами Аргону і Міді від приведеної напруженості електричного поля в плазмі паро-газовій суміші «Ar– Cu =101000 : 10000 Па» при $p = 111000$ Па для приведеної напруженості електричного поля 1492 і 746 Тд.

Суміш: Ar - Cu = 101000: 10000 Па		
E/N, Тд	Пружні, потужність/N (eВ м ³ /с)	Непружні, потужність/N (eВ м ³ /с)
1492	0.1506E-15	0.6081E-12
746	0.7092E-16	0.2280E-12

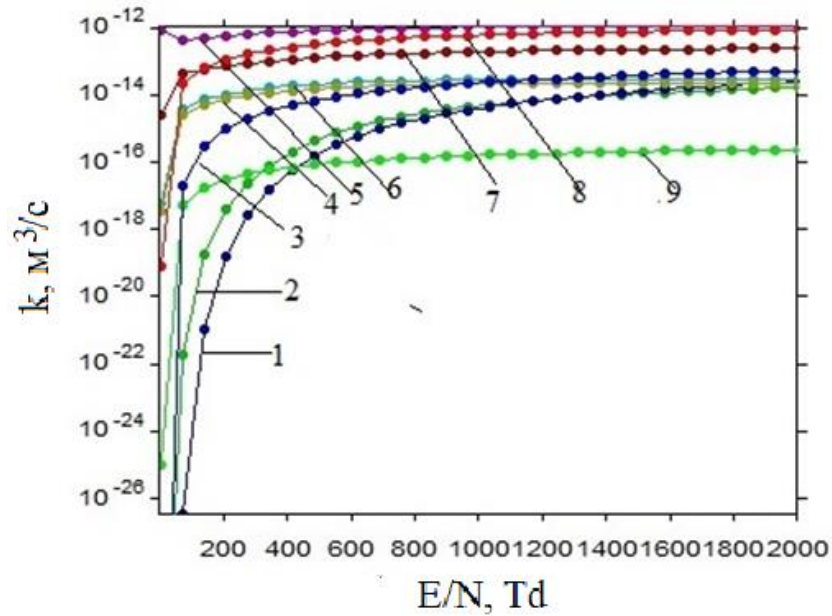


Рис.1.49 - Залежності констант швидкості зіткнень електронів з атомами Міді і Аргону від параметра E/N в розряді на суміші Аргону з парами Міді - «Ar– Cu =101000 : 10000 Па» при $p = 111000$ Па: 1- іонізація атома Міді (енергія порогу 7.7 eV), 2- збудження атома Аргону (енергія порогу 11.5 eV), 3- іонізація атома Аргону (енергія порогу 15.8 eV), 4- збудження енергетичного рівня атома Міді (енергія порогу 1.5 eV), 5- пружне розсіювання на атомі Міді, 6 - збудження рівня атома Міді (енергія порогу 1.5 eV), 7- пружне розсіювання на атомі Аргону, 8- збудження резонансного стану атома Міді $^2P_{3/2, 1/2}$. (енергія порогу 3.8 eV), 9- збудження рівня атома Міді (енергія порогу 5.1 eV).

Таблиця 1.10 - Константи швидкості збудження спектральних ліній атома міді для значень приведеної напруженості електричного поля в плазмі на паро-газовій суміші Аргону з парами Міді в моменти часу 100 нс і 325 нс від початку запалювання розряду. $E_{пор.}$ - енергія порогу збудження спектральних ліній атома Міді.

E/N, Тд	τ , нс	Суміш: Ar - Cu = 101000: 10000 Па				
		$E_{пор.}$, eV	1.5	1.5	3.8	5.1
1492	100	k, м³/с	0.2873E-13	0.2256E-	0.7834E-12	0.2075E-15

				13		
746	325	$E_{пор.},$ eВ	1.5	1.5	3.8	5.1
		k, м ³ /с	0.2607E-13	0.1990E- 13	0.4870E-12	0.1291E-15

1.7. Висновки

Аналіз науково-технічної літератури з дослідження плазми імпульсно-періодичних наносекундних розрядів в коротких розрядних проміжках між електродами з перехідних металів при атмосферних тисках молекулярних і інертних газів показав, що для перенапруженого наносекундного розряду високого тиску в таких газо-парових середовищах відсутні дані про характеристики і параметри плазми, а також невідома інформація про використання цих розрядів для синтезу тонких наноструктурованих плівок на основі перехідних металів і їх оксидів. Це і послужило основою для проведення на кафедрі квантової електроніки циклу експериментальних і теоретичних досліджень характеристик і параметрів плазми перенапруженого біполярного розряду наносекундної тривалості і високого тиску, а також умов синтезу та оптичних характеристик тонких плівок, які були одержані з продуктів деструкції електродів і молекул буферного газу. В результаті проведених робіт було встановлено:

- що плазма перенапруженого наносекундного розряду, сформована під дією пакета 5-10 нс імпульсів напруги тривалістю 100-120 нс, між електродами з Алюмінію при тисках Повітря 50-202 кПа характеризується імпульсною потужністю розряду 3-6,5 МВт і енергетичним внеском за імпульс \approx 110-153 мДж; для розряду в суміші Азоту і Кисню (100-1) при тисках $p = (50-101)$ кПа імпульсна потужність розряду складала 3-6,3 МВт при енергетичному внеску за імпульс 110-153 мДж; в обох випадках плазма була джерелом люмінесценції наночастинок оксиду Алюмінію в вигляді широкої смуги, яка знаходиться в спектральному діапазоні 300-430 нм; виявлені широкі смуги люмінесценції з плазми досліджуваного розряду віднесені до випромінювання F – и F⁺ - центрів кисневих вакансій наноструктурованої кераміки оксиду Алюмінію;
- що при тисках Аргону 101 кПа між електродами з Міді і міжелектродній віддалі 2 мм запалювався однорідний в просторі перенапружений наносекундний розряд з імпульсною електричною потужністю до 1.2 МВт, а енергетичний внесок в плазму за один імпульс складав - 176 мДж;.

- найбільш інтенсивними в плазмі на основі паро-газових сумішей «Мідь - Аргон» були резонансні спектральні лінії атома Міді ($\lambda = 324.75$ і 327.39 нм Cu1); з ліній однозарядного іона Міді в інтервалі 200-330 нм найінтенсивнішою була лінія $\lambda = 227.62$ нм Cu11. З іонних спектральних ліній в видимій ділянці спектру виділялась лінія з $\lambda = 618.86$ нм Cu11; автоматичне опромінення підкладки і зародків плівки на підкладці жорстким УФ-випромінюванням атомів і іонів Міді з плазми розряду перспективно для впливу на електричні характеристики синтезованих плівок, зокрема, для зменшення їх опору [1.60, 1.71];
- максимальне значення середньої потужності УФ – випромінювання при $p(\text{Ar}) = 101$ кПа спостерігалось для діапазону УФ-А, а абсолютні густини випромінювання в різних УФ-діапазонах досягали: УФ-С - 67 мВт/м², УФ-В - 65 мВт/м² і УФ-А - 204 мВт/м² (при $U_{\text{ЗАР}} = 20$ кВ, $f = 1$ кГц), для розряду при $p(\text{Ar}) = 6,7$ кПа величина потужності випромінювання зменшувалась більше ніж на порядок. Найбільш ефективним було збільшення частоти повторення імпульсів до 1000 Гц, а не збільшення величини зарядної напруги на робочому конденсаторі високовольтного модулятора. Проте при роботі джерела УФ-випромінювання в діапазоні частот 300 - 1000 Гц, необхідно використовувати примусове охолодження розрядного пристрою;
- на основі попередньо виміряних в експерименті спектральних характеристик плазми Повітря в перенапруженому наносекундному розряді між мідними електродами (в частині відносної інтенсивності спектральних ліній атомів Азоту), розраховано наступні параметри плазми: температуру і концентрацію електронів. Ці дані дозволили судити про: енергетичні аспекти розпилення мідних електродів, типові концентрації атомарної та іонної складової плазми, можливий вплив хімічних процесів при технологічному застосуванні даного типу розряду в повітрі, подальші можливості наукового доробку в даному напрямку;
- виявлено, що синтезовані газорозрядним імпульсним методом плівки на основі оксиду Алюмінію і халькопїриту характеризуються найбільш слабким пропусканням в спектральній області 200 - 800 нм;
- у плазмі на газо-паровій суміші «Аргон-Мідь» при тиску Аргону 101 кПа середня енергія електронів збільшувалася від 1.493 до 24.72 еВ при зростанні параметра E/N від 1 до 1800 Тд. Температура електронів мала значення: 71560.4 , 152076 і 267844 °К при величинах параметра $E/N = 63$ Тд, 807 Тд і 1676 Тд, відповідно. Величина концентрації електронів знаходилась в діапазоні $5.3 \cdot 10^{19}$ м⁻³ - $3.8 \cdot 10^{19}$ м⁻³ при густині струму $(7.65 - 6.12) \cdot 10^6$ А / м² на поверхні електроду при величині параметра $E/N = 1676$ Тд, яке реалізується в розряді в перші 100 нс і для приведеної напруженості електричного поля $E/N = 807$ Тд, яке існувало на розрядному проміжку після часу 100 нс. Питомі втрати потужності розряду в паро-газовій суміші «Аргон-Мідь = 101 кПа - 30 Па» на непружні процеси зіткнення

електронів з компонентами суміші були найбільшими для атома Аргону і досягали 76 % при величині параметра $E/N=63$ Тд і 80% при тому ж значенні приведеної напруженості електричного поля для паро-газовій «Аргон-Мідь = 202 кПа - 30 Па», а для атома Міді вони мали максимальну величину 70% для збудження резонансного стану $^2P_{3/2, 1/2}$ в суміші «Аргон-Мідь = 101 кПа - 30 Па» для приведеної напруженості електричного поля 1 Тд. Константи швидкості електронних процесів змінювались в діапазоні $0.2140 \cdot 10^{-16}$ - $0.1178 \cdot 10^{-11}$ м³/с. Константа швидкості збудження резонансного рівня атома Міді в першій суміші парів Міді з Аргоном складала 0.949510^{-12} м³/с і 0.783110^{-12} м³/с для експериментальної величини приведеної напруженості електричного поля $E/N=1676$ Тд і $E/N=807$ Тд, а для другої газопарової суміші ($p(\text{Ar}) = 202$ кПа) вона мала менші значення - $0.8916 \cdot 10^{-12}$ м³/с і 0.718410^{-12} м³/с для $E/N=1242$ Тд і $E/N=621$ Тд;

- дослідження транспортних характеристик електронів, втрат потужності розряду на пружні і непружні процеси зіткнень електронів з складовими паро-газової суміші «Ar - Cu = 101000: 10000 Па» встановили збільшені значення середньої енергії і температури електронів для приведеної напруженості електричного поля, яка була на момент часу 100 нс від початку запалювання розряду порівняно з моментом часу $t=325$ нс. Значення середньої енергії і температури електронів складала 14.3 еВ і 165 880 °К та 8.0 еВ і 92 800°К при приведений напруженості електричного поля 1492 Тд і 746 Тд, відповідно. Потужності втрати розряду на пружні і непружні процеси зіткнень електронів з складовими паро-газових сумішей мали подібну закономірність. Вони були більші за величиною при приведений напруженості електричного поля, яка була на початку запалювання розряду і мали більші значення для непружних процесів зіткнень електронів з складовими паро-газової суміші. Максимальне значення ($0.6081 \cdot 10^{-12}$ еВ м³/с) спостерігалось для приведеної напруженості електричного поля 1492 Тд. Характерним були також підвищені значення констант швидкості збудження спектральних ліній атома Міді в момент часу від початку запалювання розряду (100 нс) в порівнянні з моментом часу $t=325$ нс. Їх величина знаходилась для резонансної лінії атому Міді ($E_{\text{пор.}} = 3.8$ еВ) в діапазоні $0.7834 \cdot 10^{-12}$ м³ / с - $0.4870 \cdot 10^{-12}$ м³ / с;

- для трьох газопарових сумішей, для яких проведено моделювання параметрів плазми на основі рівняння Больцмана для ФРЕЕ, встановлено, що з початку дії імпульсу напруги в межах часового проміжку (1-100 нс) значення транспортних характеристик і концентрації електронів були більшими за їх значення при часі 325 нс (за виключенням розряду в газопаровій суміші з підвищеним парціальним тиском (10 кПа) парів Міді); більшими також були значення потужності втрат на непружні процеси і констант швидкостей збудження емісії ліній атомів Міді

в межах часу (1-100 нс). Подібна закономірність пов'язана з більшою приведеною напруженістю електричного поля на початку дії імпульсу напруги в межах часу (1-100 нс).

У зв'язку з тим, що в розряді на газо-парових сумішах: «Ar : Cu = 101 кПа : 30 Па», «Ar : Cu = 201 кПа : 30 Па», «Ar : Cu = 101000 : 10000 Па» спостерігалось більше значення константи швидкості збудження резонансної спектральної лінії атома Міді з енергією порогу 3.8 еВ ($^2P_{3/2,1/2}$), що забезпечувало більшу її інтенсивність в розряді, тому її можливо рекомендувати для використовувати при діагностиці процесу наплення відповідних плівок в режимі реального часу.

1.8 Список літератури

- [1.1]. J. P. Walters, and H.V. Malmstadt Emission Characteristics and Sensitivity in a High-Voltage Spark Discharge // *Analytical Chemistry*. 1965. Vol.37, №12. P.1484-1503.
- [1.2]. L.F. Strelkov and A.A. Yankovskii Variation of Spectral – Line intensity during spark Discharge // *Zhurnal Prikladnoi Spektroskopii*, 1973. Vol. 19, No. 4, pp. 605-613.
- [1.3]. Л.П. Бабич, Т.В. Лойко, В.А. Цукерман Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов // *Успехи физических наук*. 1990. Т.160, вып.7. С.49-82.
- [1.4]. В.В. Ахмадеев, Л.М. Василяк, С.В. Костюченко, Н.Н. Кудрявцев, Г.А. Куркин Искровой пробой воздуха наносекундными импульсами напряжения // *Журнал технической физики*. 1996. Т.66, вып.4. С.58-67.
- [1.5]. A.K. Shuaibov, G.E. Laslov, and Ya.Ya. Kozak Emission Characteristics of the Cathode Region of Nanosecond Discharge in Atmospheric Pressure Air // *Optics and Spectroscopy*. 2014. Vol.116, №4. P.552-556.
- [1.6]. A.K. Shuaibov, G.E. Laslov, A.I. Minya, and Z.T. Gomoki Characteristics and Parameters of Nanosecond Air Discharge Plasma between Chalcopyrite Electrodes // *Technical Physics Letters*. 2014. Vol.40, №11. P.963-965.
- [1.7]. Alekander K Shuaibov, Alekander Y Minya, Mikaylo P Chuchman, Antonina A Malinina, Alekander N Malinin, T Zoltan Gomoki and Yanosh Ch Kolozvari Optical Characteristics of overstressed nanosecond discharge in atmospheric pressure air between Chalcopyrite electrodes // *Plasma Research Express*. 2018. №1. 015003 (10 pp).
- [1.8]. A.K. Shuaibov, A.Y. Minya, A.A. Malinina, A.N. Malinin, V. V. Danilo, M.Yu. Sichka, I.V. Shevera Synthesis of Copper Oxides Nanostructures by an Overstressed Nanosecond Discharge in Atmospheric Pressure Air Between Copper Electrodes // *Amerikan Journal of Mechanical and Materials Engineering*. 2018; 2(1) 8-14 .
- [1.9]. Д.В. Белоплотов, В.Ф. Тарасенко, М.И. Ломаев, Люминисценция атомов и ионов алюминия при импульсно-периодическом наносекундном разряде, инициируемом убегаящими электронами в азоте // *Оптика атмосферы и океана* 2016. Т. 29, № 2. С.96-101.
- [1.10]. В.А. Битюрин, А.В. Григоренко, А.В. Ефимов, А.И. Климов, О.В. Коршунов, Д.Т. Кутузов, В.Ф. Чиннов Спектральный и кинетический анализ газоразрядной гетерогенной плазмы в потоке смеси Al, H₂O, Ar // *Теплофизика Высоких Температур*. 2014. Т.52, №1. С.3-13.
- [1.11]. А.М. Ампилов, э. М. Бархударов, Ю. Н. Козлов, И.А. Косый, М.А. Мисякан и др. УФ-излучение высоковольтного многоэлектродного поверхностного разряда в газовой среде // *Физика плазмы*. 2019. Т.45, № 3. С.268-273.

- [1.12]. S. Dadras, M.J. Tovkamany and, J. Subbaghzen Characterization and comparison of iron and aluminium laser ablation wick of induced plasma // J. Phys. D: Apple Phys. 2008. Vol.41. 225202. (7 pp).
- [1.13]. Д.В. Белоplotов, М.В. Тригуб, В.Ф. Тарасенко, Г.С. Евтушенко, М.И. Ломаев, Визуализация газодинамических процессов при импульсно-периодическом разряде, инициируемом убегающими электронами в воздухе атмосферного давления с помощью лазерного монитора // Оптика атмосферы и океана 2016. Т. 29, № 2. С.157-162.
- [1.14]. А.А. Тренькин, К.И. Алмазов, А.Н. Белоногов, В.В. Боровков, Е.В. Горелов, И.В. Морозов, С.Ю. Харитонов Динамика начальной фазы искрового и диффузного разрядов в воздухе в промежутке острие плоскость при различных параметрах острейного электрода // Журнал технической физики. 2019. Т.89, вып.4. С.512-517.
- [1.15]. Д.В. Белоplotов, М.И. Ломаев, Д.А. Сорокин, В.Ф. Тарасенко Стримеры при субнаносекундном пробое аргона и азота в неоднородном электрическом поле при обеих полярностях // Журнал технической физики. 2018. Т.88, вып.6. С.819-826.
- [1.16]. D.V. Beloplotov, V.I. Lomaev, D.A. Sorokin, V.F. Tarasenko Blue and green jets in laboratory discharges initiated by runaway electrons // Journal of Physics : Conference Series. 2015. Vol.652. 012012.
- [1.17]. Д.В. Белоplotов, М.И. Ломаев, В.Ф. Тарасенко О природе излучения голубых и зеленых струй в лабораторных разрядах, инициируемых пучком убегающих электронов // Оптика атмосферы и океана 2015 . Т. 28, № 4. С.349-353// Оптика атмосферы и океана 2016.
- [1.18]. М.А. Аль-Харети, О.А. Омаров, Н.О. Омарова, П.Х. Омарова, М.Б. Хачалов Роль термоэлектронной эмиссии в формировании и развитии искрового канала в газах // Прикладная Физика. 2015. №3. С.52-56.
- [1.19]. В. Ф. Тарасенко, А.Н. Панченко, Д.В. Белоplotов Диффузные и объемные разряды в лазерах высокого давления с накачкой поперечным разрядом (обзор) // Успехи прикладной физики. 2019. Т.7, № 6. С.535-546.
- [1.20]. M. Lomaev, D. Beloplotov, D. Sorokin, V. Tarasenko The radiative properties of plasma of pulse-periodic discharge initiated wick runaway electrons // 32nd ICPIIC. July 26-31. 2015. Jasi, Romania. 4p.
- [1.21]. И.Д. Костыря, В.Ф. Тарасенко, Д.В. Рыбка Особенности регистрации убегающих электронов при пробое воздуха атмосферного давления импульсами напряжения с фронтом 0,5 мкс // Известия Высших Учебных Заведний. Физика. 2014. Т.57, № 12/2. С.220-224.
- [1.22]. Д.Г. Костыря, А.М. Марциновский, К.Е. Орлов Автоэмисия катода как возможный фактор перехода стримерного канала в искровой // Письма в ЖТФ. 2009. Т.35, вып.20. С.34-40.
- [1.23]. C.O. Laux, T.G. Spence, C.H. Kruger and R.N. Zave Optical diagnostics of atmospheric pressure air plasmas // Plasma Sources Sci. Technol. 2003. Vol.12. P.125-138.
- [1.24]. Д.В. Белоplotов, А. М. Бойченко, В.Ф. Тарасенко Разряды с «четочной» структурой, формируемой при импульсном пробое воздуха и азота // Физика плазмы. 2019. Т.45, № 4. С.369-379.
- [1.25]. V. F. Tarasenko, V.S. Kuznetsov, V. A. Panarin, V.S. Skakun, and E.A. Sosnin Whether and how the vapours of Al, Cu, Fe, and W influence the dynamics of apokamps // Journal of Physics: Conference Series. 2020. Vol.1499. 012051.
- [1.26]. V. F. Tarasenko, E. Kh. Baksht, D.V. Rybka, D.A. Sorokin, V.S. Kuznetsov and V.Yu. Kozhevnikov Generation of direct and reverse runaway electron beams in atmospheric air using anodes made of different metals // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol.1393. 012031.
- [1.27]. М.И. Ломаев, В. Ф. Тарасенко, Е.Х. Бакшт О влиянии давления воздуха на параметры тока пучка и рентгеновского излучения, генерируемых в газовом диоде // Журнал Технической Физики. 2019. Т.89, вып.8. С.1271-1275.
- [1.28]. А.Е. Дубинов, Ю.П. Кожаева Генерация импульсно-периодической последовательности наносекундных искровых разрядов в воздушном промежутке между прозрачными гидрогелевыми электродами // Письма в Журнал Технической Физики. 2019. Т.45, вып.8. С.16-18.
- [1.29]. А.М. Бойченко, В.Ф. Тарасенко, Е.Х. Бакшт, А.Г. Бураченко. М.В. Ерофеев, А.Н. Ткачев

- Пробой газовых промежутков в неоднородном электрическом поле при субнаносекундном фронте импульса напряжения // Журнал Технической Физики. 2013. Т.83, вып.3. С.61-65.
- [1.30]. D.V. Beloplotov and V.F. Tarasenko On the influence of a cathode shape on the parameters of current pulses of runaway electron beams in a gas discharge when applying voltage pulses with a rise time of 200 ns // Journal of Physics : Conference Series. 2019. Vol.1393. 012004.
- [1.31]. М.И. Баранов Приближенный метод расчета максимальной температуры плазмы в сильноточном канале искрового разряда высоковольтного воздушного коммутатора атмосферного давления // Технічна електродинаміка. 2010. №5. С.18-21.
- [1.32]. М.И. Баранов Приближенный расчет активного сопротивления плазменного канала искрового разряда в высоковольтном сильноточном воздушном коммутаторе атмосферного давления // Техніка та електрофізика високих напруг. Вісник НТУ «ХПІ». 2017. № 15. С.5-11.
- [1.33]. В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, М.А. Арсланбеков, Х.М. Абакарова, А. А. Али Рафид Импульсный объемный разряд при высоких перенапряжениях // Успехи прикладной физики. 2015. Т.3, № 2. С.154-161.
- [1.34]. В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, М.А. Арсланбеков, Х.М. Абакарова, Али Рафид Аббас Али Оптическое излучение импульсного объемного разряда в He высокого давления // Успехи прикладной физики. 2014. Т.2, № 3. С. 234-242.
- [1.35]. A.K. Shuaibov, A.I. Minya, A.A. Malinina, A.N. Malinin Electroluminescence of aluminum oxides nanoparticles in overstressed nanosecond discharge plasma in high pressure air // Science, society, education: topical issues and development prospects. Abstracts of the 6 th International scientific and practical conference. SPS. "Sci-conf.com.ua.". Kharkiv. Ukraine.2020. Pp.323-329.
- [1.36]. Shuaibov A, Minya A, Malinina A, Malinin A, Gomoki Z. Synthesis of aluminum oxide nanoparticles in overstressed nanosecond discharge plasma with the ectonic sputtering mechanism of aluminum electrodes. // Highlights in BioScience. 2020. Volume 3. Article ID 20211. dio:10.36462/H.BioSci.20211.
- [1.37]. A.K. Shuaibov, A.Y. Minya, A.A. Malinina, A.N. Malinin, I.V. Shevera Electroluminescence of aluminum oxides nanoparticles in overstressed nanosecond discharge plasma in high pressure air // «Наносистеми, наноматеріалі, нанотехнології». 2020. №4. С.
- [1.38]. O.K. Shuaibov, O.Y. Minya, M.P. Chuchman, A.O. Malinina, O.M. Malinin, V.V. Danilo, Z.T. Gomoki Parameters of nanosecond overvoltage discharge plasma in a narrow air gap between the electrodes containing electrode material vapor // Ukr.J. Phys. 2018. Vol.63, N 9. P.790-801.
- [1.39]. Tyutyunnikov V.I. Spectra of ZnO syperdispersed particles in an electric field // East. Eur. J. Phys. 2015. V.2, N 3. P.64-69.
- [1.40]. О.К. Шуаїбов, А.О. Малініна, О.М. Малінін Нові газорозрядні методи одержання селективного ультрафіолетового і видимого випромінювання та синтезу наноструктур оксидів перехідних металів. Монографія. Ужгород. Видавництво УжНУ «Говерла», 2019. 188 с.
- [1.41]. О.К. Шуаїбов, О.Й. Миня, З.Т. Гомокі, В.В. Данило Безвіконна, точкова, ультрафіолетова лампа на парах міді // Патент на винахід. U A116580 C2. Номер заявки: а 2016 04590; дата подання заявки: 25.04. 2016; дата, з якої чинними є права на винахід 10.04. 2016; публікація відомостей про заявку 10.10. 2016 Бюл. № 19; публікація відомостей про видачу патенту 10.04. 2018 Бюл. №7.
- [1.42]. Шуаїбов О.К., Миня О.Й., Гомокі З.Т, Грицак Р.В., Малініна А.О., Малінін О.М. Спосіб синтезу тонких плівок халькопіриту в безкисневому газовому середовищі // Патент на корисну модель. UA 142634 U. Номер заявки u 2019 10318. Дата подання 11.10.2019. Дата, з якої є чинними права на корисну модель 25.06. 2020. Публікація відомостей 25.06. 2020. Бюл. № 12.
- [1.43]. J. Silvera E., Freitas I.A., Glembocki O.J., Slack G.A., Schowalter L.J. Excitonic structure of bulk AlN from optical reflectivity and cathodoluminescence measurements // Phys. Rev. B. 2005. V.71, N10. P.041201-041204.

- [1.44]. А.Е. Егоров, В.В. Чернышев Спектры электролюминесценции анодного оксида алюминия в различных электролитах // Вестник Воронежского государственного университета. Серия. Физика Математика. 2005. № 2. С.8-10.
- [1.45]. В.С. Кортов, А.Е. Ермаков, А.Ф. Зацепин, М.А. Уайт, С.В. Никифоров и др Особенности люминесцентных свойств наноструктурированного оксида алюминия // Физика твердого тела. 2008. Т.50, вып.5. С.916-920.
- [1.46]. И.В. Гасенкова, Н.И. Мухуров, Ясин Мохсин Вахиох Оптические свойства подложек анодированного алюминия как основы пороговых детекторов // Доклады БГУИР. 2016. № 2 (96). С.114-118.
- [1.47]. van der Horst R.M., Verreycken T., van Veldhuizen E.M., and Bruggerman P.J. Yime-resolved optical emission spectroscopy of nanosecond pulsed discharges in atmospheric-pressure N₂ and N₂/H₂O mixtures // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012 . Vol.45. 345201.
- [1.48]. A.K. Shuaibov, A.I. Minya, A.A. Malinina, R.V. Gritsak, A.N. Malinin Characteristics of the nanosecond overvoltage discharge between CuInSe₂ chalcopyrite electrodes in oxygen – free gas media // Ukr. J. Phys. 2020. Vol.65, No 5. С.400-411.
- [1.49]. G. A. Mesyats Ecton – Electron Avalanche from metal // Usp. Fizich. Nauk. 1995. Vol.165, N 6. P.601-626.
- [1.50]. И.С. Маршак Электрический пробой газа при давлениях близких к атмосферному // Усп. Физ. Наук. 1960. Т.71, вып.4. С.631-675.
- [1.51]. Alekander Shuaibov, Alekander Minya, Antonina Malinina, Alekander Malinin, Roman Golomd, Igor Shevera, Zoltan Gomoki and Vladislav Danilo Synthesis of nanosttuctured transition metal oxides by a nanosecond discharge in air wich assistance of the deposition process by plasma UV-radiation // Advances in Natural Sciences: Nanoscience and Nanotechnology. 9(2018) 035018 (7 pp).
- [1.52]. В.В. Иванов, А.А. Ефимов, Д.А. Мыльников, А.А. Лизунова, А.В. Богазеев, И.В. Бекетов, С.В. Щербинин Высокопроизводительное получение наноразмерных частиц в импульсно-периодическом многоазорном газоразрядном генераторе // Письма в ЖТФ. 2016. Т.42, вып.16. С.95-101.
- [1.53] И.В. Бекетов, А.В. Багазеев, Е.И. Азаркевич, А.Д. Максимов, А.И. Медведев, А.И. Бекетова Установка для получения нанопорошков металлов и оксидов металлов методом искрового разряда и ее испытание // Известия ВУЗов. Физика. 2018. Т.61, № 9/2. С.166-169.
- [1.54]. Н.Г. Внукова, А.Л. Колоненко, В.А. Лопатин, Г.Н. Чурилов Сравнение спектральных характеристик аргонового и ксенонового дуговых разрядов атмосферн ого давления // Journal of Siberian Federal University. Chmistru 2. 2011. N 4. P.148-152.
- [1.55]. А. Омаров, В.С. Курбанисмаилов, Г.Б. Рагимханов, М.Х. Гаджиев, М.В. Курбанисмаилов Формирование ударных волн при взрывных процессах на катоде во внешнем магнитном поле // Вестник Дагестанского университета. 2012. Вып.6. С.5-16.
- [1.56]. В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов Излучательные и спектральные характеристики искрового канала в аргоне // Прикладная физика. 2014. Т.2, № 3. С. 35-38.
- [1.57]. О. А. Омаров, Н.О. Омарова, П.Х. Омарова, А.А. Аливердиев Пробой газов высокого давления в продольном магнитном поле // Теплофизика высоких температур. 2019. Т.57, № 2. С.174-182.
- [1.58]. В.Д. Гончаров, Д.С. Самсон Получение ультрадисперсных частиц с одновременным нанесением их на подложку в импульсном газовом разряде атмосферного давленияЮ премещающемся по поверхности электродов в собственном магнитном поле // Журнал технической физики. 2015. Т.85, вып.5. С.37-42.
- [1.59]. В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, Д.В. Терешонок Исследование наносекундного разряда в аргоне при атмосферном давлении с предварительной ионизацией // Письма в ЖТФ. 2019. Т.45, вып.2. С. 6-9.
- [1.60]. А.Х. Абдуев, А.Ш. Асваров, А.К. Ахметов, Р.М. Эмиров, В.В. Беляев УФ-ассистирование процесса роста прозрачных проводящих слоев на основе оксида цинка // Письма в ЖТФ. 2017. Т.43, вып.22. С.40-47.

- [1.61]. В.Г. Мельников Работоспособность и кинетические закономерности трибохимических превращений смазочных материалов в зоне трения качения // Защита металлов. 2005. Т.41, №2. С.168-181.
- [1.62]. Kh. V. Allakhverdieva Physicomechanical properties of composite materials on basis of copper and polyolefins // Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Khim. Khim. Tekhnol [Russ. J. Chem & Chem.Tech.]. 2020. Vol.63. N 10.P.71-77.
- [1.63]. Л.Ф. Абаева, В.И. Шумский, Е.Н. Петрицкая, Д.А. Рогаткин, П.Н. Любченко Наночастицы и нанотехнологии в медицине сегодня и завтра // Альманах клинической медицины. 2010. №22'. С.10-16.
- [1.64]. Runaway electrons preionized diffuse discharge / Ed. by V.F. Tarasenko. – New York: Nova Science Publishers Inc., 2014. 578 p.
- [1.65]. Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизированных атомов /А. Р. Стриганов, Н. С. Свентицкий. - М.: Атомиздат, 1966. - 899 с.
- [1.66]. NIST Atomic Spectra Database Lines Form [https:// physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html](https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html)
- [1.67]. A.N. Gomoni Radiative Decay np^2 autoionization States under dielectronic Recombination of the Zn^+ and Cd^+ Ions // Journal of Applied Spectroscopy. 2015. Vol.82, №1. P.17-22.
- [1.68]. Dmitry Levko, and Laxminarayan L.Raja Early stage time evolution of a dense nanosecond microdischarge use in fast switching applications // Physics of Plasmas. 2016. Vol.22. 123518.
- [1.69]. В.М. Немец, Т.Г. Абдулин Особенности разряда плазмотронного типа как источника света для спектроскопического измерения концентрации азота // Вестник СПбГУ. Сер.4 Т.1. (59). 2014. Вып.2. С.166-171.
- [1.70]. С. э. Фриш Спектроскопия газоразрядной плазмы Л. 1970. 362 с.
- [1.71]. А.Х. Абдуев, А.Ш. Асваров, Н.М. Алиханов, В.В. Беляев, Ф.И. Высикайло Магнетронный синтез прозрачных электродов GZO в условиях УФ подсветки // «Физическая электроника»: Материалы IX Всероссийской конференции ФЭ – 2016. Махачкала. ИТЦ ДТУ. 2016. С.265-269.
- [1.72]. Чучман М.П., Шуаибов О.К. Утворення збуджених атомів міді та срібла в лазерній плазмі // Укр. фіз. журн. 2008. Т.53. №8. С.772-778.
- [1.73]. Shuaibov A., Minya A., Malinina A., Malinin A., Golomb R., Shevera I., Gomoki Z., Danilo V. Synthesis of nanostructured transition metal oxides by a nanosecond discharge in air with assistance of the deposition process by plasma UV-radiation // Adv. Nat. Sci.: Nanosci. Nanotechnol. 2018. V.9. №3. 035016-7p.
- [1.74] Shuaibov AK, Minya AY, Gomoki ZT, Hrytsak RV, Malinina AA, and Malinin A N Spectroscopic Study of the Decomposition of a Chalcopirite Molecule in a Overstressed Nanosecond Discharge on a Mixture of Nitrogen with $CuInSe_2$ Vapor Compound // Journal of Physics and Chemistry Reseach. 2019. Vol.1, Issue 2 (19 September). P.1-7 (1(2): 110).
- [1.75] Smith P.L., Heise C., Esmond J.R., Kurucz R.L. Atomic spectral line database from CD-ROM 23 of R.L. Kurucz. Cambridge: Smithsonian astrophysical observatory, 1995. <http://cfa-www.harvard.edu/amp>.
- [1.76] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. Москва: Наука, 1982. 375 с.
- [1.77] Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. Москва: Мир, 1971. 552 с.
- [1.78]. І.С. Чекман, Т.Ю. Небесна, А.П. Крупеня Алюміній, наноалюміній: властивості, застосування у медичній практиці // Український науково-медичний молодіжний журнал. 2010. №2. С.4-7.
- [1.79]. В.Г. Валеев, А.Н. Бельтпоков, Д.В. Сурнин, Р.М. Закирова, В.М. Ветошкин Люминисценция наноструктур Ge в пористом Al_2O_3 // Химическая физика и мезоскопия. Т.16, №1. С.115-118.
- [1.80]. А.М. Абызов Оксид алюминия и алюмооксидная керамика (Обзор). Часть 1. Свойства Al_2O_3 и промышленное производство дисперсного Al_2O_3 // Новые огнеупоры. 2019. № 1. С.16-23.
- [1.81]. R.V. Hrytsak, A.O. Malinina, O.J. Minya, O.K. Shuaibov, S.Y. Neymet, Characteristics of Overstressed Nanosecond Discharge between Electrodes from Chalcopirite in Argon of Atmospheric

Pressure, in Abstracts of XIX International Young Scientists Conference on Applied Physics, Taras Shevchenko National University, Kyiv, Ukraine, May 21-25, 2019, p.37-38.

[1.82]. А.О. Малініна, Р.В. Грицак, О.К. Шуаїбов, О.Й. Миня, О.М. Малінін Імпульсно-періодичне джерело синхронізованих потоків бактерицидного УФ випромінювання та кластерів і наночастинок халькопїритів (CuInSe₂) //Матеріали восьмої міжнародної конференції «Медична фізика – сучасний стан, проблеми, шляхи розвитку. Новітні технології».26-27 вересня 2019 р. м. Київ, Україна. С.216-219. ISBN 978-617-7288-99-1.

[1.83]. О.Й. Миня, В.М. Красилицець, О.К. Шуаїбов, І.В. Шевера, З.Т. Гомокі, М.М. Чаварга, А.М. Соломон, В.І. Мікла, Спектри пропускання тонких наноструктурованих плівок на основі міді, алюмінію та халькопїриту, отримані імпульсним газорозрядним методом // Uzhhorod University Scientific Herald Series Physics. Issue 46. 2019. P.84-91.

[1.84]. A.K. Shuaibov, A.Y. Minya, A.A. Malinina, A.N. Malinin, Z.T. Gomoki, V.V. Danilo, Yu. Yu. Bilak Study Of The Formation Conditions of Aluminum Oxide Nanoparticles In An Overstressed Nanosecond Discharge Between Aluminum Electrodes In A Mixture Nitrogen And Oxygen // Journal of Metallic Material Research. 2020. Vol.03. Issue 02. P.37-46.

[1.85]. <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr>.

[1.86]. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.

[1.87]. Mkrtychyan, M M et al. Kinetics of a gas-discharge XeF excimer laser//Soviet Journal of Quantum Electronics, 1979,9, no. 8, pp.967 -971.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ І ПАРАМЕТРИ ПЛАЗМИ ПЕРЕНАПРУЖЕНОГО НАНОСЕКУНДНОГО РОЗРЯДУ В АРГОНІ, ПОВІТРІ І АЗОТІ МІЖ ЕЛЕКТРОДАМИ З ХАЛЬКОПІРИТУ І

ЕЛЕКТРОДОМ З ХАЛЬКОПІРИТУ ТА ЕЛЕКТРОДОМ З АЛЮМІНІЮ

В другому розділі наведено короткий огляд літератури з результатів синтезу наноструктур в високовольтному наносекундному розряді в газах, а також результати експериментальних досліджень характеристик плазми перенапруженого наносекундного розряду, який запалювався між електродами з халькопіриту (CuInSe_2), між електродами з Міді, електродом з Алюмінію і електродом з халькопіриту в паро-газових сумішах на основі Аргону і повітря з домішками парів матеріалу електродів. Наведено також результати моделювання параметрів плазми на основі розрахунків функції розподілу електронів за енергіями (ФРЕЕ) для розряду в паро-газових сумішах, які досліджувались експериментально, і в діапазоні діючих значень відношення E/N (де, E - напруженість електричного поля в проміжку між електродами, N - концентрація паро-газової суміші), що були реалізовані в експериментах. Приведено спектри поглинання синтезованих за межами розряду тонких плівок з продуктів деструкції електродів на підкладці, що була встановлена за межами розряду на віддалі 2-3 сантиметрів від центру міжелектродного проміжку.

Основні результати, наводяться в другому розділі опубліковані в працях [2.15-2.23].

2.1. Синтез наноструктур в плазмі високовольтного імпульсного розряду в газах (стан дослідження)

Розглянемо стан досліджень і характеристики тонких плівок і одержання ультра дисперсних порошків при застосуванні високовольтного імпульсного розряду в газах.

Можливість значного зменшення агломерації нанопорошку алюмінію при пасивації поверхні наночастинок в процесі їх синтезу, а не зразу після його завершення була встановлена в [2.1]. При ініціюванні вибухів тонкого Алюмінієвого дроту (діаметр 0,45 мм; довжина 9-21,4 см) в середовищі Аргону ($p = 120$ кПа), до якого неперервно додавався Кисень, робоча ємність генератора імпульсів високої напруги складала 3,2 – 6,4 мкФ (при індуктивності розрядного контуру – 0,5 мкГн і частоті

повторення імпульсів 0,5 Гц). Це дозволило формувати на частинках Алюмінію тонку ($d = 3,5-5,2$ нм) аморфну оксидну оболонку, що стримувала агломерацію часток Алюмінію і захищала їх поверхню від окислення при витратах Кисню переважаючих 0,04 г/г Al. При потоках Кисню менших за 0,12 г/г Al в синтезованому порошку крім Алюмінію, був присутнім лише аморфний оксид Алюмінію. При збільшенні потоку Кисню в реакторі за межі 0,12 г/г Al формувались уже кристалічні фази оксиду Алюмінію. При зміні кількості Кисню від 0 до 1,00 г/г Al вміст Алюмінію в порошку зменшувався від 95 до 10 мас %.

Синтезований порошок складався з окремих часток на відміну від випадку пасивування його в повітрі після синтезу в реакторі. Розміри частинок Алюмінію лінійно зменшувались при утворенні кристалічних фаз Al_2O_3 від 250 до 60 нм (при витратах кисню більших за 0,20 г/г Al). Кристалічний Al_2O_3 , імовірно, утворювався з найбільш малих частинок за рахунок перевипаровання і повторної конденсації.

При вибухах тонких металевих дротин в атмосфері різних газів (при тисках більших за 101 кПа) в [2.1] повідомлялося лише про утворення порошку металу чи його оксиду нанометрових розмірів, а осадження тонких наноструктурованих плівок на діелектричні підкладки не вивчалось. Такі експерименти проводяться при низьких частотах повторення імпульсів, характеризуються нестабільністю розряду і неконтрольованими змінами його режиму, що призводить до значного розкиду розмірів синтезованих часток.

В [2.2] представлені результати дослідження деструкції металевих сплавів і тонких дротин в плазмі імпульсного високовольтного розряду. Синтезовано нанодисперсні оксиди Свинцю, Олова, Вісмуту, Вольфраму, Молібдену і нановіскери на основі оксидів Олова-Свинцю, Вісмуту-Свинцю- Олова і Молібдену. Проведено виділення Свинцю і Свинцю з Вісмутом в формі нанодисперсних оксидів з сплавів Pb – Sn, Pb – Sn – Ві. Синтезовано оксидні матеріали у формі гранул, які мають властивості терморезисторів і термоелектриків.

Тут описано умови отримання ультра– і нанодисперсних порошоків і функціональних матеріалів за допомогою деструкції електродів- металевих дротин в плазмі імпульсного високовольтного розряду.

Деструкція розплавлених електродів. При цьому способі синтезу до розплаву досліджуваного сплаву металів в атмосфері методом занурення підключались мідні стержні - виводи генератора високовольтних імпульсів (ГВІ). Амплітуда імпульсів напруги холостого ходу – 9 кВ,

частота – 2 кГц, тривалість – 100 мкс. Розплав розтягували механічним переміщенням одного з електродів до моменту його розриву. В місцях розриву розплаву утворювались вістря. ГВІ був запрограмованим на режим роботи, коли він відмикався при замиканні кола навантаження плазмою і знову вмикався при розриві цього кола. В момент розриву розплаву ГВІ вмикається і між вістрями формується плазмовий шнур. При подальшому збільшенні віддалі між частинами розірваного розплаву плазмовий шнур згасав. З цього моменту часу на вістрях починали наростати порохоподібні утворення. З області наростання на протязі близько 10 с виходив білий дим, який осаджувався на скляну підкладку. Порошок і речовина диму в подальшому аналізувались різними фізичними методами.

На основі розробленого способу деструкції сплавів металів імпульсним високовольтним розрядом, прикладеним до місця розриву розплаву сплаву, були синтезовані наступні мікро- наноструктури. Це нанодисперсні оксиди металів і нановіскери з оксидів металів, синтезовано острівкові покриття з наночастинок оксиду свинцю розмірами 50 нм і менше. На прикладі систем Pb – Sn, Pb – Sn - Bi було встановлено можливість вилучення з сплавів їх складових в формі відповідних оксидів.

Деструкція електродів в формі тонких дротин. В цьому випадку до виводів ГВІ підмикались електроди у вигляді тонких металевих дротин з Міді, Алюмінію, Сталі, Вольфраму і Молібдену діаметром 0,1-0,8 мм. Імпульси напруги при роботі в режимі холостого ходу знаходились в діапазоні 4-10 кВ. Після вмикання ГВІ дротини-електроди зближувались між собою до виникнення плазмового шнуру, а в місцях його виходу вони піддавались деструкції. Продукти деструкції електродів-дротин виходили з плазми у вигляді диму. При застосуванні вольфрамових і молібденових дротин в місцях виходу плазмового шнуру електроди активно руйнувались і виділялись продукти їх деструкції в вигляді густого білого диму. Дим збирали на приймачі з скла, на якому формувалась тонка плівка (рис.2.1; рис.2.2). Частина продуктів деструкції була локалізована на поверхні поблизу зруйнованих кінців електродів-дротин. Аналіз цього наросту речовини виявив, що він містить нановіскери діаметром 50-100 нм і висотою 2,5 мкм, також мікрокристали з повздовжними плоскими гранями шириною 200-500 нм. Було виявлено також продукти деструкції у вигляді мікро гранул локалізованих на кінцях електродів-дротин.

Для мідних дротин ці гранули складались з оксидів Міді (CuO, Cu₂O), які проявляли властивості терморезисторів, тензорезисторів і

термоелементів. Перевагою даного способу синтезу гранул на основі оксидів Міді простота і низькі витрати енергії.

В цілому шляхом деструкції електродів-дротин в імпульсному високовольтному розряді були синтезовані нанодисперсні і наноструктуровані зразки на основі оксидів Вольфраму і Молібдену (WO_3 , MoO_3), які мали властивості термоопорів, тензорезисторів і термоелементів.

Інтенсивність синтезу нанодисперсних продуктів деструкції електродів зростала при зменшенні діаметру дроту і при збільшенні амплітуди імпульсу напруги живлення розряду, вона також залежала від матеріалу електродів і їх елементного складу.

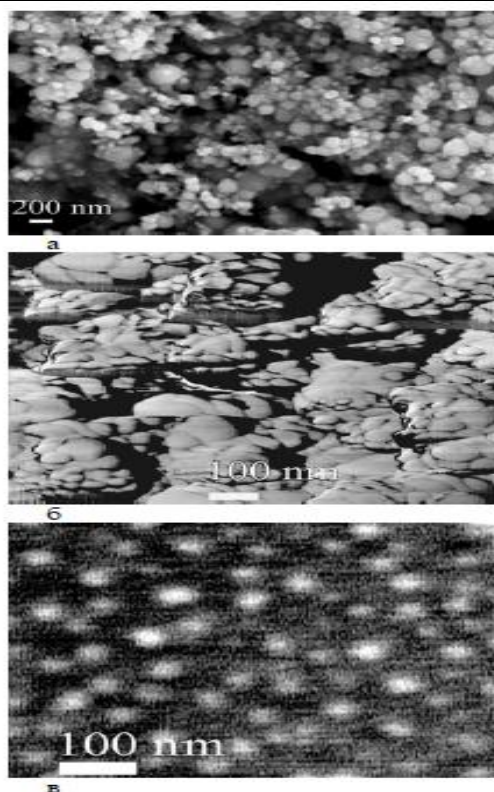


Рис.2.1 - ЕСМ та АСМ-зображення диму РЬО на скляній підкладці (а і б, відповідно) та АСМ-зображення частинок диму на скляній підкладці (в) [2.2].

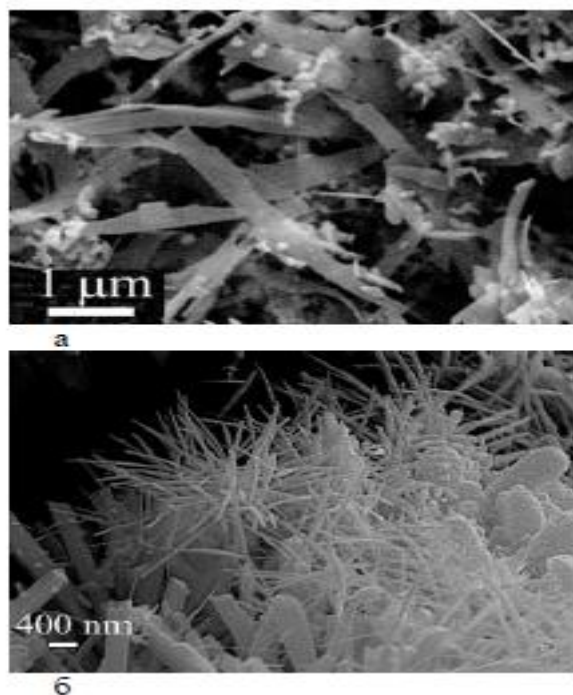


Рис.2.2 - ЕСМ-зображення нанопорошка MoO_3 , отриманного деструкцією молібденового дроту імпульсним високовольтним розрядом на повітрі (а) та наросту на поверхні електроду в області, сусідній до місця деструкції (б) [2.2].

В праці [2.3] повідомляється про умови синтезу твердих розчинів $\text{CuIn}_{(1-x)}\text{Ga}_x\text{S}_2$ ($x \leq 0,3$) з виходом корисної речовини на рівні 70% шляхом реакції в розплаві при температурі 400°C на протязі 24 годин в CuCl_2 , InCl_3 и GaCl_3 . Синтезовані однорідні тверді розчини представлялись собою нанорозмірні зерна з розмірами (70–100 нм), у яких питома поверхня складала $6,5 \text{ м}^2 / \text{г}$, а ширина забороненої зони знаходиться в інтервалі енергій (1,5 -1,8) еВ.

Сполука $\text{Cu}(\text{In}_{0,6}\text{Ga}_{0,4})_3\text{Se}_5$, є широкозонним напівпровідником, який кристалізується у вигляді халькопіритної структури *p*-типу з прямим переходом з енергією 1,42 еВ [2.4]. Дана сполука є хімічно стійкою в широкому діапазоні величин рН. Халькопірит $\text{Cu}(\text{In}_{0,6}\text{Ga}_{0,4})_3\text{Se}_5$ синтезовано шляхом плавлення дуже чистих хімічних елементів. Заміна частини індію галієм використано для збільшення величини забороненої зони з метою покращення спектрів поглинання четверного халькопіриту і кращій відповідності спектру сонячного випромінювання. При цьому, поглинання світла починається при більш високих енергіях в порівнянні з потрійним халькопіритом CuIn_3Se_5 .

Історія технології CIGS почалася в 1991 році з залученням в дослідження корпорації EPV (Energy Photovoltaics, Inc., США), що виготовляє тонкоплівкові елементи на основі сполук CuInSe_2 (CIS) і Cu(In,Ga)Se_2 (CIGS) [2.5]. У квітні 1998 року EPV продемонструвала некапсульований модуль CIGS зі складною багатошаровою структурою з характеристиками: ККД = 9,7%, площа модуля була рівна 3100 cm^2 , а електрична потужність, що при цьому генерувалась складала 24 Вт. EPV послідовно дотримувалася вакуумної технології виробництва CIGS. В тому ж 1998 році субпідрядна організація NREL (National Renewable Energy Laboratory, USA) продемонструвала рекордний ККД = 18,8 % (для модуля площею $0,44 \text{ m}^2$). Поряд з цим, для отримання шарів CIGS розвивалися інші методи - селенізація металевих попередників при атмосферному тиску, швидкий термічний процес (відпалювання) і електроосадження. Під час першої фази субконтракту корпорація EPV виготовила мініатюрний модуль площею 34 cm^2 , 16 – секційний CIGS з ККД = 10,2 % . Застосувавши задній молібденовий електрод, EPV отримала ККД = 17,1 % на площі $0,43 \text{ m}^2$.

В останні десятиліття ведуться інтенсивні роботи і в напрямку створення СЕ на гнучкій основі. Японський національний інститут передових прикладних наук і технологій (AIST) створив гнучкі сонячні батареї з досить високим ККД. AIST продемонстрував лабораторний елемент CIGS, виготовлений на дешевій металевій основі, з ККД = 16,7 %. Ця виявилась дуже тонка батарея з шарами кераміки, металу, спеціального скла і напівпровідників, але вона поки ще є лабораторним зразком. Проте завдяки своїм винятковим властивостям вона може дійти до серійного виробництва. Однією з проблем є формування в "фінальному" матеріалі напівпровідника р- типу з певною концентрацією носіїв заряду. Досягається це додаванням лужних металів, таких як натрій, зокрема, у вигляді селеніду натрію або фториду натрію. Однак їх застосування пов'язано з низкою труднощів і не забезпечує відтворюваність результатів. Тому незабаром AIST знайшов новий метод створення тонкоплівкових сонячних батарей на основі CIGS. Спочатку на гнучку підкладку наносився тонкий шар лужно - силікатного скла (Alkali – Silicate glass Thin Layer, ASTL). Відповідно, і метод отримав назву ASTL. Потім до майбутньої батареї додають всі інші елементи: нижній електрод, який поглинає світло CIGS - шар, буферний шар, верхній прозорий електрод і покриття, що просвітлює. Така конструкція, на думку фахівців AIST, полегшує додавання лужного металу в основний шар батареї, а також

забезпечує додавання потрібного елемента в точно вивіреній кількості. В якості підкладки для СЕ нового різновиду інститут використовував три матеріали: гнучку кераміку, тонкий прозорий пластик і титанову фольгу з грубою рельєфною поверхнею [2.5].

Типова конструкція СЕ з поглинаючими шарами на основі сполук $\text{CuIn}(\text{S},\text{Se})_2$ (CIS) і $\text{CuIn}_x\text{Ga}_{1-x}(\text{S},\text{Se})_2$ (CIGS) (аббревіатура за першими літерами назв елементів) показана на Рис.2.3.

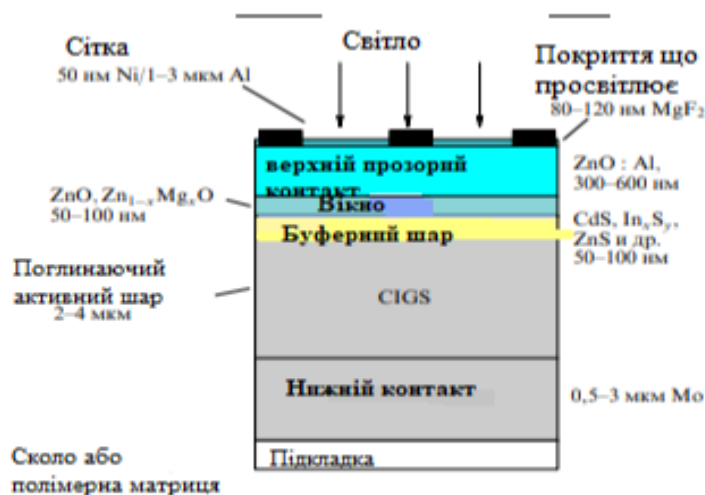


Рис.2.3 - Типова конструкція тонкоплівкового сонячного елемента [2.5].

Збірка батареї найчастіше проводиться на скляних підкладках, металевій фользі або поліамідних плівках. У якості нижнього (заднього) контакту батареї, як правило, використовують молибденові шари. Далі осідає шар CIGS товщиною від 2 до 4 мкм. Методи отримання цього шару можуть варіюватися. Наступний шар, який називають буферним, має типову товщину 50 - 100 нм. Найбільш широко в якості матеріалу буферного шару використовується сполуку CdS. Після буферного шару наносять шар, що називається вікном. Для цього найчастіше використовують широкозонні напівпровідники типу ZnO товщиною 50 – 100 нм. Омичний контакт створюється на основі сполуки ZnO , яка легована алюмінієм. Типова товщина котактного шару 300 – 600 нм. На поверхні контакту формується металева контактна сітка. З'єднання $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$ і тверді розчини мають структуру халькопіриту і сфалериту (цинкова обманка) (Рис.2.4)

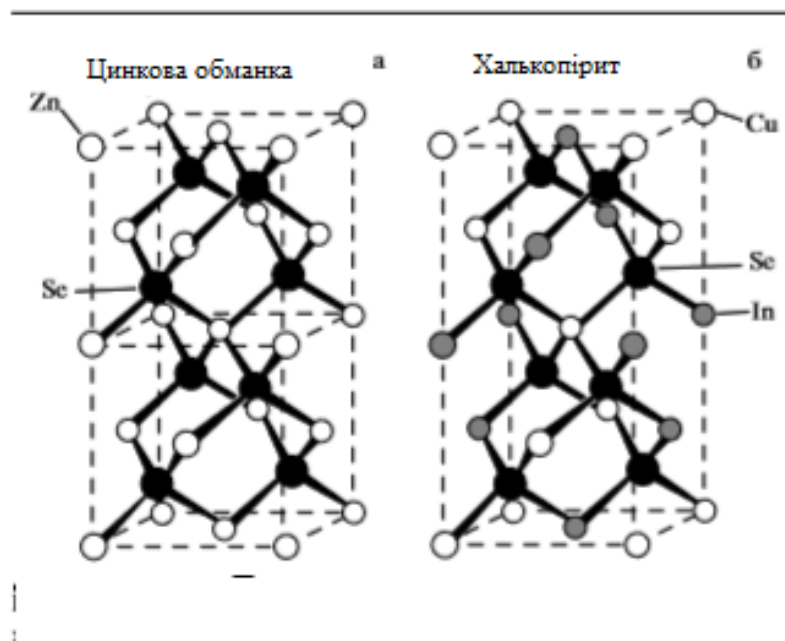


Рис.2.4 - Елементарна комірка (а) структура фалериста (б) структура халькопіриту [2.5].

Елементарну комірку халькопіриту можна уявити як здвоєну по висоті елементарну комірку сфалериту. Вона містить вісім атомів, тобто дві формульні одиниці. Як і в решітці сфалериту, атоми металів (два атома I групи і два атома III групи) утворюють правильний чотиригранник, в центрі якого знаходиться атом халькогену. Для халькопіритної модифікації характерні наступні параметри решітки: $z=4$, $a=5,773 \text{ \AA}$, $c=11,55$. Щільність CIS за різними даними складає від $5,65$ до $5,77 \text{ г} \times \text{см}^{-3}$.

Ефективність перетворення енергії випромінювання - найбільш важливий параметр, що характеризує сонячний елемент (а отже, і роботу сонячної батареї), рівний відношенню максимальної електричної потужності до потужності падаючого світла. Для порівняння різних сонячних батарей випробування проводять при стандартних умовах: при температурі сонячного елемента $25 \text{ }^\circ\text{C}$ і його опроміненні світлом з модельним спектром сонячного випромінювання AM1.5 і потужністю випромінювання $P_s = 83,5$ або 100 мВт см^{-2} . Стандартна модель сонячного спектру AM1.5 відповідає середній потужності і спектральним характеристикам сонячного світла біля поверхні Землі при куті зеніту $41,5^\circ$ або $48,2^\circ$, відповідно.

Для прикладу на рис.2.5 наведено вольт - амперну характеристику (ВАХ) сонячного елемента при освітленні. На вставці приведена його спрощену еквівалентну схему. Кути нахилу α_1 і α_2 характеризують ефективний паралельний (R_p) та послідовний (R_s) опір. При підключенні

навантаження по зовнішньому каналу починає протікати електричний струм. Зі збільшенням опору навантаження R_L потенціал комірки змінюється від нуля (при $R_L = 0$) до потенціалу відкритого ланцюга (напруги холостого ходу). Структурні та оптичні властивості плівок $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$, отриманих методом пульсуючого спреї-піролізу розглянуто в [2.6]. Чотири компонентна напівпровідникова сполука $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ (CZTS) є перспективним матеріалом для створення поглинаючих шарів тонко плівкових сонячних елементів (СЕ) третього покоління. В порівнянні з традиційними поглиначами CdTe , $\text{CuIn}(\text{S,Se})_2$ (CISSe), $\text{CuIn}_x\text{Ga}_{1-x}(\text{S,Se})_2$

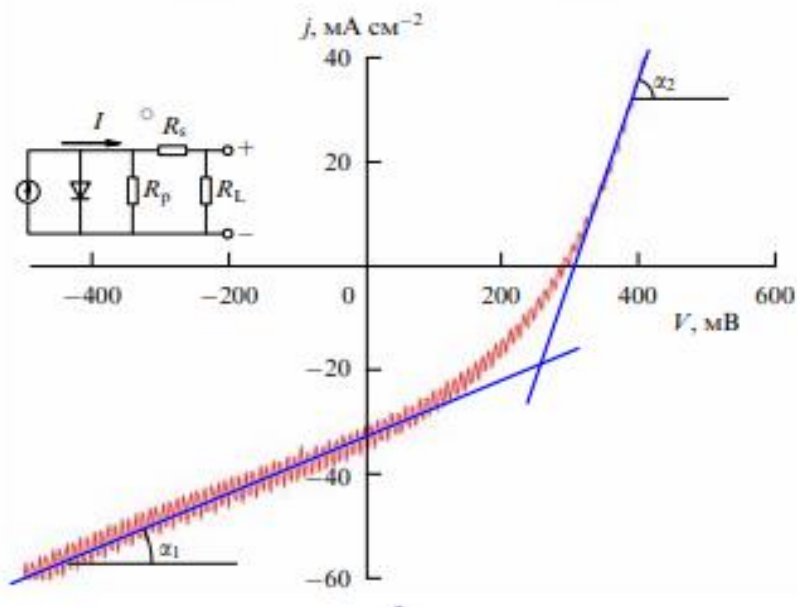


Рис.2.5 - Вольт-амперна характеристика сонячного елемента [2.5].

(CIGSSe) вона не містить токсичних (Cd) та дорогих (In, Te, Ga) хімічних речовин, навпаки всі елементи, що входять до її складу поширені в земній корі, а вартість їх видобутку невисока. Сполука CZTS характеризується р-типом провідності, високими значеннями коефіцієнта поглинання ($\alpha > 10^4 \text{ cm}^{-1}$), великим часом життя носіїв заряду та досить високою їх рухливістю, оптична ширина забороненої зони напівпровідникового матеріалу ($E_g = 1,0-1,5 \text{ eV}$) близька до оптимуму.

Для нанесення плівок CZTS приладового призначення на різні типи підкладок в наш час використовують фізичні вакуумні та хімічні без вакуумні методи. Слід відмітити, що найбільше значення ефективності перетворення сонячної енергії отримано з використанням СЕ поглинаючий

шар якого нанесений хімічним методом, і становить 12,6 %. Однак це значення є суттєво нижчим ефективності реальних тонко плівкових фотоперетворювачів з поглиначами CdTe (22,1 %) або CIGS (22,3 %) і теоретичних значень (32-34 %). Це пояснюється тим, що плівки CZTS мають не оптимальні структурні характеристики та стехіометрію, а також містять вторинні фази з різною шириною забороненої зони. Це призводить до високого послідовного та малого шунтуючого опору, високої швидкості рекомбінації згенерованих світлом носіїв заряду та малого часу життя неосновних носіїв заряду, що суттєво погіршує характеристики створених приладів. Покращують структурні характеристики та знижують вміст вторинних фаз у плівках CZTS, як правило, після ростовими відпалами при високих температурах в атмосфері різних газів.

Крім того, встановлено, що ефективність СЕ залежить від елементного складу плівок; так найвищі значення ККД перетворення сонячної енергії були отримані у приладах з поглиначами, які були збагачені цинком ($C_{Zn} / C_{Sn} = 1,10-1,20$) та збіднені міддю ($C_{Cu} / C_{(Zn + Sn)} = 0,80-0,85$). Для цілого ряду застосувань потрібні плівки сполук CZTS на підкладках великої площі, включаючи гнучкі. Це досягається використанням хімічного методу спреї-піролізу, який має низку переваг перед іншими відомими методами отримання багатокомпонентних сполук:

- він не вимагає наявності вакууму та високоякісних мішеней, процес розпилення проводиться у звичайній атмосфері;

- метод може бути використаний для нанесення плівкових покриттів на підкладки великої площі з різного матеріалу (скла, полімерних матеріалів, кераміки, тощо) в діапазоні помірних температур (373-773) К, тобто є енергоощадним;

- гнучкість у виборі початкових параметрів нанесення дозволяє контролювати швидкість нанесення та товщину плівок, їх стехіометрію та рівень легування.

Аналіз праці [2.6] показав, що плівки сполуки CZTS, одержані методом спреї-піролізу, як правило, є аморфними або містять значну кількість вторинних фаз, їх елементний склад складно контролювати. Крім того, спостерігається «забруднення» плівок атомами кисню та прекурсорів, що призводить до утворення різноманітних вторинних фаз в шарах. Це чинить негативний вплив на основні функціональні властивості приладових структур на основі напівпровідникового матеріалу. Необхідність відпалу свіжо-сконденсованих плівок при високих температурах для видалення небажаних вторинних фаз, що утворюються в

плівках, веде до додаткових енергетичних та часових затрат, а також складності контролю стехіометрії плівок. В ряді робіт показано, що структурні, морфологічні, оптичні та електричні властивості шарів CZTS, нанесених методом спреї-піролізу, залежать від температури підкладки (T_s), кислотності розчину (Ph) та вибору вихідних прекурсорів. Одним із важливих параметрів плівок є їх товщина (d), яка, зазвичай, контролюється об'ємом розпиленого прекурсорів. Залежність властивостей плівок CZTS від товщини вивчалася авторами [2.6], де були отримані шари з товщиною (0,244-0,754) мкм при об'ємі розпиленого розчину (40-120) мл. Проте, ці значення не є оптимальними для поглинання $\sim 99\%$ сонячного випромінювання, оскільки це звичайно реалізується при товщинах плівок CZTS $d = (1-3)$ мкм.

Таким чином, для подальшого зменшення різниці між теоретичними та експериментальними значеннями ККД тонкоплівкових СЕ з поглинаючими шарами CZTS та зниження вартості створення таких фотоперетворювачів, необхідно отримувати плівки сполуки кестеритного типу з мінімальним вмістом вторинних фаз, контрольованою стехіометрією, оптимальною товщиною та заданими морфологічними та оптичними властивостями на підкладках великої площі з використанням простих та дешевих методів нанесення.

На рис.2.4 представлені електронно-мікроскопічні знімки поверхні та сколу плівок CZTS, нанесених при різному об'ємі V розпиленого водного розчину прекурсорів. Як випливає з рис.2.6, у всьому інтервалі досліджень на підкладці утворювалися суцільні плівки, які мали добру адгезію до підкладки, а також характеризувалися відсутністю тріщин та дірок на поверхні. При цьому максимальна товщина шару, яка визначалась методом фрактографії, була отримана при розпиленні $V = 5$ мл і досягала $d = 1,3$ мкм.

В [2.7] наведено результати дослідження і аналізу електрофізичних і фотоелектричних властивостей складних халькогенідів міді CuSnAsSe_3 , який проявляв сегнетоелектричні властивості і CuInAsSe_3 , що характеризувався іонною провідністю. Встановлена кореляція в поведінці фотоелектричних і електричних властивостей матеріалу CuSnAsSe_3 . Показано, що при кімнатній температурі кристал не проявляв фотоелектричних властивостей CuSnAsSe_3 в області випромінювання з енергіями фотонів 0,4 -1,5 еВ. Авторами [2.7] запропоновано висновок, що характер змін фоточутливості при зміні температури визначається

ефектами пов'язаними з поляризацією і сеноелектричними властивостями даного матеріалу.

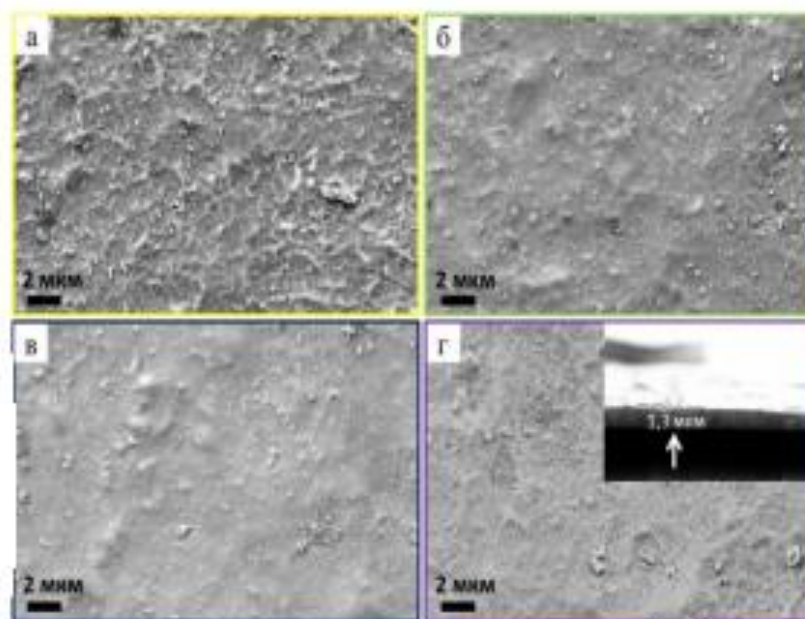


Рис.2.6 - Мікро світлини поверхні плівок CZTS, нанесених при об'ємі розпиленого розчину, V, мл: 2 (а), 3 (б), 4 (в), 5 (г). На вставці (г) наведено знімок сколу тонкої плівки [2.6].

Основну увагу в огляді [2.8] зроблено на фізичні принципи роботи різних сонячних елементів. Приведено також технологічні аспекти і економічний аналіз сонячної фотовольтаїки. Зокрема, детально розглянуто характеристики сонячних елементів на основі багатокомпонентних сполук $\text{Cu}(\text{In,Ga})(\text{Se,S})_2$ і $\text{Cu}_2\text{ZnSn}(\text{Se,S})_4$. Це прямозонні напівпровідники p – типу з шириною забороненої зони 1,1 – 1,5 еВ, які характеризуються високими коефіцієнтами поглинання (від 10^4 см^{-1}) і кристалічною структурою халькопіриту (позначають як CIGS) або кестериту (CZTS). На даний час сонячні елементи на основі халькопіритів мають максимальний ККД біля 20 %, а на основі кестеритів – 10%.

В [2.9] повідомлялось про умови синтезу і характеристики сформованих наночастинок кремнію в перенапруженому імпульсно-періодичному розряді в середовищі аргону. Експерименти проводились як при значному неузгодженні опору навантаження (плазми) з вихідним опором модулятора високовольтних імпульсів, так і при узгодженні між цими опорами. В дослідженні застосовані циліндричні електроди з кремнію

та з домішками магнію до кремнію діаметром 6,35 мм довжиною 6-8 см. Міжелектродна віддаль складала 2 мм, частота слідування імпульсів напруги могла варіюватись в межах 100- 300 Гц. Аргон прокачували через розрядний проміжок з швидкістю 1,0 – 1,6 літр за хвилину. Для реалізації режиму з значним неузгодженням опорів плазми і вихідного опору високовольтного модулятора ємність робочого конденсатора в модуляторі високовольтних імпульсів складала 3 нФ і використовували електрод з домішками магнію до кремнію. При цьому, одержано тривалість півхвилі імпульсу напруги на пів висоті ≈ 200 -250 нс, а струму ≈ 150 -200 нс. Повний розмах амплітуди імпульсу напруги на розрядному проміжку досягав 3 кВ, а струму: 300-350 А. При величині ємності робочого конденсатора в модуляторі високовольтних імпульсів $C = 20$ нФ і використанні електродів з чистого Кремнію, на розрядному проміжку формувався імпульс напруги додатної полярності з тривалістю переднього фронту ≈ 100 нс, заднього фронту 5-6 мкс, при тривалості імпульсу напруги на напіввисоті ≈ 5 мкс. Тривалість імпульсу струму складала 2,0-2,5 мкс, а його амплітуда була рівна 12 А. При таких умовах в плазмі розряду були синтезовані наночастинки Кремнію діаметром 3-5 нм.

Теоретична модель синтезу наноструктур в лазерній і газорозрядній плазмі повітря атмосферного тиску, яка передбачила формування наноструктур з радіусами в межах 2-10 нм при енергетичному внеску в стримерний розряд на рівні (0.1-0.25) Дж, була розроблена в [2.10].

Застосування наносекундного іскрового розряду в повітрі атмосферного тиску для синтезу металовмісних наноструктур було продемонстровано в [2.11]. Наносекундний розряд запалювався в системах електродів типу «голка-голка» і «голка-площина», які були виготовлено з металу. Віддаль між електродами складала 1-2 мм. Для запалювання розряду використано імпульси напруги амплітудою (7-13) кВ тривалістю 40 нс і частотою слідування 30 кГц. В даному розряді були успішно синтезовані різного типу молібден- і титанвмісні наноструктури. Основні чинники, що сприяють ефективному синтезу металовмісних наноструктур в цьому типі розряду є висока температура електронів плазми і швидке нагрівання-охолодження газо-парової суміші.

Аналіз останніх результатів дослідження електричних вибухів провідників, коли реалізуються режими вибуху з високим питомим опором, який використовується при одержанні функціональних твердосплавних покриттів на основі тугоплавких металів і їх карбідів, а також нановуглецевих частинок, приведено в огляді літератури [2.12]. Тут

також проаналізовано вплив газового середовища, в якому ініційовано вибух, на склад одержаних продуктів синтезу. Розглянуто вплив режимів електричного вибуху в газоподібних вуглецевих середовищах на синтез карбідів тугоплавких металів і висвітлено питання синтезу функціональних композиційних покриттів для металевих поверхонь.

З огляду сучасної літератури випливає, що одержання тврдосплавних покриттів методом електричного вибуху провідників в спеціально підбраному газовому середовищі, перспективних для зміцнення робочих поверхонь деталей машин, є актуальною задачею. Показано, що для реалізації електричного вибуху провідників з повним і однорідним випаровуванням рефракторних металів типу Вольфраму і Титану, необхідно приймати спеціальні додаткові міри і створювати оптимальні умови внесення енергії в середовище, в якому відбувається вибух тугоплавкого провідника. Внаслідок своєї електричної міцності це середовище впливає на величину енергетичного внеску, а внаслідок хімічної активності воно впливає також на склад синтезованих покриттів. Особливу зацікавленість пов'язують з електричним вибухом тврдосплавних провідників в середовищі вуглецевовмісних газів, що перспективно для синтезу карбідів тугоплавких металів.

В огляді [2.13] наведено критичний розгляд можливостей атмосферної плазми для нанесення неорганічних і органічних покриттів. Приводяться і обговорюються деякі особливості розрядів при атмосферних тисках та їх наслідки для синтезу тонких плівок. Напилення плівок при атмосферних тисках газових середовищ є відносно «новою» технологією і викликає все більше зацікавлення. На даний час нанесення органічних, неорганічних і гібридних покриттів на різні підкладки з різною геометрією здійснюється досить просто. В деяких випадках можливо досягнення високих швидкостей осадження, які перспективні для промислових застосувань. Проте якість покриттів сильно залежить від експериментальних параметрів, таких як використана геометрія напилення (в розряді чи за його межами), природа плазмо утворюючого газу (Нало або Із), стан прекурсора (рідина чи газ). Проте ще потрібно виконати значну роботу, щоб зрозуміти складні механізми, які реалізуються при атмосферних тисках. Розуміння цих явищ повинно допомогти в майбутньому розробити надійні технології, як і стандартні методи PVD, але з іншими цілями. В даному огляді проілюстровано на деяких прикладах сучасний стан справ і виділено ряд проблем, які на даний час досліджуються в цій складній області мікроелектроніки.

В [2.14] приводяться результати моделювання запалювання полум'я в збідненій суміші природнього газу з повітрям за допомогою наносекундного іскрового розряду між двома голковими електродами при атмосферному тиску і початковій температурі 1000 К. При цьому, допускалось, що термічний і хімічний ефекти наносекундного іскрового розряду в збідненій суміші N_2 з повітрям такі ж як для повітря. Показано, що доля енергії розряду, яка витрачається на нагрівання газу, для наносекундних іскрових розрядів знаходиться в діапазоні 20–30%, що відповідає відомим літературним даним. При цьому, максимальний рівень дисоціації молекулярного кисню складав $\approx 30\%$ в плазмовому каналі в середині меж електродного проміжку і $\approx 60\%$ в околі вістря голкових електродів. Встановлено, що нагрівання газу починається під час наносекундного імпульсу напруги, як тільки сформувався наносекундний іскровий канал і відбулось внесення енергії розряду в повітрі нерівномірно (в «горячі» плазмові крапки поблизу кінчиків електродів). Відносно хімічного ефекту встановлено, що в повітрі радикал атомарного кисню утворюється після наносекундного імпульсу напруги внаслідок дисоціативного гасіння електронно-збудженої молекули N_2 . Максимальний рівень дисоціації молекулярного кисню в плазмовому каналі складав 30–60%.

2.2. Характеристики перенапруженого наносекундного розряду в газо- парових сумішах «Ar – CuInSe₂» і «N₂ – CuInSe₂»

Тонкі плівки на основі халькопіриту $CuInSe_2$ широко використовуються в різних фотовольтаїчних пристроях [2.5], але одержання таких плівок з використанням фізичних методів базується переважно на методі лазерного напорошення, при якому зберігається стехіометричний склад плівки такий же як і в масивній лазерній мішені. Цей спосіб синтезу плівок халькопіриту досить вартісний і має технологічні обмеження при синтезі тонких плівок значної площі. Тому можуть бути перспективними нові менш вартісні фізичні методи синтезу тонких плівок халькопіриту, наприклад, при розпорощенні масивних електродів в сильному електричному полі перенапруженого наносекундного розряду в газах атмосферного тиску. Так, в [2.23; 2.24] приведені результати дослідження характеристик і параметрів плазми на

основі сполук CuInSe_2 , CuSbSe_2 в повітрі атмосферного тиску, де розпорошення електродів з халькопїритів здійснювалось в перенапруженому наносекундному розряді. Наявність Кисню в такій плазмі може приводити до синтезу наноструктур оксидів міді чи індію, вплив яких на властивості плівок халькопїритів малодосліджений. Тому актуальним є дослідження розпорошення електродів з халькопїриту в безкисневих газових середовищах (N_2 , Ar), а також дослідження характеристик такої плазми у тісному взаємозв'язку з характеристиками синтезованих плівок халькопїриту.

Наносекундні і субнаносекундні розряди атмосферного тиску можуть бути досить однорідними, що робить придатними їх для осадження тонких плівок на тверді діелектричні підкладки. Проте характеристики таких розрядів найбільш повно досліджені лише для металевих електродів, які рознесені на відстані в діапазоні 0,01-0,15 м, при збудженні з використанням унікальних генераторів імпульсів високої напруги амплітудою 100-250 кВ та субнаносекундної тривалості [2.25;2.26]. Менш дослідженими є розряди наносекундної тривалості між напівпровідниковими електродами в умовах сильного перенапруження розрядного проміжку, коли між електродна віддаль знаходиться в діапазоні (1-3) мм в системах електродів з помірно неоднорідністю розподілу напруженості електричного поля.

В даному пункті приведені результати дослідження випромінювання плазми паро-газових сумішей $\text{N}_2(\text{Ar})\text{-CuInSe}_2$ в перенапруженому наносекундному розряді атмосферного тиску з інжекцією парів електродів на основі халькопїриту в газове середовище за рахунок розпорошення електродів та спектри пропускання випромінювання в діапазоні довжин хвиль 200-800 нм синтезованими плівками халькопїриту.

Техніка та умови експерименту. Сильнострумовий наносекундний розряд між електродами з халькопїриту (CuInSe_2) запалювався в такій же камері, Схема якої наведена на рис.1.1 (розділ 1). Міжелектродна віддаль складала 1 мм. Камера з системою електродів відкачувалась форвакумною помпою до залишкового тиску Повітря 10 Па, а після в камеру напускали Азот або Аргон, таким чином, що тиск буферного газу знаходився в межах 5-101 кПа. Діаметр циліндричних електродів складав 5 мм. Радіус заокруглення робочої торцевої поверхні напівпровідникових електродів був однаковим і складав 3 мм. Інші умови експериментів і характеристики

систем ініціювання розряду і реєстрації характеристик перенапруженого наносекундного розряду описані в [2.23; 2.24].

При встановленні кварцової чи скляної підкладки на віддалі 3 см від центру розрядного проміжку і часі горіння розряду 2-3 години (при $f = 100$ Гц) на підкладці фіксувалось осадження плівки сірого кольору з продуктів розпорощення електродів на основі сполуки CuInSe_2 . Одержані зразки плівок досліджувались на пропускання світла в широкій області спектру за допомогою випромінювання дейтерієвої і теплової ламп (200-850 нм). Ці експерименти виконані з використанням спектрального комплексу на основі монохроматора МДР-23 при кімнатній температурі за методикою, яка наведена в [2.27; 2.28].

В системі халькопіритових електродів типу «сфера – сфера» при тисках Азоту чи Аргону в межах 5-202 кПа і між електродній віддалі $d = 1$ мм запалювався перенапружений наносекундний розряд у формі сфери, яка мала дифузний вигляд, хоча цей розряд ініціювався без застосування окремої системи передіонізації. Для такого типу розрядів роль системи передіонізації може виконувати пучок «втікаючих» електронів і супутне рентгенівське випромінювання електронів [2.25; 2.29].

Об'єм розряду залежав от частоти слідування імпульсів напруги. Режим роботи розрядного випромінювача в формі «точкової» лампи досягався лише при невеликих частотах повторення імпульсів напруги ($f = 40-150$ Гц). При збільшенні частоти в діапазоні 40-1000 Гц об'єм плазми газорозрядного випромінювача зростав від 5 до 100 мм^3 .

Характерна осцилограма напруги на розрядному проміжку та електрична імпульсна потужність перенапруженого наносекундного розряду, наведені на рис.2.7; 2.8.

В експерименті були зареєстровані осциляції напруги на розрядному проміжку з на півперіодом близьким до 10 нс, які були зумовлені неузгодженістю вихідного опору модулятора імпульсів високої напруги з навантаженням. При тиску азоту 5,3 кПа максимальна амплітуда плічків напруги знаходилась в межах 40-55 кВ, а при збільшенні тиску Азоту до 101 кПа амплітуда імпульсів напруги додатної і від'ємної полярності зменшувалась до 40 кВ [2.16]. Імпульси струму розряду мали вигляд затухаючих в часі коливачь амплітудою до 150 А.

Основна частина електричної імпульсної потужності вносилась в плазму перенапруженого наносекундного розряду в перші 100-150 нс. Максимальна імпульсна електрична потужність розряду в суміші «Аргон – пари CuInSe_2 » досягала при $p(\text{Ar}) = 202$ кПа і складала 10,5 МВт, а при

атмосферному тиску Аргону вона зменшувалась приблизно в два рази (рис.2.8). Найбільша імпульсна потужність в сумішах на основі Азоту досягалась при $p(N_2) = 202$ кПа і складала 9 МВт (рис.2.8), а при $p(N_2) = 101$ кПа вона зменшувалась до 7 МВт.

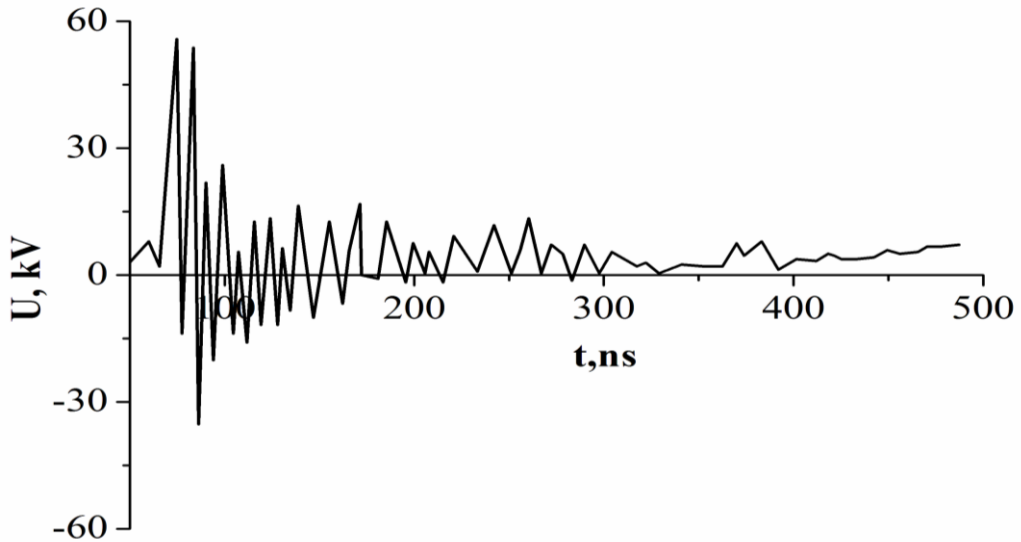


Рис.2.7 - Осцилограма імпульсу напруги між електродами на основі сполуки $CuInSe_2$ при тиску Азоту в розрядній камері 5,3 кПа [2.19].

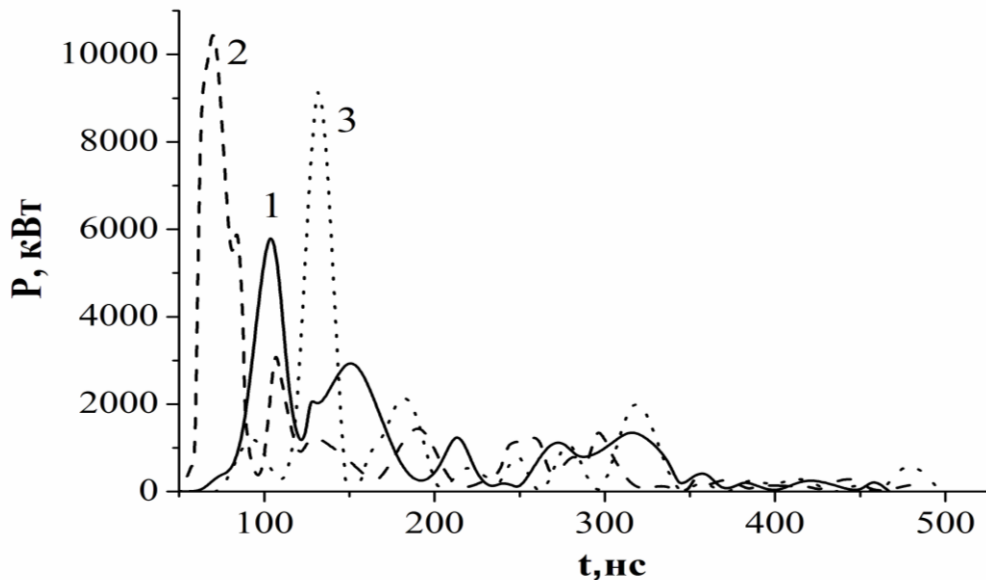
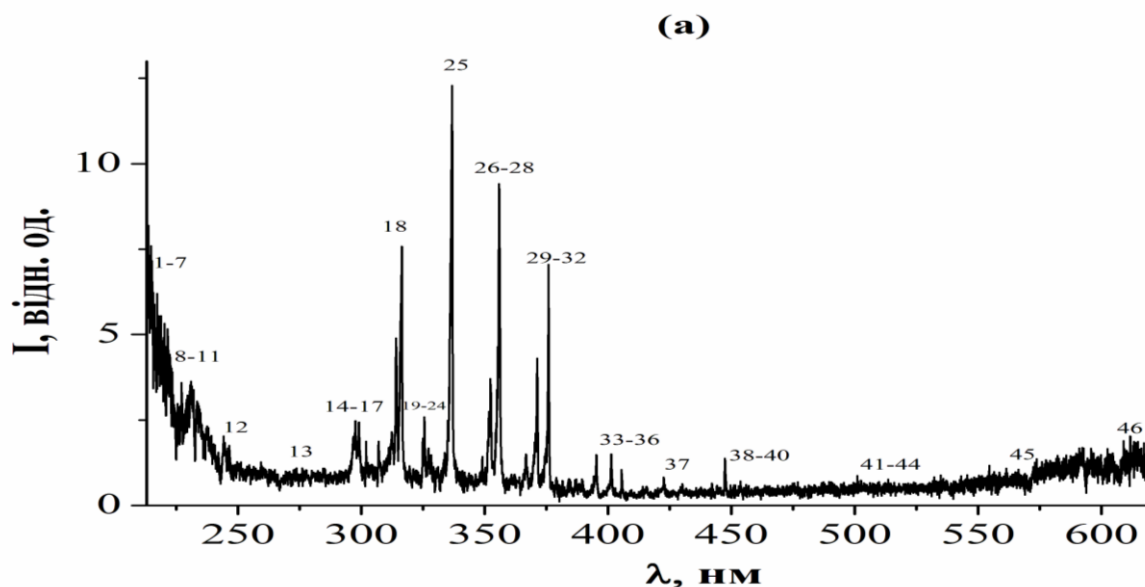


Рис.2.8 - Імпульсна потужність перенапруженого наносекундного розряду при: $p(Ar) = 101$ (1), $p(Ar) = 202$ (2) та $p(N_2) = 202$ (3) кПа [2.19].

Графічне інтегрування імпульсної потужності за часом дозволило визначити енергію одного розрядного імпульсу, яка вносилась в плазму. Так, енергетичний внесок в плазму для розряду в паро-газових сумішах на основі Азоту знаходився в діапазоні 350-375 мДж. Енергетичний внесок в плазму за імпульс в паро-газових сумішах на основі Аргону при $p(\text{Ar}) = 101$ кПа був рівним 400 мДж, а при $p(\text{Ar}) = 02$ кПа збільшувався до 440 мДж.

Оптичні характеристики плазми. На рис.2.9 приведені спектри випромінювання перенапруженого наносекундного розряду між електродами на основі сполуки CuInSe_2 при тисках Азоту 5,3 і 101 кПа. В таблиці 2.1 наведено результати ідентифікації найбільш інтенсивних спектральних ліній та молекулярних смуг в спектрах випромінювання плазми розряду, які приведені на рис.2.9.

Спектральні лінії атомів та іонів спостерігались на фоні неперервного випромінювання плазми, яке може бути зумовлено тепловим випромінюванням плазми або її рекомбінаційним випромінюванням. Як показано в [2.30], атоми Міді і Індію найменше зв'язані в молекулі халькопіриту, яка є складовою масивних електродів. Тому лінійчата частина спектру випромінювання плазми зумовлена,



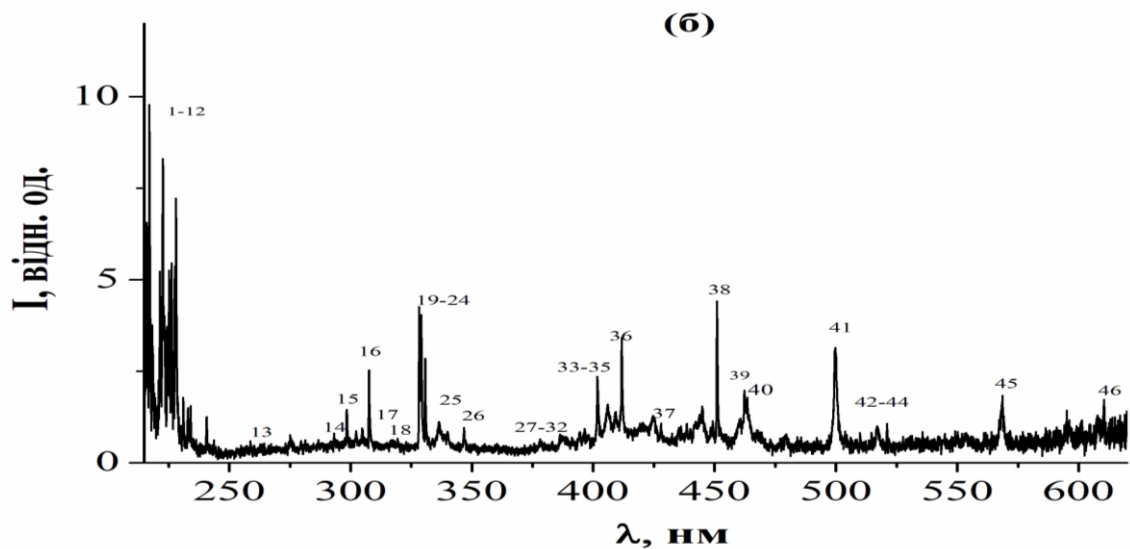


Рис.2.9 Спектри випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду при тисках Азоту 5,3 (а) і 101 (б) кПа [2.19].

переважно, окремими спектральними лініями атомів і однозарядних іонів Міді та Індію, як і для лазерної плазми, яка формувалась на поверхні мішені з сполуки в умовах вакууму [2.31], так і для газорозрядної плазми на основі повітря атмосферного тиску [2.23]. Спектр випромінювання газової складової найбільше проявлявся при низьких тисках Азоту і складався переважно з інтенсивних смуг другої додатної системи молекули Азоту в спектральному інтервалі 280-390 нм.

При низькому тиску Азоту ($p=5,3$ кПа) спектр випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду в інтервалі довжин хвиль 200-230 нм складався з групи близько розташованих спектральних ліній атома та однозарядного іона Міді і малоінтенсивних ліній однозарядного іона Індію (спектральні лінії 1-13; табл.2.1). Спектральні лінії Міді були аналогічні тим, що були виявлені в спектрах випромінювання перенапруженого наносекундного розряду між мідними електродами в повітрі атмосферного тиску при віддалі між мідними електродами $d = 2$ мм [2.32].

Інтенсивна група спектральних ліній та смуг розміщена також в спектральному діапазоні 290-410 нм (лінії і смуги 14-35; табл.2.1). Для цієї частини спектру найбільш характерними були спектральні лінії атома Міді (лінії 16, 19-24, 26, 33), а також інтенсивні смуги другої додатної системи молекули Азоту (смуги 14, 18, 25, 27-32, 34, 35). Наявність інтенсивних смуг молекули Азоту системи $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+$ і спектральної лінії 427.99 нм $Cu II$ вказує, що крім «втікаючих» електронів, основна частина

низькоенергетична частина функції розподілу електронів за енергіями містить і електрони, енергії яких знаходяться в діапазоні 9-18 eV і які є відповідальними за випромінювання молекули азоту в спектральному діапазоні 290-410 нм.

Випромінювання ж атомів і однозарядних іонів Індію у видимій ділянці спектру було представлено спектральними лініями 410,17; 451,13 нм In I та 462,07; 609 нм In II. В спектрі випромінювання плазми проявлялась також характеристична спектральна лінія з довжиною хвилі 500,5 нм N II, яка часто спостерігається в спектрах випромінювання наносекундних розрядів у повітрі атмосферного тиску [2.33].

У жовто-червоній ділянці в спектрі випромінювання плазми спостерігався малоінтенсивний континуум, на фоні якого були розміщені окремі спектральні лінії малої інтенсивності і молекулярні смуги, що можуть бути зумовлені випромінюванням молекул Селену.

При зростанні тиску Азоту до 101 кПа і, відповідно, зменшенні величини параметра E/N близько в двадцять разів (приблизно з $1,5 \cdot 10^4$ В/см мм рт. Ст.) характер спектру випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду змінюється. Це можливо при зменшенні ефективності електронного механізму розпорощення халькопіритових електродів у менш інтенсивному електричному полі і вмиканням механізму розпорощення електродів під дією ударів додатних іонів Азоту (N^+ , N_2^+), які в збуджених станах проявляються у спектрі випромінювання розрядної плазми. При цьому, в розряді вже не досягається поріг втечі електронів [2.34], змінюється функція розподілу електронів за енергіями та стають більш імовірними процеси передачі енергії від молекул і атомів азоту, які знаходяться в метастабільних станах, молекулам халькопіриту чи продуктам їх розпаду в плазмі.

Основні особливості спектру випромінювання розрядної плазми на основі паро-газової суміші «Азот – $CuInSe_2$ » при $p(N_2) = 101$ кПа зумовлені значним збільшенням величини інтенсивності групи спектральних ліній Cu I, Cu II, In II в інтервалі довжин хвиль 200-250 нм, а також зменшенням їх кількості. Інтенсивності смуг випромінювання молекули азоту, при цьому, різко зменшуються. Замість смуг молекули Азоту в спектральному діапазоні 290 – 460 нм в спектрі випромінювання проявляються лише окремі інтенсивні спектральні лінії Cu I, In I, In II (лінії 15-39).

Випромінювання в спектральному діапазоні 550-630 нм мало вигляд молекулярних смуг, на фоні яких реєструвались і окремі малоінтенсивні спектральні лінії атомів чи іонів. Точна ідентифікація цієї ділянки спектру

вимагає використання спектрофотометра з більш високим спектральним розділенням.

Таблиця 2.1 - Результати ідентифікації найбільш інтенсивних спектральних ліній і смуг продуктів розпаду молекули халькопіриту в перенапруженому наносекундному розряді при $p(N_2) = 5,3$ і 101 кПа [2.19].

№	λ , нм	I, відн. од. (при $p(N_2) =$ 5.3 кПа)	I, відн. од. (при $p(N_2) =$ 101 кПа)	Об'єкт	Е _{нижн} , еВ	Е _{верх} , еВ	Терм _{ниж} н	Терм _{верх}
1	216.50	4.42	9.8	Cu I	0.00	5.72	$4s^2S$	$4p'^2D^o$
2	218.17	5.13	3.76	Cu I	0.00	5.68	$4s^2S$	$4p'^2P^o$
3	220.97	4.12	2.25	Cu II	8.78	14.39	$4p^3D^o$	$4d^3D$
4	221.45	5.16	5.14	Cu I	1.39	6.98	$4s^2^2D$	$4p''^2P^o$
5	222.56	4.35	8.31	Cu I	0.00	5.57	$4s^2S$	$4p'^4D^o$
6	224.26	2.94	3.72	Cu II	3.26	8.78	$4s^1D$	$4p^3D^o$
7	224.70	2.10	5.26	Cu II	2.72	8.23	$4s^3D$	$4p^3P^o$
8	226.37	2.52	5.45	Cu II	8.92	14.39	$4p^1F^o$	$4d^3D$
9	227.62	2.64	5.37	Cu II	2.98	8.42	$4s^3D$	$4p^3P^o$
10	231.32	3.63	1.78	In II	12.10	17.46	$5s5d^1D$	$5s9p^1P^o$
11	233.45	2.87	1.50	In II	12.68	17.99	$5s5d^3D$	$5s8f^3F^o$
12	240.66	1.77	1.25	Cu I	1.64	6.79	$4s^2^2D$	$6p^2P^o$
13	274.97	0.90	0.65	In II	12.10	16.61	$5s5d^1D$	$5s5f^1F^o$
14	297.68	2.47	0.62	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (2;0)$			
15	298.63	2.43	1.45	Cu II	14.20	18.35	$4d^3S$	$5f^1D^o$
16	307.38	3.98	2.53	Cu I	1.39	5.42	$4s^2^2D$	$4p'^2F^o$
17	314.27	4.9	0.52	In II	12.66	16.60	$5s5d^3D$	$5s9f^3F^o$
18	315.93	7.6	0.46	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (1;0)$			
19	324.75	1.97	0.50	Cu I	0	3.82	$4s^2S$	$4p^2P^o$
20	327.39	1.68	0.50	Cu I	0	3.39	$4s^2S$	$4p^2P^o$
21	328.27	1.48	4.26	Cu I	5.15	8.93	$4p'^4F^o$	$4d'^2G$
22	329.05	1.13	4.04	Cu I	5.07	8.84	$4p'^4F^o$	$4d'^4F$
23	330.79	1.02	2.84	Cu I	5.07	8.82	$4p'^4F^o$	$4d'^4G$
24	333.78	1.55	0.66	Cu I	1.39	5.10	$4s^2^2D$	$4p'^4F^o$
25	337.13	12.3	0.85	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (0;0)$			
26	348.37	1.29	0.41	Cu I	5.51	9.06	$4p'^4D^o$	$4d'^4G$
27	350.05	2.63	0.45	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (2;3)$			
28	357.69	9.41	0.36	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (0;1)$			
29	367.19	1.50	0.33	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (3;5)$			
30	371.05	4.30	0.40	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (2;4)$			
31	375.54	7.05	0.53	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (1;3)$			
32	394.30	1.45	0.82	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (2;5)$			
33	402.26	1.50	2.36	Cu I	3.79	6.87	$4p^2P^o$	$5d^2D$
34	405.94	1.04	1.6	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (0;3)$			
35	409.48	0.45	1.4	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (4;8)$			
36	410.17	0.36	3.42	In I	-	3.02	$5s^25p^2P^o$	$5s^26s^2S_{1/2}$
37	427.99	0.4	1.07	Cu II	15.07	17.96	$5p^3D^o$	$7s^3D$
38	451.13	0.6	4.41	In I	0.27	3.02	$5s^25p^2P^o$	$5s^26s^2S_{1/2}$
39	459.97	0.54	1.13	N ₂ ⁺	$^2\Sigma \rightarrow ^2\Sigma (2;4)$			

40	462.07	0.4	1.97	In II	15.33	18.01	5s4f ³ F ^o	5s _{1/2} F=4 8g
41	500.52	0.52	3.08	N II	25.50	27.97	3s ⁵ P	3p ⁵ P ^o
42	510.55	0.45	0.82	Cu I	1.39	3.82	4s ² ² D	4p ² P ^o
43	515.83	0.50	0.94	Cu I	5.69	8.09	4p' ² P ^o	5s' ² D
44	521.82	0.58	1.07	Cu I	3.82	6.19	4p ² P ^o	4d ² D
45	570.02	0.58	1.27	Cu I	1.64	3.82	4s ² ² D	4p ² P ^o
46	609.59	1.52	1.33	In II	13.44	15.47	5s6p ³ P ^o	5s6d ³ D

На рис.2.10 представлено спектр випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду між електродами з халькопїриту при тиску Аргона рівному 101 кПа. В таблиці 2.2 наведено результати розшифровки найбільш інтенсивних спектральних ліній та молекулярних смуг та їх відносні інтенсивності випромінювання в спектрі, приведену на рис.2.10, і для подібного йому спектру при p(Ar)=202 кПа.

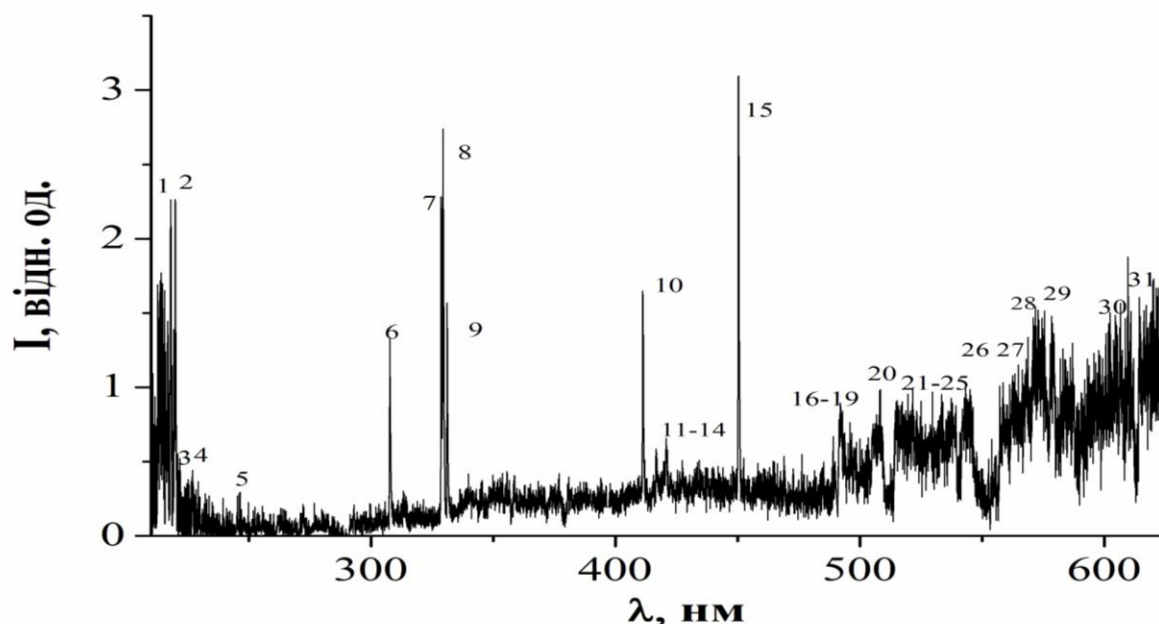


Рис.2.10 - Спектр випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду між електродами халькопїриту при p(Ar) = 101 кПа [2.19].

Спектр випромінювання плазми розряду на основі аргонної паро-газової суміші в спектральному інтервалі 200-250 включав такі ж спектральні лінії, переважно, атома і однозарядного іона Індію, що і для плазми на основі Азоту (табл.2.1). Збільшення тиску Аргону з 101 до 202 кПа приводило до значного зменшення інтенсивності випромінювання спектральних ліній 218.17; 219.95 нм атома міді, що, може бути зумовлено зростанням поглинання УФ-випромінювання і збільшенням парціального тиску парів халькопїриту та продуктів його деструкції в розряді, оскільки

Таблиця 2.2 - Результати ідентифікації найбільш інтенсивних спектральних ліній і смуг продуктів розпаду молекулі халькопіриту в перенапруженому наносекундному розряді при $p(\text{Ar}) = 101; 202$ кПа [2.19].

№	$\lambda, \text{нм}$	I, відн. од. (при $p(\text{Ar}) = 101$ кПа)	I, відн. од. (при $p(\text{Ar}) = 202$ кПа)	Об'єкт	Енижн., еВ	Еверх., еВ	Термнижн	Термверх
1	218.17	2.26	0.33	Cu I	0.00	5.68	$4s^2S$	$4p^2P^o$
2	219.95	2.26	0.37	Cu I	1.39	7.02	$4s^2D$	$4p^2D^o$
3	225.57	0.34	1.66	In II	12.68	18.17	$5s5d^3D_3$	$5s4f^3F^o$
4	226.37	0.4	1.64	Cu II	8.92	14.39	$4p^1F^o$	$4d^3G$
5	246.02	0.3	0.41	In II	12.68	17.72	$5s5d^3D$	$5s7f^3F^o$
6	307.38	1.32	1.70	Cu I	1.39	5.42	$4s^2D$	$4p^2F^o$
7	328.27	2.13	2.35	Cu I	5.15	8.93	$4p^4F^o$	$4d^2G$
8	329.05	2.74	3.27	Cu I	5.07	8.84	$4p^4F^o$	$4d^4F$
9	330.79	1.56	1.76	Cu I	5.07	8.82	$4p^4F^o$	$4d^4G$
10	410.17	1.65	1.75	In I	-	3.02	$5s^25p^2P^o$	$5s^26s^2S_{1/2}$
11	417.83	0.58	0.73	Ar II	16.64	19.61	$4s^4P$	$4p^4D^o$
12	422.26	0.57	0.85	Ar II	19.87	22.80	$4p^2P^o$	$5s^2P$
13	427.75	0.50	0.7	Ar II	18.45	21.35	$4s^2D$	$4p^2P^o$
14	436.20	0.32	0.95	Ar II	18.66	21.50	$3d^2D$	$4p^2D^o$
15	451.13	3.1	3.27	In I	0.27	3.02	$5s^25p^2P^o$	$5s^26s^2S_{1/2}$
16	487.98	0.36	1.12	Ar II	17.14	19.68	$4s^2P$	$4p^2D^o$
17	501.76	0.38	0.83	Ar II	17.14	19.64	$4s^2P$	$4p^4D^o$
18	502.82	0.98	0.75	Cu II	14.43	16.87	$4d^3D$	$4f^3F^o$
19	506.06	0.72	0.8	Cu II	8.54	10.99	$4p^3P^o$	$4s^2^3P$
20	507.22	0.73	0.63	Cu II	14.42	16.87	$4d^3F$	$4f^3F^o$
21	510.00	0.40	0.52	Cu II	14.43	16.86	$4d^3D$	$4f^3D^o$
22	515.32	0.85	0.7	Cu I	3.79	6.19	$4p^2P^o$	$4d^2D$
23	520.09	0.40	0.76	Cu I	5.42	7.80	$4p^2F^o$	$5s^4D$
24	521.82	0.85	0.87	Cu I	3.82	6.19	$4p^2P^o$	$4d^2D$
25	522.00	0.80	0.85	Cu I	3.82	6.19	$4p^2P^o$	$4d^2D$
26	556.69	0.47	1.21	Se II				
27	557.69	0.7	0.90	In II	15.81	18.03	$5s7p^1P^o$	$5s10d^3D$
28	570.02	0.96	0.67	Cu I	1.64	3.82	$4s^2D$	$4p^2P^o$
29	572.18	1.41	1.15	In II	15.29	17.46	$5s7s^1S$	$5s9p^1P^o$
30	594.92	1.02	1.10	Ar I	13.28	15.35	$4p^1[1\ 1/2]$	$6d[1\ 1/2]$
31	622.42	1.20	2.20	In II	15.77	17.76	$5s7p^3P^o$	$5s9d^3D$

при цих умовах зростає імпульсний енергетичний внесок у плазму розряду. Зокрема, для спектральної лінії 218.17 нм Cu I нижній

енергетичний рівень є основним для атома Міді, тому для неї характерним є проявлення самопоглинання. Інтенсивності ж іонних спектральних ліній Індію при збільшенні парціального тиску Аргону і енергетичного внеску в плазму переважно зростали (табл.2.2), як і інтенсивності іонних ліній Міді для розряду між мідними електродами у повітрі атмосферного тиску [2.35].

Друга група спектральних ліній (лінії 6-15, табл.2.2) спостерігалась на фоні неперервного випромінювання низької інтенсивності, яка слабо зростала з збільшенням довжини хвилі. Інтенсивності цих спектральних ліній атомів Міді і Індію, а також однозарядних іонів Аргону збільшувались з збільшенням тиску Аргону, імпульсного енергетичного внеску в плазму, а значить і густини парів халькопіриту і продуктів його розпаду в розряді.

Випромінювання в спектральному діапазоні 460-630 нм мало вигляд молекулярних смуг, на фоні яких спостерігались окремі мало інтенсивні спектральні лінії атомів і іонів. Найбільш імовірно, що спектр випромінювання плазми розряду в цьому спектральному діапазоні зумовлений випромінюванням молекул Селену, а також атомів і іонів Аргону.

Спектри пропускання випромінювання синтезованими плівками.

Розглянемо спектри відносного пропускання випромінювання ультрафіолетового і видимого діапазону тонкими плівками халькопіриту, які були синтезовані за допомогою перенапруженого наносекундного розряду в Азоті і Повітрі. Характерні спектри пропускання випромінювання тонкими плівками на основі сполуки CuInSe_2 в спектральній області 200-800 нм при різних тисках безкисневого газового середовища (на прикладі Азоту) і атмосферному тиску повітря приведені на рис.2.11.

Пропускання тонких плівок халькопіриту, в порівнянні з пропусканням підкладки, зменшувалось близько в 2-2,5 рази і для плівки, яка була синтезована із використанням розряду в Азоті було мінімальним при $p(\text{N}_2) = 101$ кПа. Форми спектрів пропускання для плівок халькопіриту при тисках Азоту 13,3 і 101 кПа були близькими. Зменшення пропускання плівки, яка була синтезованою при $p(\text{N}_2) = 101$ кПа в порівнянні з пропусканням плівки, синтезованої при $p(\text{N}_2) = 5,5$ кПа, може бути зумовлено меншою товщиною плівки, що була синтезована при низькому тиску азоту.

Найменше пропускання світла плівками халькопіриту, яке було на порядок меншим за пропускання чистої підкладки, одержано для зразків синтезованих у повітрі атмосферного тиску. Проте наявність Кисню в такій плазмі, може приводити до впровадження його в плівку, що може впливати на її характеристики. Сильне поглинання випромінювання дейтерієвої лампи плівками халькопіриту в спектральній області (200-500) нм пов'язано з тим, що при напорошенні тонких плівок халькопіриту газорозрядним методом і використанням електродів на основі сполуки CuInSe_2 , вони повторяють стехіометрію матеріалу електродів. Це має важливе значення при використанні синтезованих плівок в фотovoltaїчних пристроях.

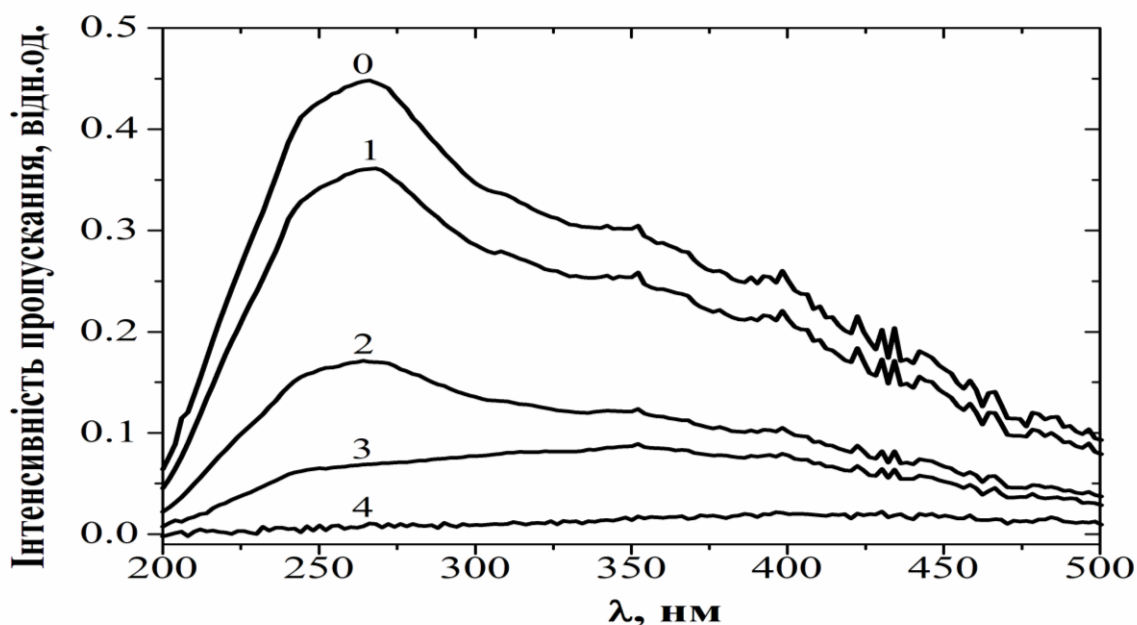


Рис.2.11 - Спектри пропускання світла плівками халькопіриту, які були осаджені на кварцових підкладках, в залежності від тиску і типу газового середовища в розряді, при зондуванні їх випромінюванням дейтерієвої лампи:

0 - без зразка; 1 – чисте кварцове скло; 2 – електроди з сполуки CuInSe_2 при $p(\text{N}_2) = 13,3$ кПа; 3 - CuInSe_2 при $p(\text{N}_2) = 101$ кПа; 4 – електроди з сполуки CuInSe_2 при атмосферному тиску повітря [2.19].

При заміні газорозрядної дейтерієвої лампи на теплову, спектри пропускання цих же плівок халькопіриту були досліджені в спектральному діапазоні 400-800 нм. Проте, і цьому випадку, основні особливості спектрів пропускання плівок халькопіриту при різних тисках азоту, а

також при атмосферному тиску повітря корелювались з результатами, які були приведені на рис.2.11. Порівняння одержаних нами спектрів пропускання при врахуванні спектрів зондуючого випромінювання і спектрів пропускання підкладки з ходом залежності коефіцієнта поглинання від довжини хвилі зондуючого випромінювання якісно корелюються між собою, що вказує на близькість складу плівок до стехіометричного складу матеріалу електродів.

2.3. Характеристики перенапруженого розряду наносекундної тривалості між електродом з Алюмінію і електродом з потрійного халькопіриту в середовищі Аргону

В пункті приведено характеристики перенапруженого наносекундного розряду в Аргоні, який запалювався між електродами з Міді, а також між електродом з Алюмінію і електродом з халькопіриту (CuInSe_2), при тисках Аргону 6,7; 13,3 і 101 кПа. Внаслідок мікровибухів природних неоднорідностей на робочих поверхнях електродів в сильному електричному полі в плазму вносяться як пари Міді, Алюмінію, так і пари халькопіриту, що створює передумови для синтезу за межами розряду тонких плівок наноструктурованої міді і плівок на основі четверного халькопіриту - CuAlInSe_2 . Виміряно імпульси напруги на розрядному проміжку, струму і імпульсний енергетичних внесок в плазму. Ретельно досліджені спектри випромінювання плазми, що дозволило встановити основні збуджені продукти розпаду молекули халькопіриту та енергетичні стани атомів і однозарядних іонів Аргону, Алюмінію, Міді і Індію, в яких вони утворюються в плазмі.

Дослідження потужних наносекундних розрядів між металевими електродами в різних газах показали, що на їх основі можуть бути розроблені селективні «точкові» УФ-лампи на парах металів, а також можливий синтез наноструктурованих металевих плівок на підкладці, винесеній за межі розрядної плазми [2.36-2.38]. Дані з дослідження умов синтезу плівкових наноструктур на основі перехідних металів (Cu, Zn і Fe) в перенапруженому наносекундному розряді на даний час практично відсутні, тому актуальною є задача дослідження умов синтезу і основних характеристик таких наноструктур в інертних газах, яке можливе без застосування коштовного лазерного чи високовакуумного обладнання.

Процес синтезу наноструктур, які одержуються з використанням перенапруженого розряду в газах між мідними електродами завжди

супроводжується інтенсивним опроміненням підкладки плазмою наносекундного розряду в спектральному інтервалі 200-300 нм [2.39; 2,40], що важливо для покращення їх електричних характеристик. Так, в праці [2.41] вказувалось, що асистування процесу росту прозорих провідних шарів на основі наноструктур оксиду Цинку УФ-випромінюванням ртутної лампи сприяє покращенню їх електричних характеристик за рахунок створення додаткових донорних центрів і зменшенню розсіювання носіїв заряду на мізерних границях нановіскерів. Для синтезу тонких наноструктурованих плівок з продуктів розпорошення мідних електродів в перенапруженому наносекундному розряді відпадає необхідність застосування зовнішнього джерела УФ-випромінювання, оскільки досліджувана плазма сама є випромінювачем в спектральному діапазоні $\lambda\lambda = 200-230$ нм.

Дрібнодисперсні порошки Міді на даний час знаходять застосування в змащувальних композиціях, що дозволяє застосовувати їх в різних вузлах тертя [2.42]. Мідні порошки різних розмірів використовуються як наповнювачі до поліетилену, що сприяє монотонному зростанню напруги його руйнування і модуля пружності на згин [2.43], а також вони знаходять застосування в мікробіології і медицині при виготовленні медичних матеріалів широкої дії [2.44]. Ультрадисперсні порошки Міді мають високу каталітичну активність в окисно-відновних реакціях, що важливо для їх застосувань в хімії. Вони також застосовуються (як ефективний бактерицидний матеріал) в системах фільтрування повітря, де характеризуються високою чутливістю до патогенних мікроорганізмів на протязі тривалого часу [2.45]. Тому важливо і надалі розробляти нові фізичні методи синтезу тонких наноструктурованих плівок Міді і одержання дрібнодисперсних часток Міді.

В праці [2.46] приведені результати дослідження тонкоплівкових сонячних елементів $\text{CuIn}_{1-x}\text{Al}_x\text{Se}_2$ (CIASe), що виготовлялись на основі послідовного процесу селенізації металевих шарів прекурсорів. Були синтезовані полікристалічні CIAS тонкі плівки з структурою халькопіриту. Кращі сонячні елементи на основі CIASe мають відносний вміст Алюмінію до суми концентрацій Алюмінію і Індію $\text{Al} / (\text{In}+\text{Al})$ рівний близько 0,2. Порівняння цих значень з аналогічними даними для пристрою без Алюмінію, показали значне збільшення їх ефективності. Ці дані підтвердили значне покращення ефективності пристрою внаслідок збільшення величини забороненої зони поглинача в четверних сплавах типу CIASe. Тому важливим є розробка нових фізичних газорозрядних

методів синтезу четверних халькопїритів на основі Cu, In, Al і Se в формі тонких плївок, які можливо реалїзувати з використанням перенапруженого наносекундного розряду між електродами з Алюмінію і відповідного потрійного халькопїриту (CuInSe_2).

Розглянемо результати дослідження характеристик перенапруженого наносекундного розряду між електродами з Міді в Аргоні, які можливо розглядати як тестові, до більш складного випадку – плазми на суміші парів Алюмінію, халькопїриту і його продуктів деструкції (Cu, In). Дослідження перенапруженого наносекундного розряду між мідними електродами в Аргоні має і самостійне значення, оскільки при цьому можливий синтез тонких наноструктурованих плївок Міді чи одержання ультрадисперсних порошоків Міді.

Віддаль між мідними електродами складала $d = 2$ мм, що дозволяло досягати значного перенапруження розрядного проміжку при тиску Аргону $p = 6,7$ кПа.

При тиску Аргону $p = 6,7$ кПа розряд між мідними електродами був однорідним, що завдячує передїонїзації газового середовища від пучка втікаючих з плазми електронів і супутнього їм рентгенівського випромїнювання.

Для розряду в Аргоні амплїтуда найбільшого спаду напруги на електродах досягала в початковій стадії розряду і складала $\approx + 8$ кВ, струму ± 160 А, а імпульсної потужності $-0,6$ МВт, що забезпечувало енергетичний внесок за один розрядний імпульс в плазму на рівні $30,4$ мДж .

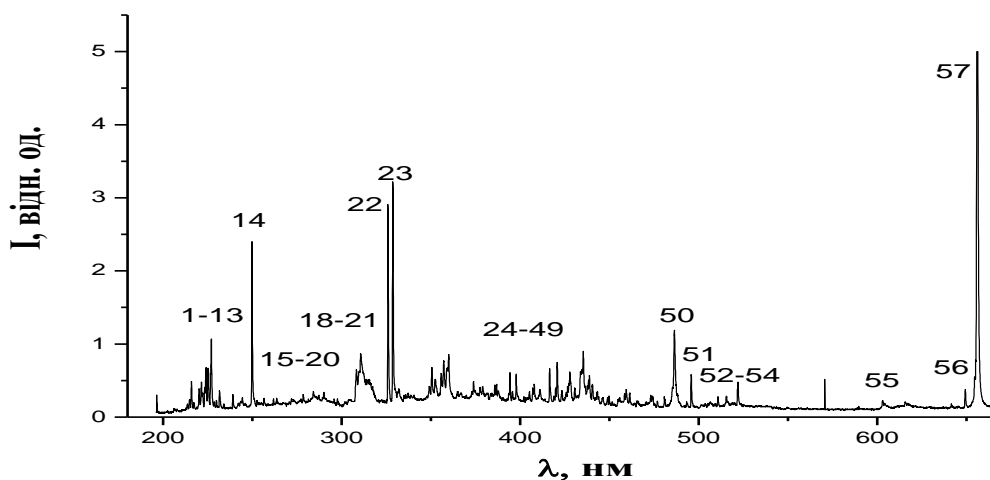


Рис.2.12 - Спектр випромінювання перенапруженого наносекундного розряду між мідними електродами в (p(Ar) = 6,7 кПа).

В спектрі випромінювання розряду на суміші Аргону з парами Міді в УФ-діапазоні довжин хвиль 214-306 нм (рис.2.12 лінії 1-17; табл.2.1) спостерігалось випромінювання на переходах атома і однозарядного іона Міді. Найбільш інтенсивною іонною спектральною лінією була лінія $\lambda = 224,70$ нм Cu II, а з атомарних найінтенсивнішою була лінія з $\lambda = 226,20$ нм Cu I. Найвищою енергією верхнього рівня для ліній Cu II була $E_{\text{верх}} = 14,70$ еВ, а для атомарних ліній максимальна енергія верхнього рівня складала $E_{\text{верх}} = 7,18$ еВ. Найінтенсивнішими в УФ- частині спектру були резонансні спектральні лінії з $\lambda = 324,75$ і $327,39$ нм Cu I, у яких нижнім енергетичним рівнем є основний рівень. В УФ спектрі також спостерігались смуги другої додатної системи молекули Азоту, оскільки

Таблиця 2.3 - Результати ідентифікації спектру випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду між мідними електродами (p(Ar) = 6,7 кПа; d = 2 мм).

№	λ табл, нм	I експ відн. од.	Об'єкт	$E_{\text{нижн.}}$, еВ	$E_{\text{верх.}}$ еВ	Терм _{ниж} н	Терм _{верх}
1	214.89	0.23	Cu II	1.39	7.18	$4s^2 \ ^2D$	$5f \ ^2F^o$
2	216.50	0.48	Cu I	0.00	5.72	$4s \ ^2S$	$4p' \ ^2D^o$
3	217.49	0.19	Cu II	8.92	14.61	$4p \ ^1F^o$	$4d \ ^1G$
4	220.05	0.38	Cu II	9.06	14.70	$4p \ ^3D^o$	$4d \ ^3F$
5	221.45	0.47	Cu I	1.39	6.98	$4s^2 \ ^2D$	$4p'' \ ^2P^o$
6	223.84	0.68	Cu I	1.64	7.18	$4s^2 \ ^2D$	$5f \ ^2F^o$
7	224.70	0.67	Cu II	2.72	8.23	$4s \ ^3D$	$4p \ ^3P^o$
8	226.30	1.06	Cu I	1.64	7.12	$4s^2 \ ^2D$	$7p \ ^2P^o$
9	229.43	0.23	Cu II	2.83	8.23	$4s \ ^3D$	$4p \ ^3P^o$
10	230.31	0.35	Cu I	1.64	7.02	$4s^2 \ ^2D$	$4p'' \ ^2D^o$
11	236.98	0.17	Cu II	3.26	8.49	$4s \ ^1D$	$4p \ ^3F^o$
12	239.26	0.30	Cu I	1.64	6.82	$4s^2 \ ^2D$	$6p \ ^2P^o$
13	244.16	0.26	Cu I	0.00	5.08	$4s \ ^2S$	$4p' \ ^4P^o$
14	249.21	2.41	Cu I	0.00	4.97	$4s \ ^2S$	$4p' \ ^4P^o$
15	261.83	0.24	Cu I	1.39	6.12	$4s^2 \ ^2D$	$5p \ ^2P^o$
16	282.43	0.34	Cu I	1.39	5.78	$4s^2 \ ^2D$	$4p' \ ^2D^o$
17	306.34	0.65	Cu I	1.64	5.68	$4s^2 \ ^2D$	$4p' \ ^2P^o$
18	310.40	0.87	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -			

				B ³ Π _g ⁺ (4;3)			
19	311.67	0.50	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ - B ³ Π _g ⁺ (3;2)			
20	313.60	0.54	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ - B ³ Π _g ⁺ (2;1)			
21	315.93	0.51	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ - B ³ Π _g ⁺ (1;0)			
22	324.75	1.42	Cu I	0	3.82	4s ² S	4p ² P ^o
23	327.39	1.43	Cu I	0	3.39	4s ² S	4p ² P ^o
24	354.89	0.57	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ - B ³ Π _g ⁺ (3;2)			
25	357.69	0.76	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ - B ³ Π _g ⁺ (0;1)			
26	360.65	0.85	Ar I	11.62	15.06	4s [1 1/2] ^o	6p [1/2]
27	373.78	0.48	Ar II	21.50	24.81	4p' ² D ^o	4d' ² F
28	377.05	0.41	Ar II	19.30	22.59	4p ⁴ P ^o	5s ⁴ P
29	378.63	0.42	Ar II	16.41	19.68	3d ⁴ D	4p ² D ^o
30	385.05	0.43	Ar II	16.75	19.97	4s ⁴ P	4p ⁴ S ₀
31	386.85	0.45	Ar II	19.97	23.17	4p ⁴ S ₀	4d ⁴ P
32	387.52	0.35	Ar II	16.44	19.64	3d ⁴ D	4p ⁴ D ^o
33	394.30	0.61	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ - B ³ Π _g ⁺ (2;5)			
34	397.93	0.58	Ar II	19.97	23.08	4p ⁴ S ₀	4d ⁴ P
35	402.26	0.28	Cu I	3.79	6.87	4p ² P ^o	5d ² D
36	405.29	0.34	Ar II	20.74	23.80	4s'' ² S	4p'' ² P ^o
37	407.95	0.44	Ar II	18.45	21.49	4s' ² D	4p' ² D ^o
38	411.28	0.37	Ar II	16.75	19.76	4s ⁴ P	4p ² D ^o
39	415.85	0.66	Ar I	11.55	14.53	4s [1/2] ^o	5p [1 1/2]
40	420.06	0.75	Ar I	11.55	14.50	4s [1/2] ^o	5p [2 1/2]
41	425.93	0.41	Ar I	11.83	14.74	4s' [1/2] ^o	5p' [1/2]
42	427.81	0.62	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ - B ³ Π _g ⁺ (0;1)			
43	433.35	0.81	Ar I	11.83	14.69	4s' [1/2] ^o	5p' [1 1/2]
44	435.50	0.90	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ - B ³ Π _g ⁺ (4;9)			
45	441.67	0.44	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ - B ³ Π _g ⁺ (3;8)			
46	442.39	0.33	Ar I	11.72	14.52	4s' [1/2] ^o	5p' [1 1/2]
47	459.60	0.38	Ar I	11.83	14.52	4s' [1/2] ^o	5p' [1 1/2]
48	460.95	0.33	Ar II	18.45	21.14	4s' ² D	4p' ² F ^o
49	470.23	0.20	Ar I	11.83	14.46	4s' [1/2] ^o	5p' [1 1/2]
50	487.62	1.21	Ar I	12.91	15.45	4p [1/2]	7d [1/2]

51	495.67	0.57	Ar I	13.08	15.58	4p [2 ½]	9d [3 ½]
52	511.82	0.28	Ar I	13.09	15.52	4p [2 ½]	6d' [2 ½] ^o
53	516.22	0.27	Ar I	12.91	15.31	4p [½]	6d [½]
54	521.82	0.46	Cu I	3.82	6.19	4p ² P ^o	4d ² D
55	570.02	0.52	Cu I	1.64	3.82	4s ² ² D	4p ² P ^o
56	653.81	0.37	Ar I	13.08	14.95	4p [2 ½]	4d' [½] ^o
57	656,29 + 659.61	5	H _α Ar I+	13.08	14.95	4p [2 ½]	4d' [½] ^o

в
експер

иментах використовувався Аргон технічної чистоти, а відкачування розрядної камери відбувалось до залишкового тиску 10 Па. В діапазоні довжин хвиль 360-659 нм спостерігалось випромінювання переважно на переходах Ar 1; Ar11, а також інтенсивна спектральна лінія атома Водню ($\lambda = 656,29 \text{ H}_\alpha$), яка зумовлена домішками повітря в Аргоні і залишковим тиском повітря в камері після її відкачування форвакуумною помпою.

Техніка експерименту та електричні характеристики. Перенапружений наносекундний розряд між електродом з Алюмінію і електродом з халькопїриту (CuInSe_2) запалювався в розрядній камері, схема якої наведена на рис.1.1. (Розділ 1). Віддаль між електродами складала 1 мм.

Система запалювання розряду в Аргоні і система реєстрації характеристик розряду була такою ж, як і описана в п.1.2.

Контрольні експерименти в Аргоні проводились з розрядом між двома електродами, виготовленими з халькопїриту і двома алюмінієвими електродами, що встановлювались на місце халькопїритових електродів. Міжелектродна відстань в обох випадках складала 1 мм, що дозволяло досягати значного перенапруження на розрядному проміжку. Об'єм розряду залежав від частоти слідування імпульсів напруги. Режим «точкового розряду» досягався лише при частотах повторення імпульсів напруги в діапазоні $f = 40\text{-}150 \text{ Гц}$. При збільшенні частоти до 1000 Гц об'єм плазми газорозрядного випромінювача зростає від 10 до 100 мм³.

Осцилограми імпульсів напруги і струму в розрядах між двома халькопїритовими і алюмінієвими електродами в розряді при атмосферному тиску повітря були у формі затухаючих в часі осциляцій тривалістю близько 7-10 нс, що зумовлено неузгодженістю вихідного опору високовольтного модулятора з опором навантаження. Максимальна амплітуда напруги досягала 40-60 кВ, а амплітуда струму 120-150 А

(електроди з халькопіриту). Для перенапруженого наносекундного розряду між алюмінієвими електродами ($d=1\text{ мм}$) в Аргоні атмосферного тиску максимальна величина осциляцій напруги досягала 35-40 кВ, а струму до 250 А.

На рис.2.13 і 2.14 наведена імпульсна потужність розряду в Аргоні між двома електродами з халькопіриту, а також між двома алюмінієвими електродами ($d=1\text{ мм}$; $p(\text{Ar})=101\text{ кПа}$). Основна частина імпульсної електричної потужності вносились в плазму на протязі перших 150-200 нс і досягала 5-6 МВт (халькопіритові електроди).

Графічне інтегрування імпульсної потужності за часом дозволило визначити енергію одного розрядного імпульсу, яка вносились в плазму. Так, енергетичний внесок в перенапружений наносекундний розряд між халькопіритовими електродами досягав 400 мДж ($p(\text{Ar}) = 101\text{ кПа}$), а для розряду між алюмінієвими електродами він складав 441,1 мДж (Рис.2.14).

При $p(\text{Ar}) = 13,3\text{ кПа}$ (рис.2.15) спостерігалось найбільше неузгодження вихідного опору високовольтного модулятора з опором плазми наносекундного розряду між Алюмінієвим і напівпровідниковим (CuInSe_2) електродами. Тому загально тривалість осциляцій напруги на проміжку та розрядного струму досягала 450-500 нс при тривалості окремих осциляцій 7-70 нс. Короткотривалі осциляції найкраще проявлялись на осцилограмах напруги. На осцилограмах струму вони були відсутніми внаслідок великої сталої часу поясу Роговського, що використовувався в даному експерименті. Максимальна величина спаду напруги на розрядному проміжку складала 10-12 кВ, враховуючи додатну і від'ємну амплітуду імпульса напруги. Максимальна амплітуда струму досягала 200 А в початковій фазі горіння розряду. Максимальна величина імпульсної потужності розряду досягала в перші 100 нс від часу запалювання і складала 450-500 кВт.

При збільшенні тиску Аргону до 101 кПа зростав опір плазми і покращувалось узгодження з модулятором високовольтних біполярних імпульсів. При цьому, максимальний розмах амплітуди напруги збільшувався до 60 кВ, а тривалість основної частини осцилограми напруги скорочувалась до 100 нс. Максимальна амплітуда імпульсу струму досягала 180-200 А, а його повна тривалість складала 400-500 нс. Імовірно, що дифузний розряд зберігався лише в перші 100-120 нс, а після він переходив в контрагований стан. Максимальна величина імпульсної потужності розряду спостерігалась в перші 130 нс з моменту його запалювання і була рівна 4 МВт. Зростання тиску Аргону від 13,3 до 101

кПа приводило до збільшення енергії окремого електричного імпульсу з 46 до 423 мДж (рис.2.15; 2.16).

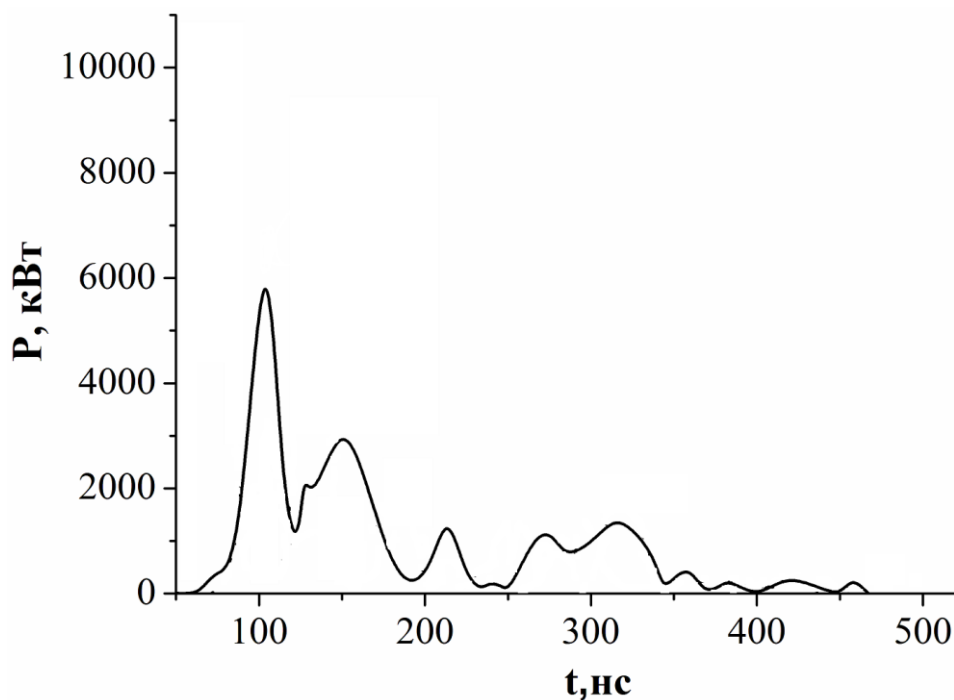


Рис.2.13- Імпульсна потужність перенапруженого наносекундного розряду між електродами з халькопіриту ($d = 1$ мм) при: $p(\text{Ar}) = 101$ кПа.

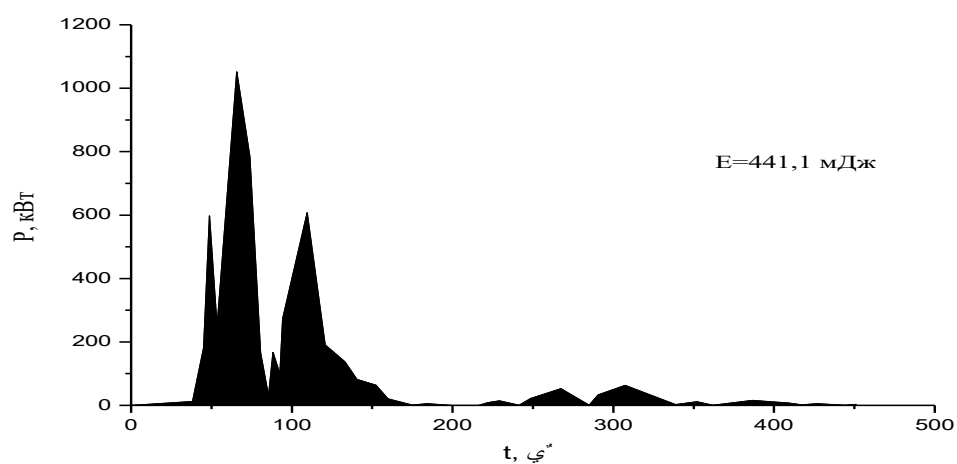


Рис.2.14 - Імпульсна потужність перенапруженого наносекундного розряду між алюмінієвими електродами ($d = 1$ мм) при: $p(\text{Ar}) = 101$ кПа.

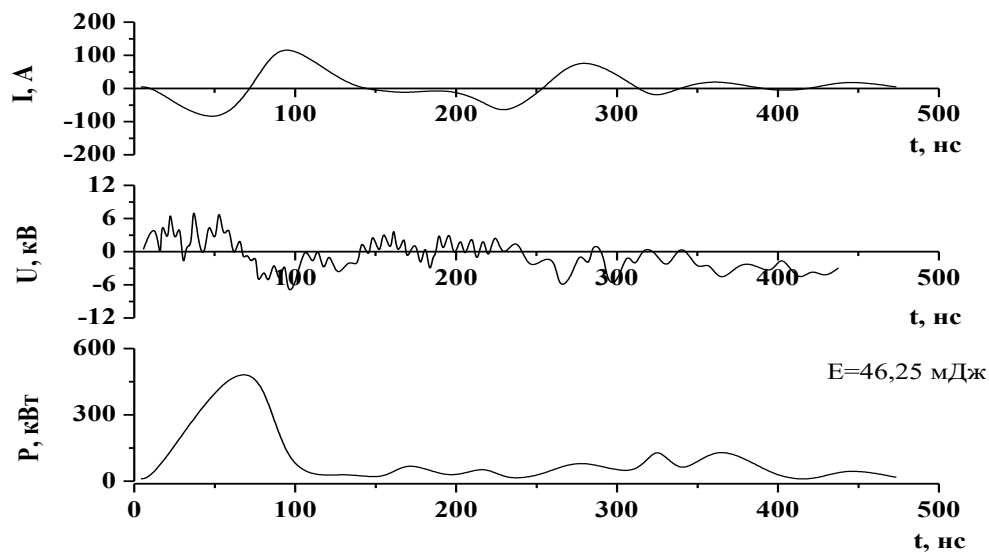


Рис.2.15 - Осцилограми струму, напруги та імпульсної потужності перенапруженого наносекундного розряду між електродами з Алюмінію та з сполуки CuInSe_2 при тиску Аргону 13,3 кПа.

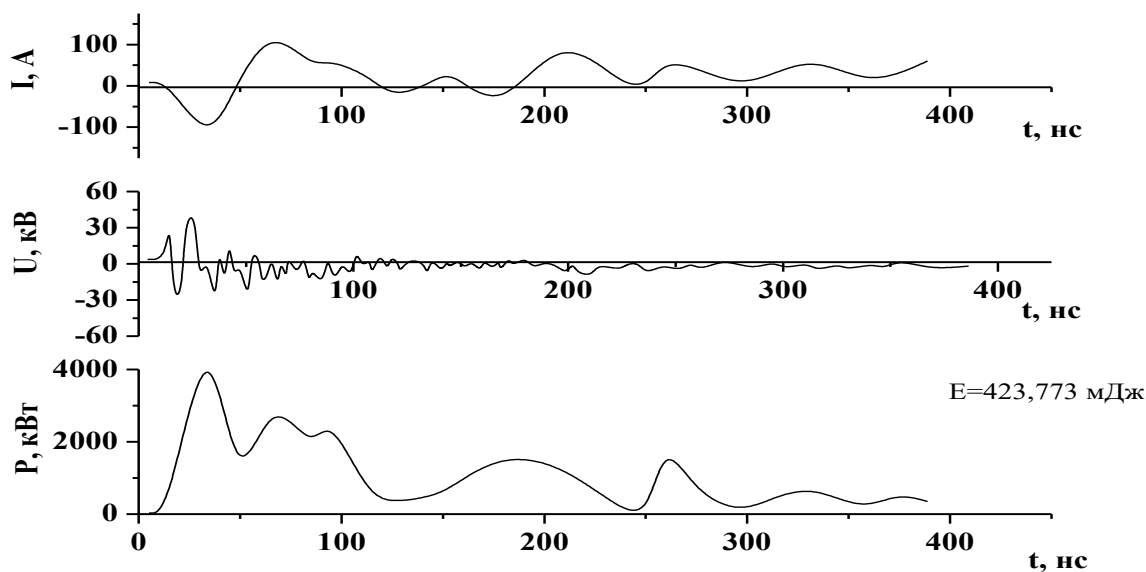


Рис.2.16 - Осцилограми струму, напруги та імпульсної потужності перенапруженого наносекундного розряду між електродами з Алюмінію і халькопїриту CuInSe_2 при тиску Аргону 101 кПа.

Оптичні характеристики. Контрольні дослідження спектрів випромінювання плазми проводились для перенапруженого

наносекундного розряду в аргоні між двома електродами з Алюмінію, а також між двома електродами з сполуки CuInSe_2 .

Спектри випромінювання і результати ідентифікації найбільш інтенсивних спектральних ліній атома та однозарядного іона Алюмінію, а також молекулярних смуг продуктів розпаду молекули халькопіриту в перенапруженому наносекундному розряді між електродом з Алюмінію та халькопіриту при $p(\text{Ar}) = 101$ і $13,3$ кПа проведені на рис.2.17, 2.18 і в таблицях 2.4 і 2.5.

При тиску Аргону 101 кПа в спектрі випромінювання плазми на основі суміші парів Алюмінію і халькопіриту найбільш короткохвильова і найбільш інтенсивна частина спектру (лінії 1-10) була представлена спектральними лініями атомів та однозарядних іонів Міді і Алюмінію. Спектральні лінії були тісно розміщені на фоні континууму і утворювали фактично деяку смугу тривалістю за основою 50 нм (від 200 до 250 нм). Друга група спектральних ліній, які теж спостерігались на фоні неперервного випромінювання в спектральному інтервалі 308 - 451 нм, мали більш високу ступінь розділення, але їх інтенсивності були невеликими. Крім атомів та однозарядних іонів Міді і Алюмінію, спостерігались також окремі лінії Ar I , Ar II в фіолетовій і синій ділянці спектру. З ліній Індію у випромінюванні проявлялись лише атомарні спектральні лінії 410.17 і 451.13 нм In I .

В спектральному інтервалі 450 - 650 нм інтенсивність неперервного випромінювання сильно зростала при збільшенні довжини хвилі випромінювання. На фоні неперервного випромінювання спостерігались переважно спектральні лінії атома Аргону і Міді. Основною причиною появи в спектрі інтенсивного континууму є перехід дифузної форми перенапруженого наносекундного розряду в контрагований стан (іскру) при атмосферному тиску Аргону.

Зменшення тиску Аргону до $13,3$ кПа сприяло запалюванню розряду в дифузній формі, а контрагування була значно менш вираженим. Це призвело до кращого прояву у випромінюванні окремих спектральних ліній атомів і однозарядних іонів Міді, Алюмінію та Аргону (рис.2.18). Інтенсивність групи спектральних ліній Міді і Алюмінію в інтервалі довжин хвиль 200 - 225 нм (лінії 1-6) зменшилась в чотири рази. При зниженому тиску Аргону найбільш інтенсивними і добре розділеними були спектральні лінії (7-18) з інтервалу довжин хвиль 230 - 400 нм. Інтенсивність неперервного випромінювання в цьому спектральному діапазоні була мінімальною. Тут найбільш інтенсивними були спектральні

лінії (11,12,17,18): 308.21 (резонансна лінія); 309.27; 394.40; 396.15 нм Al I. Інші спектральні лінії з цього спектрального інтервалу належали переважно атомам Міді і Алюмінію.

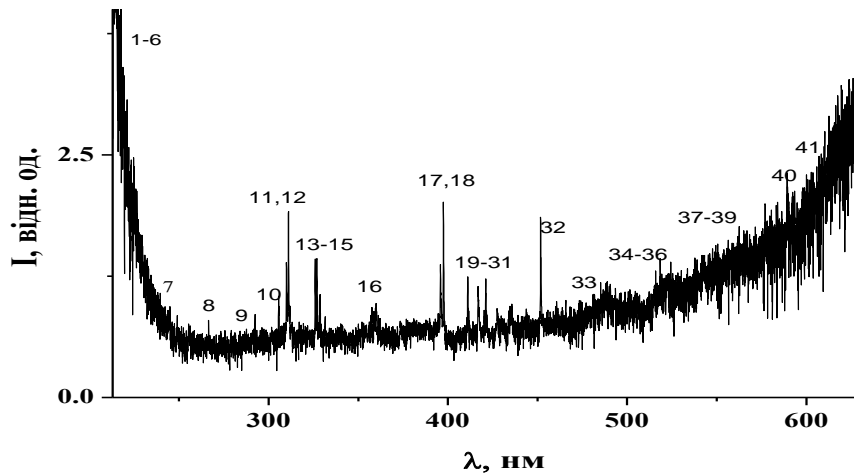


Рис.2.17 - Спектр випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду між алюмінієвим і халькопіритовим електродами при тиску Аргону $p=101$ кПа.

Таблиця 2.4 - Результати ідентифікації найбільш інтенсивних спектральних ліній атома та однозарядного іона Алюмінію, а також молекулярних смуг продуктів розпаду молекули халькопіриту в перенапруженому наносекундному розряді при $p(\text{Ar}) = 101,3$ кПа.

№	λ табл., нм	I експ відн.о д.	Об'єкт	Енижн., еВ	Еверх., еВ	Термнижн	Термверх
1	214.89	3.90	Cu I	1.39	7.18	$4s^2 \ ^2D$	$5f \ ^2F^o$
2	218.17	3.94	Cu I	0.00	5.68	$4s \ ^2S$	$4p' \ ^2P^o$
3	219.56	3.29	Cu II	8.78	14.43	$4p \ ^3D^o$	$4d \ ^3F$
4	219.95	2.88	Cu I	1.39	7.02	$4s^2 \ ^2D$	$4p'' \ ^2D^o$
5	221.45	2.40	Cu I	1.39	6.98	$4s^2 \ ^2D$	$4p'' \ ^2P^o$
6	224.20	2.45	Cu II	3.0	8.49	$4p$	$3D$
7	239.07	1.07	Al II	13.07	18.26	$4p \ ^3P^o$	$10d \ ^3D$
8	261.83	0.79	Cu I	1.39	6.12	$4s^2 \ ^2D$	$5p \ ^2P^o$
9	284.02	0.68	Al I	4.02	8.39	$3d \ ^2D$	$3d \ ^2D^o$
10	306.34	0.92	Cu I	1.64	5.68	$4s^2 \ ^2D$	$4p' \ ^2P^o$
11	308.21	1.34	Al I	0.00	4.02	$3p \ ^2P^o$	$3d \ ^2D$
12	309.27	1.88	Al I	0.01	4.02	$3p \ ^2P^o$	$3d \ ^2D$
13	324.75	1.42	Cu I	0	3.82	$4s \ ^2S$	$4p \ ^2P^o$
14	327.39	1.43	Cu I	0	3.39	$4s \ ^2S$	$4p \ ^2P^o$
15	329.05	1.05	Cu I	5.07	8.84	$4p' \ ^4F^o$	$4d' \ ^4F$
16	360.65	0.97	Ar I	11.62	15.06	$4s \ [\ ^1_2]^o$	$6p \ [\ ^1_2]$
17	394.40	1.27	Al I	0.00	3.14	$3p \ ^2P^o$	$4s \ ^2S$

18	396.15	1.76	Al I	0.01	3.14	3p ² P ⁰	4s ² S
19	402.26	0.64	Cu I	3.79	6.87	4p ² P ⁰	5d ² D
20	405.67	0.70	Al II	15.47	18.52	3s4d ¹ D	3s15p ¹ P ₀
21	410.17	1.19	In I	-	3.02	5s ² 5p ² P ⁰	5s ² 6s ² S _{1/2}
22	415.85	1.18	Ar I	11.55	14.53	4s [¹ / ₂] ^o	5p [1 ¹ / ₂]
23	417.83	1.12	Ar II	16.64	19.61	4s ⁴ P	4p ⁴ D ⁰
24	419.07	0.74	Ar I	11.55	14.51	4s [¹ / ₂] ^o	5p [2 ¹ / ₂]
25	420.06	0.90	Ar I	11.55	14.50	4s [¹ / ₂] ^o	5p [2 ¹ / ₂]
26	422.26	1.22	Ar II	19.87	22.80	4p ² P ⁰	5s ² P
27	425.93	0.73	Ar I	11.83	14.74	4s' [¹ / ₂] ^o	5p' [¹ / ₂]
28	426.62	0.70	Ar I	11.62	14.53	4s [¹ / ₂] ^o	5p [1 ¹ / ₂]
29	427.21	0.76	Ar I	11.62	14.52	4s [¹ / ₂] ^o	5p [1 ¹ / ₂]
30	430.01	0.76	Ar I	11.62	14.51	4s' [¹ / ₂] ^o	5p [2 ¹ / ₂]
31	433.35	0.89	Ar I	11.83	14.69	4s' [¹ / ₂] ^o	5p' [1 ¹ / ₂]
32	451.13	1.65	In I	0.27	3.02	5s ² 5p ² P ⁰	5s ² 6s ² S _{1/2}
33	484.22	1.18	Cu I	5.24	7.80	4p' ⁴ F ⁰	5s' ⁴ D
34	515.83	1.32	Cu I	5.69	8.09	4p' ² P ⁰	5s' ² D
35	516.22	1.13	Ar I	12.91	15.31	4p [¹ / ₂]	6d [¹ / ₂] ^o
36	518.77	1.42	Ar I	12.91	15.30	4p [¹ / ₂]	5d' [1 ¹ / ₂] ^o
37	549.58	1.57	Ar I	13.08	15.33	4p [2 ¹ / ₂]	6d [3 ¹ / ₂] ^o
38	555.87	1.46	Ar I	12.91	15.14	4p [¹ / ₂]	5d [1 ¹ / ₂] ^o
39	556.69	1.45	Se II				
40	594.92	2.00	Ar I	13.28	15.35	4p' [1 ¹ / ₂]	6d [1 ¹ / ₂]
41	603.21	2.25	Ar I	13.08	15.13	4p [2 ¹ / ₂]	5d [3 ¹ / ₂] ^o

Наступна досить добре розділена група спектральних ліній (19-33) випромінювалась в інтервалі довжин хвиль 400-500 нм. Вона була представлено спектральними лініями атома і однозарядного іону Аргону та спектральними лініями 451.13 нм In I; 484.22; 515.83 Cu I.

В спектральному інтервалі 500-630 нм переважало неперервне випромінювання (імовірно, теплове випромінювання плазми), фоні якого виділялись спектральні лінії 594.92; 603.21 нм Ar I.

При збільшенні тиску Аргону з 13.3 до 101,3 кПа інтенсивності спектральних ліній атомів Міді, Індію і їх однозарядних іонів зростали. Так, максимальне зростання виявлено для інтенсивності спектральної лінії 218.17 нм Cu I (в 8,6 разів), нижнім для якої виступає основний енергетичний рівень атома Міді, а для іонної лінії 219,56 нм Cu II зафіксовано збільшення інтенсивності в 6,3 рази. Для резонансної лінії атома Міді 306,34 нм, імовірно, внаслідок самопоглинання випромінювання в плазмі, збільшення інтенсивності було малим (лише близько в 1,3 рази). Збільшення інтенсивності ліній атома Індію 410,17; і 451, 22 нм теж було невеликим (близько 1,1-1,2 рази).

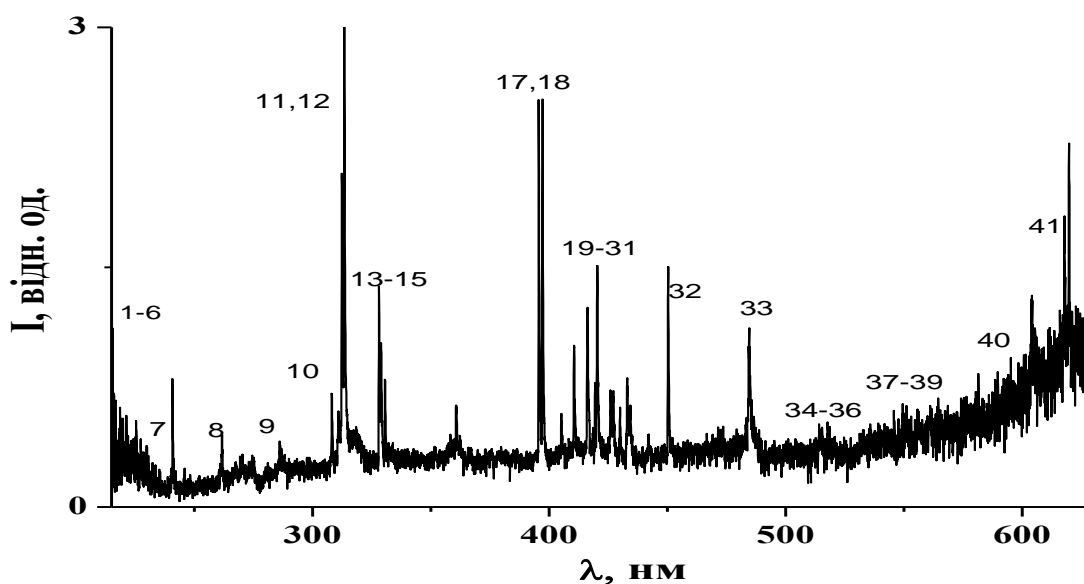


Рис.2.18 - Спектр випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду між алюмінієвим і халькопіритовим електродами при тиску Аргону 13,3 кПа.

Таблиця 2.5 - Результати ідентифікації найбільш інтенсивних спектральних ліній атома та однозарядного іона Алюмінію, а також молекулярних смуг продуктів розпаду молекули халькопіриту в перенапруженому наносекундному розряді при $p(\text{Ar}) = 13,3$ кПа.

№	λ табл, нм	I експ відн.о д.	Об'єкт	Енижн., еВ	Еверх., еВ	Термнижн	Термверх
1	214.89	1.09	Cu I	1.39	7.18	$4s^2\ ^2D$	$5f\ ^2F^o$
2	218.17	0.47	Cu I	0.00	5.68	$4s\ ^2S$	$4p'\ ^2P^o$
3	219.56	0.53	Cu II	8.78	14.43	$4p\ ^3D^o$	$4d\ ^3F$
4	219.95	0.55	Cu I	1.39	7.02	$4s^2\ ^2D$	$4p''\ ^2D^o$
5	221.45	0.57	Cu I	1.39	6.98	$4s^2\ ^2D$	$4p''\ ^2P^o$
6	224.20	0.49	Cu II	3.0	8.49	$4p$	$3D$
7	239.07	0.82	Al II	13.07	8.78	$4p\ ^3P^o$	$10d\ ^3D$
8	261.83	0.44	Cu I	1.39	6.12	$4s^2\ ^2D$	$5p\ ^2P^o$
9	284.02	0.27	Al I	4.02	8.39	$3d\ ^2D$	$3d\ ^2D^o$
10	306.34	0.71	Cu I	1.64	5.68	$4s^2\ ^2D$	$4p'\ ^2P^o$
11	308.21	2.08	Al I	0.00	4.02	$3p\ ^2P^o$	$3d\ ^2D$
12	309.27	3.02	Al I	0.01	4.02	$3p\ ^2P^o$	$3d\ ^2D$
13	324.75	1.38	Cu I	0	3.82	$4s\ ^2S$	$4p\ ^2P^o$
14	327.39	1.04	Cu I	0	3.39	$4s\ ^2S$	$4p\ ^2P^o$
15	329.05	0.79	Cu I	5.07	8.84	$4p'\ ^4F^o$	$4d'\ ^4F$
16	360.65	0.64	Ar I	11.62	15.06	$4s\ [^1/2]^o$	$6p\ [^1/2]$

17	394.40	2.54	Al I	0.00	3.14	3p ² P ⁰	4s ² S
18	396.15	2.55	Al I	0.01	3.14	3p ² P ⁰	4s ² S
19	402.26	0.34	Cu I	3.79	6.87	4p ² P ⁰	5d ² D
20	405.67	0.58	Al II	15.47	18.52	3s4d ¹ D	3s15p ¹ P ₀
21	410.17	1.01	In I	-	3.02	5s ² 5p ² P ⁰	5s ² 6s ² S _{1/2}
22	415.85	1.26	Ar I	11.55	14.53	4s [¹ / ₂] ^o	5p [1 ¹ / ₂]
23	417.83	0.5	Ar II	16.64	19.61	4s ⁴ P	4p ⁴ D ⁰
24	419.07	0.78	Ar I	11.55	14.51	4s [¹ / ₂] ^o	5p [2 ¹ / ₂]
25	420.06	1.51	Ar I	11.55	14.50	4s [¹ / ₂] ^o	5p [2 ¹ / ₂]
26	422.26	0.44	Ar II	19.87	22.80	4p ² P ⁰	5s ² P
27	425.93	0.73	Ar I	11.83	14.74	4s' [¹ / ₂] ^o	5p' [¹ / ₂]
28	426.62	0.61	Ar I	11.62	14.53	4s [¹ / ₂] ^o	5p [1 ¹ / ₂]
29	427.21	0.72	Ar I	11.62	14.52	4s [¹ / ₂] ^o	5p [1 ¹ / ₂]
30	430.01	0.62	Ar I	11.62	14.51	4s' [¹ / ₂] ^o	5p [2 ¹ / ₂]
31	433.35	0.81	Ar I	11.83	14.69	4s' [¹ / ₂] ^o	5p' [1 ¹ / ₂]
32	451.13	1.51	In I	0.27	3.02	5s ² 5p ² P ⁰	5s ² 6s ² S _{1/2}
33	484.22	1.12	Cu I	5.24	7.80	4p' ⁴ F ^o	5s' ⁴ D
34	515.83	0.49	Cu I	5.69	8.09	4p' ² P ⁰	5s' ² D
35	516.22	0.53	Ar I	12.91	15.31	4p [¹ / ₂]	6d [¹ / ₂] ^o
36	518.77	0.50	Ar I	12.91	15.30	4p [¹ / ₂]	5d' [1 ¹ / ₂] ^o
37	549.58	0.65	Ar I	13.08	15.33	4p [2 ¹ / ₂]	6d [3 ¹ / ₂] ^o
38	555.87	0.62	Ar I	12.91	15.14	4p [¹ / ₂]	5d [1 ¹ / ₂] ^o
39	556.69	0.60	Se II				
40	594.92	0.93	Ar I	13.28	15.35	4p' [1 ¹ / ₂]	6d [1 ¹ / ₂]
41	603.21	1.32	Ar I	13.08	15.13	4p [2 ¹ / ₂]	5d [3 ¹ / ₂] ^o

Для інтенсивності спектральних ліній атома Алюмінію 308.21; 309,27; 394,40 (резонансна лінія); 396,15 нм з ростом тиску Аргону спостерігалось зменшення інтенсивності (табл.1, 2) від 1,4 до 2,3 разів. Для іонних же ліній Алюмінію 239,07 і 405, 67 нм Al II з ростом тиску Аргону зафіксовано зростання інтенсивності (близько в 1,3 рази, табл.1,2). Для інтенсивності спектральних ліній атома Аргону 549,58 і 594,92 нм з ростом його тиску одержано найбільший ріст інтенсивності (в 2.4 і 2,2 рази, відповідно, табл.1,2). Для іонних ліній Аргону 417,83 і 422, 26 нм Ar II збільшення інтенсивності складало 2,3 і 2,8 рази, відповідно, (табл.1,2).

Виходячи з пічкової структури імпульсів струму, важливими виступають і процеси ступінчатого збудження і ступінчатої іонізації через відповідні метастабільні стани, які характерні для сильно струмових розрядів підвищеного тиску [2.47]. Тому імовірним механізмом утворення двозарядних іонів Міді, алюмінію і аргону в основному енергетичному стані може бути збудження відповідних однозарядних іонів електронним ударом і процесах діелектронної рекомбінації дво - і однозарядних іонів з електронами плазми.

Збільшення тиску Аргону сприяє зростанню інтенсивності спектральних ліній атомів Міді, Індію і їх однозарядних іонів внаслідок збільшення ефективності рекомбінаційного механізму при високих тисках буферного газу [2.48], а також в процесах ступінчатого збудження та іонізації, відповідних атомів при зростанні енергетичних внесків в плазму при тиску Аргону на рівні 101,3 кПа. Основною особливістю внесення парів Міді і Індію в плазму виступає реакція дисоціації молекули халькопіриту, а утворення збуджених атомів і однозарядних іонів Алюмінію і Аргону в процесах ступінчатого електронного збудження і іонізації з наступною діелектронною рекомбінацією.

Зростання інтенсивності спектральних ліній Al II з ростом тиску Аргону може бути зумовлено збільшенням ефективності рекомбінації двозарядних іонів Алюмінію з електронами. Наявність в плазмі іскрових розрядів мікросекундної тривалості між алюмінієвими електродами вказують результати [2.49], де в спектрах випромінювання плазми спостерігали лінії двозарядних іонів, зокрема, лінію з довжиною хвилі 371,3 нм Al 111. Алюміній по відношенню до Аргону і молекул халькопіриту є легкозбуджуваним і легкоіонізованим елементом досліджуваної плазми. Тому з великою імовірністю однозарядні і двозарядні іони в першу чергу Алюмінію можуть утворюватися в процесах рекомбінації іонів більшої зарядності з електронами або безпосередньо в процесі мікроривбухів природних неоднорідностей на поверхні алюмінієвого електрода [2.50].

2.4. Характеристики перенапруженого наносекундного розряду в газопарових сумішах «(Повітря; (N₂ : O₂)–CuInSe₂)»

В п.2.4 приведено характеристики перенапруженого сильно струмового розряду тривалістю 100-150 нс в повітрі і суміші Азоту з Киснем (100-1; p = 101 кПа), який запалювався між електродом з Алюмінію і електродом а халькопіриту (CuInSe₂). Тиск повітря в суміші Азоту з Киснем складав 13,3; 101 кПа. Одночасне внесення парів Алюмінію і халькопіриту в розрядний проміжок створює передумови для синтезу тонких плівок на основі четверного халькопіриту - CuAlInSe₂, які можуть осаджуватись на кварцовій пластині, встановленій на віддалі 2-3 см від центру розрядного проміжку.

Досліджено імпульси напруги, струму на розрядному проміжку величиною $d = 1$ мм, а також імпульсний енергетичних внесок в розряд. Ретельно досліджені спектри випромінювання плазми, що дозволило встановити основні продукти розпаду молекули халькопіриту і енергетичні стани атомів та однозарядних іонів Алюмінію, Міді і Індію, які утворюються в розряді на основі молекулярних газів (N_2 ; O_2).

Електричні і оптичні характеристики розряду в повітрі. Перенапружений наносекундний розряд між електродом з Алюмінію і електродом з халькопіриту ($CuInSe_2$) в повітрі досліджувався при тиж же умовах, що і відповідний розряд в Аргоні.

На рис.2.19 і 2.20 приведені осцилограми напруги, струму і імпульсна потужність для перенапруженого наносекундного розряду між електродом з Алюмінію і електродом з халькопіриту при тисках повітря 13,3 і 101,3 кПа.

При тиску повітря рівному 13,3 кПа (рис.2.19) повна тривалість осциляцій напруги на проміжку та розрядного струму досягала 450 нс при тривалості окремих осциляцій напруги 7-10 нс, струму біля 70 нс. Короткотривалі осциляції найкраще проявлялись на осцилограмах напруги. На осцилограмах струму вони були частково проінтегровані за часом внаслідок великої сталої часу поясу Роговського, який використовувався в цих дослідженнях. Максимальна величина спаду напруги на розрядному проміжку складала 8-10 кВ, враховуючи додатну в від'ємну амплітуду напруги. Максимальна амплітуда струму досягала 250-300 А.

Збільшення тиску повітря до 101,3 кПа приводило до збільшення опору плазми і покращення його узгодження з вихідним опором високовольтного генератора імпульсів напруги. В результаті цього тривалість основного максимуму імпульсу напруги, що проявлявся у вигляді послідовності окремих коротких пічків, скорочувалась до 80 нс, а їх повна амплітуда зростала до 10-12 кВ. Тривалість півхвилі струму скорочувалась до 60-80 нс а її максимальний розмах складав 300 А.

Найбільша величина імпульсної потужності розряду в повітрі досягала в перші 110-130 нс з моменту його запалювання и досягала 1,8 МВт. Зростання тиску повітря від 13,3 до 101 кПа приводило до збільшення максимальної імпульсної потужності до 3.0 МВт, а енергії окремого електричного імпульсу з 165 до 222 мДж (рис.2.19; 2.20).

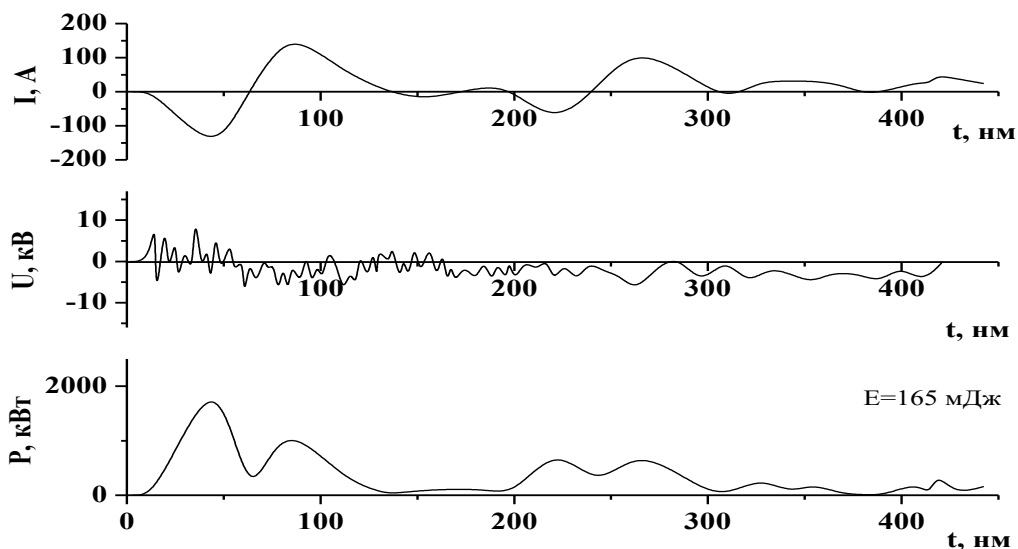


Рис.2.19 - Осцилограми струму, напруги та імпульсної потужності перенапруженого біполярного наносекундного розряду між електродами з Алюмінію і з халькопїриту (CuInSe_2) при тиску повітря 13,3 кПа.

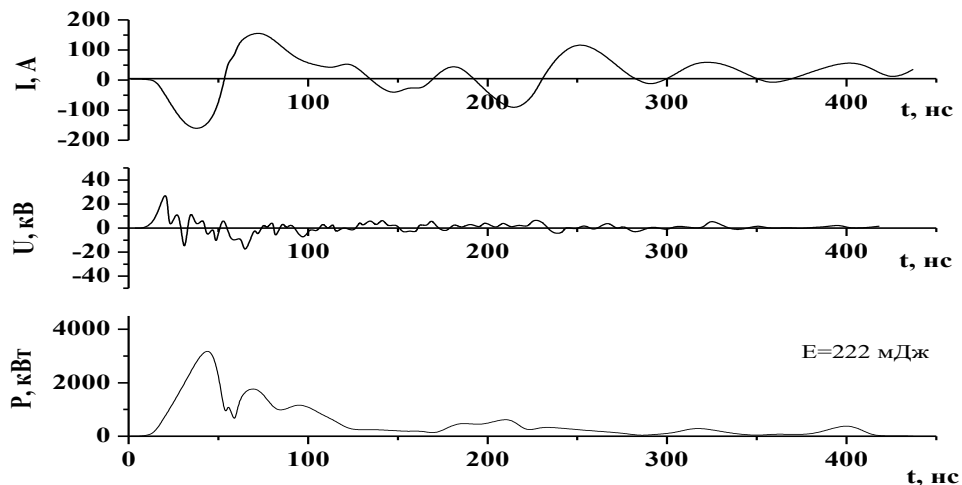


Рис.2.20 - Осцилограми струму, напруги та імпульсної потужності перенапруженого біполярного наносекундного розряду між електродами з Алюмінію халькопїриту при тиску повітря 101 кПа.

Осцилограми напруги, струму і імпульсна потужність для перенапруженого наносекундного розряду між електродом з Алюмінію і

електродом з халькопіриту при тисках суміші Азоту з Киснем $p=13.3$ і $101,3$ кПа були подібними, до відповідних осцилограм для розряду в повітрі при цих же тисках повітря. Вони відрізнялись лише абсолютними величинами амплітуд напруги, струмі і імпульсної потужності. Так, максимальна величина спаду напруги на розрядному проміжку складала $10-25$ кВ, враховуючи додатну в від'ємну амплітуду напруги, максимальна амплітуда струму досягала 300 А.

Найбільша величина імпульсної потужності розряду досягалась в перші $110-130$ нс з моменту його запалювання и досягала 5 МВт. Зростання тиску суміші азоту з киснем ($100-1$) від $13,3$ до $101,3$ кПа приводило до збільшення максимальної імпульсної потужності з $0,8$ до 5.0 МВт, а енергія окремого електричного імпульсу, при цьому, зростала з $75,1$ до $410,7$ до мДж, тобто збільшувалась в $5,5$ разів.

Спектри випромінювання і результати ідентифікації найбільш інтенсивних спектральних ліній атома та однозарядного іона Алюмінію, а також спектральних ліній і молекулярних смуг продуктів розпаду молекули халькопіриту в плазмі перенапруженого наносекундного розряду між електродом з Алюмінію і халькопіриту при тисках Повітря $13,3$ і 101 кПа, а також контрольний спектр в середовищі Аргону, приведені на рис.2.21; 2.22 і в таблицях 2.6; 2.7.

В спектрах випромінювання розряду на сумішах Повітря з домішками парів Алюмінію, а також в спектрах випромінювання плазми на основі суміші Азоту з Киснем, зареєстровані широкі смуги випромінювання з максимумами в спектральних інтервалах $410-420$ нм и $300-390$ нм (див п.1.2). Найбільша інтенсивність випромінювання цих смуг одержана при тисках кисневмісних газів $100-200$ кПа. В розряді у сумішах на основі Аргону ці смуги в спектрах випромінювання перенапруженого наносекундного розряду були відсутні. Ультрафіолетові смуги фото- і катодолюмінісценції наноструктурованої кераміки оксиду Алюмінію пов'язують з випромінюванням F^+ - центрів, які утворені кисневими вакансіями [2.51].

При тисках повітря $13,3$ і $103,3$ кПа спектральні лінії атомів і іонів, продуктів матеріалу електродів і розпаду молекул Повітря в плазмі, спостерігались на фоні широкосмугового випромінювання наноструктур оксиду алюмінію і неперервного випромінювання, яке може бути зумовлено тепловим і рекомбінаційним випромінюванням плазми. Лінійна частина спектру випромінювання плазми зумовлена, переважно, окремими спектральними лініями атомів і однозарядних іонів Міді і Індію. Спектр

випромінювання газової складової найбільше проявлявся при атмосферному тиску повітря і складався переважно з інтенсивних смуг другої додатної системи молекули азоту в спектральному інтервалі 280-390 нм, що характерно для дифузної стадії перенапруженого наносекундного розряду, а також спектральних ліній N 1, N11.

Виходячи з цього, в спектрах випромінювання плазми паро-газових сумішей на основі Алюмінію, продуктів дисоціації молекули халькопіриту, повітря і продуктів дисоціації його молекул спектр випромінювання плазми розряду в інтервалі довжин хвиль 200-240 нм складався з групи близько розташованих спектральних ліній атома, однозарядного іона Міді, а також ліній атома і однозарядного іона Алюмінію (спектральні лінії 1-7; табл.2.6;2.7). Група інтенсивних спектральних ліній і смуг розташована в спектральному діапазоні 250-390 нм (лінії і смуги 8-20; табл.2.6;2.7). Для даної ділянки спектру найбільш характерними були спектральні лінії атомів Міді і Алюмінію, а також яскраві смуги другої додатної системи молекули азоту. Наявність інтенсивних смуг молекули азоту системи $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+$ вказує на те, що крім «втікаючих» електронів, основна частина низькоенергетична частина функції розподілу електронів за енергіями містить і електрони, енергії яких знаходяться в діапазоні 9-18 eВ і які є відповідальними за випромінювання молекули азоту в спектральному діапазоні 290-410 нм.

Випромінювання ж атомів індію у видимій ділянці спектру було представлено спектральними лініями 410,17; 451,13 нм In I. В спектрі випромінювання плазми проявлялась також характеристична спектральна лінія з довжиною хвилі $\lambda=500,5$ нм N II.

Характеристичні спектральні лінії атома Міді видимого діапазону спектра 510,55; 515,83; 521,04; 556,69 нм Cu I були мало інтенсивними, на відміну від випадку плазми перенапруженого наносекундного розряду між мідними електродами в Азоті чи Повітрі, коли відбувався ефективний процес передачі енергії від молекул Азоту в метастабільних станах атомам Міді [2.53,2.54]. Збільшення тиску повітря від 13.3 до 101,3 кПа привело лише до незначного зростання інтенсивності випромінювання цих ліній Cu I.

В червоній області спектру виділялась за інтенсивністю спектральна лінія 618,86 нм Cu II, інтенсивність якої збільшувалась в 2,5 рази при збільшенні тиску повітря з 13.3 до 101,3 кПа.

У жовто-червоній ділянці в спектрі випромінювання плазми (рис.4) зареєстровано континуум, інтенсивність якого зростала при збільшенні

довжини хвилі в діапазоні 550-665 нм, на фоні якого спостерігались окремі спектральні лінії малої інтенсивності та молекулярні смуги, що можуть бути віднесені до випромінюванням молекул Селену і продуктів їх дисоціації в розряді.

Для діагностики процесу напилення тонких плівок четверного халькопїриту на тверді діелектричні підкладки в режимі реального часу можливо використати наступні інтенсивні спектральні лінії атомів Міді і Індію в спектральному діапазоні 300-460 нм: 307.38 Cu I, 329.05 Cu I, 410.17 In I и 451.13 нм In I.

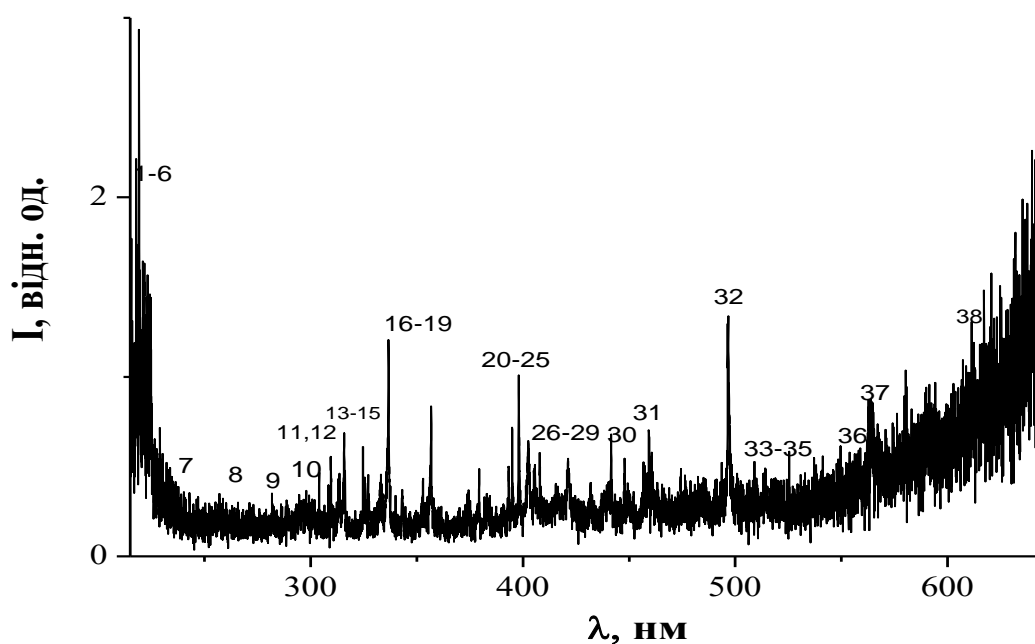


Рис.2.21 - Спектр випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду між Алюмінієвим і халькопїритовим електродами при тиску повітря 13,3 кПа.

Таблиця 2.6 - Результати ідентифікації найбільш інтенсивних спектральних ліній атома та однозарядного іона Алюмінію і молекулярних смуг продуктів розпаду молекули халькопїриту в перенапруженому наносекундному розряді, що запалювався при тиску повітря 13,3 кПа.

№	λ , нм	$I_{\text{експ}}$ відн.о д.	Об'єкт	$E_{\text{нижн.}}$, еВ	$E_{\text{верх.}}$, еВ	Терм _{нижн}	Терм _{верх}
1	214.89	1.39	Cu I	1.39	7.18	$4s^2\ ^2D$	$5f\ ^2F^o$
2	218.17	1.98	Cu I	0.00	5.68	$4s\ ^2S$	$4p'\ ^2P^o$
3	219.56	1.87	Cu II	8.78	14.43	$4p\ ^3D^o$	$4d\ ^3F$
4	219.95	1.74	Cu I	1.39	7.02	$4s^2\ ^2D$	$4p''\ ^2D^o$

5	221.45	1.64	Cu I	1.39	6.98	4s ² 2D	4p'' 2P ^o
6	225.80	1.27	Al I	0.00	5.49	3p 2P ^o	7s 2S
7	239.07	0.35	Al II	13.07	18.26	4p 3P ^o	10d 3D
8	261.83	0.29	Cu I	1.39	6.12	4s ² 2D	5p 2P ^o
9	284.02	0.25	Al I	4.02	8.39	3d 2D	3d 2D ^o
10	306.34	0.35	Cu I	1.64	5.68	4s ² 2D	4p' 2P ^o
11	308.21	0.47	Al I	0.00	4.02	3p 2P ^o	3d 2D
12	309.27	0.55	Al I	0.01	4.02	3p 2P ^o	3d 2D
13	324.75	0.61	Cu I	0	3.82	4s 2S	4p 2P ^o
14	327.39	0.44	Cu I	0	3.39	4s 2S	4p 2P ^o
15	329.05	0.45	Cu I	5.07	8.84	4p' 4F ^o	4d' 4F
16	337.13	1.05	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (0;0)			
17	344.60	0.31	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (4;5)			
18	357.69	0.82	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (0;1)			
19	375.54	0.31	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (1;3)			
20	394.40	0.72	Al I	0.00	3.14	3p 2P ^o	4s 2S
21	396.15	1	Al I	0.01	3.14	3p 2P ^o	4s 2S
22	402.26	0.61	Cu I	3.79	6.87	4p 2P ^o	5d 2D
23	405.67	0.48	Al II	15.47	18.52	3s4d 1D	3s15p 1P ₀
24	409.48	0.39	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (4;8)			
25	410.17	0.30	In I	-	3.02	5s ² 5p 2P ^o	5s ² 6s 2S _{1/2}
26	420.05	0.50	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (2;6)			
27	423.65	0.33	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (1;2)			
28	434.36	0.38	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (0;4)			
29	441.67	0.57	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (3;8)			
30	451.13	0.54	In I	0.27	3.02	5s ² 5p 2P ^o	5s ² 6s 2S _{1/2}
31	459.97	0.71	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (2;4)			
32	500.51	1.33	N II	25.50	27.97	3s 5P	3p 5P ^o
33	510.55	0.42	Cu I	1.39	3.82	4s ² 2D	4p 2P ^o
34	515.83	0.47	Cu I	5.69	8.09	4p' 2P ^o	5s' 2D
35	521.82	0.40	Cu I	3.82	6.19	4p 2P ^o	4d 2D
36	556.69	0.55	Se II				
37	566.66	0.82	N II	18.46	20.65	2s ² 2p 3s 3P ^o	2s ² 2p 3p 3D
38	618.86	1.18	Cu II	14.99	16.99	4p'' 1D ^o	5d 3F

Збільшення тиску повітря з 13,3 до 101,3 кПа по різному вплинуло на інтенсивність різних груп спектральних ліній, продуктів матеріалу електродів. З найбільш інтенсивних короткохвильових ліній атома Міді максимальний ріст інтенсивності одержано для $\lambda=214.89$ нм – в 3.3 рази. Для інтенсивної ж іонної лінії Міді 219.56 збільшення інтенсивності було незначним – в 1,1 рази, хоча її інтенсивність була найбільшою в цій ділянці спектру. В спектральній області 225-310 нм найбільшу інтенсивність мали лінії атома Алюмінію, найінтенсивніша з яких 309.27 нм Al I зростала за інтенсивністю в п'ять разів. Для іонної лінії Алюмінію з даної ділянки спектру 239.07 нм Al II збільшення інтенсивності склало біля трьох разів.

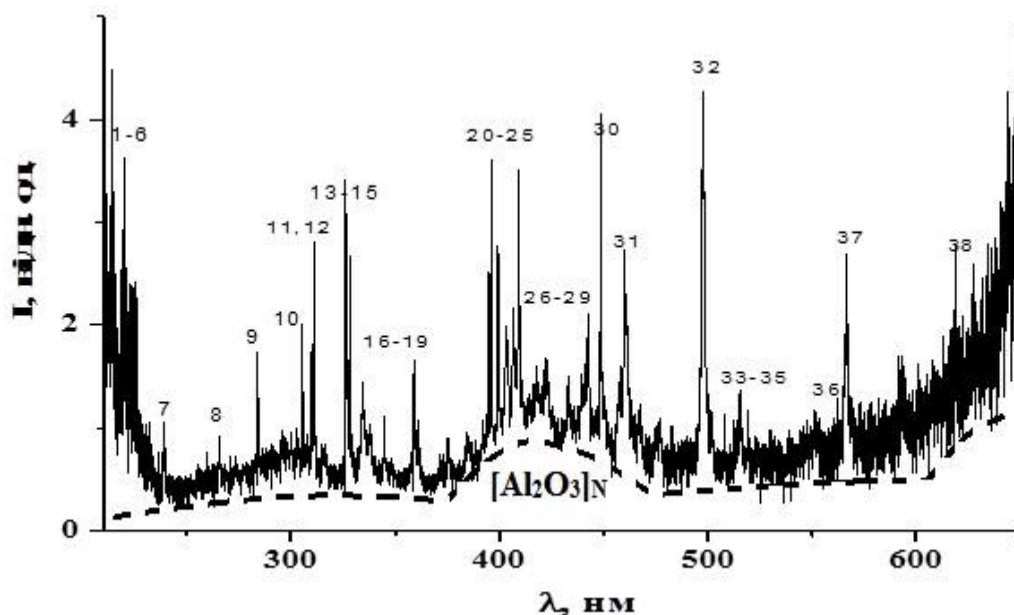


Рис.2.22 - Спектр випромінювання перенапруженого біполярного наносекундного розряду між Алюмінієвим і халькопіритовим електродами в повітрі при тиску 101 кПа.

Таблиця 2.7 - Результати ідентифікації найбільш інтенсивних спектральних ліній атома та одноступінчастого іона Алюмінію, а також молекулярних смуг продуктів розпаду молекули халькопіриту в перенапруженому біполярному наносекундному розряді, що запалювався при тиску повітря 101,3 кПа.

№	λ , нм	I експ відн.о д.	Об'єкт	Е _{нижн.} , еВ	Е _{верх.} , еВ	Терм _{нижн}	Терм _{верх}
1	214.89	4.60	Cu I	1.39	7.18	4s ² 2D	5f 2F ^o
2	218.17	3.00	Cu I	0.00	5.68	4s 2S	4p' 2P ^o
3	219.56	2.05	Cu II	8.78	14.43	4p 3D ^o	4d 3F
4	219.95	3.60	Cu I	1.39	7.02	4s ² 2D	4p'' 2D ^o
5	221.45	2.75	Cu I	1.39	6.98	4s ² 2D	4p'' 2P ^o
6	225.80	2.30	Al I	0.00	5.49	3p 2P ^o	7s 2S
7	239.07	1.00	Al II	13.07	18.26	4p 3P ^o	10d 3D
8	261.83	0.88	Cu I	1.39	6.12	4s ² 2D	5p 2P ^o
9	284.02	1.75	Al I	4.02	8.39	3d 2D	3d 2D ^o
10	306.34	2.00	Cu I	1.64	5.68	4s ² 2D	4p' 2P ^o
11	308.21	1.84	Al I	0.00	4.02	3p 2P ^o	3d 2D
12	309.27	2.79	Al I	0.01	4.02	3p 2P ^o	3d 2D
13	324.75	3.37	Cu I	0	3.82	4s 2S	4p 2P ^o
14	327.39	3.10	Cu I	0	3.39	4s 2S	4p 2P ^o
15	329.05	2.67	Cu I	5.07	8.84	4p' 4F ^o	4d' 4F
16	337.13	1.47	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (0;0)			
17	344.60	1.10	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (4;5)			

18	357.69	1.68	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (0;1)			
19	375.54	0.88	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (1;3)			
20	394.40	2.49	Al I	0.00	3.14	3p ² P ⁰	4s ² S
21	396.15	3.63	Al I	0.01	3.14	3p ² P ⁰	4s ² S
22	402.26	2.77	Cu I	3.79	6.87	4p ² P ⁰	5d ² D
23	405.67	2.00	Al II	15.47	18.52	3s4d ¹ D	3s15p ¹ P ₀
24	409.48	0.45	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (4;8)			
25	410.17	0.37	In I	-	3.02	5s ² 5p ² P ⁰	5s ² 6s ² S _{1/2}
26	420.05	1.63	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (2;6)			
27	423.65	1.69	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (1;2)			
28	434.36	1.52	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (0;4)			
29	441.67	2.10	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (3;8)			
30	451.13	4.06	In I	0.27	3.02	5s ² 5p ² P ⁰	5s ² 6s ² S _{1/2}
31	459.97	2.73	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (2;4)			
32	500.51	0.53	N II	25.50	27.97	3s ⁵ P	3p ⁵ P ⁰
33	510.55	0.46	Cu I	1.39	3.82	4s ² 2D	4p ² P ⁰
34	515.83	0.51	Cu I	5.69	8.09	4p' ² P ⁰	5s' ² D
35	521.82	0.58	Cu I	3.82	6.19	4p ² P ⁰	4d ² D
36	556.69	0.93	Se II				
37	566.66	2.65	N II	18.46	20.65	2s ² 2p3s ³ P ⁰	2s ² 2p3p ³ D
38	618.86	2.78	Cu II	14.99	16.99	4p'' ¹ D ⁰	5d ³ F

В більш довгохвильовій області довжин хвиль 310-410 нм найбільш інтенсивними були лінії 324.75; 327.39; 329.05 нм Cu I, 394.40; 396.15 нм Al I і 405.67 нм Al II. Інтенсивність всіх цих ліній при збільшенні тиску повітря зростала в 3-5 рази. В видимій ділянці спектру найбільш інтенсивна лінія 451.13 нм In I збільшувалась за інтенсивністю при атмосферному тиску повітря в 7,5 разів, інтенсивність іонної лінії 405.67 нм Al II збільшувалась близько в п'ять разів.

Інтенсивність випромінювання іонної лінії 500.51 нм N11 при атмосферному тиску повітря зменшувалась в 2,5 разів, що може бути пов'язано з спадом температури електронів при тиску повітря p = 101,3 кПа, якщо збудження іона азоту відбувається з основного стану молекули N₂, атома N1 чи іона N11 (не рекомбінаційний механізм збудження «знизу-вверх»).

Густина електронів в плазмі перенапружених розрядів наносекундної тривалості в повітрі для випадку використання двох різних електродів може бути такою ж, як і для двох халькопіритових електродів - 10¹⁶-10¹⁷ см⁻³, а механізм утворення збуджених іонів Міді і Алюмінію в плазмі на основі повітря теж імовірно визначається процесами їх збудження електронами. Після цього післясвітінні розряду починають проявлятися процеси електрон-іонної рекомбінації.

Виходячи з пічкової структури імпульсів струму, важливими виступають також процеси ступінчатого збудження і ступінчатої іонізації через відповідні метастабільні стани. Тому вони можуть бути імовірним механізмом утворення двозарядних іонів Міді і Алюмінію в основному енергетичному стані, які в процесах рекомбінації приводять до утворення відповідних однозарядних іонів і атомів у збуджених станах.

Збільшення тиску повітря сприяє зростанню інтенсивності спектральних ліній атомів міді, індію і їх однозарядних іонів внаслідок збільшення ефективності рекомбінаційного механізму при високих тисках буферного газу, а також в процесах ступінчатого збудження та іонізації, відповідних атомів при зростанні енергетичних внесків в плазму при атмосферному тиску повітря. Зростання інтенсивності спектральної лінії 405.67 нм Al II з ростом тиску повітря може бути зумовлено збільшенням ефективності рекомбінації двозарядних іонів Алюмінію з електронами. Алюміній по відношенню до молекул повітря і халькопіриту є легко збуджуваним і легко іонізованим елементом досліджуваної плазми. Тому з великою імовірністю однозарядні і двозарядні іони в першу чергу Алюмінію можуть утворюватися безпосередньо в процесі мікрровибхів природних неоднорідностей на поверхні алюмінієвого електрода [2.50].

Спектри випромінювання плазми і результати ідентифікації найбільш інтенсивних спектральних ліній атома, однозарядного іона Алюмінію, а також спектральних ліній і молекулярних смуг продуктів розпаду молекули CuInSe_2 в плазмі перенапруженого наносекундного розряду між електродом з Алюмінію і халькопіриту при тисках Азоту 13,3 і 101 кПа приведені на рис. 2.26; 2.27 і в таблицях 2.27 і 2.28.

В спектрах випромінювання перенапруженого наносекундного розряду в повітрі і сумішах Азоту з киснем, особливо при атмосферних тисках кисневмісних газових сумішей з домішками парів Алюмінію, були зареєстровані широкі смуги випромінювання з максимумами в спектральних інтервалах 410-420 нм и 300-390 нм, можна віднести до випромінюванням F^+ - центрів, які утворені кисневими вакансіями в наноструктурах оксиду Алюмінію [2.51].

При тисках Азоту з Киснем 13,3 і 103,3 кПа спектральні лінії атомів і іонів, продуктів матеріалу електродів і розпаду молекул повітря в плазмі, спостерігались на фоні неперервного випромінювання, яке може бути зумовлено випромінюванням наноструктур оксиду Алюмінію, а також тепловим і рекомбінаційним випромінюванням плазми.

Атоми Міді і Індію найменше зв'язані в молекулі халькопіриту, тому лінійна частина спектру випромінювання плазми зумовлена, переважно, окремими спектральними лініями атомів і однозарядних іонів Міді і Індію. Спектр випромінювання газової складової найбільше проявлявся при атмосферному тиску повітря і складався переважно з інтенсивних смуг другої додатної системи молекули Азоту в спектральному інтервалі 280-390 нм, а також спектральних ліній N 1, N11.

Виходячи з цього, в спектрах випромінювання плазми паро-газових сумішей на основі Алюмінію, продуктів дисоціації молекули халькопіриту, Азоту і продуктів дисоціації його молекул спектр випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду в спектральному інтервалі 200-240 нм складався з групи близько розташованих спектральних ліній атома і однозарядного іона Міді, а також ліній атома і однозарядного іона Алюмінію (табл. 2.7 і 2.8).

Група інтенсивних спектральних ліній і смуг розташована в спектральному діапазоні 250-390 нм (табл.2.7 і 2.8). Для даної ділянки спектру найбільш характерними були спектральні лінії атомів Міді і Алюмінію, а також яскраві смуги другої додатної системи молекули Азоту. Наявність інтенсивних смуг молекули Азоту системи $C^3P_u^+ - B^3P_g^+$ вказує на те, що на функції розподілу електронів за енергіями присутні і електрони, енергії яких знаходяться в діапазоні 9-18 еВ і які є відповідальними за випромінювання молекули Азоту в спектральному діапазоні 290-410 нм.

Випромінювання атомів Індію у видимій ділянці довжин хвиль було представлено спектральними лініями 410,17; 451,13 нм In I. В спектрі випромінювання плазми проявлялась також характеристична спектральна лінія з довжиною хвилі 500,5 нм N II. Характеристичні спектральні лінії атома Міді видимого діапазону спектра 510,55; 515,83; 521,04; 556,69 нм Cu I були мало інтенсивними, на відміну від випадку плазми перенапруженого наносекундного розряду між мідними електродами в Азоті чи повітрі, коли відбувався ефективний процес передачі енергії від молекул Азоту в метастабільних станах атомам Міді [2.26].

В червоній області спектру за інтенсивністю виділялась спектральна лінія однозарядного іона міді 618,86 нм Cu II, інтенсивність якої збільшувалась майже в два рази при збільшенні тиску азоту з 13.3 до 101,3 кПа.

У жовто-червоній ділянці в спектрі випромінювання плазми зареєстровано континуум, інтенсивність якого зростала при збільшенні

довжини хвилі в діапазоні 550-665 нм, на фоні якого спостерігались окремі спектральні лінії малої інтенсивності та молекулярні смуги, що можуть бути віднесені до випромінюванням молекул Селену і продуктів їх дисоціації в плазмі розряду.

Збільшення тиску суміші Азоту з Киснем від 13,3 до 101,3 кПа по різному вплинуло на інтенсивність різних груп спектральних ліній, продуктів матеріалу електродів. З найбільш інтенсивних короткохвильових ліній атома Міді (в діапазоні спектру 200-225 нм) максимальний ріст інтенсивності одержано для $\lambda=214.89$ нм – в 2.6 рази. Для інтенсивної ж іонної лінії Міді 219.56 збільшення інтенсивності було теж відчутним - в 1,6 рази. В спектральній області 225-310 нм найбільшу інтенсивність мали лінії атома Алюмінію, найінтенсивніша з яких 309.27 нм Al I зростала за інтенсивністю в 2.7 разів. Для іонної лінії Алюмінію з даної ділянки спектру 239.07 нм Al II збільшення інтенсивності склало 2,5 рази. В більш довгохвильовій області довжин хвиль 310-410 нм найбільш інтенсивними були лінії 324.75; 327.39; 329.05 нм Cu I, 394.40; 396.15 нм Al I і 405.67 нм Al II. Інтенсивність всіх цих ліній при збільшенні тиску Азоту зростала в 3-4 рази. В видимій ділянці спектру найбільш інтенсивна спектральна лінія 451.13 нм In I збільшувалась за інтенсивністю при атмосферному тиску азоту в 2,4 рази, а інтенсивність іонної лінії 405.67 нм Al II збільшувалась в майже в три рази.

Інтенсивність випромінювання іонної лінії 500.51 нм NII при атмосферному тиску азоту збільшувалась в чотири рази.

Але, виходячи з пічкової структури імпульсів струму, важливими можуть бути і процеси ступінчатого збудження і ступінчатої іонізації через відповідні метастабільні стани, які характерні для сильно струмових розрядів підвищеного тиску [2.47]. Тому імовірним механізмом утворення двозарядних іонів Міді і Алюмінію в основному енергетичному стані, які в процесах рекомбінації приводять до утворення відповідних однозарядних іонів і атомів у збуджених станах виступають і ступінчаті процеси збудження і іонізації з метастабільних рівнів металів.

Збільшення тиску Азоту сприяє зростанню інтенсивності спектральних ліній атомів Міді, Індію і їх однозарядних іонів внаслідок збільшення ефективності рекомбінаційного механізму при високих тисках буферного газу, а також в процесах ступінчатого збудження та іонізації, відповідних атомів при зростанні енергетичних внесків в плазму при

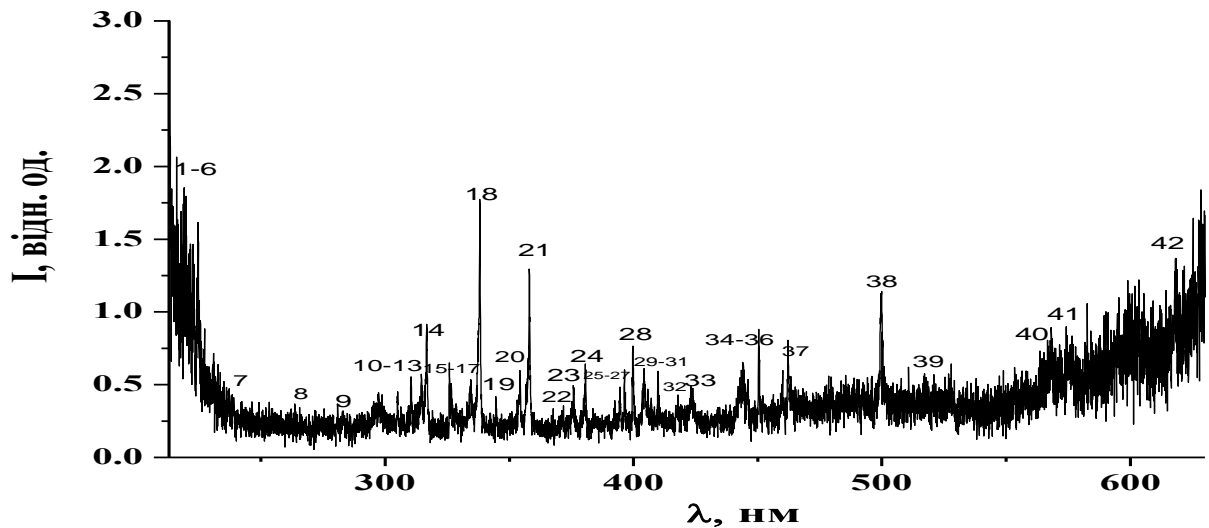


Рис.2.26 - Спектр випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду між алюмінієвим і халькопіритовим електродами при тиску газо-парової суміші Азоту з Киснем при $p=13,3$ кПа.

Таблиця 2.7 - Результати ідентифікації найбільш інтенсивних спектральних ліній атома, однозарядного іона алюмінію, а також молекулярних смуг продуктів розпаду молекул халькопіриту і Азоту в перенапруженому наносекундному розряді, що запалювався при тиску суміші Азоту з Киснем $p=13,3$ кПа.

№	λ табл, нм	$I_{\text{експ}}$ відн.од.	Об'єкт	$E_{\text{нижн.}}$, еВ	$E_{\text{верх.}}$, еВ	Термнижн	Термверх
1	214.89	1.50	Cu I	1.39	7.18	$4s^2\ ^2D$	$5f\ ^2F^o$
2	218.17	1.46	Cu I	0.00	5.68	$4s\ ^2S$	$4p'\ ^2P^o$
3	219.56	1.85	Cu II	8.78	14.43	$4p\ ^3D^o$	$4d\ ^3F$
4	219.95	1.77	Cu I	1.39	7.02	$4s^2\ ^2D$	$4p''\ ^2D^o$
5	221.45	1.43	Cu I	1.39	6.98	$4s^2\ ^2D$	$4p''\ ^2P^o$
6	225.80	1.60	Al I	0.00	5.49	$3p\ ^2P^o$	$7s\ ^2S$
7	239.07	0.43	Al II	13.07	18.26	$4p\ ^3P^o$	$10d\ ^3D$
8	261.83	0.34	Cu I	1.39	6.12	$4s^2\ ^2D$	$5p\ ^2P^o$
9	284.02	0.30	Al I	4.02	8.39	$3d\ ^2D$	$3d\ ^2D^o$
10	306.34	0.40	Cu I	1.64	5.68	$4s^2\ ^2D$	$4p'\ ^2P^o$
11	308.21	0.50	Al I	0.00	4.02	$3p\ ^2P^o$	$3d\ ^2D$
12	309.27	0.86	Al I	0.01	4.02	$3p\ ^2P^o$	$3d\ ^2D$
13	313.60	0.54	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+$ (2;1)			
14	315.93	0.90	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+$ (1;0)			
15	324.75	0.64	Cu I	0	3.82	$4s\ ^2S$	$4p\ ^2P^o$
16	327.39	0.50	Cu I	0	3.39	$4s\ ^2S$	$4p\ ^2P^o$
17	329.05	0.37	Cu I	5.07	8.84	$4p\ ^4F^o$	$4d\ ^4F$
18	337.13	1.71	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+$ (0;0)			
19	344.60	0.42	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+$ (4;5)			
20	353.67	0.61	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+$ (1;2)			

21	357.69	1.28	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (0;1)			
22	371.05	0.34	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (2;4)			
23	375.54	0.50	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (1;3)			
24	380.49	0.60	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (0;2)			
25	394.30	0.46	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (2;5)			
26	394.40	0.45	Al I	0.00	3.14	3p ² P ⁰	4s ² S
27	396.15	0.47	Al I	0.01	3.14	3p ² P ⁰	4s ² S
28	402.26	0.76	Cu I	3.79	6.87	4p ² P ⁰	5d ² D
29	405.67	0.61	Al II	15.47	18.52	3s4d ¹ D	3s15p ¹ P ₀
30	409.48	0.60	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (4;8)			
31	410.17	0.58	In I	-	3.02	5s ² 5p ² P ⁰	5s ² 6s ² S _{1/2}
32	420.05	0.43	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (2;6)			
33	423.65	0.49	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (1;2)			
34	434.36	0.35	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (0;4)			
35	441.67	0.64	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (3;8)			
36	451.13	0.72	In I	0.27	3.02	5s ² 5p ² P ⁰	5s ² 6s ² S _{1/2}
37	459.97	0.60	N ₂	Друга додатна система C ³ Π _u ⁺ -B ³ Π _g ⁺ (2;4)			
38	500.515	1.11	N II	25.50	27.97	3s ⁵ P	3p ⁵ P ⁰
39	515.83	0.47	Cu I	5.69	8.09	4p' ² P ⁰	5s' ² D
40	556.69	0.55	Se II				
41	566.66	0.80	N II	18.46	20.65	2s ² 2p 3s ³ P ⁰	2s ² 2p 3p ³ D
42	618.86	1.36	Cu II	14.99	16.99	4p'' ¹ D ⁰	5d ³ F

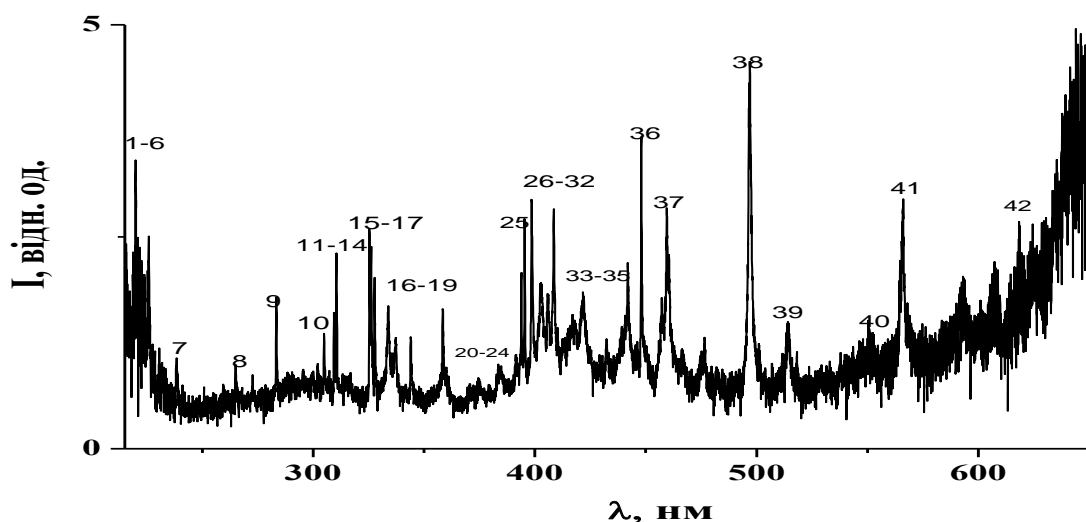


Рис.2.27 - Спектр випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду між алюмінієвим і халькопіритовим електродами при $p(\text{N}_2 : \text{O}_2) = 101,3$ кПа.

Таблиця 2.8 - Результати ідентифікації найбільш інтенсивних спектральних ліній атома, однозарядного іона алюмінію і молекулярних смуг продуктів розпаду молекули халькопіриту та суміші Азоту з Киснем в

перенапруженому наносекундному розряді, що запалювався при тиску суміші $p=101,3$ кПа.

№	λ табл, нм	I експ відн.од.	Об'єкт	Енижн., еВ	Еверх., еВ	Термнижн	Термверх
1	214.89	3.88	Cu I	1.39	7.18	$4s^2 \ ^2D$	$5f \ ^2F^o$
2	218.17	2.33	Cu I	0.00	5.68	$4s \ ^2S$	$4p' \ ^2P^o$
3	219.56	3.41	Cu II	8.78	14.43	$4p \ ^3D^o$	$4d \ ^3F$
4	219.95	2.32	Cu I	1.39	7.02	$4s^2 \ ^2D$	$4p'' \ ^2D^o$
5	221.45	2.34	Cu I	1.39	6.98	$4s^2 \ ^2D$	$4p'' \ ^2P^o$
6	225.80	2.5	Al I	0.00	5.49	$3p \ ^2P^o$	$7s \ ^2S$
7	239.07	1.08	Al II	13.07	18.26	$4p \ ^3P^o$	$10d \ ^3D$
8	261.83	0.92	Cu I	1.39	6.12	$4s^2 \ ^2D$	$5p \ ^2P^o$
9	284.02	1.66	Al I	4.02	8.39	$3d \ ^2D$	$3d \ ^2D^o$
10	306.34	1.3	Cu I	1.64	5.68	$4s^2 \ ^2D$	$4p' \ ^2P^o$
11	308.21	1.59	Al I	0.00	4.02	$3p \ ^2P^o$	$3d \ ^2D$
12	309.27	2.30	Al I	0.01	4.02	$3p \ ^2P^o$	$3d \ ^2D$
13	313.60	0.86	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (2;1)$			
14	315.93	0.80	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (1;0)$			
15	324.75	2.6	Cu I	0	3.82	$4s \ ^2S$	$4p \ ^2P^o$
16	327.39	2.38	Cu I	0	3.39	$4s \ ^2S$	$4p \ ^2P^o$
17	329.05	2.03	Cu I	5.07	8.84	$4p' \ ^4F^o$	$4d' \ ^4F$
18	337.13	1.27	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (0;0)$			
19	344.60	1.25	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (4;5)$			
20	353.67	0.73	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (1;2)$			
21	357.69	1.67	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (0;1)$			
22	371.05	0.77	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (2;4)$			
23	375.54	0.84	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (1;3)$			
24	380.49	0.71	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (0;2)$			
25	394.30	2.08	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (2;5)$			
26	394.40	2.57	Al I	0.00	3.14	$3p \ ^2P^o$	$4s \ ^2S$
27	396.15	2.94	Al I	0.01	3.14	$3p \ ^2P^o$	$4s \ ^2S$
28	402.26	1.95	Cu I	3.79	6.87	$4p \ ^2P^o$	$5d \ ^2D$
29	405.67	1.78	Al II	15.47	18.52	$3s4d \ ^1D$	$3s15p \ ^1P_0$
30	409.48	2.7	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (4;8)$			
31	410.17	1.4	In I	-	3.02	$5s^25p \ ^2P^o$	$5s^26s \ ^2S_{1/2}$
32	420.05	1.58	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (2;6)$			
33	423.65	1.85	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (1;2)$			
34	434.36	1.27	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (0;4)$			
35	441.67	2.18	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (3;8)$			
36	451.13	3.56	In I	0.27	3.02	$5s^25p \ ^2P^o$	$5s^26s \ ^2S_{1/2}$
37	459.97	2.76	N ₂	Друга додатна система $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+ (2;4)$			
38	500.515	4.41	N II	25.50	27.97	$3s \ ^5P$	$3p \ ^5P^o$
39	515.83	1.50	Cu I	5.69	8.09	$4p' \ ^2P^o$	$5s' \ ^2D$
40	556.69	1.22	Se II				
41	566.66	2.9	N II	18.46	20.65	$2s^2 2p 3s \ ^3P^o$	$2s^2 2p 3p \ ^3D$
42	618.86	2.66	Cu II	14.99	16.99	$4p'' \ ^1D^o$	$5d \ ^3F$

атмосферному тиску Азоту. Основною особливістю внесення парів Міді і Індію в плазму, що досліджувалась, виступає реакція дисоціації молекули халькопіриту, а утворення збуджених атомів і однозарядних іонів Алюмінію і Аргону більш імовірно відбувається в процесах прямого і ступінчатого електронного збудження і іонізації.

Зростання інтенсивності спектральної лінії 405.67 нм Al II при збільшенні тиску повітря може бути зумовлено збільшенням ефективності рекомбінації двозарядних іонів Алюмінію з електронами. На наявність в плазмі іскрових розрядів мікросекундної тривалості між алюмінієвими електродами вказують результати [2.49, 2.52], де в спектрах випромінювання плазми спостерігали лінії двозарядних іонів, зокрема, лінія з довжиною хвилі $\lambda = 371,3$ нм Al III. Алюміній по відношенню до молекул повітря і халькопіриту є легко збуджуваним і легко іонізованим елементом досліджуваної плазми. Тому з великою імовірністю однозарядні і двозарядні іони в першу чергу Алюмінію можуть утворюватися безпосередньо в процесі мікроривих природних неоднорідностей на поверхні алюмінієвого електрода [2.50].

На рис.2.28 приведені осцилограми свічення плазми перенапруженого наносекундного розряду в Повітрі атмосферного тиску на переходах другої додатної системи молекули Азоту. Повна тривалість світіння на цих переходах молекули азоту, як в працях [2.25,2.26] з результатами близьких до наших досліджень перенапруженого наносекундного монополярного розряду в системі електродів «голка-площина» (при $d=2$ мм; Азот, повітря; $p=100;760$ Торр) складала 80-120 нс на напіввисоті осцилограми. Світіння на цих переходах Азоту відбувається на дифузній стадії розряду до приходу відбитих хвиль в результаті неузгодженості опору плазми з вихідним опором високовольтного модулятора. Цій стадії на осцилограмах світіння розряду відповідає перший максимум тривалістю 15-20 нс на напіввисоті інтенсивності (рис.2.28).

На рис.2.29;2.30 приведені осцилограми світіння перенапруженого наносекундного розряду в азоті при тиску 13,3 кПа, коли розряд запалювався в дифузному вигляді. Було одержано осцилограми світіння плазми на УФ- переходах другої додатної системи молекули Азоту і на переходах, що відповідають спектральним лініям: 396.15 нм Al I, 451.13 нм In I і 500.09 нм N II. Осцилограми світіння на смугах другої додатної системи молекули Азоту в видимій області спектру (409.48; 423.65; 441.67; і 459.7 нм N₂) були подібними до представлених на рис.2.29. Відбір

випромінювання проводився з центру розрядного проміжку, тому ці осцилограми усереднені по поперечному перерізу плазми розряду.

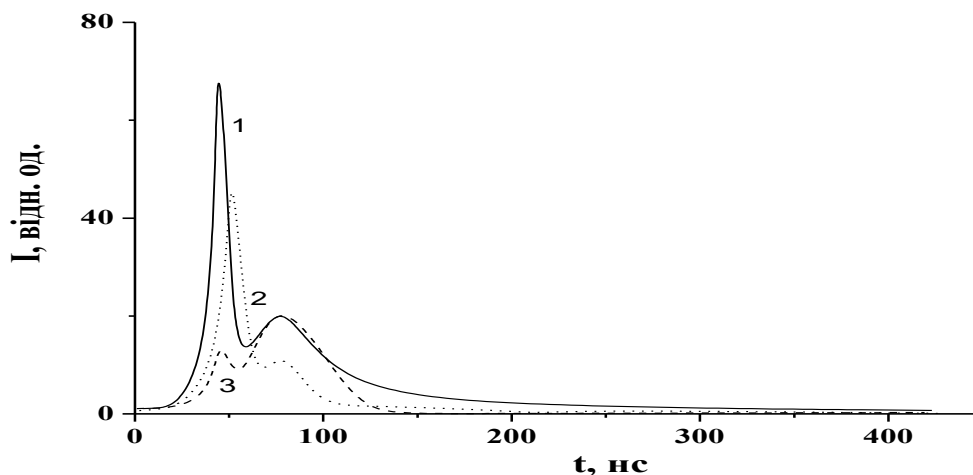


Рис.2.28 - Осцилограми випромінювання плазми на смугах другої додатної системи молекули Азоту: 337.13 нм N₂ (1), 357.69 нм N₂ (2), 375.54 нм N₂ (3) з плазми перенапруженого наносекундного розряду в повітрі (p=101 кПа).

Повна тривалість світіння на цих переходах молекули Азоту складала 60-80 нс на напіввисоті осцилограми. Світіння на цих переходах молекули Азоту відбувається на дифузній стадії розряду до приходу відбитих хвиль в результаті неузгодженості опору плазми з вихідним опором високовольтного модулятора.

Тривалість світіння іонної лінії Азоту 500.09 нм N II в порівнянні з тривалістю світіння на переходах атомів Алюмінію і Індію була найменшою і складала на напіввисоті інтенсивності близько 45-50 нс, а тривалість світіння на переході з довжиною хвилі 396.15 нм Al I складала \approx 70-80 нс. При цьому, для осцилограми випромінювання спектральної лінії Алюмінію характерним була наявність двох максимумів, перший з яких мав низьку амплітуду і досягався при часі $\tau = 50$ нс, а другий-основний спостерігався при $\tau = 100-110$ нс. Перший максимум може бути зумовлений прямим або ступінчатим збудженням атомів Алюмінію електронами розряду, а другий максимум може мати рекомбінаційну природу. Як і в праці [2.53], тривалість світіння на атомарних переходах була вищою ніж на переходах однозарядних іонів, а повна тривалість на переходах атома Алюмінію досягала 1,5 мкс. Це зумовлено відбором випромінювання з області формування струменів з парів Алюмінію і відсутністю усереднення по апертурі плазми [2.54,2.55].

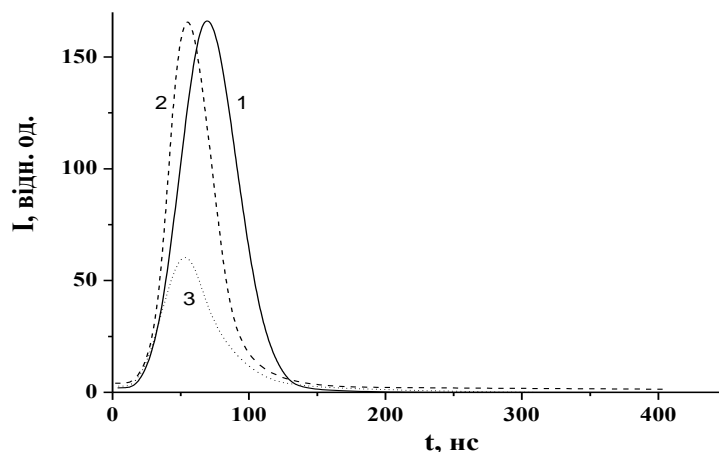


Рис.2.29 - Осцилограми випромінювання плазми на смугах другої додатної системи молекули Азоту в УФ-діапазоні спектру: 337.13 нм N₂ (1), 357.69 нм N₂ (2), 375.54 нм N₂ (3) з плазми перенапруженого наносекундного розряду в суміші Азоту з Киснем (100-1) при тиску p=13,3 кПа.

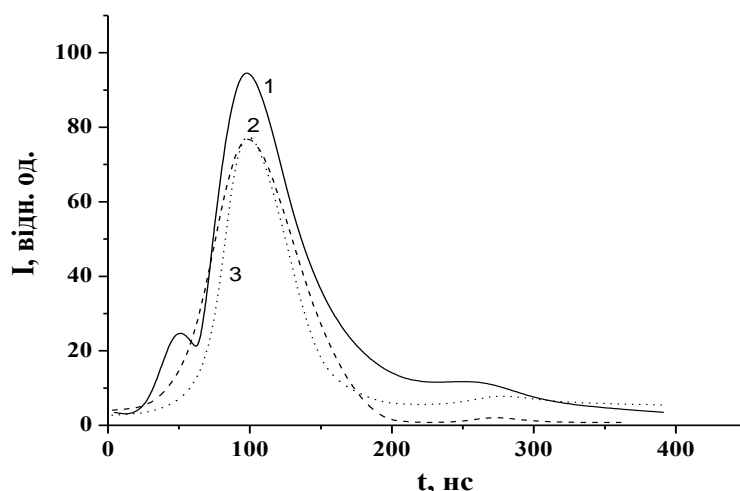


Рис.2.30 - Осцилограми випромінювання плазми на спектральних лініях атомів Алюмінію, Індію і однозарядного іона Азоту: 396.15 нм Al I (1), 451.13 нм In I (2), 500.09 нм N II (3) з плазми перенапруженого наносекундного розряду в суміші Азоту з Киснем (100-1) при тиску p=13,3 кПа.

Параметри плазми, визначені за експериментальними результатами. На основі величин інтенсивності випромінювання спектральних ліній плазми в області довжин хвиль 200-650 нм (табл.2.7;2.8), а також враховуючи дані про часи розпаду збуджених станів атомів і однозарядних іонів металів за різними радіаційними каналами

були розраховані відносні заселеності їх в збуджених станах. Розрахунок проведено за виразом (1.2), який наведено в п.1.4.

Оцінки параметрів плазми з даних експерименту для розряду на суміші азоту з киснем. На основі одержаної заселеності збуджених станів атомів і іонів будувався розподіл Больцмана у лінійному вигляді. Розподіл натурального логарифму для заселеності збуджених станів атомів і іонів за енергіями (E) дає можливість аналізувати особливості утворення збуджених станів, оцінити співвідношення концентрацій атомів та іонів, визначати температуру (T_e) та концентрацію (N_e) електронів у плазмі, а також можливо було робити висновки відносно іонізаційної рівноваги. Для визначення електронної температури найкращий результат одержано при статистичній обробці енергетичних рівнів між якими енергетичний проміжок не переважав 0,2 еВ. Для розрахунків T_e використана робоча формула (1.3; див. п.1.4). Апроксимація експериментальних точок лінійною залежністю проводилась за умови мінімуму суми відхилень. А для визначення концентрації електронів за допомогою рівняння Саха при статистичній обробці $dE < 0,5$ еВ, застосовувався вираз (1.4) (див. п.1.4).

На рис.2.31 приведено результати розрахунків температури електронів в плазмі розряду в Азоті атмосферного тиску. При розрахунках використано інтенсивності випромінювання спектральних ліній атома Міді з спектрального діапазону 200-310 нм. Після статистичної обробки даних в межах рівнів з близькими енергіями розподіл став придатний для отримання температури електронів плазми.

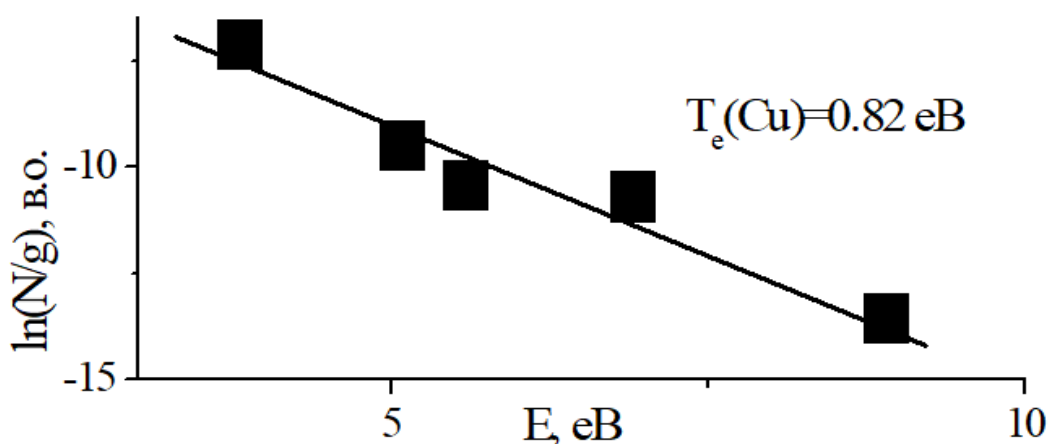


Рис.2.31 - Залежність заселеності збуджених станів атома Міді в перенапруженому наносекундному розряді між електродами з Алюмінію і халькопіриту при тиску суміші Азоту з Киснем (100-1); $p = 101$ кПа.

Оцінки концентрації електронів (N_e) в розряді при атмосферному тиску Азоту газо-парової суміші показали, що вона рівна $\approx 4,7 \text{ E}17 \text{ см}^{-3}$. При зменшенні тиску азоту до 5,3 кПа, величина N_e зменшувалась до $1,4 \text{ E}16 \text{ см}^{-3}$.

Спектри пропускання випромінювання тонкими плівками, синтезованими в розряді у повітрі. Характерні спектри пропускання УФ-випромінювання тонкими плівками, імовірно на основі четвертої сполуки типу CuAlInSe_2 , в спектральній області 200-500 нм при різних тисках повітря в розрядній камері приведені на рис.2.23. Спектри пропускання цих плівок, були одержані при попусканні через них УФ-випромінювання дейтерієвої лампи.

Пропускання тонких плівок халькопіриту, в порівнянні з пропусканням підкладки, зменшувалось до чотирьох разів і для плівки, яка обула синтезована із використанням перенапруженого наносекундного розряду в повітрі було мінімальним при атмосферному тиску. Форми спектрів пропускання для плівок халькопіриту при тисках повітря 13,3 і 101,3 кПа були близькими. Зменшення пропускання тонкої плівки, яка була синтезованою при атмосферному тиску повітря в порівнянні з пропусканням плівки, синтезованої при тиску повітря 13,3 кПа може бути зумовлено меншою товщиною плівки, що була синтезована при низькому тиску повітря, оскільки енергетичний внесок в плазму при атмосферному тиску повітря і, відповідно, кількість розпиленої речовини матеріалу електродів, більші.

При заміні газорозрядної дейтерієвої лампи на теплову, спектри пропускання цих же плівок на основі халькопіриту були досліджені в спектральному діапазоні 400-800 нм. В цьому випадку також основні особливості спектрів пропускання синтезованих нами тонких плівок на основі розпилення потрійного халькопіриту і Алюмінію при різних тисках повітря корелювались з наведеними вище результати для УФ-діапазону спектру (рис.2.32).

Тонкі плівки, синтезовані із продуктів деструкції електродів в розряді на суміші Азоту з Киснем (100-1) характеризувались подібними спектрами пропускання, які були одержані для плівок, синтезованих з

використанням розряду у повітрі між цими ж електродами і такою ж відстанню між ними.

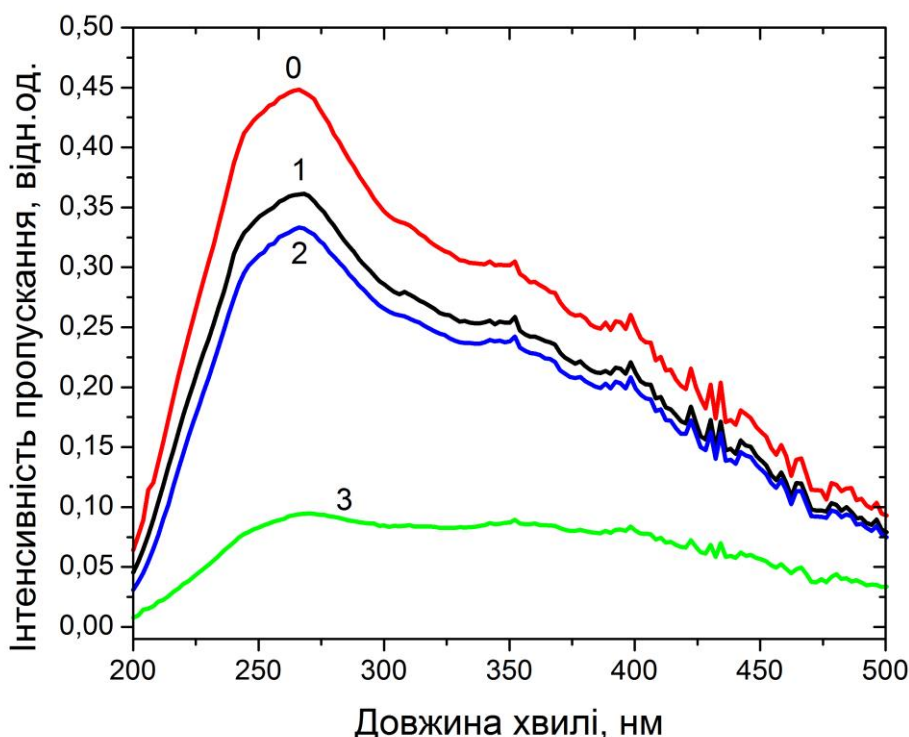


Рис.2.32 - Спектри пропускання світла плівками, імовірно, на основі суміші потрійного і четверного халькопіриту, які були осаджені на кварцових підкладках, при різних тисках повітря в розрядній камері і при зондуванні їх випромінюванням дейтерієвої лампи: 0 - без зразка; 1 – чисте кварцове скло; 2 – електроди: один з CuInSe_2 , другий з Алюмінію при тиску повітря 13,3 кПа; 3 - електроди: один з CuInSe_2 , другий з Алюмінію при тиску повітря 101,3 кПа.

2.5. Параметри плазми перенапруженого імпульсного розряду в газопарових середовищах на основі сполуки CuInSe_2

Оціночні розрахунки деяких параметрів плазми проведені для малої середньої густини парів міді (приблизно 30 Па), характерною для робочого середовища іонних газорозрядних лазерів низького тиску на парах перехідних металів, а також підвищеної густини (10 000 Па) [2.56]. Бралися до уваги і дані праці [2.57], де наведені результати дослідження плазми повітря атмосферного тиску з малою домішкою парів Міді з

парціальним тиском також близько на рівні 30 Па, які надходили в плазму внаслідок ерозії мідних електродів.

При атмосферних тисках Аргону ($p=101;202$ кПа), порівняно великій тривалості переднього фронту імпульсу напруги (5-7 нс), а також для систем електродів із слабкою неоднорідністю розподілу напруженості електричного поля в розрядному проміжку дані про порогові величини параметра E/N , коли істотною стає втеча електронів, у відомій нам літературі відсутні. За таких умов експерименту найбільш вірогідним чинником передіонізації міжелектродного проміжку є рентгенівське випромінювання [2.58]. На невеликі середні по розрядній області парціальні тиски пари міді в реальному експерименті вказує невелика частота дотримання імпульсів (40-100 Гц) і малі по розмірах автографи на робочій поверхні електродів. Як і в [2.59], сліди ерозії мали вигляд окремих точок діаметром до 100-200 мкм, які порівняно рівномірно заповнювали робочу поверхню електродів. В умовах реального експерименту максимальна величина параметра E/N досягала (при тиску Аргону $p=1$ Атм і $d = 1$ мм) близько 1700 Тд, що менше критичної величини E/N для азоту, згідно з локальним критерієм втечі електронів - 1787,7 Тд [2.60,2.61]. Останні ж результати чисельного моделювання генерації втікаючих електронів в азоті атмосферного тиску в системі електродів "голка - площина" показали, що цей поріг ще вище і складає 4000 В/ (см ·Торр) [2.62]. Тому для наближених розрахунків параметрів плазми атмосферного тиску з невеликими домішками продуктів розпаду молекул халькопіриту нами була вибрана стандартна програма рішення кінетичного рівняння Больцмана для функції розподілу електронів по енергіях (ФРЕЕ). Оскільки ефективні перерізи електронних процесів для молекули $CuInSe_2$ на даний час невідомі, то вони були замінені відповідними перерізами атома Міді, оскільки він входить до складу молекули халькопіриту і спектрах випромінювання плазми халькопіриту спостерігаються інтенсивні спектральні лінії атома також і однозарядного іона міді. Параметри плазми розряду в суміші Аргону з домішками парів Міді при атмосферних тисках (співвідношення компонент 101 кПа :30 Па, 202 кПа - 30 Па, 101 кПа :10 кПа) визначалися чисельно і розраховувалися як повні інтеграли від ФРЕЕ. ФРЕЕ знаходилися чисельно шляхом рішення кінетичного рівняння Больцмана в двочленному наближенні. Розрахунки ФРЕЕ проводилися з використанням програми [2.63], куди у базу цих ефективних перерізів входять і ефективні перерізи взаємодії електронів з атомами міді. На основі отриманих ФРЕЕ було визначено ряд

параметрів плазми в залежності від величини приведенного електричного поля (відношення напруженості електричного поля (E) до загальної концентрації атомів аргону і невеликої домішки парів Міді (N)). Діапазон зміни параметра $E/N=1-1800$ Тд ($1 \cdot 10^{-17} - 1.8 \cdot 10^{-15} \text{ В} \cdot \text{см}^2$) включав величини параметра E/N, які були реалізовані в експерименті. У інтегралі зіткнень електронів з атомами і молекулами враховано наступні процеси: пружне розсіяння електронів на атомах Міді і Аргону, збудження енергетичних рівнів атома Міді (енергії порогу 1.500 еВ, 3.800 еВ, 5.100 еВ), іонізація атома Міді (енергія порогу 7.724 еВ); збудження енергетичного рівня атома Аргону (енергія порогу 11.50 еВ), іонізація атома Аргону (енергія порогу, 15.80 еВ).

2.5.1. Чисельне моделювання параметрів плазми атмосферного тиску Аргону (101; 202 кПа) с домішками продуктів розпаду молекул халькопїриту (30 Па; 10 кПа)

Пункт 2.5.1 складається з двох підпунктів 2.5.1.1 і 2.5.1.2, де представлені результати досліджень параметрів плазми для розряду в паро-газових сумішах Аргон-Мідь при атмосферних тисках Аргону і різних тисках домішок продуктів розпаду халькопїриту, а саме парів Міді. В підпункті 2.5.1.1 представлені результати дослідження параметрів плазми для розряду в паро-газових сумішах Аргон-Мідь при низькому парціальному тиску (30 Па) домішки продуктів розпаду халькопїриту- парів Міді і високих парціальних тисках Аргону (101 і 201 кПа). А в підпункті 2.5.1.2. - парціальний тиск продуктів розпаду халькопїриту - парів Міді складав значно більшу величину- 10 кПа. В результаті досліджень встановлено, що в розряді на суміші $\text{Ar}-\text{Cu} = 101000 : 10000$ Па спостерігається більше значення константи швидкості збудження резонансної спектральної лінії атома Міді з енергією порогу 3.8 еВ ($^2P_{3/2, 1/2}$) ніж у других сумішах, що забезпечує більшу її інтенсивність в розряді. Зроблено висновок про необхідність її використання для діагностики і наплення халькопїритних плівок.

2.5.1.1. Параметри плазми для розряду в паро-газовій суміші Аргон-Мідь = 101 кПа – 30 Па; Аргон-Мідь = 201 кПа – 30 Па

Середня енергія електронів розряду для паро-газової суміші Аргон-мідь = 101 кПа - 30 Па найбільше залежала від параметра $E/N = 1 - 311.2$ Тд, при цьому вона лінійно збільшувалась від 0.046 до 9.742 еВ при збільшенні приведеної напруженості електричного поля від 1 до 1800 Тд (рис. 2.33). Відношення рухливості електронів на загальну концентрацію компонент суміші пари міді і аргону ($N = 2.4 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$) змінювалося в діапазоні $0.1097 \cdot 10^{26} \cdot N - 0.1042 \cdot 10^{25}$ (1/м/В/с) при збільшенні параметра E/N від 1 до 1800 Тд. Рухливість електронів змінювалась експотенційно від 0.46 до 0,04 $\text{м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (рис. 2.33, крива 1), що дає значення швидкості дрейфу електронів $1.8 \cdot 10^7$ м/с і $1.6 \cdot 10^6$ м/с, відповідно, для напруженості поля на плазмі $4 \cdot 10^7$ В/м і $9 \cdot 10^6$ м/с і $8 \cdot 10^5$ м/с для напруженості поля на плазмі $2 \cdot 10^7$ В/м, яка досягалась після 100 нс з початку пробою міжелектродного проміжку (значення амплітуди імпульсів напруги знижувалось до 20 000 В).

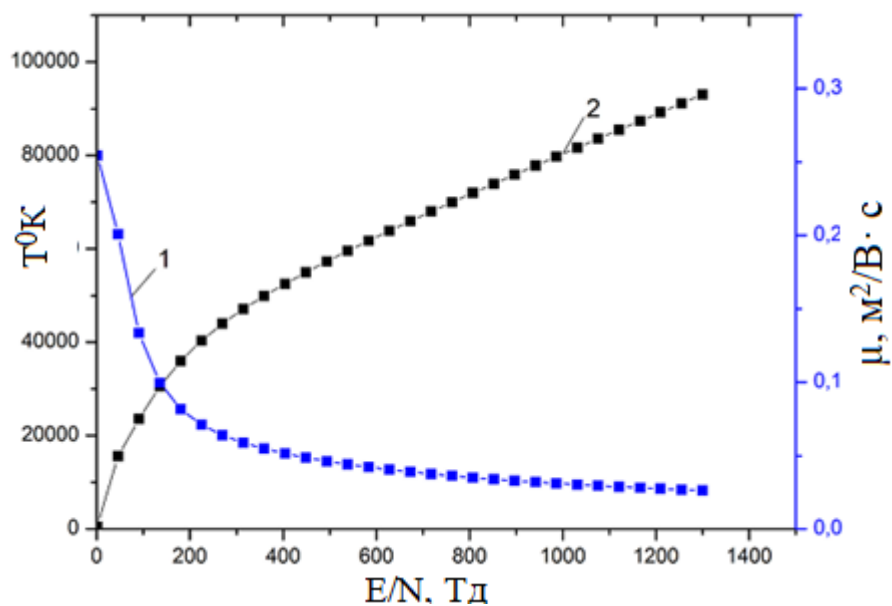


Рис. 2.33 - Залежність рухливості електронів в плазмі паро-газової суміші Cu : Ar= 30 : 101000 при загальному тиску $p = 101.030$ кПа (крива 1) і їх температури (крива 2) від приведеної напруженості електричного поля.

Температура електронів (рис.2.33, крива 2) збільшувалась лінійно від 300 К до 110000 К при зміні приведеної напруженості електричного поля від 1 до 1800 Тд. Для: $E/N=1676$ Тд ($E_{\text{ел.}} = 9.26$ еВ), $T=107416$ К, $E/N=807$ Тд ($E_{\text{ел.}}=5.90$ еВ), $T= 68440$ К, $E/N=125$ Тд ($E_{\text{ел.}}=1.83$ еВ), $T= 21228$ К. Хід залежності температури електронів від приведеної напруженості співпадав з ходом залежності середньої енергії.

Значення концентрації електронів $2.1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3} - 2.7 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ при густині струму $(612 - 765) \cdot 10^6 \text{ А} / \text{ м}^2$ на поверхні електрода джерела випромінювання ($0.196 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$) для приведеної напруженості електричного поля $E/N=1676 \text{ Тд}$, яке існувало на розрядному проміжку в перші 100 нс.

Для другої паро - газової суміші Аргон - Мідь = 202 кПа - 30 Па приведена напруженість електричного поля мала величину 1242 Тд на розрядному проміжку від початку імпульсу при $t=100 \text{ нс}$, при цьому, середня енергія електронів була 7.7 еВ, а після часу 100 нс і до кінця імпульсу - 621 Тд і середня енергія електронів - 5.5 еВ. Для розряду в першій суміші (Аргон - Мідь = 101 кПа - 30 Па) середні енергії електронів при тих же значеннях приведенного електричного поля мали значення 7.6 еВ і 5.1 еВ. Тобто відрізнялись в другому знаку, що дозволяє говорити про те, що транспортні параметри плазми для першої і другої суміші близькі за своїми величинами. Питомі втрати потужності розряду в суміші пари міді з аргоном (Аргон-Мідь = 101 кПа - 30 Па) на непружні процеси зіткнення електронів з компонентами суміші максимальні для атома аргону (рис.2.34) і досягали приблизно 47 % для збудження його енергетичний рівня з енергією порогу 11.5 еВ при приведеній напруженості електричного поля 1667 Тд і 53% при приведеній напруженості електричного поля 1242 Тд для другої суміші (Аргон-Мідь = 202 кПа - 30 Па), а для атомів міді вони не перевищували 6% (для збудження резонансного стану $^2P_{3/2, 1/2}$) для першої суміші, а для другої 3% при тих же значеннях E/N . Для приведеної напруженості поля $E/N=807 \text{ Тд}$ ($E_{\text{сл.}}=5.90 \text{ еВ}$), яка прикладалася після часу 100 нс з початку пробою міжелектродного проміжку, вони не перевищували - 52% і 16%, відповідно і для розряду в другій суміші для $E/N=621 \text{ Тд}$ 62% і 9%. Максимальні питомі втрати потужності розряду в першій суміші парів міді з аргоном спостерігались для резонансного стану атома міді (крива 3, рис.6) і вони складали 86% для приведеної напруженості електричного поля 125 Тд, а для розряду в другій суміші - 82% для $E/N=63 \text{ Тд}$. Зі збільшенням параметра E/N до 1800 Тд питомі втрати потужності розряду в розряді на цій суміші досягали максимуму - 49% для процесу іонізації атома Аргону електронами, а для розряду в другій суміші - 51%. Швидкість збільшення і падіння втрат потужності розряду на процеси збудження електронних станів і іонізацію, а її величина (рис. 2.34) пов'язана з характером залежності ефективних перерізів непружних процесів зіткнень електронів з компонентами суміші від енергій електронів, їх абсолютних величин, а також із залежністю функції розподілу електронів від величини приведеної

напруженості поля і порогової енергії процесу. Втрати потужності розряду на збудження і іонізацію атома міді в області значень приведеної напруженості електричного поля, при якій працювало наше джерело плазми (1676-807 Тд), були невеликими, внаслідок низького вмісту парів міді в суміші.

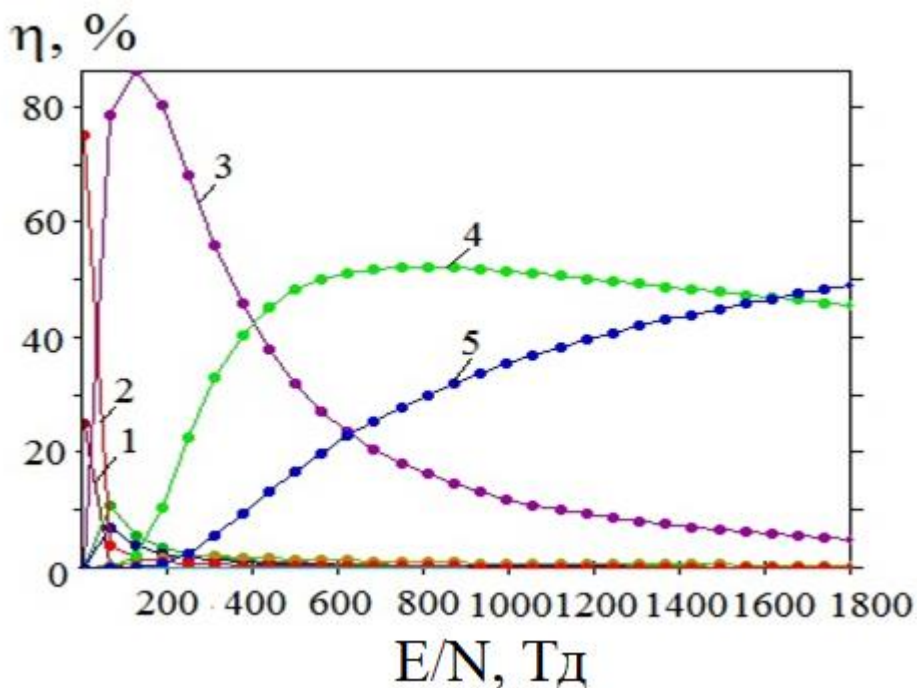


Рис.2.34 - Залежність питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з атомами Міді та Аргону від параметра E/N в плазмі на суміші $\text{Cu} : \text{Ar} = 30 : 101000$ Па при загальному тиску $P = 101.030$ кПа: 1 - пружне розсіювання на атомів Міді, 2 - пружне розсіювання на атомі Аргону, 3 - збудження резонансного стану атома Міді $^2P_{3/2, 1/2}$ (енергія порогу 3.8 eV), 4- збудження енергетичного рівня атома Аргону (енергія порогу 11.5 eV), 5- іонізація атома Аргону (енергія порогу 15.8 eV).

У таблиці 2.9 приведені найбільші значення констант швидкості зіткнення електронів з атомами Міді і Аргону для приведеної напруженості електричного поля, які є мірою ефективності процесу в плазмі на суміші $\text{Cu}:\text{Ar}=0.0029: 0.9971$, загальний тиск 101030 Па і розряду в суміші $\text{Cu}:\text{Ar}=0.0010: 0.9990$, загальний тиск 202030 Па. Вони змінювались в діапазоні $0.6828 \cdot 10^{-22} - 0.9266 \cdot 10^{-12}$ м³/с для характерних значень приведеної напруженості електричного поля. Константа швидкості пружного розсіяння електронів на атомі Міді максимальна і при зменшенні приведеної напруженості електричного поля зменшувалась майже в два

рази як для розряду в першій суміші, так і в другій. Константи швидкості збудження резонансного стану Міді для розряду в першій суміші досягали 0.5704×10^{-12} і 0.3171×10^{-12} для приведеної напруженості електричного поля при якій працює плазмове джерело напилення плівки ($E/N=1676$ Тд і $E/N=807$ Тд, відповідно).

Таблиця 2. 9 - Значення констант швидкості зіткнення електронів з атомами Міді і Аргону для різних величин приведеної напруженості електричного поля.

Суміш: Cu : Ar=0.0029: 0.9971. Загальний тиск 101030 Па

№	Процес	k, м ³ /с	E/N=1676 Тд (E _{ел.} =9.26 eВ)	E/N=807 Тд (E _{ел.} =5.90 eВ)	E/N=125 Тд (E _{ел.} =1.83 eВ)
1	Cu - Пружне	k1	0.9938E-12	0.7887E-12	0.5537E-12
2	Ar - Пружне	k2	0.1791E-12	0.1223E-12	0.2426E-13
3	Cu- Збудження E _{пор.} = 3.80 eВ	k3	0.5704E-12	0.3171E-12	0.1114E-13
4	Ar- Збудження E _{пор.} = 11.50 eВ	k4	0.4741E-14	0.1004E-14	0.2453E-18
5	Ar - Іонізація E _{пор.} = 15.80 eВ	k5	0.3533E-14	0.4204E-15	0.2742E-20

Суміш: Cu:Ar=0.0010: 0.9990. Загальний тиск 202030 Па

№	Process	k, м ³ /с	E/N=1242 Тд (E _{ел.} =7.81eВ)	E/N=621Тд (E _{ел.} =5.48eВ)	E/N=63Тд (E _{ел.} =1.62eВ)
1	Cu - Пружне	k1	0.9266E-12	0.7578E-12	0.5807E-12
2	Ar - Пружне)	k2	0.1591E-12	0.1135E-12	0.2009E-13
3	Cu- Збудження	k3	0.4742E-12	0.2813E-12	0.6664E-14

	$E_{пор.} = 3.80 \text{ eV}$				
4	Ar- Збудження $E_{пор.} = 11.50 \text{ eV}$	k 4	0.2771E-14	0.6661E-15	0.4739E-19
5	Ar - Іонізація $E_{пор.} = 15.80 \text{ eV}$	k5	0.1661E-14	0.2219E-15	0.6828E-22

2.5.1.2. Параметри плазми для розряду на паро-газовій суміші Аргон-Мідь = 101 кПа – 10 кПа

Діапазон зміни параметра $E/N=1-2000 \text{ Тд}$ ($1 \cdot 10^{-17} - 2 \cdot 10^{-15} \text{ В} \cdot \text{см}^2$) включав величини параметра E/N , які були реалізовані для розряду в суміші аргону з домішками парів міді при співвідношенні компонент 101 кПа :10 кПа. Ці величини параметра E/N були 1492 і 746 Тд для часу 100 нс і 325 нс від початку запалювання розряду, відповідно (рис 1.42) при загальному тиску суміші 111000 Па. Амплітуда імпульсу напруги і струму складали 40 кВ і 150 А, відповідно (рис.2.35). Між електродний проміжок – 1 мм.

На рис.2.35 представлена залежність середньої енергії електронів в плазмі на суміші аргону з парами міді $\text{Ar} : \text{Cu} = 101000: 10000 \text{ Па}$ при загальному тиску $p = 111000 \text{ Па}$ від приведеної напруженості електричного поля. Середня енергія електронів розряду для паро-газової суміші Аргон-Мідь = 101000 : 10000 збільшувалась від 0.437 до 19.30 еВ при зростанні приведеної напруженості електричного поля від 1 до 2000 Тд (рис.2.35). При цьому спостерігалось збільшення швидкості її зміни в діапазоні 1-100 Тд. Для часу 100 нс і 325 нс від початку запалювання розряду середні енергії мали значення 14.3 і 8.0 еВ, відповідно, що відповідало їх температурі в плазмі 165 880 еВ і 92 800 еВ (таблиця 2.10). Значення швидкості дрейфу електронів були $5.4 \cdot 10^5 \text{ м/с}$ для напруженості поля на плазмі $4 \cdot 10^7 \text{ В/м}$ і $3.2 \cdot 10^5 \text{ м/с}$ для напруженості поля на плазмі $2 \cdot 10^7 \text{ В/м}$, яка досягала у момент часу 100 нс з початку пробою міжелектродного проміжку (значення амплітуди імпульсів напруги 40 000 В) і у момент часу 325 нс з початку пробою міжелектродного проміжку (значення амплітуди імпульсів напруги 20 000 В) відповідно. Величина концентрації електронів $8.9 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ і $1.2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ при густині струму $(7.65 - 6.12) \cdot 10^6 \text{ А / м}^2$ на поверхні електродів ($S = 0.196 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$) для приведеної напруженості

електричного поля $E/N=1492$ Тд, яке існувало на розрядному проміжку в момент часу 100 нс та для приведеної напруженості електричного поля $E/N=746$ Тд, яке існувало на розрядному проміжку в момент часу 325 нс.

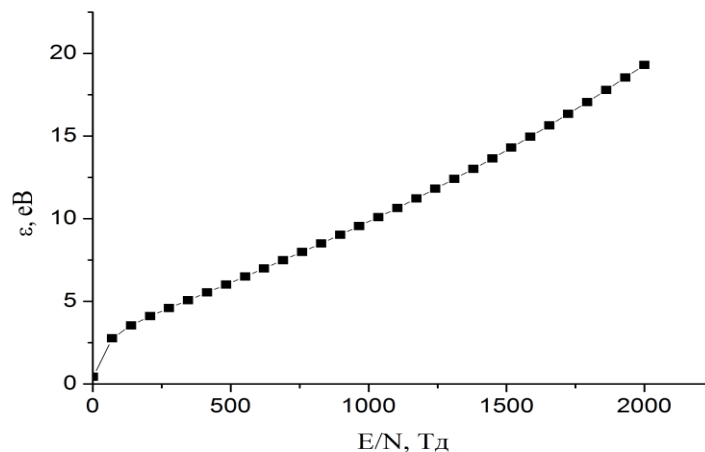


Рис.2.35 - Залежність середньої енергії електронів в плазмі на суміші Ar : Cu = 101000 :10000 Па від приведеної напруженості електричного поля при загальному тиску 111000 Па.

Таблиця 2.10. Транспортні характеристики електронів (середні енергії (ϵ), температура (T^0 К), швидкість дрейфу ($V_{др.}$) і концентрації (N_e) електронів) в розряді на суміші Аргону з парами Міді при співвідношенні складових 101000 : 10000 Па для часу 100 нс і 325 нс від початку запалювання розряду.

τ , нс	E/N, Тд	Суміш: Ar - Cu = 101000: 10000 Па			
		ϵ , eV	T^0 , К	$V_{др.}$, м/с	N_e , м ⁻³
100	1492	14.3	165 880	$5.4 \cdot 10^5$	$8,9 \cdot 10^{19}$
325	746	8.0	92 800	$3.2 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^{20}$

На рис.2.36 представлена залежність питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з атомом Міді і Аргону від параметру E/N в плазмі на суміші $Ar : Cu = 101000 : 10000$ при загальному тиску $P = 111000$ Па.

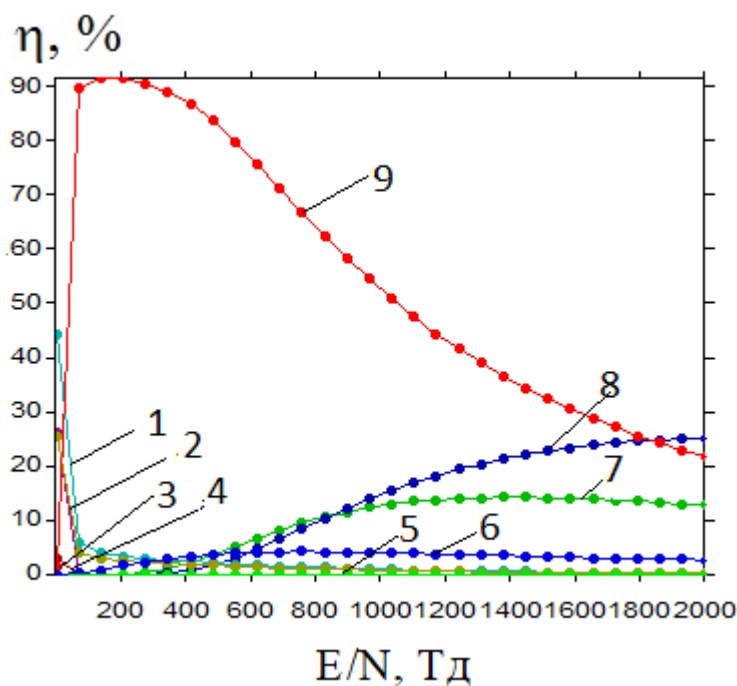


Рис.2.36 - Залежність питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з атомами Міді та Аргону від параметру E/N в плазмі на основі суміші $Ar: Cu = 101000 : 10000$ при загальному тиску $P = 111000$ Па: 1 - збудження стану атома Міді (енергія порогу 1.5 eV), 2 - збудження стану атома Міді (енергія порогу 1.5 eV), 3- пружне розсіювання на атомі Міді, 4- пружне розсіювання на атомі Аргону, 5- збудження стану атома Міді (енергія порогу 5.1 eV), 6 - іонізація атома Міді (енергія порогу 7.7 eV), 7 - збудження атома Аргону (енергія порогу 11.5 eV), 8- іонізація атома Аргону (енергія порогу 15.8 eV), 9- збудження резонансного стану атома Міді $^2P_{3/2, 1/2}$. (енергія порогу 3.8 eV).

Питомі втрати потужності розряду в суміші парів Міді з Аргонном (Аргон-Мідь = 101000 Па - 10000 Па) на непружні процеси зіткнення електронів з компонентами суміші для приведеної напруженості електричного поля 1492 Тд максимальні для збудження резонансного енергетичного рівня ($E_{пор.} = 3.8$ eV) і іонізації атома Аргону з енергією порогу 15.8 eV (рис.2.36, криві 9 і 8) і досягали 32.3 % і 22.8 %, відповідно. А для приведеної напруженості поля $E/N=746$ Тд, яка виникала при 325 нс

з початку пробою плазмового проміжку, вони не перевищували 66.8% і 9.4%, відповідно.

Максимальні питомі втрати потужності розряду 92 % спостерігались для збудження резонансного стану $^2P_{3/2, 1/2}$ атома Міді при значенні приведеної напруженості електричного поля 200 Тд. З збільшенням параметра E/N до 2000 Тд питомі втрати потужності розряду в розряді на цій суміші досягали 25% для процесу іонізації атома Аргону електронами, а для збудження резонансного стану $^2P_{3/2, 1/2}$ атома Міді - 22%. Швидкість зростання і падіння втрат потужності розряду на процеси збудження електронних станів і іонізацію і його величина пов'язані з характером залежності ефективних перерізів непружних процесів зіткнень електронів з компонентами суміші від енергії електронів, їх абсолютних величин, із залежністю функції розподілу електронів від значень приведеної напруженості поля і величини енергії порогу процесу [2.64].

Загальні втрати розряду питомої потужності на непружні процеси зіткнень електронів з атомами Аргону і Міді складали величину $0.6081 \cdot 10^{-12}$ еВ m^3/c і $0.228 \cdot 10^{-12}$ еВ m^3/c для $E/N = 1492$ Тд і 746 Тд, відповідно, і вони були більшими приблизно на три порядки порівняно з пружними втратами (таблиця 2.11, рис.2.37).

На рис. 2.38 представлені результати чисельного розрахунку залежності констант швидкості зіткнень електронів з атомами Аргону і Міді від параметра E / N в розряді на суміші Аргону і пари Міді при співвідношенні парціальних тисків в суміші 101000 : 10000 Па при загальному тиску суміші $P = 111000$.

Константи швидкості змінюються в діапазоні значень $k \approx 10^{-12} - 10^{-28}$ m^3/c , що пов'язано зі значеннями абсолютних ефективних перерізів відповідних процесів. Для атомів Міді (таблиця 2.12) вони змінюються в діапазоні $0.1291 \cdot 10^{-15}$ - $0.7834 \cdot 10^{-12}$ m^3/c для приведеної напруженості електричного поля $E/N = 1492$ Тд, яке існувало на розрядному проміжку в момент часу 100 нс та для приведеної напруженості електричного поля $E/N = 746$ Тд яке існувало на розрядному проміжку в момент часу 325 нс . Константи швидкості збудження резонансного стану Міді ($E_{пор.} = 3.8$ еВ) мали значення $0.7834 \cdot 10^{-12}$ m^3/c і $0.4870 \cdot 10^{-12}$ m^3/c для приведеної напруженості електричного поля $E/N = 1492$ Тд і $E/N = 746$ Тд, відповідно.

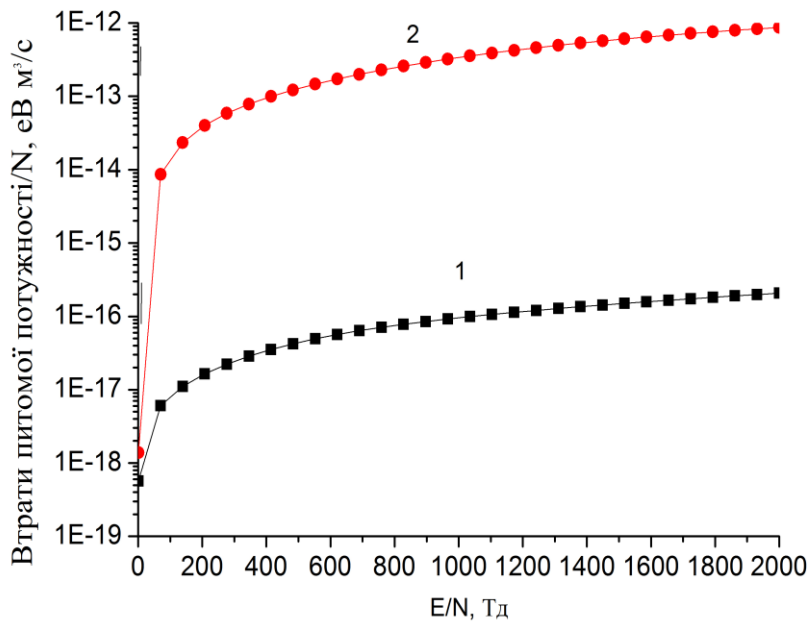


Рис.2.37 - Залежність питомої потужності втрат розряду на пружні та не пружні процеси зіткнень електронів з атомами Аргону і Міді від приведеної напруженості електричного поля в плазмі паро-газовій суміші Ar– Cu =101000 : 10000 Па при загальному тиску 111000 Па.

Таблиця 2.11- Значення питомої потужності втрат розряду на пружні та непружні процеси зіткнень електронів з атомами Аргону і Міді від приведеної напруженості електричного поля в плазмі паро-газової суміші Ar– Cu =101000 : 10000 Па при загальному тиску 111000 Па для приведеної напруженості електричного поля 1492 Тд і 746 Тд.

Суміш: Ar - Cu = 101000: 10000 Па		
E/N,Тд	Пружні, потужність/N (eV м³/с)	Непружні, потужність/N (eV м³/с)
1492	0.1506E-15	0.6081E-12
746	0.7092E-16	0.2280E-12

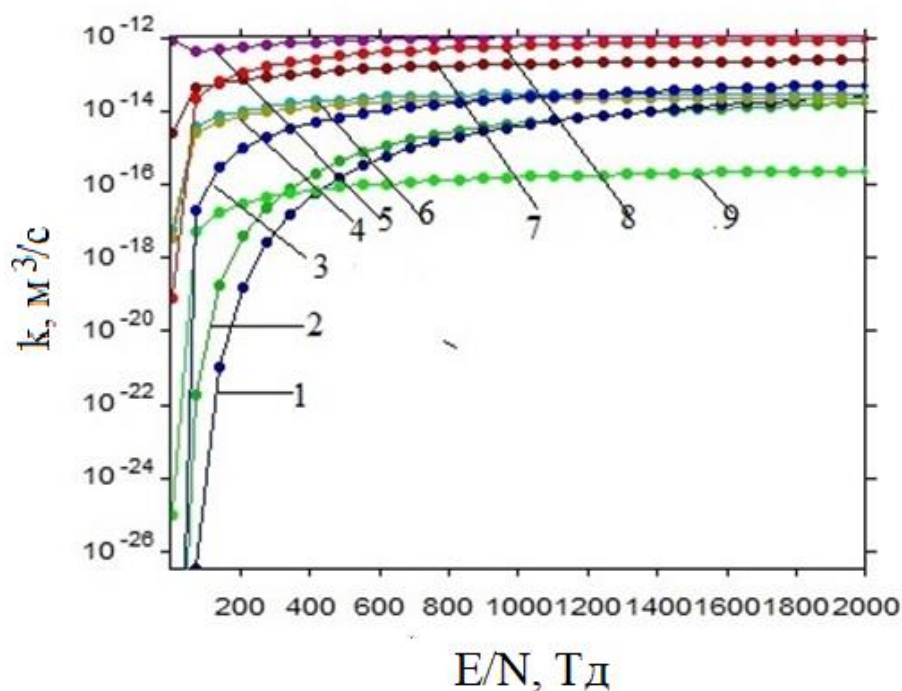


Рис.2.38 - Залежності констант швидкості зіткнень електронів з атомами міді і аргону від параметра E/N в розряді на суміші аргону з міддю - $Ar-Cu=101000 : 10000$ Па при загальному тиску $P = 111000$ Па: 1- іонізація атома Міді (енергія порогу 7.7 eV, 2- збудження атома Аргону (енергія порогу 11.5 eV), 3- іонізація атомів Аргону (енергія порогу 15.8 eV), 4- збудження стану атома Міді (енергія порогу 1.5 eV), 5- пружне розсіювання на атомах Міді, 6 - збудження стану атома Міді (енергія порогу 1.5 eV), 7- пружне розсіювання на атомі Аргону, 8- збудження резонансного стану атома Міді $^2P_{3/2, 1/2}$ (енергія порогу 3.8 eV), 9- збудження стану атома Міді (енергія порогу 5.1 eV).

Таблиця 2.12 - Константи швидкості збудження спектральних ліній атома Міді для значень приведеної напруженості електричного поля в плазмі на паро- газовій суміші Аргону з Міддю в моменти часу 100 нс і 325 нс від початку запалювання розряду. $E_{пор.}$ - енергія порогу збудження спектральних ліній атомів Міді.

$E/N,$ Тд	$\tau,$ нс	Суміш: $Ar - Cu = 101000 : 10000$ Па				
1492	100	$E_{пор.},$ eV	1.5	1.5	3.8	5.1

		k, м ³ /с	0.2873E-13	0.2256E-13	0.7834E-12	0.2075E-15
746	325	E _{пор.} , еВ	1.5	1.5	3.8	5.1
		k, м ³ /с	0.2607E-13	0.1990E-13	0.4870E-12	0.1291E-15

2.5.2. Чисельне моделювання параметрів плазми Аргону для парціальних тисків 101 кПа і 13.3 кПа з домішками парів Алюмінію і Міді при парціальних тисках 100 Па і 10 кПа

Для чисельного моделювання параметрів плазми аргону при тисках 101 і 13.3 кПа з домішками парів алюмінію і міді при їх парціальних тисках 100 Па і 10 кПа була вибрана стандартна програма розв'язку стаціонарного кінетичного рівняння Больцмана в двочленному наближенні для функції розподілу електронів за енергіями (ФРЕЕ). Параметри плазми розряду в сумішах аргону з парами алюмінію і міді розраховувались чисельно як повно інтегралі від ФРЕЕ. Розрахунки ФРЕЕ проводились з використанням програми [2.63], куди в базу даних ефективних перерізів входять також і ефективні перерізи взаємодії електронів з атомами аргону і міді. Ефективні перерізи взаємодії електронів з атомами алюмінію були використані з [2.65]. На основі розрахованих ФРЕЕ були визначені основні параметри плазми в залежності від величини приведенного електричного поля. Діапазон зміни параметра $E/N = 1-2000$ Тд ($1 \cdot 10^{-17} - 2 \cdot 10^{-14}$ В см²) включав і величини параметра E/N , що були реалізовані в експерименті. В інтегралі зіткнень електронів з молекулами і атомами були враховані наступні процеси: пружне розсіяння електронів на атомах аргону, алюмінію і міді, збудження енергетичного рівня атома аргону (енергія порогу 11.50 еВ), іонізація атомів аргону (енергія порогу, 15.80 еВ); збудження енергетичних рівнів атома алюмінію (енергії порогу 3.1707, 2.90, 4.14, 4.23, 4.12 і 5.12 еВ), іонізація атома алюмінію (енергія порогу 6.00 еВ); збудження енергетичних рівнів атома міді (енергії порогу, відповідно: 1.50, 3.80, 5.10 еВ), іонізація атома міді (енергетичний поріг – 7,72 еВ).

На рис.2.39 представлені залежності середньої енергії електронів у плазмі розряду в сумішах аргону при тиску 101 і 13.3 кПа з домішками парів алюмінію і міді при парціальних тисках 100 Па і 10 кПа від

приведеної напруженості електричного поля. Середня енергія електронів розряду для розряду у всіх цих сумішах лінійно збільшувалась від: 0.18 до 8.1 eV (рис.9 (1)) Ar - Al – Cu = 13300 : 10000 : 10000 Па , 0.47 до 17.68 eV (рис.2.39 (2)); Ar - Al – Cu = 101000 : 10000 : 10000 Па, 0.92 до 26.36 eV (рис.2.39 (3)); Ar - Al – Cu = 13300-100-100 Па і 1.30 eV до 27.32 eV (рис.2.39 (4)) Ar - Al – Cu = 101000-100-100 Па при зростанні приведеної напруженості електричного поля від 1 до 2000 Тд. При цьому, спостерігалось збільшення швидкості її зміни в діапазоні приведеної напруженості електричного поля 1-100 Тд для розряду у всіх газо-парових сумішах. В таблиці 2.13 приведені результати розрахунку транспортних характеристик електронів: середніх енергій (ϵ), температури (T^0K), швидкості дрейфу ($V_{др.}$) і концентрації електронів для розряду в чотирьох сумішах аргону з парами алюмінію і міді. Середня енергія електронів розряду для розряду в паро-газовій суміші Аргон – Алюміній – Мідь = 101 кПа : 100 Па : 100 Па в момент часу 30 нс від початку імпульсу ($E = 3 \cdot 10^7$ В/м, $E/N = 1227$ Тд) досягала 17.8 eV, а в момент часу 150 нс від початку імпульсу ($E = 3 \cdot 10^6$ В/м, $E/N = 123$ Тд) середня енергія електронів розряду становила 7.1 eV. При збільшенні парціальних тисків металів середня енергія зменшувалась до 9.6 і 2.8 eV, відповідно. Така сама закономірність спостерігалась і для температури електронів: вона зменшувалась при збільшенні парціальних тисків парів Алюмінію і Міді. При зменшенні парціального тиску аргону до 13.3 кПа середні енергії електронів для розряду в суміші з парціальним тиском парів металів 100 Па мали вищі значення, ніж для розряду в суміші з парціальним тиском аргону 101 кПа, вони досягали 24.5 і 14.1 eV, відповідно. При підвищенні парціального тиску парів Алюмінію і Міді до 10 кПа, при парціальному тиску аргону 13.3 кПа, середні енергії електронів зменшувались до 4.7 і 3.6 eV, відповідно. Температура електронів для меншого значення парціального тиску аргону теж зменшувалась при збільшенні парціального тиску парів Алюмінію і Міді. Швидкості дрейфу електронів мають подібну закономірність як і середні енергії електронів при зміні парціальних тисків компонент парогазової суміші. Максимальна величина швидкості дрейфу електронів складала $7,1 \cdot 10^5$ м /с для розряду в суміші Ar – Al- Cu= 100: 100: 101000 Па. Концентрація електронів була максимальною для розряду на суміші Ar – Al - Cu = 10000 : 10000: 101000 Па. Вона складала - $7,6 \cdot 10^{19}$ м⁻³.

Таблиця 2.13 - Транспортні характеристики електронів в розряді на суміші аргону з парами Алюмінію і Міді при співвідношенні складових 101 кПа : 100 Па : 100 Па, 101 кПа : 10000 Па : 10000 Па, 13.3 кПа : 10000 Па : 10000, 13.3 кПа : 100 Па : 100 Па для часів 50 нс, 150 нс і 30 нс від початку запалювання розряду.

τ , нс	E/N, Тд	Суміш: Ar - Al - Cu = 101000 : 100 : 100 Па			
		ϵ , eV	T^0 , К	$V_{др.}$, м/с	N_e , м ⁻³
30	1227	17.8	206 480	$7,1 \cdot 10^5$	$4.5 \cdot 10^{19}$
150	123	7.1	82 360	$9.6 \cdot 10^4$	$6.5 \cdot 10^{19}$

τ , нс	E/N, Тд	Суміш: Ar - Al - Cu = 101000 : 10000 :10000 Па			
		ϵ , eV	T^0 , К	$V_{др.}$, м/с	N_e , м ⁻³
30	1026	9.6	111 360	$4.2 \cdot 10^5$	$7,6 \cdot 10^{19}$
150	103	2.8	32 480	$1,9 \cdot 10^5$	$3.2 \cdot 10^{19}$

τ , нс	E/N, Тд	Суміш: Ar - Al - Cu = 13300 : 100 : 100 Па			
		ϵ , eV	T^0 , К	$V_{др.}$, м/с	N_e , м ⁻³
50	1875	24.5	284 200	$9,4 \cdot 10^5$	$2,7 \cdot 10^{19}$
150	938	14.1	163 560	$5,2 \cdot 10^5$	$9.8 \cdot 10^{18}$

τ , нс	E/N, Тд	Суміш: Ar - Al - Cu = 13300 : 10000 : 10000 Па			
		ϵ , eV	T^0 , К	$V_{др.}$, м/с	N_e , м ⁻³
50	746	4.7	54 520	$3,2 \cdot 10^5$	$7,4 \cdot 10^{19}$
150	373	3.6	41 760	$2,6 \cdot 10^5$	$1.2 \cdot 10^{19}$

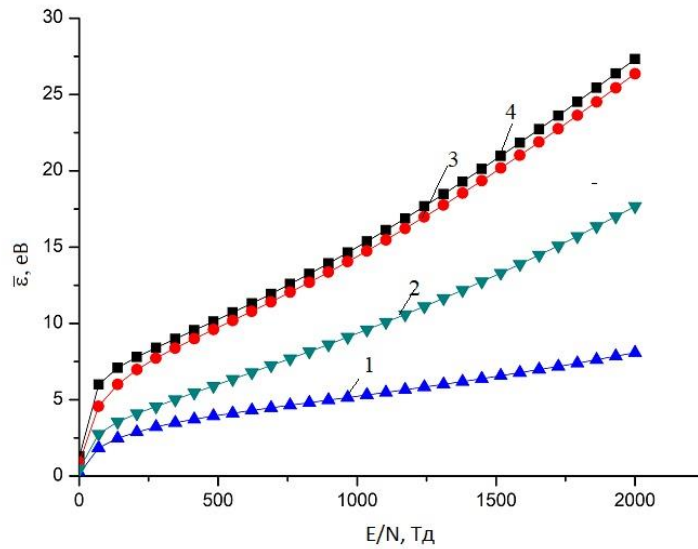


Рис.2.39 - Залежність середньої енергії електронів в плазмі паро-газових сумішей від приведеної напруженості електричного поля: 1- Ar - Al - Cu = 13300 : 10000 :10000 при загальному тиску 33300 Па, 2- Ar - Al - Cu = 101000 : 10000 :10000 при загальному тиску 121000 Па, 3 - Ar - Al - Cu = 13300 : 100 : 100 Па при загальному тиску 13500 Па, 4- Ar - Al - Cu = 101000 : 100 : 100 при загальному тиску 101200 Па.

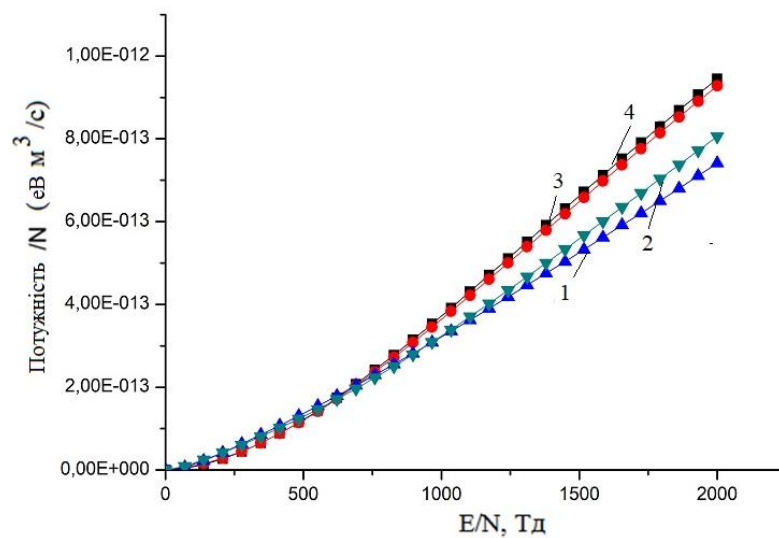


Рис.2.40 - Залежність питомої потужності втрат розряду на непружні процеси зіткнень електронів з атомами Аргону, Алюмінію і Міді від приведеної напруженості електричного поля в плазмі паро-газових сумішей: 1- Ar - Al - Cu = 13300 : 10000 :10000 при загальному тиску $p = 33300$ Па, 2- Ar - Al - Cu = 101000 : 10000 :10000 ($p = 121000$ Па), 3 - Ar - Al - Cu = 13300 : 100 : 100 Па ($p = 13500$ Па), 4- Ar - Al - Cu = 101000 : 100 : 100 ($p = 101200$ Па).

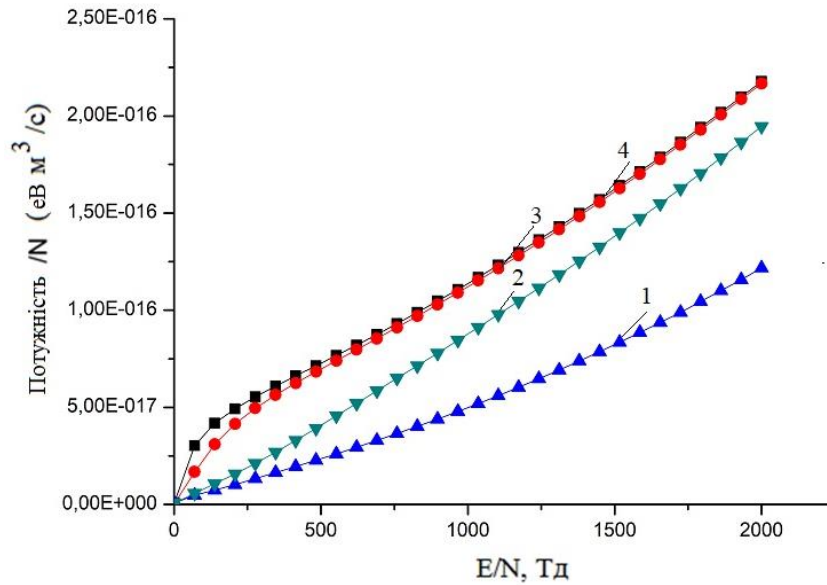


Рис.2.41 - Залежність питомої потужності втрат розряду на пружні процеси зіткнень електронів з атомами Аргону, Алюмінію і Міді від приведеної напруженості електричного поля в плазмі паро-газових сумішей: 1- Ar - Al – Cu = 13300 : 10000 : 10000 при загальному тиску $p=33300$ Па, 2- Ar - Al – Cu = 101000 : 10000 : 10000 ($p = 121000$ Па), 3 - Ar - Al – Cu = 13300 : 100 : 100 Па ($p = 13500$ Па) і 4- Ar - Al – Cu = 101000 : 100 : 100 ($p = 101200$ Па).

Таблиця 2.14. Питомі втрати потужності розряду на пружні і непружні процеси для розряду в сумішах: Ar - Al – Cu = 101000 : 100 : 100 Па, 101000 : 10000 : 10000 Па, 13300 : 100 : 100 Па і 13300 : 10000 : 10000 Па.

Суміш: Ar - Al – Cu = 101000 : 100 : 100 Па		
E/N,Тд	Пружні, потужність/N (eV м³/с)	Непружні, потужність/N (eV м³/с)
1227	0.1363E-15	0.5109E-12
123	0.4186E-16	0.1345E-13
Суміш: Ar - Al – Cu = 101000 : 10000 : 10000 Па		
E/N,Тд	Пружні, потужність/N (eV м³/с)	Непружні, потужність/N (eV м³/с)
1026	0.9111E-16	0.3390E-12

103	0.1068E-16	0.2454E-13
Суміш: Ar - Al – Cu = 13300 : 100 : 100 Па		
E/N,Тд	Пружні, потужність/N (eV м ³ /с)	Непружні, потужність/N (eV м ³ /с)
1875	0.2007E-15	0.8906E-12
938	0.1090E-15	0.3452E-12
Суміш: Ar - Al – Cu = 13300 : 10000 : 10000Па		
E/N,Тд	Пружні, потужність/N (eV м ³ /с)	Непружні, потужність/N (eV м ³ /с)
746	0.3654E-16	0.2297E-12
373	0.1641E-16	0.8498E-13

На рис. 2.40 і 2.41 приведені залежності питомих втрат потужності розряду на непружні і пружні процеси зіткнень електронів с компонентами газо-парових сумішей в газорозрядній плазмі від приведеної напруженості електричного поля. Спостерігалось збільшення потужності втрат при зростанні приведеної напруженості електричного поля, як для непружних процесів, так і пружних. Для непружних процесів втрати розряду в межах 1-750 Тд були близькими, а в діапазоні 750 -2000 Тд вони змінювались в межах одного порядку. Для пружних процесів втрати розряду різнились, починаючи з $E / N = 1$ Тд і при збільшенні приведеної напруженості електричного поля їх різниця зростала. Окрім цього, втрати потужності, як для непружних, так пружних процесів зіткнень електронів з компонентами суміші, були однаковими для розрядів в газо-парових сумішах з меншими парціальними тисками парів Алюмінію і Міді. Подібна закономірність може бути пов'язана з більшими енергіями електронів в розряді у таких сумішах (таблиця 2.13) і близькими за величинами константами непружних і пружних процесів в розряді на сумішах з меншими парціальними тисками парів Алюмінію і Міді (таблиця 2.14).

У таблиці 2.15 наведені значення констант швидкості збудження окремих спектральних ліній атомів Алюмінію і Міді електронами розряду в досліджуваних паро-газових сумішах для приведеної напруженості електричного поля, які були в моменти часу: 50 нс, 150нс і 30 нс від початку запалювання розряду. Вони змінювались в діапазоні $0.1758 \cdot 10^{-16}$ - $0.9551 \cdot 10^{-12}$ м³ / с для характерних значень приведеної напруженості електричного поля. При цьому, їх величина для атомів Міді переважала

величину для атомів Алюмінію у розрядах на всіх газо-парових сумішах, що досліджувались експериментально. Характерним було також підвищення констант швидкості збудження спектральних ліній як атомів Алюмінію, так і для атомів Міді в моменти часу від початку запалювання розряду (30 - 50 нс) в порівнянні з моментом часу $t = 150$ нс. Така закономірність пояснюється різними значеннями приведеної напруженості електричного поля для моментів часу 30 - 50 нс і 150 нс і, відповідно, різними значеннями середньої енергії електронів (таблиця 2.13), що приводило до різних значень абсолютної величини ефективних перерізів непружних зіткнень електронів з атомами Міді і Алюмінію. Ефективні перерізи непружних зіткнень електронів для атома Міді більші, ніж для атома Алюмінію [2.63, 2.65] тому константи швидкості збудження спектральних ліній для атома Міді були також більшими за величиною.

Таблиця 2.15 - Константи швидкості збудження спектральних ліній атомів Алюмінію і Міді для фіксованих значень приведеної напруженості електричного поля в плазмі на паро-газових сумішах Аргону з Алюмінієм і Міддю в моменти часу 50 нс, 150 нс і 30 нс від початку запалювання розряду. $E_{пор.}$ - енергія порогу збудження спектральних ліній атому міді.

E/N, Тд	Суміш: Ar - Al – Cu = 101000 : 100 : 100 Па					
	1227	Al	λ , нм	308.21	309.27	394,40
k, м ³ /с			1.619E-15	1.955E-15	2.357E-15	4.244E-15
Cu		$E_{пор.}$ eВ	1.5	1.5	3.8	5.1
		k, м ³ /с	0.2835E-13	0.2248E-13	0.8894E-12	0.2374E-15
123	Al	λ , нм	308.21	309.27	394,40	396,15
		k, м ³ /с	1.278E-15	1.814E-15	1.688E-15	3.317E-15
	Cu	$E_{пор.}$ eВ	1.5 eВ	1.5 eВ	3.8eВ	5.1 eВ
		k, м ³ /с	0.2571E-13	0.1946E-13	0.4325E-12	0.1152E-15

E/N, Тд	Суміш: Ar - Al - Cu = 101000 : 10000 : 10000 Па					
1026	Al	λ , нм	308.21	309.27	394,40	396,15
		k, м ³ /с	2.224E-15	1.929E-15	2.025E-15	3.785E-15
	Cu	E _{пор.} , eВ	1.5	1.5	3.8	5.1
		k, м ³ /с	0.2857E-13	0.2221E-13	0.6451E-13	0.1758E-15
103	Al	λ , нм	308.21	309.27	394,40	396,15
		k, м ³ /с	6.078E-16	5.555E-16	9.438E-16	2.051E-15
	Cu	E _{пор.} , eВ	1.5	1.5	3.8	5.1
		k, м ³ /с	0.3763E-14	0.5107E-14	0.6451E-13	0.1758E-16

E/N, Тд	Суміш: Ar - Al - Cu = 13300 : 100 : 100 Па					
1875	Al	λ , нм	308.21	309.27	394,40	396,15
		k, м ³ /с	0.2564E-13	1.957E-15	0.2452E-14	0.4441E-14
	Cu	E _{пор.} , eВ	1.5	1.5	3.8	5.1
		k, м ³ /с	0.2855E-13	0.2039E-13	0.9551E-12	0.2653E-15
938	Al	λ , нм	308.21	309.27	394,40	396,15
		k, м ³ /с	0.2283E-14	0.1970E-14	0.2218E-14	0.4049E-14
	Cu	E _{пор.} , eВ	1.5	1.5	3.8	5.1
		k, м ³ /с	0.2950E-13	0.2322E-13	0.8064E-12	0.2121E-15

E/N, Тд	Суміш: Ar - Al – Cu = 13300 : 10000 : 10000Па					
746	Al	λ , нм	308.21	309.27	394,40	396,15
		k, м ³ /с	0.1245E-14	0.1114E-14	0.1306E-14	0.2722E-14
	Cu	E _{пор.} , eВ	1.5	1.5	3.8	5.1
		k, м ³ /с	0.1357E-13	0.9960E-14	0.1642E-12	0.4622E-16
373	Al	λ , нм	308.21	309.27	394,40	396,15
		k, м ³ /с	0.5959E-15	0.5431E-15	0.9452E-15	0.2054E-14
	Cu	E _{пор.} , eВ	1.5	1.5	3.8	5.1
		k, м ³ /с	0.7009E-14	0.4981E-14	0.6170E-13	0.1680E-16

2.5.3. Чисельне моделювання параметрів плазми повітря для парціальних тисків 13.3 і 101 кПа з домішками парів Алюмінію і Міді при парціальних тисках 100 Па і 10 кПа

Для чисельного моделювання параметрів плазми Повітря при тисках 13.3 і 101,3 кПа з домішками парів Алюмінію і Міді при парціальних тисках 100 і 10000 Па була вибрана стандартна програма розв'язку стаціонарного кінетичного рівняння Больцмана в двочленному наближенні для функції розподілу електронів по енергіями (ФРЕЕ). Параметри плазми розряду в сумішах повітря з парами Алюмінію і Міді розраховувалися чисельно як повні інтеграли від ФРЕЕ. Розрахунки ФРЕЕ проводилися з використанням програми [2.63], куди у базу даних з ефективними перерізами входять також і ефективні переріз взаємодії електронів з

атомами Міді і складовими повітря. Ефективні перерізи взаємодії електронів з атомами Алюмінію були використані в [2.65]. Для повітря було вибрано чотири основні складові: Аргон, Азот, Вуглекислий газ і Кисень, ефективні перерізи процесів для даних компонент були узяті з бази даних програми [2.63]. На основі розрахованих ФРЕЕ були визначені основні параметри плазми в залежності від величини приведенного електричного поля. Діапазон зміни параметра E / N для розрядів в суміші повітря з домішками парів Алюмінію і Міді знаходився в діапазоні $E / N = 1-300$ Тд ($1 \cdot 10^{-17}$ - $3 \cdot 10^{-15}$ В см²) і включав і параметри E / N , які були реалізовані в експерименті. Діапазон зміни параметра E / N для розряду на суміші аргону з домішками парів Алюмінію і Міді знаходився в діапазоні $E / N = 1-1300$ Тд ($1 \cdot 10^{-17}$ - $13 \cdot 10^{-15}$ В см²) включав і величини параметра E / N , які були реалізовані в експерименті. В інтегралі зіткнень електронів з молекулами і атомами були враховані наступні процеси: пружне розсіяння електронів на атомах Аргону, Азоту, Вуглекислого газу, Кисню, Алюмінію і Міді, збудження енергетичних рівнів атома Аргону (енергія порогу 11.50 еВ), іонізації атома аргону (енергія порогу, 15.80 еВ) збудження оберտального рівня молекул Азоту з енергією порогу 0.020 еВ, коливальних (енергії порогу : 0.290; 0.291; 0.590 еВ; 0.880; 1.170; 1.470; 1.760; 2.060 і 2.350 еВ; електронних: 6.170; 7.000; 7.350; 7.360; 7.800; 8.160; 8.400; 8.550; 8.890; 11,034; 11.87; 12.25 і 13.00 еВ, іонізації (енергія порогу - 15.60 еВ), збудження енергетичних рівнів молекул кисню: коливальних (енергії порогу: 0.190; 0.380; 0.570; 0.750 еВ), електронних (енергії порогу: 0. 977; 1.627; 4.500; 6.000; 8.400 і 9.970 еВ, дисоціативного прилипання електрона (енергія поріг, - 4.40 еВ), іонізації (енергія поріг - 12,06 еВ), збудження енергетичний рівнів молекули вуглекислого газу : коливальних (енергія порогу: 0.083; 0.167; 0.252; 0.291; 0.339, 0.422; 0.505 і 2.5 еВ), електронних (енергії порогу: 7.0 і 10.5 еВ), дисоціативного прилипання електрона (енергія порогу: 3.85 еВ), іонізації (енергія порогу 13,30 еВ), збудження енергетичних рівнів атомів Алюмінію (енергії порогу : 3.1707; 2.9032; 4.1463; 4.2339; 4.1296 і 5.1220 еВ), іонізації атомів Алюмінію (енергія порогу 6.0000 еВ), збудження енергетичних рівнів атома Міді (енергії порогу : 1,500; 3,800; 5,100 еВ), іонізації атомів Міді (енергія порогу - 7,724 еВ).

На рис.2.42 представлені залежності середньої енергії електронів в плазмі розряду в сумішах повітря при тисках 101 і 13.3 кПа з домішками парів Алюмінію і Міді при тисках 100 Па і 10 кПа від приведенної напруженості електричного поля. Середня енергія електронів розряду для

усіх сумішей лінійно збільшувалась від 0.15 до 16.47 eV (рис.2.43 (1)) повітря - Al - Cu = 101300-100-100 Па; від 0.14 до 35.98 eV (рис.2.42 (2)) повітря - Al - Cu = 13300-100-100 Па; від 0.11 до 9.39 eV (рис.2.42 (3)) повітря - Al - Cu = 101300 : 10000: 10000 Па; від 0.08 до 5.24 eV (рис.2.42 (4)) повітря - Al - Cu = 13300-10000-10000 Па при зростанні приведеної напруженості електричного поля від 1 Тд до 1000 Тд і від 1 Тд до 2500 Тд для розряду в суміші: повітря - Al - Cu = 13300-100-100 Па. При цьому, спостерігалось збільшення швидкості її зміни у діапазоні приведеної напруженості електричного поля 1-150 Тд для усіх сумішей. У таблиці 2.16 приведені результати розрахунку транспортних характеристик електронів: середньої енергії (ϵ), температури (T^0K), швидкості дрейфу ($V_{др.}$) і концентрації електронів для розрядів в чотирьох сумішах повітря і парів Алюмінію і Міді. Середня енергія електронів розряду для паро- газовой суміші повітря - Алюміній - Мідь = 101,3 кПа : 100 Па :100 Па у момент часу 30 нс від початку імпульсу ($E = 15 \cdot 10^6$ В / м, $E/N = 612$ Тд) досягала 11.42 eV, а у момент часу 220 нс від початку імпульсу ($E = 5 \cdot 10^6$ В / м, $E/N = 204$ Тд) середня енергія електронів розряду складала 5.38 eV. При збільшенні парціальних тисків металів середня енергія зменшувалась до 5.739 і 2.908 eV, відповідно. Така ж закономірність спостерігалась і для температури електронів: вона зменшувалась зі газовой суміші Повітря - Алюміній - Мідь = 101,3 кПа : 100 Па :100 Па у момент часу 30 нс від початку імпульсу ($E = 15 \cdot 10^6$ В / м, $E/N = 612$ Тд) досягала 11.42 eV, а у

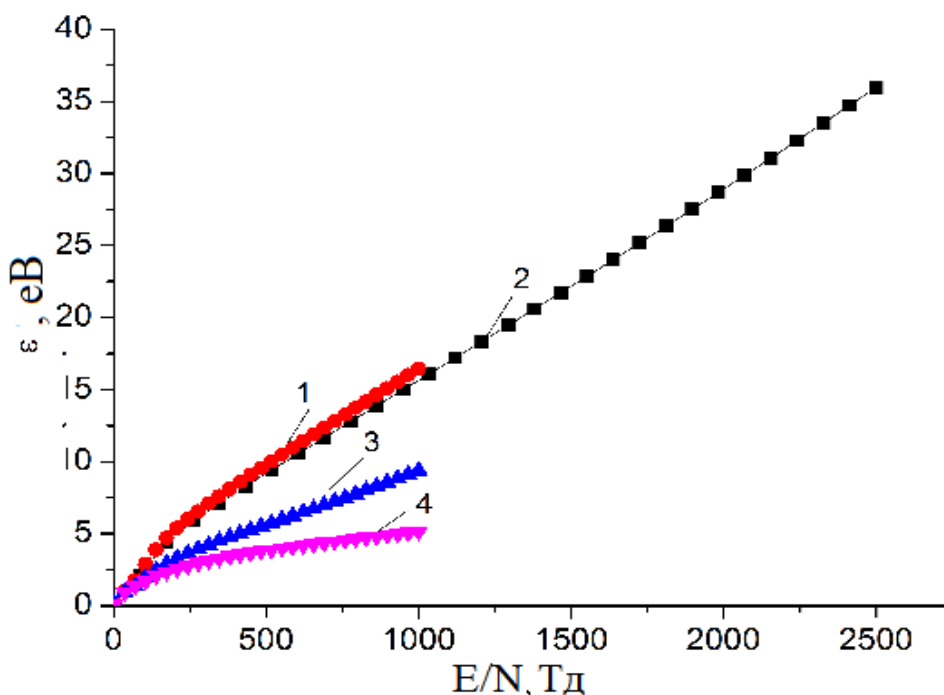


Рис.2.42 - Залежність середньої енергії електронів в плазмі паро-газових сумішей від приведеної напруженості електричного поля: 1- Повітря - Al - Cu = 101300: 100 100 при загальному тиску 101500 Па, 2- Повітря - Al - Cu = 13300: 100: 100 Па при загальному тиску 13500 Па, 3- Повітря - Al - Cu = 101300: 10000: 10000 при загальному тиску 121300 Па, 4-Повітря - Al - Cu = 13300-10000- 10000 при загальному тиску 33300 Па.

Таблиця 2.16 - Транспортні характеристики електронів в розряді на суміші повітря з парами Алюмінію і Міді при співвідношенні складових 101,3 кПа: 100 Па: 100 Па; 101,3 кПа: 10000 Па :10000 Па; 13.3 кПа: 10000 Па :10000 Па; 13.3 кПа: 100 Па :100 Па для часів 30 нс, 220 нс від початку ініціювання розряду; 13.3 кПа: 100 Па : 100 Па для часів 30 нс, 220 нс від початку початку ініціювання розряду.

τ, нс	E/N, Тд	Суміш: Al – Cu – Повітря= 100: 100: 101300 Па			
		ε, eV	T ⁰ , К	V _{др.} , м/с	N _e , м ⁻³
30	612	11.42	132 472	4.6 · 10 ⁵	1,0·10 ²⁰
220	204	5.38	62 408	2,1·10 ⁵	7,7·10 ²⁰

τ, нс	E/N, Тд	Суміш: Al – Cu – Повітря = 10000: 10000:101300 Па			
		ε, eV	T ⁰ , К	V _{др.} , м/с	N _e , м ⁻³
30	512	5.739	66 572	3.1 · 10 ⁵	1,6·10 ²⁰
220	171	2.908	33 733	1,6·10 ⁵	1,0·10 ²⁰
τ, нс	E/N, Тд	Суміш: Al – Cu – Повітря = 100: 100: 13300 Па			
		ε, eV	T ⁰ , К	V _{др.} , м/с	N _e , м ⁻³
30	2500	35.98	417 368	1.1 · 10 ⁶	3,75·10 ¹⁹
220	938	14.99	173 884	5,9·10 ⁵	3,81·10 ¹⁹

τ , нс	E/N, Тд	Суміш: Al – Cu – Повітря = 10000: 10000:13300 Па			
		ϵ , eV	T^0 , К	$V_{др.}$, м/с	N_e , м ⁻³
30	1000	5.24	60 784	$3.4 \cdot 10^5$	$1,21 \cdot 10^{+20}$
220	375	3.28	38 048	$2.5 \cdot 10^5$	$9,00 \cdot 10^{+19}$

момент часу 220 нс від початку імпульсу ($E = 5 \cdot 10^6$ В / м, $E/N = 204$ Тд) середня енергія електронів розряду складала 5.38 газовой суміші повітря - Алюміній - Мідь = 101,3 кПа : 100 Па : 100 Па у момент часу 30 нс від початку імпульсу ($E = 15 \cdot 10^6$ В / м, $E/N = 612$ Тд) досягала 11.42 eВ, а у момент часу 220 нс від початку імпульсу ($E = 5 \cdot 10^6$ В / м, $E/N = 204$ Тд) середня енергія електронів розряду складала 5.38 eВ. При збільшенні парціальних тисків металів середня енергія зменшувалась до 5.739 і 2.908 eВ, відповідно. Така ж закономірність спостерігалась і для температури електронів: вона зменшувалась зі збільшенням парціальних тисків парів Алюмінію і Міді. Зі зменшенням парціального тиску повітря до 3.3 кПа енергії електронів для розрядів в сумішах з парціальними тисками парів металів 100 Па були вищими за значенням, ніж для розряду в суміші з парціальним тиском повітря 101,3 кПа, де вони досягали 35.98 і 14.99 eВ, відповідно. При підвищенні парціальних тисків Алюмінію і Міді до 10 кПа при парціальному тиску повітря 13.3 кПа, середні енергії електронів зменшувались і складали 5.24 і 3.28 eВ, відповідно. Температура електронів для меншого значення парціального тиску повітря теж зменшувалась при збільшенні парціальних тисків Алюмінію і Міді. Для швидкості дрейфу електронів спостерігалась подібна закономірність, як і середньої енергії електронів при зміні парціальних тисків компонент парогазової суміші. Максимальне значення швидкості дрейфу електронів складало $1.1 \cdot 10^6$ м / с для розряду на суміші Повітря - Al - Cu = 13300 : 100: 100: Па при $E/N = 2500$ Тд. Концентрація електронів була максимальною для розряду в суміші Повітря - Al - Cu = 101,3 кПа : 100 100 Па і складала $7,7 \cdot 10^{20}$ м⁻³.

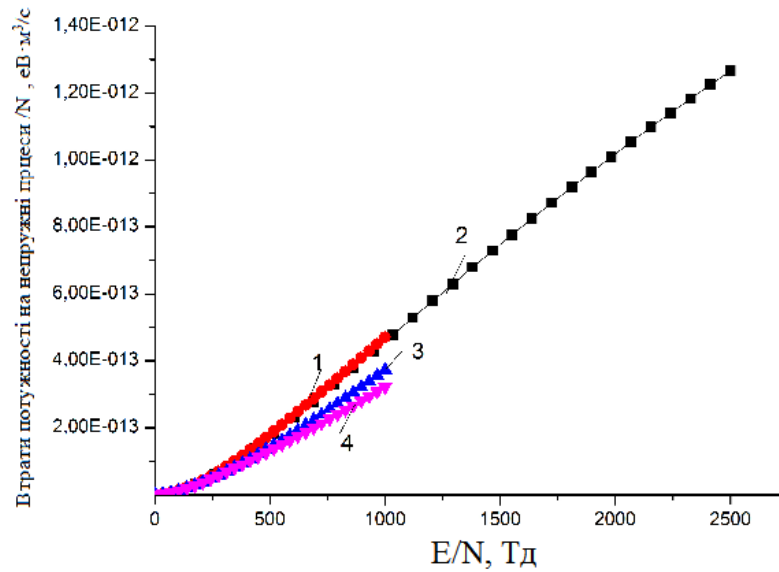


Рис.2.43 - Залежність питомої потужності втрат розряду на непружні процеси зіткнень електронів в плазмі паро-газових сумішей : 1 - Повітря - Al - Cu = 101300 : 100 100 Па при загальному тиску $p = 101500$ Па; 2 - Повітря - Al - Cu = 13300 : 100: 100 Па ($p = 13500$ Па); 3 - Повітря - Al - Cu = 101300 : 10000: 10000 ($p = 121300$ Па) і 4-Повітря - Al - Cu = 13300-10000-10000 ($p = 33300$ Па).

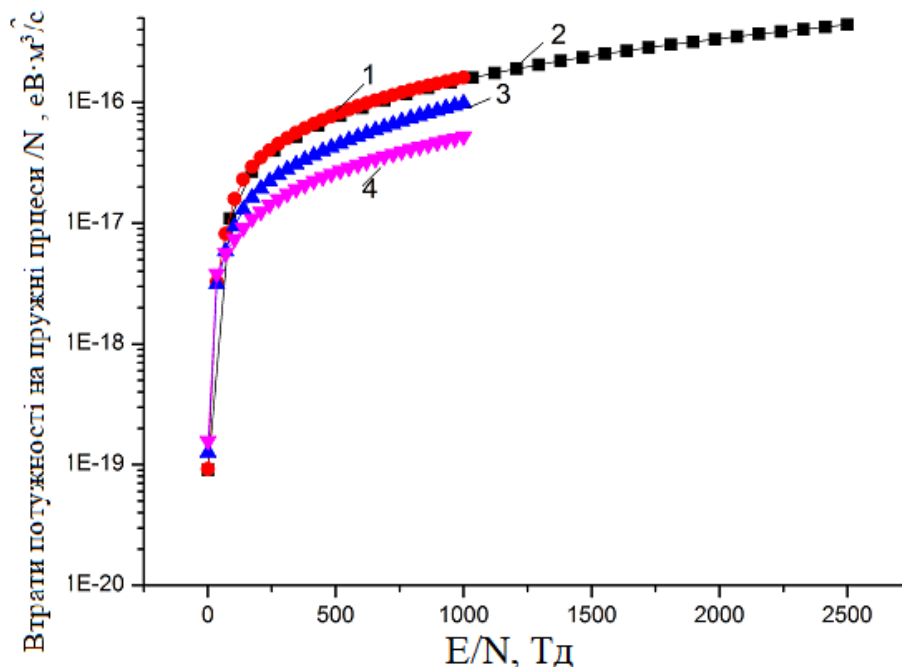


Рис.2.44 - Залежність питомої потужності втрат розряду на пружні процеси зіткнень електронів в плазмі паро-газових сумішей: 1 - Повітря - Al - Cu = 101300 : 100 100 Па при загальному тиску $p = 101500$ Па; 2 - Повітря - Al -

$Cu = 13300 : 100: 100$ Па ($p=13500$ Па); 3 - Повітря - Al - $Cu = 101300 : 10000: 10000$ ($p=121300$ Па); 4- Повітря - Al - $Cu = 13300 10000 10000$ ($p=33300$ Па).

Таблиця 2.17 - Питомі втрати потужності розряду на пружні і непружні процеси для розряду в сумішах: 1 - Повітря - Al - $Cu = 101300 : 100 100$ при загальному тиску $p=101500$ Па; 2 - Повітря - Al - $Cu = 13300 : 100: 100$ Па ($p=13500$ Па), 3 - Повітря - Al - $Cu = 101300 : 10000: 10000$ ($p=121300$ Па); 4-Повітря - Al - $Cu = 13300-10000-10000$ ($p=33300$ Па).

Суміш: Al – Cu – Повітря = 100: 100:101300 Па		
E/N,Тд	Пружні, потужність /N (eV м ³ /с)	Непружні, потужність/N (eV м ³ /с)
612	0.9841E-16	0.2473E-12
204	0.3501E-16	0.4278E-13
Суміш: Al – Cu – Повітря= 100: 100:13300 Па		
E/N,Тд	Пружні, потужність /N (eV м ³ /с)	Непружні, потужність /N (eV м ³ /с)
2500	0.4404E-15	0.1266E-11
938	0.1458E-15	0.4279E-12
Суміш:Al – Cu – Повітря = 10000: 10000:101300 Па		
E/N,Тд	Пружні, потужність /N (eV м ³ /с)	Непружні, потужність /N (eV м ³ /с)
512	0.4570E-16	0.1482E-12
171	0.1631E-16	0.2822E-13
Суміш:Al – Cu – Повітря = 10000: 10000:13300 Па		
E/N,Тд	Пружні, потужність /N (eV м ³ /с)	Непружні, потужність /N (eV м ³ /с)
1000	0.5253E-16	0.3217E-12
375	0.2076E-16	0.8997E-13

На рис. 2.43 і 2.44 приведені залежності питомих втрат потужності розряду на непружні і пружні процеси зіткнень електронів з компонентами суміші в газорозрядній плазмі від приведеної напруженості електричного поля. Спостерігалось збільшення втрат потужності із зростанням приведеної напруженості електричного поля, як для непружних процесів, так і пружних. Для непружних процесів втрати потужності розряду в межах 1-400 Тд були близькими між собою, а в діапазоні $E / N=400 - 1000$ Тд збільшувались в діапазоні $(2-5) \cdot 10^{-13} \text{eV м}^3/\text{с}$. Для пружних процесів втрати потужності розряду відрізнялись між собою починаючи з $E / N=1$ Тд і при збільшенні приведеної напруженості електричного поля, різниця їх значень збільшувалась. Крім того, як для непружних, так пружних процесів зіткнень електронів з компонентами суміші, втрати потужності були однаковими для розряду в сумішах з меншими парціальними тисками парів Алюмінію і Міді. Подібна закономірність може бути пов'язана з великими енергіями електронів в таких сумішах (таблиця 2.16) і близькими за величиною константами непружних і пружних процесів в в плазмі на сумішах з меншими парціальними тисками парів Алюмінію і Міді (таблиця 2.17). У таблиці 2.18 приведені константи швидкості збудження окремих спектральних ліній атома Алюмінію і Міді електронами розряду в досліджуваних паро-газових сумішах для величин приведеної напруженості електричного поля, які були на моменти часу 30 нс і 220 нс від початку запалювання розряду і які мали енергії порогу збудження ($E_{\text{пор.}}$) 4.13; 4.23; 2.90; і 3.17 eV для атома Алюмінію і 1.5; 3.8 і 5.1 eV для атома Міді. Вони змінювались в діапазоні $0.1397 \cdot 10^{-16} - 0.9967 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 / \text{с}$ для характерних значень приведеної напруженості електричного поля. При цьому, їх значення для атома Міді більші за значення для атома Алюмінію в розрядах на всіх досліджуваних сумішах. Характерними також були підвищені значення констант швидкості збудження спектральних ліній, як атомів Алюмінію, так і атомів Міді в момент часу від початку запалювання розряду (30 нс) в порівнянні з моментом часу 220 нс. Така закономірність пояснюється різними значеннями приведеної напруженості електричного поля для моментів часу 30 нс і 220 нс і, відповідно, різними значеннями середньої енергії електронів (таблиця 2.16), що призводить до різних абсолютних величини ефективних перерізів непружних зіткнень електронів з атомами Міді і Алюмінію. Ефективні перерізи непружних зіткнень електронів для атомів Міді більші, ніж для атомів Алюмінію [2.63,2.65], тому константи швидкості збудження спектральних ліній для атомів Міді також більші за абсолютною величиною.

Таблиця 2.18 - Константи швидкості збудження спектральних ліній атомів Алюмінію і Міді для значень параметра E / N в розряді на парогазових сумішах повітря з Алюмінієм і Міддю у моменти часу 30 нс і 220 нс від початку запалювання розряду. $E_{\text{пор.}}$ - енергія порогу збудження спектральних ліній атомів Алюмінію і Міді.

E/N, Тд	Суміш: Повітря - Al – Cu = 13300 : 100 : 100 Па					
	2500	Al	$E_{\text{пор.}}$, eV	4.13	4.23	2.90
k, м ³ /с			0.1593E-14	0.1823E-14	0.2629E-14	0.4626E-14
Cu		$E_{\text{пор.}}$, eV	1.5	1.5	3.8	5.1
		k, м ³ /с	0.2136E-13	0.1696E-13	0.9967E-12	0.2967E-15
938	Al	$E_{\text{пор.}}$, eV	4.13	4.23	2.90	3.17
		k, м ³ /с	0.1569E-14	0.1925E-14	0.2248E-14	0.4082E-14
	Cu	$E_{\text{пор.}}$, eV	1.5	1.5	3.8	5.1
		k, м ³ /с	0.2850E-13	0.2253E-13	0.8285E-12	0.2185E-15

E/N, Тд	Суміш: Повітря - Al – Cu = 101300 : 10000 : 10000 Па					
	512	Al	$E_{\text{пор.}}$, eV	4.13	4.23	2.90
k, м ³ /с			0.9356E-15	0.1423E-14	0.1438E-14	0.2896E-14
Cu		$E_{\text{пор.}}$, eV	1.5	1.5	3.8	5.1
		k, м ³ /с	0.1895E-13	0.1420E-13	0.2892E-12	0.7836E-16

171	Al	$E_{пор.}, eV$	4.13	4.23	2.90	3.17
		$k, m^3/c$	0.2233E-15	0.4172E-15	0.6621E-15	0.1434E-14
	Cu	$E_{пор.}, eV$	1.5	1.5	3.8	5.1
		$k, m^3/c$	0.5410E-14	0.3857E-14	0.5080E-13	0.1397E-16
E/N, Тд	Суміш: Повітря - Al – Cu = 101300: 100: 100 Па					
612	Al	$E_{пор.}, eV$	4.13	4.23	2.90	3.17
		$k, m^3/c$	0.1476E-14	0.1881E-14	0.2031E-14	0.3766E-14
	Cu	$E_{пор.}, eV$	1.5	1.5	3.8	5.1
		$k, m^3/c$	0.2835E-13	0.2215E-13	0.6958E-1	0.1821E-15
204	Al	$E_{пор.}, eV$	4.13	4.23	2.90	3.17
		$k, m^3/c$	0.8646E-15	0.1280E-14	0.1272E-14	0.2548E-14
	Cu	$E_{пор.}, eV$	1.5 eV	1.5 eV	3.8eV	5.1 eV
		$k, m^3/c$	0.1756E-13	0.1319E-13	0.2767E-12	0.7435E-16

E/N, Тд	Суміш: Повітря - Al – Cu = 13300 : 10000 : 10000 Па					
1000	Al	$E_{пор.}, eV$	4.13	4.23	2.90	3.17
		$k, m^3/c$	0.8015E-15	0.1303E-14	0.1391E-14	0.2854E-14
	Cu	$E_{пор.}, eV$	1.5	1.5	3.8	5.1
		$k, m^3/c$	0.1637E-13	0.1213E-13	0.2205E-12	0.6113E-16
375	Al	$E_{пор.}, eV$	4.13	4.23	2.90	3.17
		$k, m^3/c$	0.2780E-15	0.5352E-15	0.8977E-15	0.1945E-14
	Cu	$E_{пор.}, eV$	1.5	1.5	3.8	5.1

375	Cu	k, м ³ /с	0.6868E-14	0.4891E-14	0.6212E-13	0.1706E-16
-----	----	----------------------	------------	------------	------------	------------

2.6. Висновки

Таким чином, з огляду сучасної науково-технічної літератури впливає, що питання синтезу неорганічних наноструктур з продуктів деструкції електродів і продуктів дисоціації молекул газо-парового середовища імпульсних високовольтних розрядів підвищеного тиску залишається актуальним, в тому числі і застосування перенапружених наносекундних розрядів атмосферного тиску для синтезу наноструктур чистих металів, напівпровідників, зокрема, і складних типу халькопіритів. Такі дослідження покликані спростити і здешевити синтез тонких плівок для різних фотовольтаїчних пристроїв і люмінофорів.

Експериментальне і теоретичне дослідження характеристик і параметрів плазми газо-парових сумішей перенапруженого наносекундного розряду на основі Аргону, Азоту і повітря між електродами з Алюмінію і потрійного халькопіриту дозволило встановити наступне:

- При тисках Азоту і Аргону 5,3; 101 і 202 кПа між електродами на основі сполуки CuInSe_2 і міжелектродній віддалі 1-2 мм запалюється однорідний наносекундний розряд з імпульсною електричною потужністю 5,5-10,5 МВт та енергетичним внеском в плазму за один імпульс 0,35-0,44 Дж;
- дослідження спектральних характеристик плазми на основі паро-газових сумішей « N_2 (Ar) – CuInSe_2 » показало, що найбільш інтенсивними є спектральні лінії атома Міді в спектральному інтервалі 200-250 нм і спектральні лінії атома Індію та іонів Міді і Індію в більш довгохвильовій області спектру; на основі вимірянних відносних інтенсивностей спектральних ліній атомів і іонів Міді, Індію проведені оцінки температури і густини електронів в плазмі, яка досліджувалась; для діагностики наплення тонких плівок халькопіриту в режимі реального часу можуть використовуватись наступні окремо розміщені і найбільш інтенсивні в спектральному інтервалі 300-460 нм лінії: 307.38 Cu I, 329.05 Cu I, 410.17 In I, 451.13 нм In I; дослідження спектрів відносного пропускання зонduючого випромінювання в діапазоні довжин хвиль 200-800 нм

тонкими плівками халькопіриту, які були синтезовані імпульсним газорозрядним методом в середовищі Азоту, Аргону і повітря, показало, що найменшим є пропускання для плівок, які були синтезовані при атмосферних тисках газів, що перспективно для їх використання в фотовольтаїчних пристроях.

Встановлено, що при тисках Аргону 6,7 кПа між електродами з Міді і при між електродній віддалі 2 мм запалювався досить однорідний в просторі перенапружений наносекундний розряд з імпульсною електричною потужністю до 0.6 МВт і енергетичним внеском в плазму за один імпульс - 30 мДж; дослідження спектральних характеристик плазми на основі паро-газових суміші «Мідь - Аргон» показало, що найбільш інтенсивними були спектральні лінії атома і однозарядного іона Міді в інтервалі 200-225 нм, а з іонних спектральних ліній в спектрі виділялась лінія 618.86 нм Cu^{+1} ; всі спектральні лінії атомів і іонів металів, що були складовими матеріалу електродів, спостерігались на фоні континууму з теплового і рекомбінаційного випромінювання плазми. Автоматичне опромінення підкладки і зародків плівки на підкладці інтенсивним УФ випромінюванням атомів і іонів Міді плазми розряду перспективно для впливу на електричні характеристики синтезованих плівок, зокрема на зменшення їх опору.

- Дослідження характеристик перенапруженого наносекундного розряду показало, що між алюмінієвим і халькопіритовим електродами при тисках Аргону 13,3 і 101 кПа в початкові моменти часу запалюється дифузний розряд, який в дальнішому контрагується, про що свідчить наявність характерного іскрового континууму випромінювання в спектральній області 200-650 нм; іскровий континуум випромінювання плазми був найбільш сильно виражений при тиску Аргону 101,3 кПа, що вказує на контрагування розряду вже після першої півхвилі імпульсу відбитої напруги в результаті неузгодження опору плазми з опором системи живлення розряду, тому для більш ефективного використання дифузної стадії розряду необхідно його запалювати при тисках в діапазоні тисків аргону 10-30 кПа; максимальна імпульсна електрична потужність розряду досягала 4 МВт, а енергетичний внесок в плазму за один імпульс - 423 мДж; дослідження спектральних характеристик плазми на основі паро-газових сумішей «Ar – Al - $CuInSe_2$ » показало, що найбільш інтенсивними є спектральні лінії атома Міді в інтервалі

200-250 нм, а спектральні лінії атомів та іонів Індію і Алюмінію спостерігались в більш довгохвильовій області спектру; для діагностики напilenня плівок четверного халькопіриту типу $\text{CuIn}_{1-x}\text{Al}_x\text{Se}_2$ в режимі реального часу можуть використовуватись наступні окремо розміщені і найбільш інтенсивні в спектральному інтервалі 300-460 нм лінії: 307.38 Cu I, 329.05 Cu I, 410.17 In I, 451.13 нм In I, а також 308.21; 309.27; 394.40; 396.15 нм Al I; наявність в спектрах випромінювання плазми основних спектральних ліній Алюмінію, Міді і Індію дозволяє допустити можливість осадження тонкої плівки з складом четверного халькопіриту $\text{CuIn}_{1-x}\text{Al}_x\text{Se}_2$ за межами плазмового середовища, як це було реалізовано для потрійного халькопіриту CuInSe_2 .

- Показано, що при тисках повітря і суміші Азоту з повітрям (100-1) 13,3; 101,3 кПа між електродом з Алюмінію і електродом з халькопіриту (CuInSe_2) при міжелектродній віддалі 1 мм запалюється просторово-однорідний перенапружений наносекундний розряд з імпульсною електричною потужністю до 3,0 МВт і енергетичним внеском в плазму за один імпульс до 0,22 Дж (повітря) і суміші азоту з киснем імпульсна електрична потужність розряду була за величиною до 5,0 МВт і енергетичним внеском в плазму за один імпульс до 0,41 Дж; дослідження спектральних характеристик плазми на основі паро-газових сумішей «повітря – Al-CuInSe_2 » показало, що найбільш інтенсивними є спектральні лінії атома і однозарядного іона Міді в інтервалі довжин хвиль 200-225 нм і спектральні лінії атомів і однозарядних іонів Алюмінію в інтервалі довжин хвиль 225-310 нм, а також ліній атома Алюмінію, Індію і Міді на ділянці спектру 310-525 нм. З іонних ліній в спектрі виділялась лінія 618.86 нм Cu^{11} . Всі спектральні лінії атомів і іонів металів, що були складовими матеріалу електродів, спостерігались на фоні широкої смуги наноструктур оксиду алюмінію. Збільшення тиску повітря з 13,3 до 101,3 кПа приводило переважно до збільшення інтенсивностей спектральних ліній металів і смуги другої додатної системи молекули Азоту.

Дослідження спектральних характеристик плазми на основі паро-газових сумішей Азоту з Киснем (100-1), Алюмінію та халькопіриту (CuInSe_2) показало, що найбільш інтенсивними є спектральні лінії атома і однозарядного іона Міді в інтервалі довжин хвиль 200-225 нм, а також лінії атомів і однозарядних іонів Алюмінію

в спектральному інтервалі 225-310 нм. З іонних ліній в спектрі випромінювання плазми виділялась лінія 618.86 нм Cu II. Всі спектральні лінії атомів і іонів металів, які були складовими матеріалу електродів спостерігались на фоні континууму. Збільшення тиску Азоту з 13,3 до 101,3 кПа приводило переважно до збільшення інтенсивності випромінювання спектральних ліній металів і смуг другої додатної системи молекули Азоту, а також до збільшення яскравості континууму; для діагностики напилення плівок четверного халькопіриту типу $\text{CuIn}_{1-x}\text{Al}_x\text{Se}_2$ в режимі реального часу можуть використовуватись наступні окремо розміщені інтенсивні лінії: 307.38 Cu I, 329.05 Cu I, 410.17 In I, 451.13 нм In I, а також 308.21; 309.27; 394.40; 396.15 нм Al I, наявність в спектрах випромінювання плазми основних спектральних ліній Алюмінію, Міді і Індію дозволяє допустити можливість осадження такої плівки четверного халькопіриту за межами плазмового середовища, як це було реалізовано для потрібного халькопіриту.

- На основі проведених вимірів відносної інтенсивності окремих спектральних ліній атомів і іонів алюмінію, міді і індію, і, враховуючи встановлення локальної термодинамічної рівноваги в плазмі, яка досліджувалась, можливо проведення оцінок температури і густини електронів методом Орштейна; так, оцінки температури електронів в плазмі розряду показали, що при тиску азоту $p(\text{N}_2) = 101,3$ кПа величина електронної температури складала $T_e \approx 0,82$ eV, а густина ж електронів в розряді при збільшенні тиску азоту від 5,3 до 101,3 кПа зростала від $1,4 \times 10^{+16}$ до $4,7 \times 10^{+17}$ cm^{-3} .

- Дослідження спектрів пропускання зондуючого випромінювання в діапазоні довжин хвиль 200-800 нм плівками на основі потрібного халькопіриту і парів алюмінію, які були синтезовані імпульсним газорозрядним методом в повітрі і суміші азоту киснем (100-1), показало, що найменшим є пропускання для тонких плівок, які були синтезовані при атмосферному тиску газів; наявність в спектрах випромінювання плазми основних спектральних ліній атомів і однозарядних іонів алюмінію, міді і індію дозволяє допустити можливість осадження тонкої наноструктурованої плівки четверного халькопіриту $\text{CuIn}_{1-x}\text{Al}_x\text{Se}_2$ за межами розрядної плазми на поверхні твердої діелектричної підкладки, як це було реалізовано для плівок потрібного халькопіриту, проте дане питання потребує більш ретельного аналізу складу синтезованої плівки.

- У плазмі паро-газової суміші Аргон-Мідь = 101 кПа - 30 Па температура електронів збільшувалася лінійно від 300 °К, до 110000 °К при зміні параметра E/N від 1 Тд до 1800 Тд; величина концентрації електронів знаходилась в діапазоні $2.1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ - $2.7 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ при густині струму (612- 765) $\cdot 10^6 \text{ А / м}^2$ на поверхні електроду при величині параметра E/N=1676 Тд, яка реалізується в розряді в перші 100 нс; питомі втрати потужності розряду в паро-газовій суміші Аргон-Мідь = 101 кПа - 30 Па на непружні процеси зіткнення електронів з компонентами суміші були найбільшими для атомів аргону і досягали 47 % (збудження енергетичного рівня з енергією порогу 11.5 eV) при величині параметра E/N=1667 Тд і 53% при E/N= 1242 Тд для паро-газової суміші Аргон-Мідь = 202 кПа - 30 Па, а для атома міді вони не переважали 6%; константи швидкості електронних процесів змінювалися в діапазоні $0.68 \cdot 10^{-22}$ - $0.93 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3/\text{с}$, а однією з найбільших була константа швидкості збудження резонансного рівня атома міді, яка при p (Ar) =101 кПа складала $0.5704 \cdot 10^{-12}$ і $0.3171 \cdot 10^{-12}$ для експериментальної величини параметра E/N=1676 Тд і E/N=807 Тд, відповідно.
- Дослідження транспортних характеристик електронів, потужності втрати розряду на пружні і не пружні процеси зіткнень електронів з складовими пара газової суміші Аргону з атомами Міді в суміші Ar - Cu = 101000: 10000 Па встановили збільшенні значення середньої енергії та температури електронів для приведеної напруженості електричного поля, яка була в момент часу 100 нс від початку запалювання розряду порівняно з моментом часу 325 нс; значення середньої енергії і температури електронів складала 14.3 eV і 165 880 °К та 8.0 eV і 92 800°К для приведеної напруженості електричного поля 1492 Тд і 746 Тд, відповідно; потужності втрат розряду на пружні і непружні процеси зіткнень електронів з складовими паро - газових сумішей характеризувались аналогічною закономірністю: вони були більшими для приведеної напруженості електричного поля, які реалізовувались на початку запалювання розряду і мали більші значення для непружних процесів зіткнень електронів з складовими паро-газової суміші; максимальне значення ($0.6081 \cdot 10^{-12} \text{ eV м}^3/\text{с}$) спостерігалось для приведеної напруженості електричного поля -1492 Тд; характерно також було підвищення констант швидкості збудження спектральних ліній атома міді в момент часу від початку запалювання розряду (100 нс) в порівнянні з моментом часу

325 нс; їх величини знаходились для резонансної лінії атому Міді ($E_{\text{пор.}} = -3.8 \text{ eV}$) в межах $0.7834 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 / \text{с}$ і $0.4870 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 / \text{с}$, відповідно.

- Для розряду в трьох газо-парових сумішах, які були досліджені, встановлено, що з початку дії імпульсу напруги в межах часу (1-100 нс) значення транспортних характеристик були більшими за їх значення при часі 325 нс (за виключенням розряду на суміші з підвищеним парціальним тиском (10 кПа) пари міді для концентрацій електронів), більшими також були потужності втрат непружних процесів і констант швидкостей збудження емісії ліній атомів Міді в межах часу (1-100 нс); подібна закономірність пов'язана з більшою приведеною напруженістю електричного поля на початку дії імпульсу напруги в межах часу (1-100 нс).
- У зв'язку с тим, що в газо- парових сумішах: $\text{Ar} : \text{Cu} = 101 \text{ кПа} : 30 \text{ Па}$, $\text{Ar} : \text{Cu} = 201 \text{ кПа} : 30 \text{ Па}$, $\text{Ar} - \text{Cu} = 101000 : 10000 \text{ Па}$ спостерігаються більше значення константи швидкості збудження резонансної спектральної лінії атомів міді з енергією порогу 3.8 eV ($^2P_{3/2, 1/2}$), що забезпечує більшу її інтенсивність в розряді, рекомендовано використовувати її для діагностики і наплення відповідних плівок.
- Дослідження транспортних характеристик електронів, потужності втрати розряду на пружні і не пружні процеси зіткнень електронів з складовими паро- газових сумішей аргону з атомами міді і алюмінію встановили збільшення середньої енергії та температури електронів у сумішах з меншими значеннями парціальних тисків Аргону, парів Алюмінію і Міді, а також збільшені їх значення для приведеної напруженості електричного поля, які були в момент часу: 30 нс, і 50 нс від початку запалювання розряду порівняно з моментом часу 150 нс; максимальне значення середньої енергії та температури електронів складала величини 24.5 eV і 284200 °K, відповідно для суміші $\text{Ar} - \text{Al} - \text{Cu} = 13300 : 100 : 100 \text{ Па}$; потужності втрати розряду на пружні і непружні процеси зіткнень електронів з складовими паро - газових сумішей мали подібну закономірність: вони були більшими за величиною для приведеної напруженості електричного поля, яка реалізовувалась на початку запалювання розряду і мали більші значення для непружних процесів зіткнень електронів з складовими паро-газових сумішей; максимальне значення ($0.8906 \cdot 10^{-12} \text{ eV м}^3/\text{с}$) спостерігалось теж для розряду на

суміші Ar - Al – Cu = 13300 : 100 : 100 Па; характерним також були підвищені значення констант швидкості збудження спектральних ліній як атомів Алюмінію, так і атомів Міді в початкові моменти часу запалювання розряду (30 -50 нс) в порівнянні з моментом часу 150 нс для всіх паро- газових сумішей; їх величини знаходились в межах $0.1758 \cdot 10^{-16} - 0.9551 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 / \text{с}$; у зв'язку з тим, що для розряду в суміші Ar - Al – Cu = 13300 : 100 : 100 Па спостерігались більші значення констант швидкості збудження спектральних ліній як атомів Алюмінію, так і атомів Міді, що забезпечувало більшу їх інтенсивність в розряді, тому рекомендовано переважно їх використовувати для діагностики напilenня відповідних плівок.

- Дослідження транспортних характеристик електронів, потужності втрати розряду на пружні і непружні процеси зіткнень електронів із складовими паро - газових сумішей повітря з атомами Міді і алюмінію встановило, що середні енергії і температури електронів в сумішах з меншими значеннями парціальних тисків Повітря, пари Алюмінію і Міді мають більші значення, ніж в суміші з більшими значеннями парціальних тисків їх компонент; крім того, спостерігались також збільшені середні енергії і температури електронів, які були у момент часу 30 нс від початку запалювання розряду в порівнянні з моментом часу 220 нс для всіх досліджених сумішей; максимальні значення середньої енергії і температури електронів складала величини 35.98 еВ і 417368 °К, відповідно, для розряду в суміші: повітря - Al - Cu = 13300 : 100: 100 Па; втрати потужності розряду на пружні і непружні процеси зіткнень електронів із складовими паро-газових сумішей мали подібну закономірність: вони були значними для приведених напруженостей електричного поля, які були на початку запалювання розряду і мали більші значення для непружних процесів зіткнень електронів із складовими паро-газових сумішей; максимальне значення (0.1266·10⁻¹¹ еВ м³/с) спостерігалось теж для розряду в суміші повітря - Al - Cu = 13300 : 100: 100 Па; характерним були теж підвищені значення констант швидкості збудження спектральних ліній, як атомів Алюмінію, так і атомів Міді в момент часу від початку запалювання розряду (30 нс) в порівнянні з моментом часу 220 нс для всіх паро-газових сумішей; їх величини були в межах $0.1397 \cdot 10^{-16} - 0.9967 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 / \text{с}$; у зв'язку з тим, що для розряду на суміші повітря - Al - Cu = 13300 : 100: 100 Па спостерігались великі значення констант швидкості збудження

спектральних ліній, як атомів алюмінію, так і атомів міді, що забезпечувало їх значну інтенсивність в розряді, то можливо рекомендувати таку газо-парову суміш для використання в напиленні плівок четверного халькопіриту.

2.7 Список літератури

[2.1]. Котов Ю.А. Импульсные технологии и наноматериалы. Избранные труды. Екатеринбург: РИО УрО РАН. 2013. – 458 с.

[2.2]. В.Г. Кудрявый Получение нанодисперсных оксидов и функциональных материалов в плазме импульсного высоковольтного разряда // Вестник дальневосточного отделения РАН: 2009. № 2. С53-58.

[2.3]. M. Benchikhi, R. El. Ouatib, S. Guillmet-Fritsch, L. Er-Raklo, B. Durand Molten Salt Synthesis and Characterization of $\text{CuIn}_{(1-x)}\text{Ga}_x\text{S}_2$ ($x \leq 0.3$) Nanoparticles // GSTF Journal of Chemical Sciences. 2015. Vol.2, N 1. P.21-25.

[2.4]. L. Djellal, A. Zahaque, B. Belall, M. Duulach, M. Trari Photokemical Characterization of Characterization of Calcopryrite $\text{Cu}(\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4})_3\text{Se}_5$ // электронная обработка материалов. 2015. Т.51, № 3. С.67-72.

[2.5]. Г.Ф. Новиков, М.В. Гапанович Солнечные преобразователи третьего поколения на основе Cu-In-Ga-(S,Se) // Успехи физических наук. 2017. Т.187, № 2, С.173-183.

[2.6]. О.А. Доброжан, В.Б. Лобода, Я.В. Знаменщиков, А.С. Опанасюк, Х. Чеонг преи-піролізу // Журнал нано- та електронної фізики. 2017р. Том 9, №1. С.1-6.

[2.7]. Л.А. Сайпулаева, Ф. С. Габибов, Н.В. Мельникова, А.Г. Амбеков, О.Л. Хейфец, А.Н. Бабушкин, К.В. Курочка Фотоэлектрические и электрические свойства четырехкомпонентных халькогенидов меди // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т.142, вып. 5(11). С.1044-1052.

[2.8]. В.А. Миличко, А.С. Шалин, И.С. Мухин, А.Э. Ковров, А.А. Красилин, А.В. Виноградов, П.А. Белов, К.Р. Симовский Солнечная фотовольтаика: современное состояние и тенденции развития // Успехи физических наук. 2016. Т.186, №8. С.801-852.

[2.9]. Vincent A.Vons, Lous C.P. M. de Smet, David Munao et all Silikon nanoparticles produced by spark discharge // J. Nanopart. Res. 2011. 13: 4867-4878.

[2.10]. T. E. Itina, A. Voloshko, Nanoparticle formation by laser ablation in air and by spark discharge at atmospheric pressure Appl. Phys. B // Laser and Optics. 2013. DOI: 10. 1007/s00340-013-5490-6.

[2.11]. D.Z.Pai, S.Kumar, I. Levehenko, D.A. Lakoste, C.O. Laux, and K. Ostrikov Nanomaterials synthesis in air atmospheric pressure using nanosecond repetitively pulsed spark discharges // Abstract for the 6th International Workshop on Microplasmas, Paris, April 3-6, 2011. P.77.

[2.12]. Л.З. Богуславский, А.В. Синчук, Н.С. Назарова, Л.Е. Овчинникова Электрический взрыв проводников для получения наноразмерных карбидов и нанесения функциональных нанопокровов // Электронна обработка материалов. 2019. Т.55, вып.5. С.10-23.

[2.13]. Delphine Verche, Nicolas Vandencastele, Francois Reniers Atmospheric plasmas for thin film deposition: A critical review // *Thin Solid Films*. 2012. Vol.520. P.4219-4236.

[2.14]. Fabien Tholin, Denna A Locoste, Anne Bourdon Influence of fast-heating processes and O atom production by a nanosecond spark discharge on the ignition of a lean H_2 - air premixed flame // *Combustion and Flame*. 2014. Vol.161. P.1235-1246.

[2.15]. Shuaibov AK, Minya AY, Gomoki ZT, Hrytsak RV, Malinina AA, and Malinin A N Spectroscopic Study of the Decomposition of a Chalcopirite Molecule in a Overstressed Nanosecond Discharge on a Mixture of Nitrogen wick $CuInSe_2$ Vapor Compound // *Journal of Physics and Chemistry Reseach*. 2019. Vol.1, Issue 2 (19 September). P.1-7 (1(2): 110).

[2.16]. R.V. Hrytsak, A.O. Malinina, O.J. Minya, O.K. Shuaibov, S.Y. Neymet Characteristics of Overstressed Nanosecond Discharge between Electrodes from Chalcopirite in Argon of Atmospheric Pressure // XIX International Young Scientists Conference on Applied Physics. 21-25 May. 2019. Kyiv. Taras Shevchenko National University. Programme and Abstracts. P.71-72.

[2.17]. Alexander K Shuaibov^{1*}, Alexander Y Minya², Roksolana V Hrytsak³, Antonina A Malinina⁴, Alexander N Malinin⁵ Characteristics of an Overstressed Discharge of Nanosecond Duration between Electrodes of Chalcopyrite in High Pressure Nitrogen // *Advances in Nanoscience and Nanotechnology*. 2020. Volume 4. Issue 11 of 6.

[2.18]. Шуаїбов О.К., Миня О.Й., Малініна А.О., Грицак Р.В., Малінін О.М. Характеристики перенапруженого наносекундного розряду між електродами з халькопіриту ($CuInSe_2$) в безкисневих газових середовищах // *Український фізичний журнал*. 2020. Т.65, № 5. С.398-409.

[2.19]. A.K. Shuaibov, A.I. Minya, A.A. Malinina, R.V. Gritsak, A.N. Malinin Characteristics of the nanosecond overvoltage discharge between $CuInSe_2$ chalcopyrite electrodes in oxygen - free gas media // *Ukr. J. Phys.* 2020. Vol.65, No 5. С.400-411.

[2.20]. A.K. Shuaibov, A.Y. Minya, Z.T. Gomoki, A.A. Malinina, A.N. Malinin, V.V. Danilo, Yu.Yu. Bilak, Ya.Ch. Kolozhvari PLASMA REACTOR GENERATING SYNCHRONOUS FLOWS OF BACTERICIDAL UV RADIATION AND NANOSTRUCTURES OF ZINC, COPPER, IRON OXIDES AND CHALCOPYRITE // *HSOA Journal of Biotech Research & Biochemistry*. 2020. Volume 3, Issue 1. 100005. Pp.1-11.

[2.21]. Alexander K. Shuaibov, Alexander Y. Minya, Zoltan T. Gomoki, Roksolana V. Hrytsak, Antonina A. Malinina, Alexander N. Malinin, V.M. Krasilinets, V.M. Solomon CHARACTERISTICS AND PARAMETERS OF OVERSTRESSED NANOSECOND DISCHARGE PLASMA BETWEEN ELECTRODES FROM CHALCOPYRITE ($CuInSe_2$) IN ARGON AT ATMOSPHERIC PRESSURE // *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2020. Vol.56, N 4, pp.474-480.

[2.22]. Шуаїбов О.К., Миня О.Й., Гомокі З.Т., Грицак Р.В., Малініна А.О., Малінін О.М. Спосіб синтезу тонких плівок халькопіриту в безкисневому газовому середовищі // Патент на корисну модель. UA 142634 U. Номер заявки у 2019 10318. Дата подання 11.10.2019. Дата, з якої є чинними права на корисну модель 25.06. 2020. Публікація відомостей 25.06. 2020. Бюд. № 12.

[2.23]. Alekander K Shuaibov, Alekander Y Minya, Mikaylo P Chuchman, Antonina A Malinina, Alekander N Malinin, T Zoltan Gomoki and Yanosh Ch Kolozvari Optical Charachteristics of overstressed nanosecond discharge in atmospheric

pressure air between Chalcopyrite electrodes // Plasma Research Express. 2018. №1. 015003 (10 pp).

[2.24]. О.К. Шуаїбов, Р.В. Грицак Р.В. Ультрафіолетові лампи на радикалах гідроксилу та ексиплексних молекулах з накачуванням бар'єрним наносекундним розрядом: Монографія. 2018. Ужгород: ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Видавництво «Говерла»

[2.25]. С.В. Автаева, О.С. Жданов, А.А. Пикулев, Э.А. Соснин, В.Ф. Тарасенко, Новые направления в научных исследованиях и применениях эксиламп. Монография 2013. СТТ, Томск.

[2.26]. D.V. Beloplotov, V.I. Lomaev, D.A. Sorokin, V.F. Tarasenko Blue and green jets in laboratory discharges initiated by runaway electrons // Journal of Physics : Conference Series. 2015. Vol.652. 012012.

[2.27]. Holovey V.M., Popovych K.P., Prymak M. V., Birov M.M., KrasilinetsV.M., Sidey V.I. X-ray induced optical absorption in $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ and $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ single crystals and glasses. // Physica B. – 2014. – V. 450. – P. 34-38.

[2.28]. О.Й. Миня. В.М. Красилицець, О.К. Шуаїбов, І.В. Шевера, З.Т. Гомокі, М.М. Чаварга, А.М. Соломон, В.І. Мікла, Спектри пропускання тонких наноструктурованих плівок на основі міді, алюмінію та халькопіриту, отримані імпульсним газорозрядним методом // Uzhhorod University Scientific Herald Series Physics. Issue 46. 2019. P.84-91.

[2.29]. Runaway electrons preionized diffuse discharge / Ed. by V.F. Tarasenko. – New York: Nova Science Publishers Inc., 2014. p. 578.

[2.30]. И.Э. Качер, А. К. Шуаибов, М. Ю. Риган, А.И. Дашенко Оптическая диагностика лазерного испарения поликристаллического соединения CuInS_2 // Теплофизика высоких температур. 2002. Т.40. № 6. С.880-883.

[2.31]. О.К. Шуаїбов, М. П. Чучман, Л.Л. Шимон, І.Є. Качер Дослідження оптичних характеристик та параметрів лазерної плазми полікристалічної шихти CuInS_2 та її складових // Український фізичний журнал. 2003. Т.48. № 3. С.223-231.

[2.32]. A.K. Shuaibov, A.I. Minya, Z.T. Gomoki, and V.V. Danilo, and P.V. Pinzenik Charachteristics of a High-Current Pulse Discharge in Air wich Ectonic Mechanism of Copper Vapor Injection into a Disharge Gapr // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. 2019. Vol.55, №1, pp.65-90.

[2.33]. van der Horst R.M., Verreycken T., van Veldhuizen E.M., and Bruggerman P.J. Yime-resolved optical emission spectroscopy of nanosecond pulsed discharges in atmospheric-pressure N_2 and $\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ mixtures // J.Phys.D: Appl. Phys. -2012. -Vol.45. 345201.

[2.34]. В.Ю. Кожевников, А.В. Козырев, Н. М. Дмитриева Теоретическое 0 – D моделирование субнаносекундного газового разряда высокого давления // Известия Высших Учебных Заведений. Физика. 2014. Т.57, вып. 3/2. С.130-133.

[2.35]. A.K. Shuaibov, A.Y. Minya, A.A. Malinina, A.N. Malinin, V. V. Danilo, M.Yu. Sichka, I.V. Shevera Synthesis of Copper Oxides Nanostructures by an Overstressed Nanosecond Discharge in Atmospheric Pressure Air Between Copper Electrodes // Amerikan Journal of Mechanical and Materials Engineering. 2018; 2(1) 8-14.

[2.36]. Alekander Shuaibov, Alekander Minya, Antonina Malinina, Alekander Malinin, Roman Golomd, Igor Shevera, Zoltan Gomoki and Vladislav Danilo Synthesis of nanosttuctured transition metal oxides by a nanosecond discharge in air wich assistance of the deposition process by plasma UV-radiation // Advances in Natural Sciences: Nanoscience and Nanotechnology. 2018. Vol.9. 035018 (7 pp).

[2.37]. О.К. Шуаїбов, А.Й. Міня, М.П. Чучман, А.О. Малінін, В.В. Данило, З.Т. Гомокі Характеристики і параметри плазми перенапруженого наносекундного розряду в повітрі з малими домішками парів перехідних металів // Український фізичний журнал. 2018. Т.63, №9. С. 790–801.

[2.38]. О.К. Шуаїбов, О.Й. Міня, З.Т. Гомокі, В.В. Данило Безвіконна, точкова, ультрафіолетова лампа. // Патент на корисну модель. U 2016 04596, 10.11.2016, Бюл. №21.

[2.39]. A.K. Shuaibov, G.E. Laslov, and Ya.Ya. Kozak Emission Characteristics of the Cathode Region of Nanosecond Discharge in Atmospheric Pressure Air // Optics and Spectroscopy. 2014. Vol.116, №.4. P.552–556.

[2.40]. A.K. Shuaibov, G.E. Laslov, A.I. Minya, and Z.T. Gomoki Characteristics and Parameters of Nanosecond Air Discharge Plasma between Chalcopyrite Electrodes // Technical Physics Letters. 2014. Vol.40, №.11. P.963–965.

[2.41]. А.Х. Абдуев, А.Ш. Асваров, А.К. Ахметов, Р.М. Эмиров, В.В. Беляев УФ-ассистирование процесса роста прозрачных проводящих слоев на основе оксида цинка // Письма в ЖТФ. 2017. Т.43, вып.22. С.40–47.

[2.42]. В.Г. Мельников Работоспособность и кинетические закономерности трибохимических превращений смазочных материалов в зоне трения качения // Защита металлов. 2005. Т.41, №2. С.168–181.

[2.43]. Kh. V. Allakhverdieva Physicochemical properties of composite materials on basis of copper and polyolefins // Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Khim. Khim. Tekhnol [Russ. J. Chem & Chem.Tech.]. 2020. Vol.63. N 10.P.71–77.

[2.44]. Л.Ф. Абаева, В.И. Шумский, Е.Н. Петрицкая, Д.А. Рогаткин, П.Н. Любченко Наночастицы и нанотехнологии в медицине сегодня и завтра // Альманах клинической медицины. 2010. №22'. С.10–16.

[2.45]. Е.А. Фарберова, А.Ю. Катыева, С.А. Смирнов, Е.А. Тиньгаева, А.Г. Старостин Исследование возможности использования химического метода восстановления мелкодисперсных частиц металлов для получения бактерицидных сорбентов // Известия вузов. Химия и химическая технология. 2020. Т.63, вып.3. С.46–53.

[2.46]. J. Lopez-Garcia, M. Placidi, X. Fontane, V. Izquierdo-Roca, M. Espindola et al CuIn_{1-x}Al_xSe₂ thin film solar cells with depth gradient compositions prepared by selenization of evaporated metallic precursors // Solar Energy Materials & Solar Cells. 2015. Vol. evaporated 132. P.245–251.

[2.47]. Shyker R., Binur Y. and Szoke A. Studies of afterglows in noble-gas mixtures. A model for energy transfer in He/Xe // Phys. Rev.A. -1975. -V.12, № 2. P.512–521.

[2.48]. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. *Кинетика* неравновесной низкотемпературной плазмы. Москва: Наука, 1982. 375 с.

[2.49]. J. P. Walters, and H.V. Malmstadt Emission Characteristics and Sensitivity in a High-Voltage Spark Discharge // Analytical Chemistry. 1965. Vol.37, №12. P.1484–1503.

[2.50]. G. A. Mesyats Ecton – Electron Avalanche from metal // Usp. Fizich. Nauk. 1995. Vol.165, N 6. P.601–626.

[2.51]. В.С. Кортов, А.Е. Ермаков, А.Ф. Зацепин, М.А. Уайт, С.В. Никифоров и др Особенности люминесцентных свойств наноструктурированного оксида алюминия // Физика твердого тела. 2008. Т.50, вып.5. С.916–920.

[2.52]. L.F. Strelkov and A.A. Yankovskii Variation of Spectral – Line intensity during spark Discharge // Zhurnal Prikladnoi Spektroskopii, 1973. Vol. 19, No. 4, pp.

605-613.

[2.53]. Д.В. Белоplotов, В.Ф. Тарасенко, М.И. Ломаев, Люминисценция атомов и ионов алюминия при импульсно-периодическом наносекундном разряде, инициируемом убегающими электронами в азоте // Оптика атмосферы и океана 2016. Т. 29, № 2. С.96-101.

[2.54]. M. Lomaev, D. Beloplotov, D. Sorokin, V. Tarasenko The radiative properties of plasma of pulse-periodic discharge initiated with runaway electrons // 32nd ICPI. July 26-31. 2015. Jasi, Romania. 4p.

[2.55]. Д.В. Белоplotов, М.И. Ломаев, В.Ф. Тарасенко О природе излучения голубых и зеленых струй в лабораторных разрядах, инициируемых пучком убегающих электронов // Оптика атмосферы и океана 2015 . Т. 28, № 4. С.349-353// Оптика атмосферы и океана 2016.

[2.56] И.Г. Иванов Ионные лазеры на парах металлов с поперечными типами разряда // Автометрия. 1984. №1. С.19-34.

[2.57]. А.С. Пашина, А.В. Ефимов, В.Ф. Чиннов Оптические исследования многокомпонентной плазмы капиллярного разряда. Сверхзвуковой режим истечения. // Теплофизика высоких температур. 2017. Т.55, № 5. С.669-684.

[2.58]. Е.Х. Бакшт, А.Г. Бураченко, М.И. Ломаев, А.Н. Панченко, В.Ф. Тарасенко Источник импульсно-периодического УФ излучения на основе объемного разряда, инициируемого в азоте пучком электронных лавин. Квантовая электроника. 2015. Т.45, №4. С.366-370.

[2.59. В.И. Карелин, А.А. Тренькин, Ю.М. Шибитов, О.М. Блинова, И.С. Ясников Микроструктура областей воздействия искрового разряда на поверхность плоского медного электрода в воздухе в промежутке «острие-плоскость» // Журнал технической физики. 2017. Т.87, вып.9. С.1411-1415.

[2.60]. В.Ф. Тарасенко, С.И. Яковленко Механизм ускорения электронов в плотных газах и формирование мощных субнаносекундных электронных пучков // Успехи физических наук. 2004. Т.174. № 9. С.953-971.

[2.61]. Runaway electrons preionized diffuse discharge / Ed. by V.F. Tarasenko. New York: Nova Science Publishers Inc., 2014. 578 p.

[2.62]. В.Ю. Кожевников, А.В. Козырев, Н. М. Дмитриева Теоретическое 0-D моделирование субнаносекундного газового разряда высокого давления // Известия Высших Учебных Заведений. Физика. 2014. Т.57, №3/2. С.130-133.

[2.63]. BOLSIG+ software. <https://nl.lxcat.net/solvers/BOLSIG+/>.

[2.64]. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987

[2.65]. Л.Л.Шимон. Вплив автоіонізаційних станів на заселення енергетичних рівнів атомів підгрупи алюмінію. Науковий Вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. 20, 55 (2007).

3. ОПТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТА ПАРАМЕТРИ ЕКСИЛАМП ЩО ВИПРОМІНЮЮТЬ СИСТЕМУ СПЕКТРАЛЬНИХ СМУГ У СИНЬО-ЗЕЛЕНОМУ ДІАПАЗОНІ

Експериментальні та теоретичні дослідження, що представлені в монографії в третьому та четвертому розділах були направлені на визначення фізико-хімічних закономірностей у процесах збудження спектральних смуг, які відповідають ФАР області рослин, їх оптимізації з метою досягнення максимальних значень питомих потужностей випромінювання в плазмі розряду на сумішах парів галогенідів Ртуті, Кадмію і Цинку з Інертними газами і Азотом, яка є робочим середовищем ексиламп. На основі цих досліджень були розроблені взірці ексиламп на синьо-зеленій та оранжево-червоній смугах ФАР області рослин і здобуті патенти на винаходи і корисні моделі. Дослідження ексиламп, що випромінюють смуги в фіолетово-синьому спектральному діапазоні ФАР області рослин, робочим середовищем яких була суміш парів дийодиду Ртуті, Інертних газів і Азоту були висвітлені в нашій попередній монографії [06].

В якості робочого середовища ексилампи синьо-зеленого спектрального діапазону використано газорозрядну плазму на сумішах парів дихлориду Ртуті, Інертних газів і Азоту. Газорозрядна плазма створювалась в бар'єрному розряді, що накачувався імпульсно – періодичною напругою з частотою слідування імпульсів до 20 кГц. А в якості ексилампи оранжево – червоного спектрального діапазону використано газорозрядну плазму на сумішах парів дийодиду Кадмію і дийодиду Цинку, Інертних газів і Азоту. Накачування робочого середовища здійснювалось імпульсно-періодичним та високочастотним розрядом з синусоїдальною формою імпульсів накачки. Встановлена фізика процесів, що визначають основні характеристики ексиламп, які випромінювали одну спектральну смугу і одночасно спектральні смуги та лінії в УФ у видимому спектральних діапазонах. Результати досліджень дали можливість виявити шляхи розробки ефективних багатохвильових джерел випромінювання, а саме ексиламп з керованими спектральними характеристиками.

3.1. Оптичні характеристики та параметри ексиламп на сумішах парів дихлориду ртуті з Азотом і Неоном

Ексилампи на суміші парів дихлориду Ртуті з газами є робочим середовищем джерел спонтанного випромінювання в синьо - зеленій спектральній області з довжиною хвилі в максимумі інтенсивності ($\lambda_{\text{макс.}}$) 557 нм. Дослідження проводилася на експериментальній установці (див. рис.3.2 [06]) в ексилампі, конструкція якої була у відповідності з рис.1, яка представлена на рис.1 [3.1].

Характер розряду був схожий на типовий для бар'єрного розряду [3.2]. Із збільшенням частоти слідування імпульсів накачки інтенсивність випромінювання однорідного розряду зростала, тоді, як інтенсивність ниткоподібних каналів падала. Товщина розрядної області і довжина горіння розряду становили 0.005 м і 0.20 м, відповідно.

3.1.1. Спектри випромінювання ексиламп

Спектри випромінювання досліджувалися в області парціальних тисків парів дихлориду Ртуті 0.5 - 2 кПа і Азоту 10-130 кПа, Неону 5-140 кПа.

Напруга, струм і частота слідування імпульсів накачки становили 20-30 кВ, 300 - 325 А і 10-20 кГц, відповідно.

Характерні спектри випромінювання при частоті слідування імпульсів $f = 18$ кГц наведені на рис.3.1, 3.2, 3.3. Спостерігалось тільки випромінювання системи електронно-коливальних смуг переходу $V^2 \Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2 \Sigma_{1/2}^+$, $v' = 0-5$, $v'' = 14-30$ для суміші з Азотом (рис.3.1); $v' = 0-5$, $v'' = 9-19$ для сумішей з Неоном і малою домішкою Азоту (рис. 3.2, 3.3) молекул монохлориду Ртуті ($HgCl^*$) з максимумом випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 557$ нм, крутим зростанням інтенсивності з боку довгохвильової ділянки і повільного спаду в короткохвильовій області. Розшифровка спектра випромінювання проводилася за довідковими даними [3.3]. Форма спектральної смуги і її ширина на напіввисоті (15-16 нм) аналогічна спектральним смугам, відповідним переходу $V \rightarrow X$ моноїодиду Ртуті на сумішах парів дийодиду Ртуті, Гелію та інших газів [06]. Спостерігалось різке збільшення інтенсивності випромінювання в спектральних смугах з боку ділянки з великими довжинами хвиль і повільне зменшення її в області менших довжин хвиль.

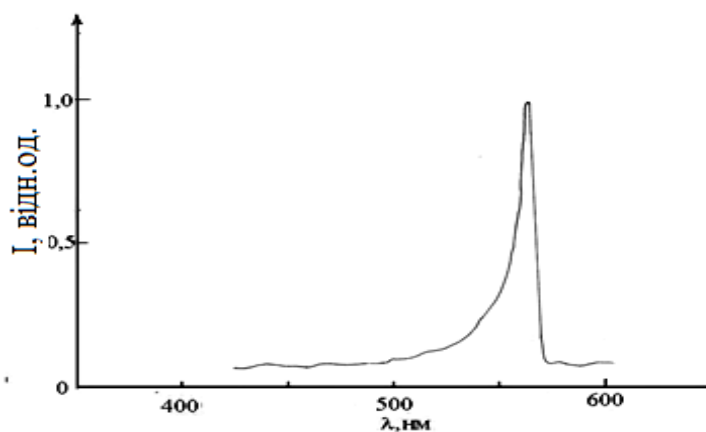


Рис.3.1 - Спектр випромінювання імпульсного розряду в суміші $\text{HgCl}_2:\text{N}_2 = 1.5: 40$ кПа. Частота слідування імпульсів 18 кГц [3.1].

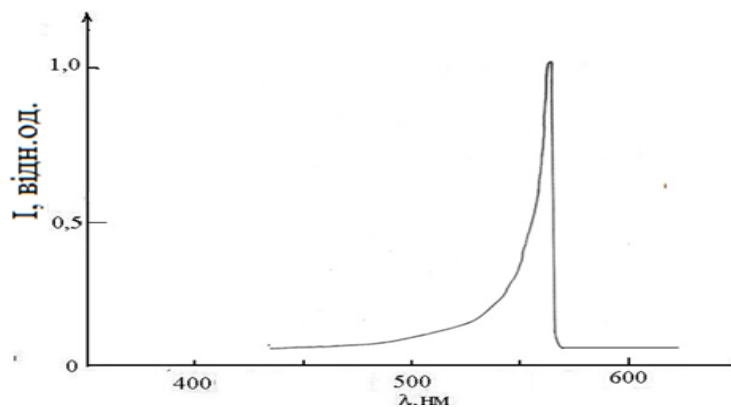


Рис.3. 2 - Спектр випромінювання газорозрядної плазми на суміші $\text{HgCl}_2:\text{Ne} = 1.5 : 140$ кПа. Частота слідування імпульсів 18 кГц [3.4].

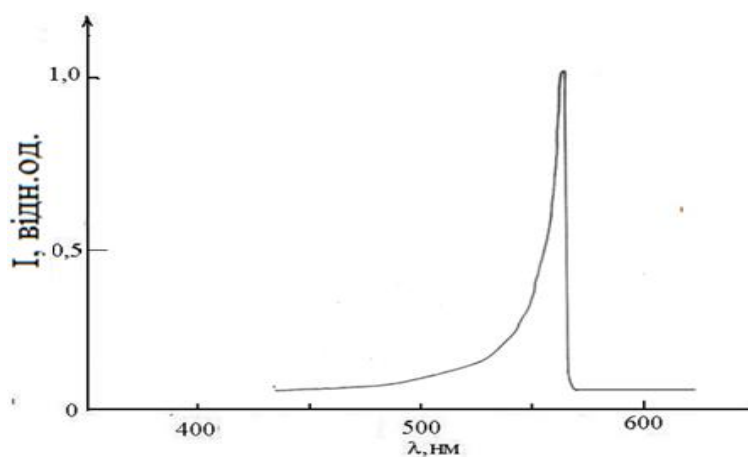


Рис.3. 3 – Спектр випромінювання ексимерної лампи в суміші $\text{HgCl}_2:\text{N}_2 : \text{Ne} = 1.5: 20 :140$ кПа. Частота слідування імпульсів 18 кГц [3.5].

Спектри відрізняються швидкістю спаду інтенсивності в ультрафіолетовій частині шириною смуги випромінювання. Спектр випромінювання для низьких парціальних тисків неону (<40 кПа) в порівнянні з парціальними тисками вище атмосферного ширше і тягнеться далі в ультрафіолетову область.

3.1.2. Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску Азоту і Неону

Результати досліджень залежності середньої потужності випромінювання від парціальних тисків Азоту в суміші парів дихлориду Ртуті та Азоту наведені на рис.3.4. Максимальна питома потужність випромінювання 30 мВт/см³ досягається при парціальних тисках Азоту і парів дихлориду Ртуті 30 кПа і 1.5 кПа, відповідно.

Залежність середньої потужності від парціального тиску Неону представлена на рис.3.5. Спостерігається збільшення потужності випромінювання з ростом парціального тиску Неону від 28 до 60 мВт / см³ і при збільшенні парціального тиску Неону вище 110 кПа, значення потужності не змінюється аж до збільшення парціального тиску неону до 140 кПа.

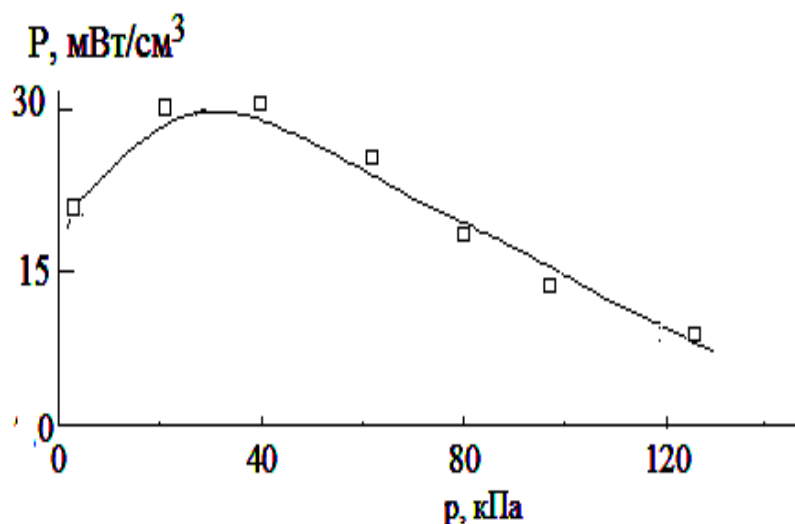


Рис.3.4 - Залежність потужності випромінювання спектральної смуги $\lambda_{\text{макс.}} 557$ нм молекул HgCl^* від тиску буферного газу Азоту для суміші $\text{HgCl}_2:\text{N}_2$. Тиск насичених парів HgCl_2 складає 1.5 кПа [3.1].

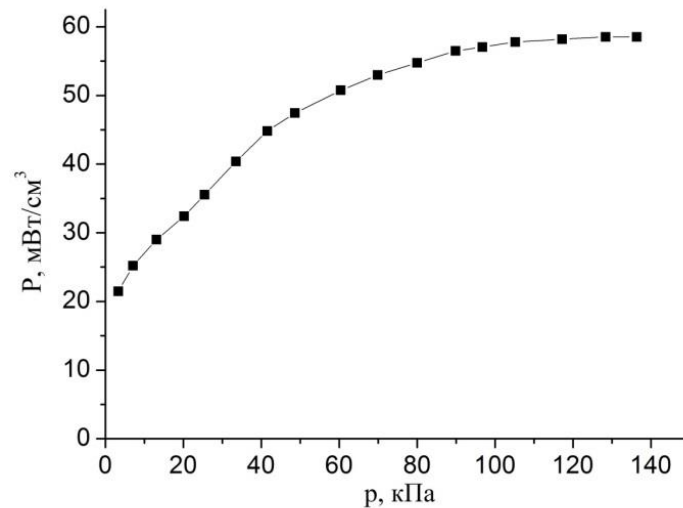


Рис.3.5 - Залежність питомої потужності випромінювання ексилампи від парціального тиску Неону в суміші парів дихлориду Ртуті і Неону. Парціальний тиск парів дихлориду Ртуті 1.5 кПа. Амплітуда напруги 30 кВ. Частота слідування імпульсів 18 кГц [3.4].

Результати досліджень залежності середньої потужності випромінювання від парціального тиску Азоту для суміші парів дихлориду Ртуті, Неону і домішки Азоту наведені на рис.3.6. Спостерігається збільшення потужності випромінювання з ростом парціального тиску Азоту, потужність випромінювання зростає до значення 180 мВт / см³ при зміні парціального тиску від 0 до 20 кПа, приходить в насичення і при збільшенні парціального тиску Азоту вище за 30 кПа спостерігається її зменшення.

З ростом частоти слідування імпульсів середня потужність випромінювання ексиламп зростає лінійно аж до частот 20 кГц.

3.1.3. Часові характеристики ексилампи

Результати досліджень часових характеристик ексилампи для суміші парів дихлориду Ртуті з Азотом представлені на рис. 3.7 а, б. На рис. 3.7 а представлені осцилограми імпульсів струму бар'єрного розряду, який використовувався для збудження робочої суміші ексилампи, а випромінювання - на рис. 3.7 б. Співвідношення компонент суміші було вибране таке, що при якому досягався максимум потужності випромінювання (рис. 3.4). Максимальні значення амплітуди імпульсу

струму становлять 325 А. Імпульси струму подвійні, різної полярності, затримка між ними в наших експериментальних умовах дорівнювала 150 нс. Передній фронт становив 10 нс, тривалість - 50 нс. Імпульси випромінювання також подвійні із зсувом за часом відносно один одного на 150 нс. Їх амплітуди різні за величиною, амплітуда другого імпульсу перевищує за величиною амплітуду першого. Похибка і відтворюваність результатів осцилографічних вимірювань становили 10 % і 90 %, відповідно.

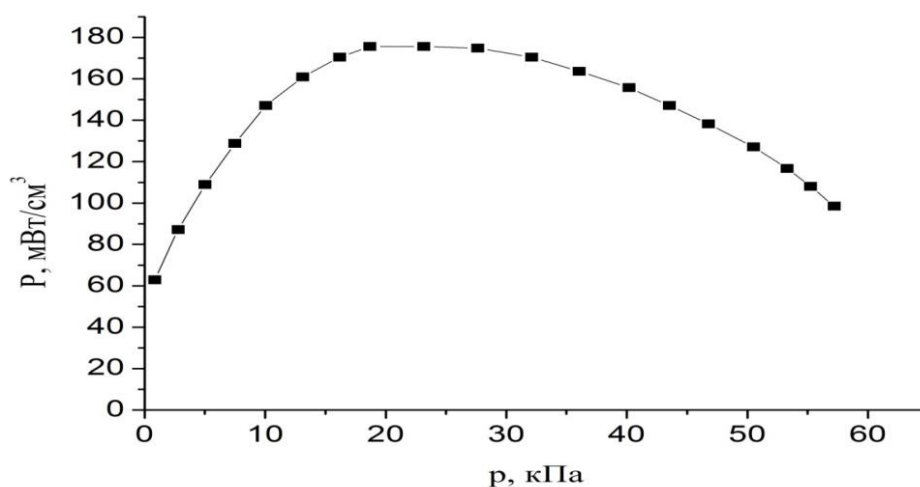


Рис.3.6 - Залежність питомої потужності випромінювання ексилампи від парціального тиску Азоту в суміші парів дихлориду Ртуті, Неону і Азоту. Парціальний тиск парів дихлориду Ртуті 1.5 кПа, парціальний тиск Неону 140 кПа. Амплітуда напруги 30 кВ. Частота слідування імпульсів 18 кГц [3.5].

Результати досліджень часових характеристик ексилампи для співвідношення компонент суміші, при якому досягався максимум потужності випромінювання в суміші парів дихлориду Ртуті та Неону представлені на рис.3.8 а, б. На рис. 3.8 а представлені осцилограми імпульсів струму бар'єрного розряду, а випромінювання ексилампи на рис. 3. 8 б. Максимальні значення амплітуди імпульсу струму становлять 325 А. Імпульси струму подвійні, різної полярності, затримка між ними в наших експериментальних умовах дорівнювала 150 нс. Передній фронт становив 10 нс, тривалість - 50 нс. Імпульси випромінювання також подвійні із зсувом за часом відносно один одного на 150 нс. Їх амплітуди різні за величиною, амплітуда другого імпульсу перевищує за величиною

амплітуду першого. Похибка і відтворюваність результатів осцилографічних вимірювань становили 10 % і 90 %, відповідно.

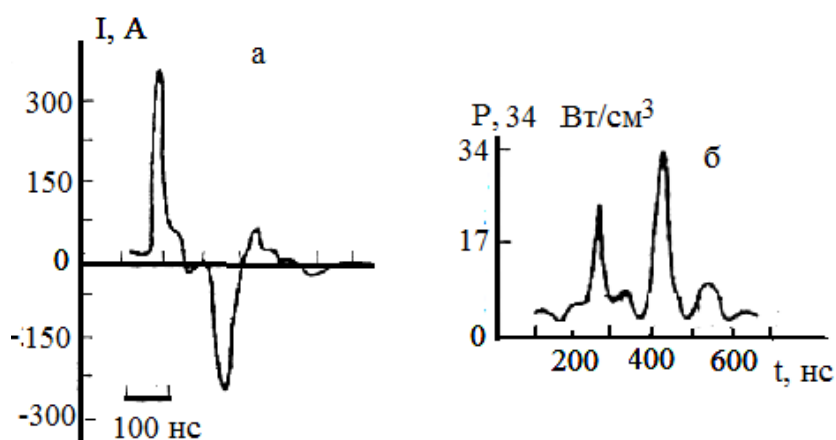


Рис.3.7 - Осцилограми імпульсів розрядного струму (а) та випромінювання (б) для спектральної смуги $\lambda_{\text{макс.}} 557$ нм молекул HgCl^* в суміші $\text{HgCl}_2: \text{N}_2$. Парціальний тиск насичених парів HgCl_2 1.5 кПа, парціальний тиск Азоту 30 кПа [3.1].

З ростом частоти слідування імпульсів середня потужність випромінювання газорозрядної плазми зростає лінійно аж до частот 20 кГц.

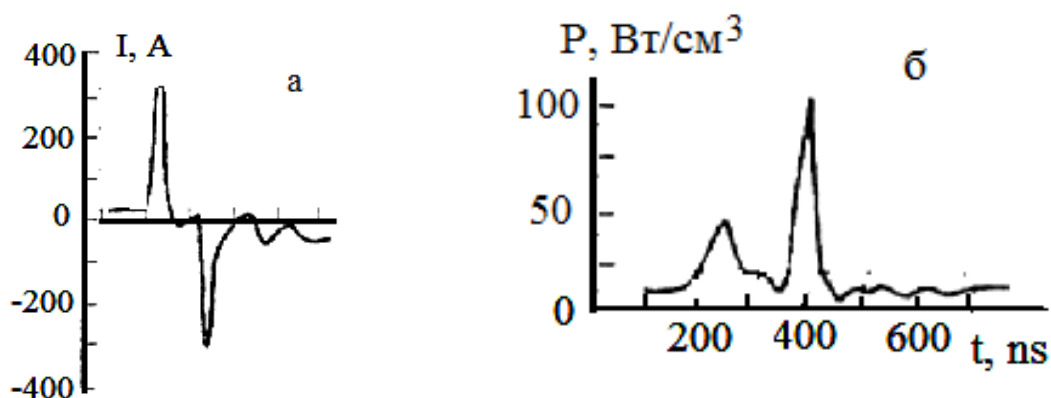


Рис.3.8 - Осцилограми імпульсів розрядного струму (а) та випромінювання (б) для спектральної смуги $\lambda_{\text{макс.}} 557$ нм молекул HgCl^* в суміші $\text{HgCl}_2: \text{Ne}$. Парціальний тиск насичених парів HgCl_2 1.5 кПа, парціальний тиск Неону 140 кПа. Амплітуда імпульсів напруги 30 кВ. Частота слідування імпульсів 18 кГц [3.4].

Результати досліджень часових характеристик ексилампи на суміші парів дихлориду Ртуті, Неону та малої домішки Азоту представлені на рис.3.9 для співвідношення компонент суміші, при якому досягався максимум потужності випромінювання. На рис.3.9 а наведені осцилограми імпульсів струму бар'єрного розряду, а випромінювання - на рис.3.9 б. Максимальне значення амплітуди імпульсу струму становило 375 А. Імпульси струму подвійні, різної полярності, затримка між ними в наших експериментальних умовах складала 150 нс. Передній фронт цього імпульсу мав тривалість 10 нс, при загальній його тривалості - 50 нс. Імпульси випромінювання також подвійні із зсувом за часом одного відносно другого на час 150 нс. Їх амплітуди різні за величиною, амплітуда другого імпульсу перевищувала за величиною амплітуду першого. Похибка і відтворюваність результатів осцилографічних вимірювань становили 10 % і 90 % , відповідно.

З ростом частоти слідування імпульсів середня потужність випромінювання газорозрядної плазми зростала лінійно аж до частот 20 кГц.

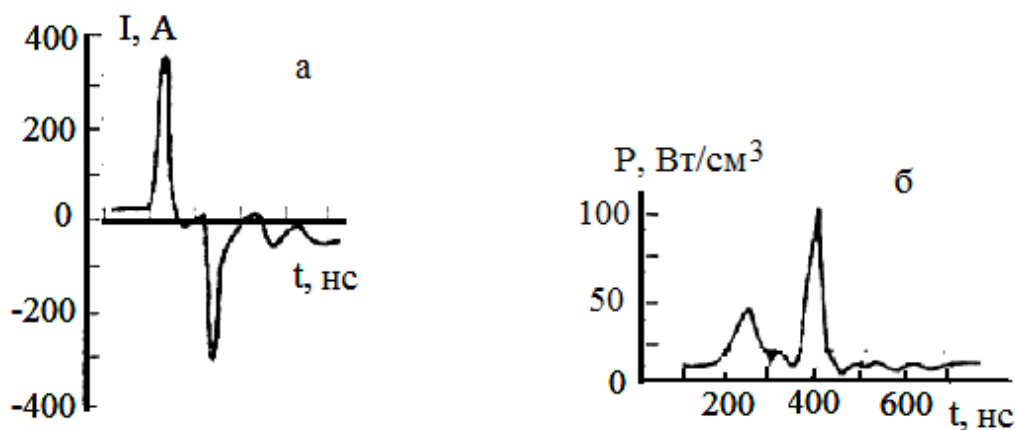


Рис.3.9 - Осцилограми імпульсів розрядного струму (а) та випромінювання (б) для спектральної смуги $\lambda_{\text{макс.}}557$ нм молекули HgCl^* в розряді на основі суміші HgCl_2 : N_2 : Ne . Парціальний тиск парів HgCl_2 - 1.5 кПа, парціальний тиск Азоту -20 кПа, парціальний тиск Неону -140 кПа. Амплітуда імпульсів напруги складала - 30 кВ. Частота слідування імпульсів - 18 кГц [3.5].

3.1.4. Чисельне моделювання параметрів плазми

Всі розрахунки проводилися для трьох сумішей при яких досягалася максимальна величина потужності випромінювання в експерименті (рис. 3.2, 3.5, 3.6): 1 - парціального тиску парів дихлориду Ртуті 1.5 кПа і Азоту 30 кПа, 2- парціального тиску парів дихлориду Ртуті 1.5 кПа, Неона 140 кПа, 3- парціального тиску парів дихлорида Ртуті 1.5 кПа, Азоту 20 кПа і Неону 140 кПа.

В інтегралі зіткнень електронів з молекулами Азоту і дихлориду Ртуті в кінетичному рівнянні Больцмана були враховані такі процеси: пружне розсіяння і збудження енергетичних рівнів молекул азоту: оберտального - енергія порогу 0.020 еВ, коливальних (енергії порогу: 0.290 еВ, 0.291 еВ, 0.590 еВ, 0.880 1.170, 1.470, 1.760, 2.060, 2.350; електронних: 6.170 еВ, 7.000, 7.350, 7.360, 7.800, 8.160, 8.400, 8.550, 8.890, 11,03, 11.87, 12.25, 13.00, іонізація (енергія порогу - 15.60 еВ), пружне розсіяння і збудження енергетичних рівнів атома неону: пружне розсіяння, збудження енергетичних рівнів атома Ne с порогової енергією рівною 16. 62 еВ, 16.67 еВ (1s4), 16.84 еВ (1s2), 18.72 еВ (2p), 20.0 еВ (2s + 3d), 20.65 еВ (3p), 4.9 еВ і іонізація атома Неону, дисоціативне збудження електронного стану монохлориду Ртуті ($B^2\Sigma^+_{1/2}$) і іонізація молекул дихлориду Ртуті. Дані за абсолютними величинами ефективних перерізів цих процесів, а також їх залежностей від енергій електронів взяті з бази даних [3.6] і праць [3.7, 3.8].

Значення напруженості електричного поля на плазмовому проміжку складало величину $2.2 \cdot 10^6$ В/м (обчислювалася за відомою методикою (розділ 1, підрозділ 1.5), а приведене електричне поле $(E / N) = 457$ Тд при значенні загальної концентрації компонент суміші $(N) = 4.9 \cdot 10^{24}$ м⁻³ для першої суміші (парціальний тиск парів дихлориду Ртуті 1.5 кПа і Азоту 30 кПа). Для другої суміші напруженість електричного поля на плазмовому проміжку становила величину $2.2 \cdot 10^6$ В/м, приведене електричне поле $(E / N) = 100$ Тд при значенні загальної концентрації складових суміші $(N) = 2.2 \cdot 10^{25}$ м⁻³. Для третьої суміші напруженість електричного поля складала величину $2.2 \cdot 10^6$ В/м, а приведене електричне поле $(E / N) = 90$ Тд - для значення загальної концентрації компонент суміші $(N) = 2.5 \cdot 10^{25}$ м⁻³.

3.1.4.1. Параметри плазми для суміші парів дихлориду Ртуті 1.5 кПа і Азоту 30 кПа

На рис.3.10. приведено характерний вигляд функції розподілу електронів

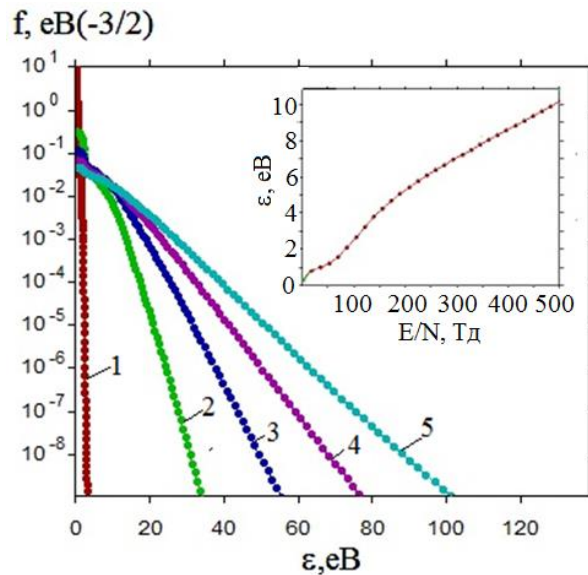


Рис. 3. 10 - Функції розподілу електронів за енергіями для суміші: HgCl_2 : $\text{N}_2 = 0.04762: 0.95238$ при загальному тиску суміші $P = 31.5$ кПа для значень параметру E/N : 1 (1), 126 (2), 250 (3), 375 (4), 500 (5) Тд; на вставці - залежність середньої енергії електронів від параметру E/N [3.1].

за енергіями для суміші (ФРЕЕ) при зміні параметру E/N в діапазоні 1-500 Тд. Збільшення параметру E/N призводить до зростання кількості «швидких» електронів в розряді. Середня енергія електронів розряду повільно збільшується від 0.32 до 2.1 eВ при підвищенні параметру E/N від 1 до 87 Тд. Вона найбільш різко зростає від 2.1 до 4.25 eВ в діапазоні параметру $E/N = 87 - 156$ Тд. При подальшому зростанні приведенного електричного поля швидкість збільшення середньої енергії електронів сповільнюється і досягає значення 10.2 eВ для $E/N = 500$ Тд. Величина приведенного електричного поля та середня енергія електронів при яких в експерименті досягається максимальна потужність випромінювання мають значення 457 Тд та 9.5 eВ відповідно. Температура електронів в газорозрядній плазмі випромінювача збільшується від 3712 до 118320 К при підвищенні параметру E/N від 1 до 500 Тд. Для приведенного електричного поля (457 Тд), при якому в експерименті досягається максимальна потужність випромінювання вона складала значення 110200

К. Добуток рухливості електронів на щільність, що впливає з даних чисельного розрахунку, дорівнює $0.829410^{24} \cdot N$ (1/м/В/с) для параметру E / N 457 Тд, що дає значення швидкості дрейфу електронів $7.5 \cdot 10^4$ м / с, відповідно, при напруженості поля на плазмі $2.2 \cdot 10^6$ В / м та значенні концентрації електронів $2.9 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ при щільності струму $3.5 \cdot 10^5$ А / м².

На рис.3.11 представлена залежність питомих втрат потужності розряду дихлориду Ртуті та Азоту, які йдуть на процеси дисоціативного збудження електронного стану $V^2\Sigma_{1/2}^+$ монохлориду Ртуті (крива 1), збудження метастабільного електронного стану $A^3\Sigma_u^+$, $v = 0-4$ молекул Азоту (крива 2), збудження метастабільного електронного стану $V^3\Pi_g$ молекул Азоту (крива 3). Вони збільшуються зі зростанням приведеної напруженості електричного поля E / N , досягають максимуму 0.9%, 0.7%, 12% при значеннях параметру E / N , що дорівнюють 156 Тд, 190 Тд, 173 Тд відповідно. При подальшому підвищенні параметру E / N вони зменшуються і для приведенного електричного поля 457 Тд, при якому в експерименті досягається максимальна потужність випромінювання, їх величина становить 0.41 %, 0.42 % і 6.42 %, відповідно. Швидкості зростання та падіння частки потужності розряду, що йдуть на ці процеси і їх величини пов'язані з характером залежності ефективних перерізів збудження конкретних станів, від енергій електронів, їх абсолютних величин, залежності функції розподілу електронів для різних значень параметру E / N від величини енергії порогу [3.9].

На рис. 3.13 представлені результати чисельного розрахунку констант швидкостей для процесу дисоціативного збудження електронного стану $V^2\Sigma_{1/2}^+$ монохлориду Ртуті і збудження електронного стану $V^3\Pi_g$ та $A^3\Sigma_u^+$, $v = 0-4$ при зіткненні електронів з молекулами дихлориду Ртуті і Азоту в робочій суміші випромінювача, які є кількісною мірою ефективності цих процесів [3.10]. Ефективність процесу дисоціативного збудження електронного стану $V^2\Sigma_{1/2}^+$ монохлориду Ртуті вища за ефективності збудження метастабільних електронних станів $V^3\Pi_g$ та $A^3\Sigma_u^+$, $v = 0-4$ молекул Азоту, що викликано більш високим значенням абсолютного ефективного перерізу цього процесу в порівнянні з даними для збудження молекул Азоту [3.11-3.15]. Значення константи швидкості (к) для нього знаходяться в діапазоні $1.0 \cdot 10^{-19}$ - $2.4 \cdot 10^{-15}$ м³/с при зміні параметра E / N від 18.2 до 500 Тд. Для приведенного електричного поля 457 Тд, при якому в експерименті досягається максимальна потужність випромінювання вона має величину $2.3 \cdot 10^{-15}$ м³/с, а для метастабільних електронних станів $V^3\Pi_g$ та $A^3\Sigma_u^+$, $v = 0-4$ молекул Азоту $1.6 \cdot 10^{-15}$ м³/с та $1.2 \cdot 10^{-16}$ м³/с, відповідно.

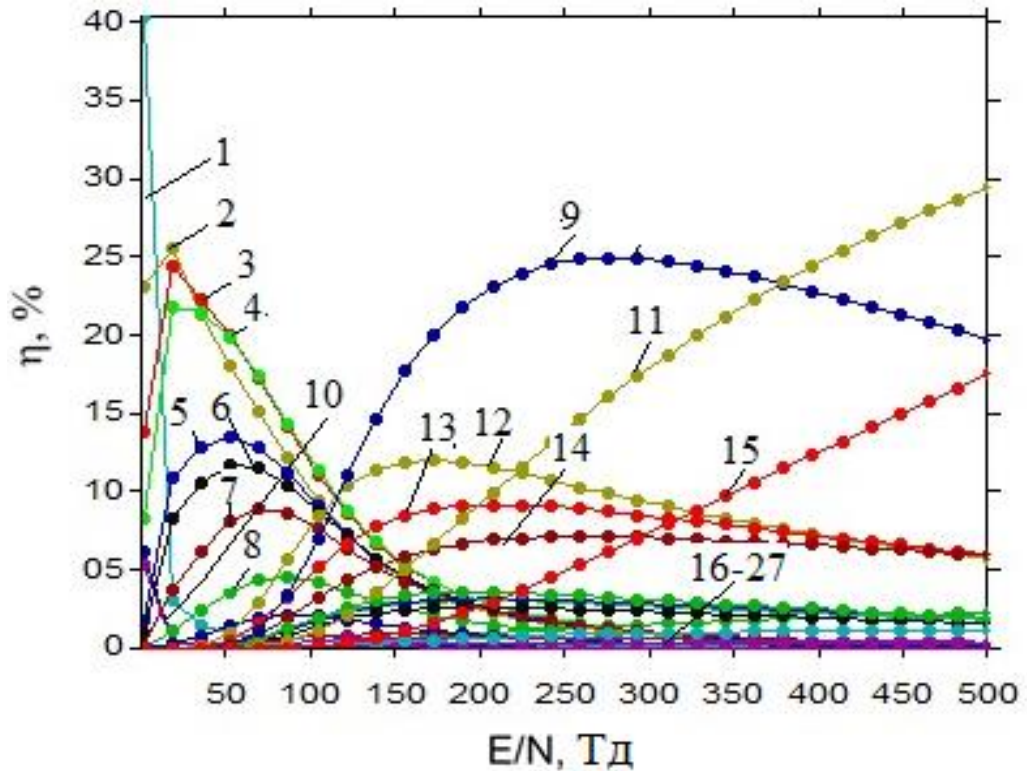


Рис.3.11- Залежність питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з молекулами Азоту та дихлориду Ртуті від параметра E/N для суміші $N_2: HgCl_2 = 0.95238: 0.04762$ при загальному тиску суміші $P = 31.5$ кПа: збудження коливальних рівнів основного стану ($X^2\Sigma^+_g$) молекул Азоту: $v=1, E_{пор.}=0, 129$ (1); $v=1, E_{пор.}=0, 1291$ (2); $v=2$ (3); $v=3$ (4); $v=4$ (5); $v=5$ (6); $v=6$ (7); $v=7$ (8); $v=8$ (9); пружне розсіяння електронів на молекулах азоту (10); збудження суми синглетних станів молекули Азоту (11); збудження електронних станів молекули Азоту $B^3\Pi_g$ (12); W^3 (13); a^1 (14); іонізація молекул Азоту (15); дисоціативне збудження $B^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану молекул монохлориду Ртуті (16); іонізація молекул дихлориду Ртуті (17); збудження електронних станів молекули Азоту: $A^3, v=0-4$ (18); $A^3, v=5-9$ (19); $A^3, v=10-20$ (20); B^3 (21); a^{11} (22); w^1 (23); w^1 (23); C^3 (24); E^3 (25); a''^1 (26); a''^1 (26); a''^1 (26); збудження обертового рівня молекули Азоту, $E_{пор.}=0.02$ (27) [3.1].

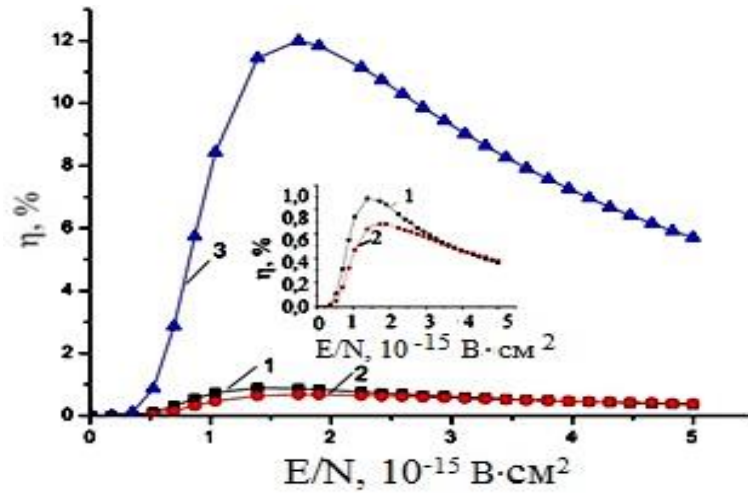


Рис.3.12 -Залежність питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з молекулами дихлориду Ртуті і молекул Азоту від параметра E/N для суміші $HgCl_2:N_2 = 0.04762 : 0.95238$ при загальному тиску суміші $P = 31.5$ кПа: дисоціативне збудження електронного стану $V^2\Sigma^+_{1/2}$ монохлориду Ртуті (1), збудження метастабільного електронного стану $A^3\Sigma^+_u, v = 0-4$ молекул Азоту (2), збудження метастабільного електронного стану $V^3\Pi_g$ молекул Азоту (3) [3.1].

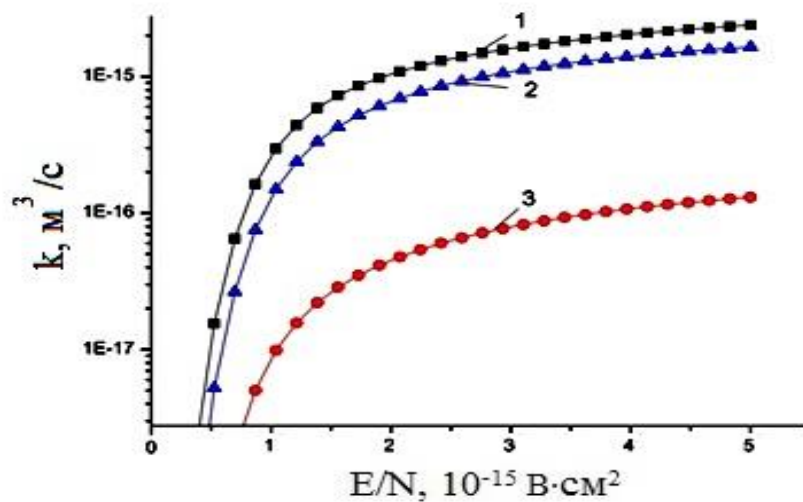


Рис. 3.13 -Залежність констант швидкостей зіткнень електронів з молекулами дихлориду Ртуті і Азоту від параметра E/N в газорозрядній плазмі на суміші $HgCl_2:N_2 = 0.04762 : 0.95238$ при загальному тиску суміші $P = 31.5$ кПа: 1-дисоціативне збудження електронного стану $V^2\Sigma^+_{1/2}$ монохлориду Ртуті , 2- збудження електронного стану $V^3\Pi_g$ молекули Азоту, 3- збудження електронного стану $A^3\Sigma^+_u, v = 0-4$ молекули Азоту [3.1].

3.1.4.2. Параметри плазми для суміші парів дихлориду Ртуті і Неону

Середня енергія електронів розряду в плазмі на суміші HgCl_2 - Ne найбільше залежить від параметра E/N в діапазоні 1 - 17 Тд (рис.3 14, вставка). При цьому, вона лінійно збільшується від 2.3 до 7.2 еВ. В діапазоні значень параметра $E/N = 17 - 150$ Тд середня енергія електронів також збільшується від 7.2 до 15.9 еВ, але з меншою швидкістю. Повільніше збільшення середньої енергії електронів в цьому діапазоні параметра E/N пов'язано з втратами енергії швидких електронів на збудження енергетичних станів молекул дихлориду Ртуті і атомів Неона.

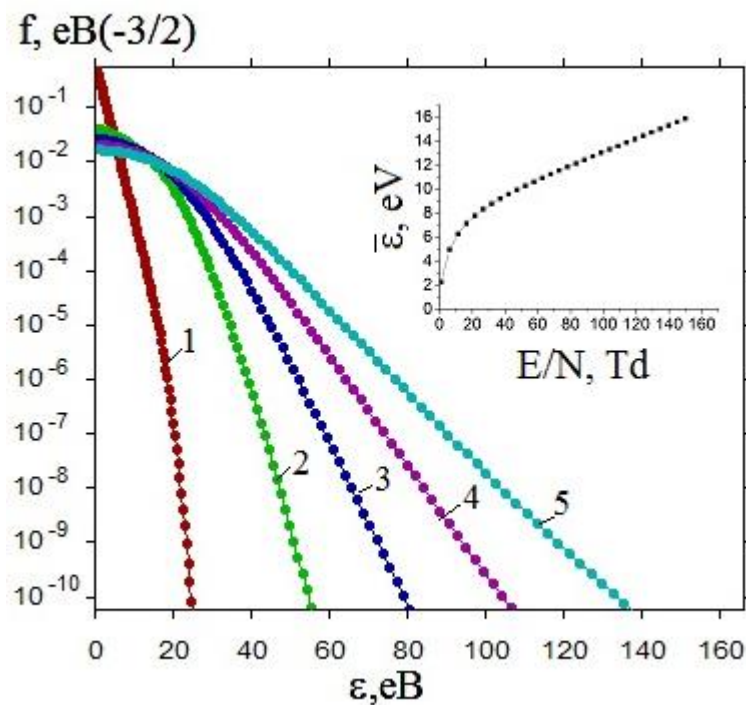


Рис. 3. 14 - Функції розподілу електронів за енергіями в розряді для суміші: HgCl_2 - Ne (0.0107- 0.9893) при загальному тиску 141.5 кПа для значень параметра E/N : 1 (1), 38. 2 (2), 75.5 (3) , 113.3 (4), 150 (5) Тд; на вставці - залежність середньої енергії електронів від параметра E/N [3.4].

Для значень приведенного електричного поля при якому проводились експериментальні дослідження (100 Тд), середня енергія електронів складала 13.1 еВ, швидкість дрейфу електронів $2.4 \cdot 10^5$ м/с, концентрація електронів $9.8 \cdot 10^{15}$ м⁻³. Розподіл питомої втрати потужності розряду на

дисоціативне збудження $V^2\Sigma^+_{1/2}$ – стану молекул монохлориду Ртуті електронами при зміні приведеної напруженості електричного поля в діапазоні $E/N = (1-150)$ Тд приведено на рис.3.15. Для процесу дисоціативного збудження $V^2\Sigma^+_{1/2}$ – стану молекул монохлориду Ртуті електронами питома втрата потужності розряду зменшується при збільшенні параметра E/N . Вона досягає максимальних значень 63% при $E/N = 1$ Тд. Швидкість зменшення втрат питомої потужності розряду для цього процесу і його величина пов'язані з характером залежності ефективного перерізу енергетичного стану, від енергії електронів і його абсолютного значення, залежності ФРЕЕ від значення приведеної напруженості електричного поля та енергії порогу дисоціативного збудження абсолютного значення, залежності ФРЕЕ від значення приведеної напруженості електричного поля та енергії порогу дисоціативного збудження молекул монохлориду ртуті. Для процесу дисоціативного збудження $V^2\Sigma^+_{1/2}$ – стану монохлориду Ртуті електронами питомі втрати потужності розряду

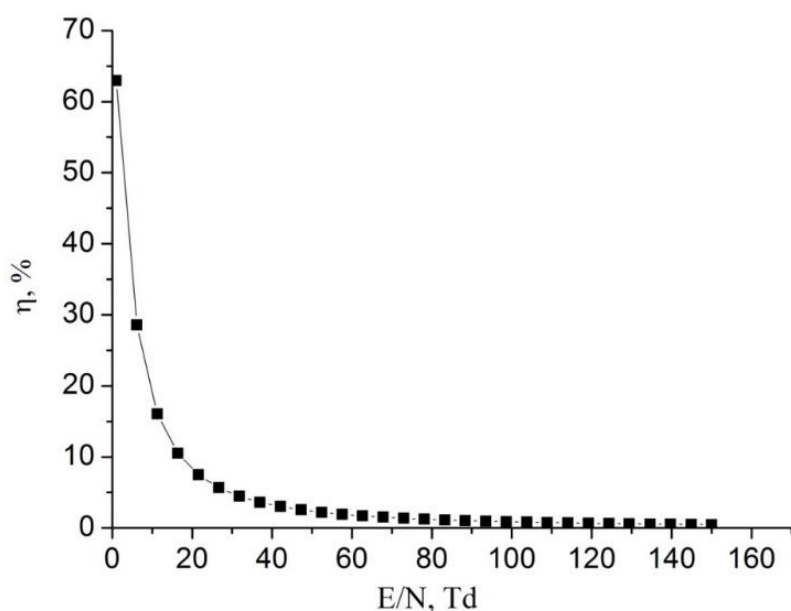


Рис. 3.15 - Залежність питомих втрат потужності розряду на дисоціативне збудження електронами $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану молекули монохлориду Ртуті в плазмі на сумішах $HgCl_2 - Ne$ (0.0107- 0.9893) при загальному тиску 141.5 кПа [3.4].

складають значення 0.9% для приведеного електричного поля $E/N = 100$ Тд (при якому проводились експериментальні дослідження).

На рис.3.16 приведені результати чисельного розрахунку константи швидкості для процесу дисоціативного збудження електронами $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану молекул монохлориду Ртуті електронами. Спостерігається збільшення її з збільшенням приведеного електричного поля. Константа швидкості дисоціативного збудження електронами $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану монохлориду ртуті дорівнює $3.1 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ для приведеного електричного поля $E/N= 100 \text{ Тд}$.

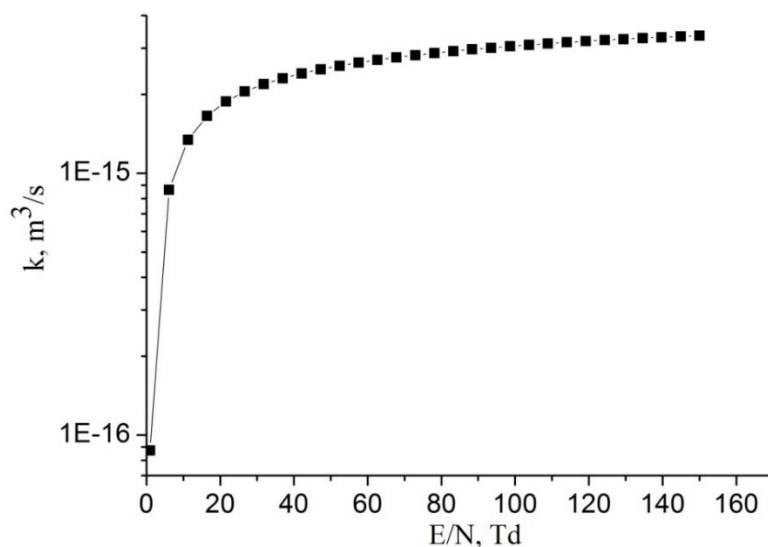


Рис.3.16 - Залежність константи швидкості дисоціативного збудження $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану молекули монохлориду Ртуті електронами від параметра E/N в розряді у суміші: $\text{HgCl}_2 - \text{Ne}$ (0.0107- 0.9893) при загальному тиску 141.5 кПа [3.4].

3.1.4.3. Параметри плазми для суміші парів дихлориду Ртуті, Неону і Азоту

Середня енергія електронів розряду в плазмі на основі суміші $\text{HgCl}_2 - \text{Ne}$ найбільше залежить від величини параметра E/N в діапазоні 1 - 17 Тд (рис.3.17, крива 1). При цьому, вона лінійно збільшується від 2.3 до 7.2 еВ. В діапазоні значень параметра $E/N = 17 - 150 \text{ Тд}$ середня енергія електронів також збільшується від 7.2 до 15.9 еВ, але з меншою швидкістю. Повільніше збільшення середньої енергії електронів в цьому діапазоні параметра E/N пов'язано з втратами енергії швидких електронів на

збудження енергетичних станів молекул дихлориду Ртуті, а також атомів Неону. Для розряду в суміші $\text{HgCl}_2\text{- N}_2\text{- Ne}$ середня енергія електронів плазми найбільше

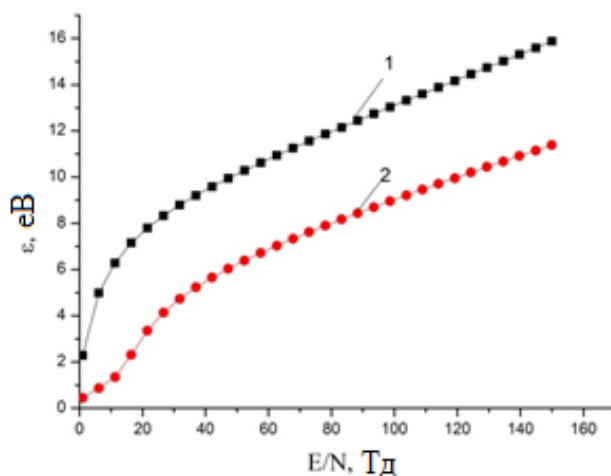


Рис.3.17 - Залежність середньої енергії електронів від параметра E/N : 1- для розряду в суміші $\text{HgCl}_2\text{-Ne}$ (0.0107- 0.9893) при загальному тиску 141.5 кПа, 2- $\text{HgCl}_2\text{- N}_2\text{- Ne}$ (0,0093 - 0,1238 - 0,8669) при загальному тиску 161.5 кПа[3.4, 3.5].

залежить від параметра E/N в діапазоні (1 – 21.6) Тд (рис.3.17, крива 2). При цьому, вона лінійно збільшується від 0.4 до 3.4 еВ, а для значень параметра $E/N = (21.6 – 150)$ Тд, середня енергія електронів збільшується від 3.4 еВ до 11.4 еВ, але з меншою швидкістю. Більш повільне зростання середньої енергії електронів в цьому діапазоні зміни параметра E/N пов'язано з втратою енергії швидких електронів на збудження енергетичних станів молекули дихлориду Ртуті, молекули Азоту і атома Неону. Для значень приведенного електричного поля 100 і 90 Тд, при яких проводились експериментальні дослідження, середня енергія електронів складала 13.1 і 8.5 еВ, а максимальні значення енергії електронів 121 і 80 еВ, швидкість дрейфу $2.4 \cdot 10^5$ м/с, $2.2 \cdot 10^5$ м/с, концентрація електронів $0.98 \cdot 10^{16}$ м⁻³, $1.07 \cdot 10^{16}$ м⁻³, відповідно, для плазми на сумішах $\text{HgCl}_2\text{- Ne}$ і $\text{HgCl}_2\text{- N}_2\text{- Ne}$.

Розподіл питомих втрат потужності розряду на основні елементарні процеси при зміні приведенної напруженості електричного поля в діапазоні $E/N = (1-150)$ Тд приведено на рис.3.18. Для процесу дисоціативного збудження $\text{V}^2\Sigma^+_{1/2}$ – стану молекул монохлориду Ртуті електронами питомі втрати

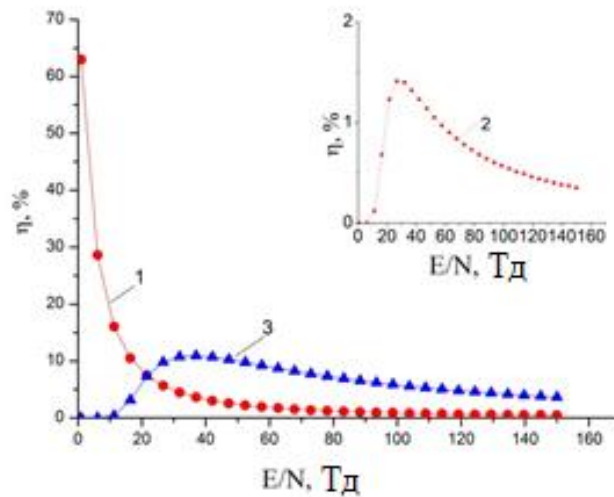


Рис. 3.18 - Залежність питомих втрат потужності розряду на дисоціативне збудження електронами $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану молекули монохлориду Ртуті в плазмі на сумішах $HgCl_2 - Ne$ (0.0107- 0.9893) (1) при загальному тиску 141.5 кПа і $HgCl_2 - N_2 - Ne$ (0,0093 - 0,1238 - 0,8669) (2) при загальному тиску 161.5 кПа і збудження метастабільного стану $V^3\Pi_g$ молекул Азоту від величини параметра E / N (3) [3.4, 3.5].

втрати потужності розряду збільшуються при збільшенні параметра E/N . Вони досягають максимальних значень 63% і 1.4% при $E / N = 1$ Тд і 26.7 Тд для плазми на сумішах $HgCl_2 - Ne$ і $HgCl_2 - N_2 - Ne$, відповідно. При подальшому збільшенні параметра E/N , спостерігається їх зменшення. Питомі втрати потужності розряду для процесу збудження метастабільного стану $V^3\Pi_g$ молекули Азоту (рис.3.18, крива 3) мали аналогічну залежність від приведеної напруженості електричного поля і досягали максимуму 11% при $E / N = 37$ Тд. Швидкість збільшення і зменшення питомих втрат потужності розряду для цих процесів і їх величини пов'язані з характером залежності ефективних перерізів енергетичних станів, від енергії електронів і їх абсолютних значень, залежності ФРЕЕ при різних значеннях E / N та енергії порогу дисоціативного збудження молекули монохлориду Ртуті, Азоту і атома Неону. Для процесу дисоціативного збудження $V^2\Sigma^+_{1/2}$ – стану монохлориду Ртуті електронами питомі втрати потужності розряду складають значення 0.9% і 0.6% в плазмі на сумішах $HgCl_2 - Ne$ і $HgCl_2 - N_2 - Ne$, відповідно, для приведеного електричного поля $E/N = 100$ Тд і 90 Тд, (при яких проводились експериментальні дослідження). Для процесу збудження метастабільного $V^3\Pi_g$ стану

молекули Азоту електронами питомі втрати потужності розряду складають 6.2% для приведеної напруженості електричного поля $E/N = 90$ Тд.

На рис.3.19 приведені результати чисельного розрахунку констант швидкості для процесу дисоціативного збудження електронами $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану

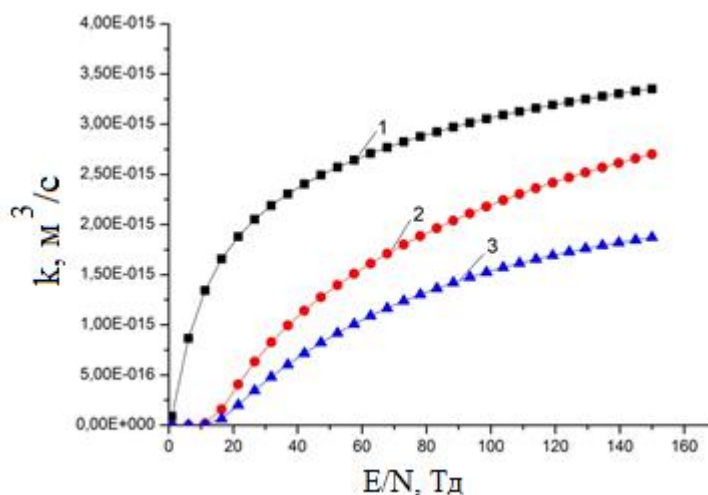
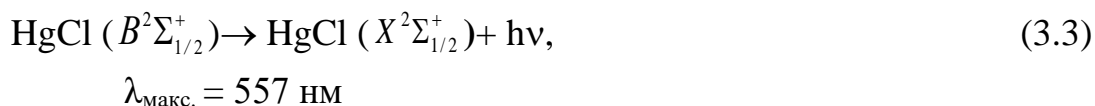
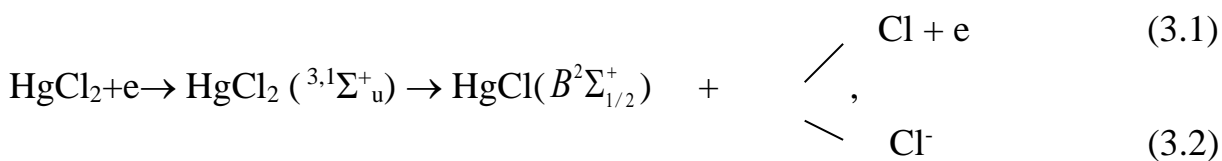


Рис.3.19 - Залежність констант швидкості дисоціативного збудження $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану молекули монохлориду Ртуті електронами від параметра E/N в розряді на сумішах: $HgCl_2-Ne$ (0.0107- 0.9893) (1) при загальному тиску 141.5 кПа і $HgCl_2 - N_2 - Ne$ (0,0093 - 0,1238 - 0,8669) (2) при загальному тиску 161.5 кПа, а також константи швидкості збудження метастабільного стану $V^3\Pi_g$ молекул Азоту електронами (3) [3.4, 3.5].

молекули монохлориду Ртуті електронами (криві 1, 2) і збудження метастабільного стану $V^3\Pi_g$ молекули Азоту (крива 3). Константи швидкості для першого процесу, знаходяться в діапазоні від $3 \cdot 10^{-25} - 3.4 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ (в межах параметра E/N від 1 до 150 Тд). Для приведеного електричного поля $E/N = 100$ Тд і 90 Тд константа швидкості дисоціативного збудження електронами $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану монохлориду Ртуті дорівнює $3.1 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ ($HgCl_2-Ne$) і $2.1 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ ($HgCl_2-N_2-Ne$), відповідно.

3.1.5. Процеси виникнення емісії спектральних смуг з максимумом на довжині хвилі $\lambda = 557$ нм

Виникнення емісії спектральних смуг з максимумом на довжині хвилі $\lambda = 557$ нм електронно-коливального переходу $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}^+$ молекул HgCl^* в газорозрядній плазмі на суміші парів дихлориду Ртуті з Азотом відбувається внаслідок процесів, що приводять до утворення і руйнування $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану моноклориду Ртуті, основними з яких є [3.7, 3.8, 3.16, 3.17]:



де M - концентрації молекул HgCl_2 , N_2 і атомів Ne ,
 ΔE – різниця енергії в реакції.

Реакції (3.1) і (3.2) є основними джерелами утворення ексиплексних молекул HgCl^* [3.18, 3.19]. Електронно-коливальні переходи $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}^+$ молекул HgCl^* призводять до емісії спектральних смуг з максимальною інтенсивністю на довжині хвилі $\lambda_{\text{макс.}} = 557$ нм (реакція 3.3). У реакції гасіння (3.4) відбувається електронно-коливальний перехід молекул дихлориду ртуті в основний стан без випромінювання.

Кінетичне рівняння для населеності $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану молекул HgCl^* :

$$d[\text{HgCl}^*]/dt = k_d [\text{HgCl}_2] [\text{N}_e] - \tau_p^{-1} [\text{HgCl}^*] - k_r [\text{HgCl}^*][M], \quad (3.5)$$

де k_d - константа швидкості дисоціації молекул HgCl_2 електронним ударом, τ_p – радіаційний час життя $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану HgCl^* , k_r - константа швидкості гасіння $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану HgCl^* ; $[\text{HgCl}^*]$, $[\text{HgCl}_2]$, $[\text{N}_e]$, $[M]$ -

концентрації молекул HgCl^* , HgCl_2 , електронів та гасячих молекул (HgCl_2 , N_2), відповідно.

Для квазістаціонарного випадку з рівняння (3.5) інтенсивність емісії:

$$I_{\text{HgCl}^*}^{-1} = \alpha(1 + k_{\Gamma} \tau_p [\text{M}]), \quad (3.6)$$

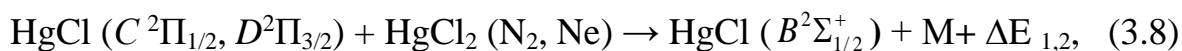
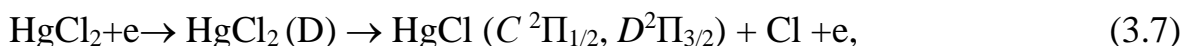
де $\alpha = (k_d h\nu [\text{HgCl}_2][\text{N}_e])^{-1}$.

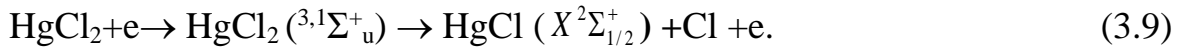
Константи швидкості процесів, що призводять до утворення і загибелі молекул HgCl^* для приведенного електричного поля $(E/N) = 457$ Тд, а також час життя $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану HgCl^* , представлені в таблиці 3.1.

Таблиця 3.1 - Константи швидкості процесів, що призводять до утворення та загибелі молекул HgCl^* для приведенного електричного поля $(E/N) = 457$ Тд, а також час життя $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану молекул HgCl^* .

Процес	Константа швидкості процесу. Час життя $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану HgCl^*	Джерело
$\text{HgCl}_2 + e \rightarrow \text{HgCl}^* + \text{Cl} + e$	$2.3 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$	$E/N=457$ Тд, розрахунок
$\text{HgCl}^* \rightarrow \text{HgCl} + h\nu$	22.2 нс	[3.20]
$\text{HgCl}^* + \text{N}_2 \rightarrow \text{HgCl} + \text{N}_2 + \Delta E$	$6.1 \cdot 10^{-20} \text{ м}^3/\text{с}$	[3.16]
$\text{HgCl}^* + \text{HgCl}_2 \rightarrow \text{HgCl} + \text{HgCl}_2 + \Delta E$	$5.5 \cdot 10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}$	[3.17]

Крім процесів 3.1-3.4, які призводять до утворення та руйнування $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану моноклориду Ртуті, можливі і процеси:





Процес 3.7 це процес збудження молекул HgCl_2 електронами в стан D [3.21, 3.22]. Цей стан молекул дихлориду Ртуті є сумою всіх станів, які розташовані між енергією порога (7 eВ) та енергією іонізації (11.4 eВ) [3.22]. Можна очікувати, що ефективний переріз збудження цього стану електронами для молекул дихлориду Ртуті близько до ефективного перерізу збудження D стану молекул диброміду Ртуті, значення якого відоме і має величину $\sim 10^{-15} \text{ см}^2$ [3.21].

Емісія з D станів молекул HgCl_2 не спостерігається, внаслідок того, що даний стан переддисоціює з утворенням молекул монохлориду ртуті в (C, D) станах. Емісія з C і D станів молекул HgCl^* в наших умовах експерименту не спостерігається через високу ефективність процесу гасіння (3.9) [3.23].

Населеність цих станів передається на $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стан молекул HgCl або в інші не оптичні канали [3.21 3.24]. Реакція зіткнення молекул дихлориду Ртуті з електронами (3.10) є каналом утворення молекул монохлориду Ртуті в основному стані, константа швидкості якого має значення $8 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$ [3.25].

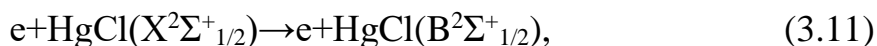
Різке збільшення інтенсивності з боку ділянки в спектрі з великими довжинами хвиль і повільне її зменшення в області коротких довжин хвиль (рис. 3.1, 3.2, 3.3) пояснюється ходом потенціальних кривих (збуджений $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стан зміщений в бік великих між'ядерних відстаней відносного $X^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану) та процесами релаксації заселеності верхніх коливальних рівнів збудженого електронного стану, які відбуваються швидше, ніж електронно-коливальний перехід на основний $X^2\Sigma_{1/2}^+$ - стан [3.22, 3.26].

Хід залежності потужності випромінювання молекул HgCl^* від парціального тиску Азоту і Неону (рис. 3.4, 3.5, 3.6) викликаний, перш за все, такими процесами: підвищенням концентрації електронів при збільшенні парціального тиску Азоту і Неону в суміші, зміною частки енергії розряду, яка витрачається на нагрівання робочої суміші; зміною середньої енергії електронів і константи швидкості збудження монохлориду ртуті в залежності від значень параметра E / N , а також процесом гасіння $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекули HgCl^* при зіткненні з молекулами Азоту та Неону [3.27, 3.24]. При збільшенні парціального тиску азоту в суміші зменшується значення параметру E / N . Це призводить до підвищення частки потужності розряду, що йде на пружне розсіяння електронів на молекулах Азоту, молекулах дихлориду Ртуті і

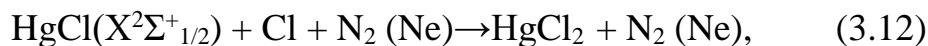
атомах Неону (рис.3.5, 3.6) (нагрівання суміші) і, відповідно, до підвищення парціального тиску парів дихлориду Ртуті і потужності випромінювання в спектральній смузі молекул HgCl*. Крім того, збільшення потужності випромінювання з підвищенням парціального тиску Азоту сприяє і підвищенню концентрації електронів, яка зростає зі збільшенням концентрації компонент робочої суміші [3.27]. Наявність максимуму і подальше зменшення потужності випромінювання ексиплексних молекул HgCl* при підвищенні парціального тиску Азоту або Неону викликано процесом гасіння $B^2\Sigma^+_{1/2}$ – стану молекул монохлориду Ртуті при зіткненні їх з молекулами Азоту і атомами Неону (процес 3.4) [3.24, 3.16].

Коливальна структура імпульсу струму (рис.3.7 а, 3.8 а, 3.9 а) викликана зарядкою і розрядкою ємності діелектрика за час імпульсу напруги з амплітудою достатньою для пробного розрядного проміжку [3.28]. Відмінність у формі імпульсів струму на передньому і задньому фронті пов'язано з протилежними напрямками проходження струму через газорозрядний проміжок ($1.4 \cdot 10^{-2} \text{ м}$) і внаслідок цього неоднаковими умовами розсмоктування заряду на внутрішній поверхні діелектрика в умовах одно бар'єрного розряду, який використовується в нашому експерименті.

Закономірність різниці величин амплітуд першого і другого імпульсів випромінювання (рис. 3.7 б, 3.8 б, 3.9 б) пояснюється наступним способом. Перший і другий імпульси накачування (струму) утворюють молекули монохлориду ртуті в $B^2\Sigma^+_{1/2}$ та $X^2\Sigma^+_{1/2}$ – станах за рахунок дисоціації молекул дихлориду Ртуті при зіткненні з електронами. Другий імпульс накачування (струму), крім того, призводить до додаткового збільшення населеності $B^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану молекул монохлориду Ртуті за рахунок процесу:

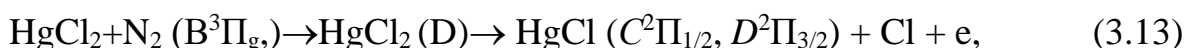


де $\text{HgCl}(X^2\Sigma^+_{1/2})$ молекули монохлориду Ртуті в основному стані, і які не встигли відновитися в трьохатомну молекулу (дихлорид Ртуті) в межімпульсний період (150 нс) в процесі [3.29]:



Як слідує з результатів чисельних розрахунків для процесу дисоціативного збудження $V^2\Sigma^+_{1/2}$ – стану молекул монохлориду Ртуті електронами (рис.3.18, крива 1) питомі втрати потужності розряду досягають максимальних значень 1.4% при $E / N = 26.7$ Тд, питомі втрати потужності розряду для процесу збудження метастабільного стану $V^3\Pi_g$ молекул Азоту (рис.3.18, крива 2) досягають максимуму 11% при $E / N = 37$ Тд. Відповідно досягнення таких значень приведеної напруженості електричного поля в експерименті забезпечить максимальну заселеність $V^2\Sigma^+_{1/2}$ стану молекул монохлориду Ртуті, що в свою чергу може дати найбільші енергетичні характеристики випромінювання в спектральній смузі синьо-зеленого діапазону при довжині хвилі в максимумі 557 нм.

Параметри плазми незначно відрізняються в залежності від складу сумішей ($HgCl_2 - Ne$ або $HgCl_2 - N_2 - Ne$) для значення приведеної напруженості електричного поля (100 і 90 Тд), при якій проводився наш експеримент. Тому необхідно залучити інші елементарні процеси, які пояснюють значне підвищення потужності випромінювання молекули $HgCl$ ($B \rightarrow X$) в лампі на суміші парів дихлориду Ртуті з Азотом і Неоном в порівнянні з сумішшю без Азоту (рис. 3.6, рис. 3.5). Такими процесами може бути процес передачі енергії молекулам дихлориду Ртуті при зіткненнях з молекулами Азоту в метастабільному стані $V^3\Pi_g$ ($E_{пор.} = 7.35$ еВ):



а також процес (3.8) гасіння $C^2\Pi_{1/2}, D^2\Pi_{3/2}$ -стану молекули монохлориду Ртуті, молекулами дихлориду Ртуті, Азоту і атомами Неону з безвипромінювальним переходом на $V^2\Sigma^+_{1/2}$ —стан. Як впливає з результатів чисельних розрахунків питомих втрат потужності розряду на збудження метастабільного стану $V^3\Pi_g$ молекули Азоту від величини параметра E / N (рис.3.18, крива 3), заселеність метастабільного стану $V^3\Pi_g$ молекули Азоту при значенні приведеної напруженості електричного поля рівною 37 Тд, є максимальною і, відповідно, буде найбільшою заселеність $V^2\Sigma^+_{1/2}$ стану молекул монохлориду Ртуті. Це, в свою чергу, забезпечить максимальні енергетичні характеристики випромінювання в спектральній смузі синьо-зеленого діапазону при довжині хвилі в максимумі 557 нм.

3.2. Висновки

1. Конструкція ексилампи забезпечувала дифузний і однорідний характер розряду, переріз якого становив величину $(5 \times 14) \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$, а протяжність 0.2 м. Газорозрядне джерело випромінювання на сумішах парів дихлориду Ртуті і Азоту, парів дихлориду Ртуті та Неону, парів дихлориду Ртуті, Неону і малою домішкою Азоту дає емісію спектральної смуги ексиплексної молекули монохлориду ртуті в синьо-зеленій спектральній області ($\lambda_{\text{макс.}} = 557 \text{ нм}$).

2. Максимальні питомі потужності випромінювання середня та імпульсна мали значення: 30 мВт/см³ та 34 Вт/см³ 60 мВт/см³ та 68 Вт/см³, 180 мВт/см³ та 204 Вт/см³ для першої, другої та третьої сумішей.

3. Встановлено, що двохімпульсний режим накачування робочої суміші дозволяє збільшувати потужність випромінювання джерела в синьо-зеленій спектральній області за рахунок наявності додаткового процесу збільшення населеності $V^2\Sigma^{+1/2}$ -стану монохлориду Ртуті, а саме зіткнення електронів з молекулами монохлориду Ртуті, що знаходяться в основному $X^2\Sigma^{+1/2}$ - стані.

4. Встановлено параметри плазми робочого середовища ексилампи на суміші парів дихлориду Ртуті і Азоту: функції розподілу електронів за енергіями, транспортні характеристики, питомі втрати потужності розряду на електронні процеси, а також константи швидкостей процесів: пружного і непружного розсіювання електронів на компонентах робочої суміші в залежності від величини приведенного електричного поля; максимальні значення концентрації електронів $2.9 \cdot 10^{16} \text{ м}^3$ при зміні величини параметра E / N 457 Тд. Температура електронів збільшувалася від 3712 до 118320 К при підвищенні параметра E / N від 1 до 500 Тд. Частка потужності розряду, що йде на процес дисоціативного збудження електронами молекул монохлориду ртуті досягала максимуму 0.9%, при значеннях параметра E / N рівних 156 Тд для електронних станів $V^2\Sigma^{+1/2}$. Константа швидкості процесу, що призводить до утворення молекул монохлориду ртуті, становить величину $2.3 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$ для приведенного електричного поля $(E / N) = 457 \text{ Тд}$, при якому в умовах експерименту спостерігалася максимальна потужність випромінювання в синьо - зеленій спектральній області ($\lambda_{\text{макс.}} = 557 \text{ нм}$).

5. Встановлено параметри плазми робочого середовища ексилампи на суміші парів дихлориду Ртуті і Неону. Для значення приведенного електричного поля 100 Тд, при якому проводились експериментальні дослідження, середня енергія електронів складала 13.1 еВ, що відповідало температурі електронів 151960 К, швидкість дрейфу електронів складала величину $2.4 \cdot 10^5$ м/с та концентрація електронів $9.8 \cdot 10^{15}$ м⁻³. Доля потужності розряду, яка втрачалась на процес дисоціативного збудження електронами молекул монохлориду Ртуті досягала максимуму 0.9%, при значеннях параметра $E/N = 100$ Тд для електронного стану $V^2\Sigma^+_{1/2}$. Константа швидкості процесу, що приводить до утворення молекул монохлориду Ртуті, складала величину $3.1 \cdot 10^{-15}$ м³/с.

6. Встановлено параметри плазми робочого середовища ексилампи на суміші парів дихлориду Ртуті, Неону та домішкою Азоту. Температура електронів складала величину 98600 К, максимальні значення концентрації електронів $1.07 \cdot 10^{16}$ м³ при величині параметра E / N 90 Тд. Частка потужності розряду, що йде на процес дисоціативного збудження електронами молекул монохлориду ртуті, досягала максимуму 1.4% при $E / N = 26.7$ Тд для електронного стану $V^2\Sigma^+_{1/2}$. Питомі втрати потужності розряду для процесу збудження метастабільного стану $V^3\Pi_g$ молекули Азоту досягали максимуму 11% при $E / N = 37$ Тд. Константа швидкості процесу, що призводить до утворення молекул монохлориду Ртуті, становила величину $2.1 \cdot 10^{-15}$ м³/с, константа швидкості збудження метастабільного стану $V^3\Pi_g$ молекули Азоту $1.4 \cdot 10^{-15}$ м³/с для приведенного електричного поля (E / N) = 90 Тд, при якому в умовах експерименту спостерігалась максимальна потужність випромінювання в синьо - зеленій області довжин хвиль ($\lambda_{\text{макс.}} = 557$ нм).

7. Встановлено значення приведеної напруженості електричного поля при якій частка потужності розряду, що йде на процес дисоціативного збудження електронами молекул монохлориду Ртуті і процесу збудження метастабільного стану $V^3\Pi_g$ молекули Азоту забезпечить максимальну заселеність $V^2\Sigma^+_{1/2}$ стану молекул монохлориду Ртуті, яка в свою чергу давала найбільші енергетичні характеристики випромінювання в спектральній смузі синьо-зеленого діапазону при довжині хвилі в максимумі 557 нм.

8. Розроблені взірці ексиплексних ламп атмосферного тиску на сумішах парів дихлориду Ртуті, Азоту і Неону, що випромінюють спектральну смугу в сине-зеленому діапазоні з максимальною потужністю на довжині хвилі $\lambda_{\text{макс.}} = 557 \text{ нм}$.

9. За результатами досліджень здобуто два патенти на корисну модель: Спосіб підвищення потужності в електророзрядній ексиплексній лампі з випромінюванням в синьо-зеленій області спектру. Патент на корисну модель № 12 9604 .Публікація відомостей про видачу патенту 12.11.2018, Бюл.№ 21.

Спосіб підвищення потужності в електророзрядній ексиплексній лампі з випромінюванням в зеленій області спектру. Патент на корисну модель № 138003. Зареєстровано в державному реєстрі патентів України на корисні моделі 11.11.2019.Бюл. № 21.

10. Взірці ексиплексних ламп можуть бути застосовані в якості нового газорозрядного джерела світла для технологічного оновлення та розвитку парникового господарства. Окрім того, вони можуть бути застосовані в наукових дослідженнях в галузі біотехнології, фотоніки, медицини, а також для створення лазера та індикаторних газорозрядних панелей.

3.3. Список літератури

[3.1]. А.О. Малініна, О. К.Шуаїбов. Випромінювальні характеристики та параметри газорозрядної плазми на суміші парів дихлориду ртуті з азотом// Журнал фізичних досліджень 2020, Т. 24, № 1, с. 1401-1-1401-9.

[3.2]. Kogelschatz U. Dielectric barrier discharges: Their history, Discharge physics and industrial applications / U. Kogelschatz // Plasma Processing.2003.V.23.No.1. - P.1-46.

[3.3]. Pearse R.W., Gaydon A.G. The identification of molecular spectra. Third edition.- L: Choptman Holl LTD/ 1963/ 347 p..

[3.4]. A. A. Malinina, R.V. Hrytsak. Optical characteristics and parameters of gas-discharge plasma on mixtures of mercury dichloride vapor and neon// Журнал "Problems of Atomic Science and Technology» .2019. №4/ с.124-129.

[3.5]. Antonina A Malinina and Ivan I Aksenyuk. Emission characteristics and parameters of gas-discharge plasma on mixtures of mercury dichloride vapor, neon and small addition of nitrogen// Plasma Res. Express 20191 035008 P.1-12.

[3.6]. <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/>

[3.7]. V.Kushawaha, M. J. Mahmood. Electron impact dissociation of HgX₂ (X=Cl, Br, I)// Journal of Applied Physics.-987. V.62. P.2173-2177.

[3.8]. Malinin AN. Excitation of the B₂Σ⁺/1/2-state of mercury monohalides by electron impact// Laser Phys.1997. V. 7.P. 1168-1176.

[3.9]. A.A. Malinina, A.K. Shuaibov, A. N. Malinin. Optical Emission of Atmospheric-Pressure Dielectric Barrier Discharge Plasma on Mercurres// IOSR Journal of Applied Physics (IOSR –JAP). e-ISSN: 2278-4861. –Vol.9.– Issue 1. Ver.I (Jan.–Feb. –2017). –pp.51-57.

[3.10]. А. М. Бойченко, М.И. Ломаев, А.Н. Панченко и др. Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые эксилампы: физика, техника и применение// Томск: СТТ, 2011.– 512 с.

[3.11]. Гуйван М.М. Малініна А. О., Малінін О.М. Електророзрядна ексіплексна лампа з випромінюванням у жовтій області спектру // Патент на винахід №91055. Зареєстровано в державному реєстрі патентів України на винаходи 25.06.2010 р

3.12 Малініна А.О. Спосіб підвищення потужності в електророзрядній ексіплексній лампі з випромінюванням в зеленій області спектру// Патент на корисну модель №138003. Зареєстровано в державному реєстрі патентів України на винаходи 11.11.2019 р.

[3.13]. Малініна А.О. Електророзрядна ексіплексна лампа з випромінюванням у синьо-зеленій області спектру // Патент на винахід № 98262 Україна опубл. 25.04.2012, Бюль. №8.

[3.14]. M.M. Guivan, A.A. Malinina and A. Brablec. Experimental and theoretical characterization of the multi-wavelength DBD-driven exciplex lamp operated with the mercury bromide/rare gases mixtures // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. No. 22 P. 1-11.

[3.15]. Hagelaar G. J. M. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models / G. J. M. Hagelaar, L. C. Pitchford // Plasma Sources Sci. Techn. 2005. V. 14. P. 722 – 733.

[3.16]. A. Mandl, J.J. Parks, C. Roxlo. Collisional quenching kinetics for the HgCl* and HgBr* (B1/2) state // J.Chem.Phys. 1980. No 72. P. 504-509.

[3.17] Malinin A.N. The efficiency of the quenching of the $B^2 \sum_{1/2}^+$ -state in mercury monohalides by halogen-containing molecules in active media of HgCl, HgBr, HgJ excimer lasers // Laser Physics.1997. V.7, N06. P. 1177-1181.

[3.18]. Antonina Malinina. Diagnostics of Optical Characteristics and Parameters of Gas-Discharge Plasma Based on Mercury Diiodide and Helium Mixture//Open Journal of Applied Sciences. –2015. –No 5.–P. 826-832.

[3.19]. А. А. Малинина, А. Н. Малинин. Оптические характеристики газоразрядной плазмы на смесях паров дииниодида ртути, азота и гелия //Журнал прикладной спектроскопии.– 2016.– Т. 83.– № 4.– С.579-585.

[3.20]. Waynant R.W., Eden J.G. HgX(B) radiative lifetime by fast photolysis of HgX₂ (X=Br, J) // Appl.Phys.Lett. 1978. V.33, No 8. –P.708-710.

[3.21]. Nighan W.L., Brown R.T. Kinetic processes in the HgBr. (B→X)/HgBr₂ dissociation laser// J.Appl.Phys.1982. V. 53. P. 7201 -7210.

[3.22]. Wadt W.R. The electronic structure of HgCl₂ and HgBr₂ and its relationship to photodissociation // J.Chem. Phys.–1980.– V.72, №4.– P. 2469-2478.

[3.23]. Wadt W.R. The electronic structure of HgCl and HgBr // Appl. Phys.Lett.1979. V.34.P.658-660.

[3.24]. E W McDaniel and W L Nighan. Gas Lasers.New York: Academic Press. 1982. 552 p.

[3.25]. Datsyuk V. V., Izmailov I A , Naumov V. V. and Kochelap V. A. Direct electron-impact mechanism of excitation of mercury monobromide in a double-

pulse dielectric-barrier-discharge HgBr lamp // Plasma Sources Sci. Technol.- 2016.- Vol. 25.- P. 045020 (6pp).

[3.26]. Datsyuk V. V., Izmailov I A and V. V. Naumov. Emission kinetics of a HgBr discharge excilamp// Ukr. J.Phys.2015.V. 60.P. 416-421.

[3.27]. Райзер Ю.П. Физика газового разряда / Ю.П. Райзер. М.: Наука, 1987. 592 с.

[3.28] .Akishev Y.S. DemyanovA.V., Karalnik V.B., Pankin M.V., TrushkinN.I. Pulsed Regime of the Diffusive Mode of Barrier Discharge in Helium// Plasma Physics Reports. -2001.- V. 27.P. 164-171.

[3.29]. Erlandson, A.C., Cool, T.A. On the regeneration mechanism of HgBr in HgBr/HgBr dissociation lasers// Chem. Phys. Lett. 1983.V.96.No 6.P.685-689.

4. ОПТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТА ПАРАМЕТРИ ЕКСИЛАМП, ЩО ВИПРОМІНЮЮТЬ СИСТЕМУ СПЕКТРАЛЬНИХ СМУГ В ОРАНЖЕВО - ЧЕРВОНОМУ ДІАПАЗОНІ

4.1. Оптичні характеристики ексиламп на сумішах парів дйодиду Кадмію, Гелію, Азоту та Ксенону

Ексилампи на сумішах парів дйодиду Кадмію з Інертними газами та Азоту є джерелом селективного випромінювання в спектральному діапазоні 610-720 нм, який співпадає з областю активної фотосинтетичної радіації рослин, а саме 610-720 нм і 400-510 нм.

Оптичні характеристики ексиплексного джерела досліджувались в ексилампі конструкція якої приведена в нашій статті на рис.1 [4.1].

4.1.1. Спектри випромінювання ексиламп на сумішах парів дйодиду Кадмію, Гелію, Азоту та Ксенону

На рис.4. 1(а, б, в) і 4.2 представлені оглядові спектри випромінювання ексиплексного джерела на суміші парів дйодиду Кадмію з Гелієм, суміші парів дйодиду Кадмію, Гелію з малою домішкою Азоту та Ксенону при частоті слідування імпульсів накачки 20 кГц, амплітудою напруги на електродах і амплітуді струму через газорозрядний проміжок 10 кВ і 300 А, 10 кВ і 310 А та 10 кВ і 304 А для суміші парів дйодиду Кадмію з Гелієм і суміші парів дйодиду Кадмію, Гелію з малою домішкою Азоту і Ксенону, відповідно.

Характерним для розряду в цих сумішах є наявність системи спектральних смуг електронно-коливального переходу $V^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}^+$, ексиплексних молекул монойодиду Кадмію (CdI^*) з максимумом випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 650$ нм, $v' = 0-2 \rightarrow v'' = 61,62$ [4.4], крутим зростанням інтенсивності цих спектральних смуг з боку довгохвильової ділянки і повільним спадом в короткохвильовій області. Канти спектральних смуг перекривають діапазон довжин хвиль 470-700 нм. Крім цих спектральних смуг спостерігається також випромінювання на лініях $\lambda = 479.991$ нм та $\lambda = 508.582$ нм атомів Cd, переходи $5p^3P^0-6s^3S$ ($J=1-1$) та $5p^3P^0-6s^3S$ ($J=2-1$) [4.5]. Зі зміною частоти слідування імпульсів накачки від 18 кГц до 20 кГц

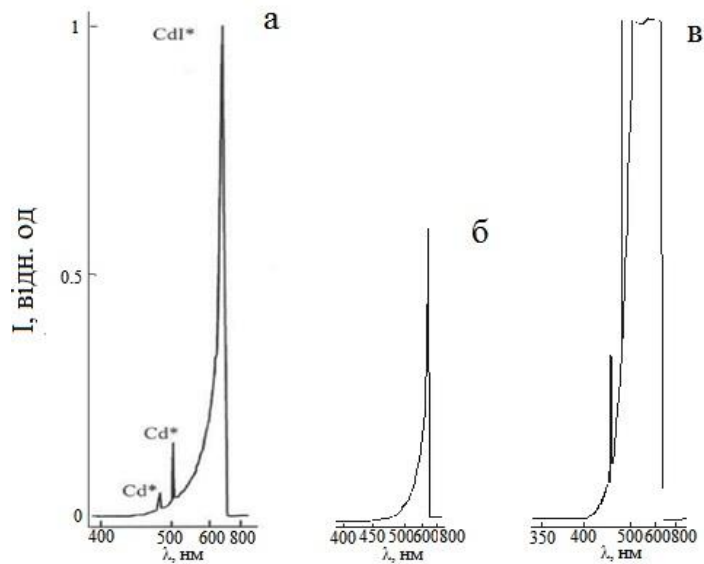


Рис. 4.1- Оглядові спектри випромінювання ексилампи на сумішах CdI_2 : He = 0, 024: 250 кПа (а), CdI_2 : N_2 : He = 0, 024: 9, 7: 250 кПа (б) і CdI_2 : N_2 : He = 0, 024: 9, 7: 250 кПа (в) при збільшенні чутливості апаратури в два рази. Частота слідування імпульсів накачки $f = 20$ кГц, амплітуда напруги і струму $U = 10$ кВ та $I = 300$ А, відповідно [4.1, 4.2].

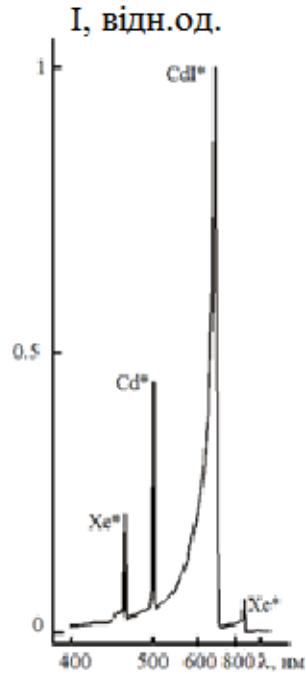


Рис. 4.2 - Оглядовий спектр випромінювання ексилампи на суміші CdI_2 : Xe: He = 0.024: 4.05: 250 кПа (б). Частота слідування імпульсів накачки $f = 20$ кГц, амплітуда напруги і струму $U = 10$ кВ та $I = 303$ А, відповідно [4.3].

інтенсивність випромінювання в спектральних смугах і лініях зростає на 10%. Інтенсивність випромінювання молекул CdI* в максимумі випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 650$ нм перевищує інтенсивність випромінювання атомів Кадмію на довжинах хвиль $\lambda = 479.991$ нм і $\lambda = 508.582$ нм в 3.4 і 1.8 разів, відповідно. В суміші парів дийодиду Кадмію з Азотом і Гелієм (рис.4.1 б) лінії атомів Кадмію $\lambda = 479.991$ нм і $\lambda = 508.582$ нм спостерігалися тільки при підвищенні в два рази чутливості експериментальної апаратури (рис 4.1в). В суміші парів дийодиду Кадмію, гелію та малою домішкою Ксенону (4.2) окрім спектральної смуги молекул молекул CdI*, лінії атомів Кадмію спостерігаються лінії атомів Хе $\lambda=823$ нм, $\lambda=458$ нм і $\lambda=450$ нм (переходи $6s[3/2]_2^0 - 6p[3/2]_2$, $6p[1/2]_1 - 6p^1[1/2]_0$ и $6s[3/2]_2^0 - 6p^1[1/2]_1$) [4.4, 4.5,4.6].

Спектральні смуги і лінії випромінювання плазми бар'єрного розряду на суміші парів дийодиду Кадмію з Гелієм, Ксеноном для частоти слідування імпульсів накачки 18 кГц, їх відносні інтенсивності (J/k_λ) з урахуванням спектральної чутливості системи реєстрації (k_λ), а також енергії збудження наведені в таблиці 4.1.

Таблиця 4.1 - Спектральні смуги і лінії випромінювання робочих сумішей.

λ , нм	Молекула, атом	k_λ , відн. ед.	J/ k_λ , відн. ед.		$E_{\text{в}}$, eV	Література
			CdI ₂ :He	CdI ₂ :Xe:He		
458	Xe I	8	-	0.2	11.15	[4.5]
479	Cd I	13	0.82	0.25	6.39	[4.5]
509	Cd I	19	1.56	0.38	6.39	[4.5]
650	CdI	57	2.8	0.88	5.0	[4.7]
823	Xe I	20	-	0.1	9.82	[4.5]

Зі зміною частоти слідування імпульсів накачки від 18 кГц до 20 кГц інтенсивність випромінювання в спектральних смугах і лініях зростає на 10%. Інтенсивність випромінювання молекул CdI* в суміші парів дйодиду Кадмію і Гелію в максимумі випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 650$ нм перевищує інтенсивність випромінювання атомів Кадмію на довжинах хвиль $\lambda = 479.991$ нм і $\lambda = 508.582$ нм в 3.4 і 1.8 разів відповідно, а інтенсивність випромінювання молекул CdI* в суміші парів дйодиду Кадмію, Ксенону і Гелію в максимумі випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 650$ нм перевищує інтенсивність випромінювання: атомів Кадмію на довжинах хвиль $\lambda = 479.991$ нм і $\lambda = 508.582$ нм, атомів Ксенону на довжинах хвиль $\lambda = 458$ нм і $\lambda = 823$ нм в 3.5, 2.3, 4. 4, 8.8 разів, відповідно (таблиця 4.1).

4.1.2. Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску Гелію, парів дйодиду Кадмію, Азоту та Ксенону

На рис. 4.3 представлена залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску Гелію. При підвищенні парціального тиску Гелію від 120 кПа до 260 кПа спостерігається зміна середньої потужності випромінювання: збільшення в діапазоні 120 - 250 кПа, досягнення максимального значення при 250 кПа і зменшення її величини при подальшому збільшенні тиску гелію. Парціальний тиск парів дйодиду кадмію складав 24 Па.

При підвищенні парціального тиску дйодиду Кадмію до 1000 Па спостерігається зміна середньої потужності випромінювання: збільшення значень в діапазоні 1 - 100 Па, досягнення максимального значення 55 Вт при величинах парціального тиску парів дйодиду Кадмію 100-110 Па (рис.4.4) і зменшення його значення при подальшому збільшенні парціального тиску парів дйодиду Кадмію. Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску дйодиду Кадмію досліджувалася при застосуванні підігріву джерела випромінювання зовнішнім електронагрівачем після досягнення парціального тиску парів дйодиду Кадмію 24 Па.

На рис.4.5 приведено результати із залежності інтенсивності випромінювання ексилексних молекул монойодиду Кадмію від парціального тиску молекулярного Азоту. Найбільш інтенсивне випромінювання молекул відбувається при парціальному тиску

молекулярного Азоту 10 кПа. Для суміші з молекулярним Азотом в залежності інтенсивності випромінювання молекул CdI^* від парціального тиску молекул N_2 спостерігається монотонне зростання, досягнення максимуму і при подальшому збільшенні парціального тиску цих компонент – спад.

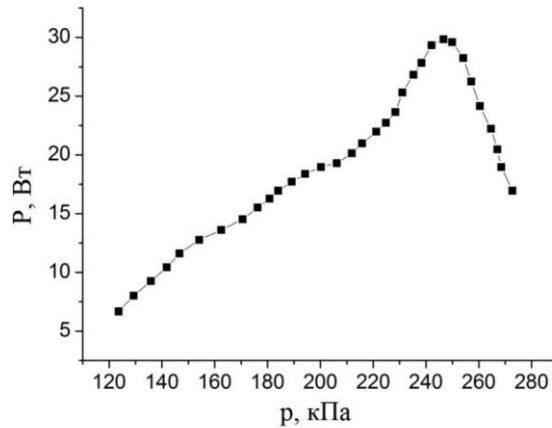


Рис. 4.3 - Залежність середньої потужності випромінювання ексилампи від парціального тиску Гелію. Амплітуда напруги і струму $U = 10$ кВ та $I = 300$ А, відповідно. Частота слідування імпульсів накачки $f = 20$ кГц [4.1].

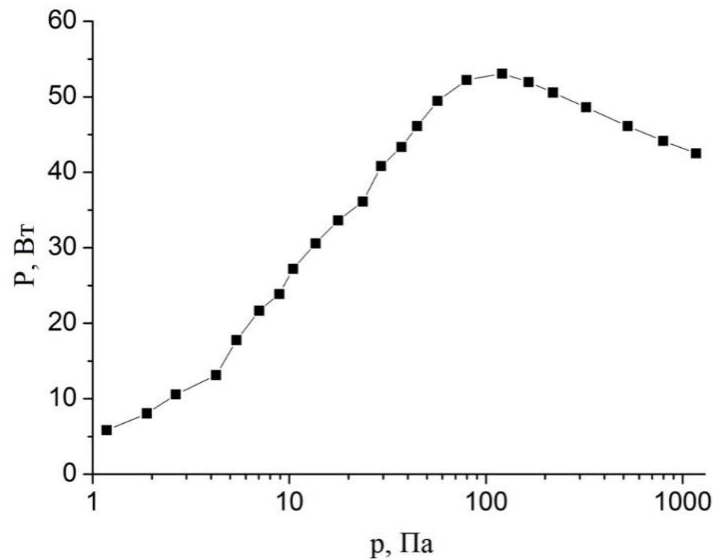


Рис 4.4 - Залежність середньої потужності випромінювання ексилампи від парціального тиску дйодиду Кадмію при парціальному тиску Гелію 250 кПа. Амплітуда напруги і струму $U = 10$ кВ та $I = 300$ А, відповідно. Частота слідування імпульсів накачки $f = 20$ кГц[4.8].

На рис.4.6 приведено результати із залежності потужності випромінювання експлексних молекул моноїодиду Кадмію від парціальних тисків Ксенону. Найбільш інтенсивне випромінювання молекул відбувається при парціальному тиску Ксенону 4 кПа.

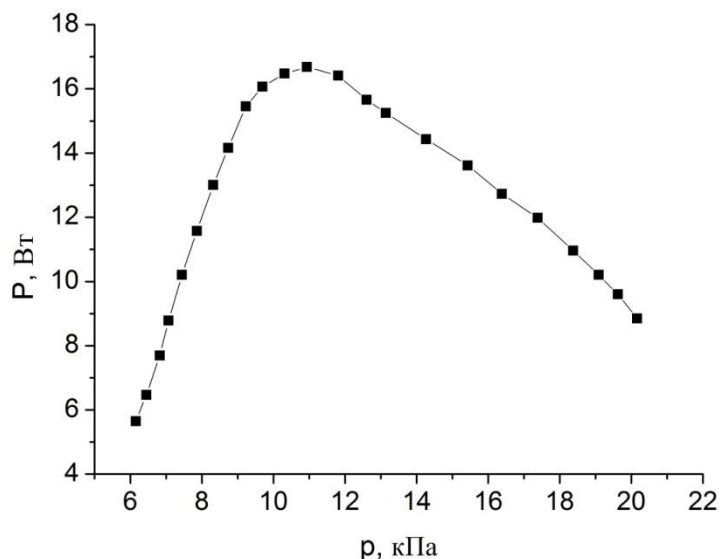


Рис.4.5 - Залежність потужності випромінювання експлексних молекул моноїодиду Кадмію від парціального тиску молекулярного Азоту в суміші парів діїодиду Кадмію з Гелієм і Азотом. Парціальний тиск парів діїодиду Кадмію 24 Па, Гелію 250 кПа. Частота слідування імпульсів накачки 20 кГц [4.9].

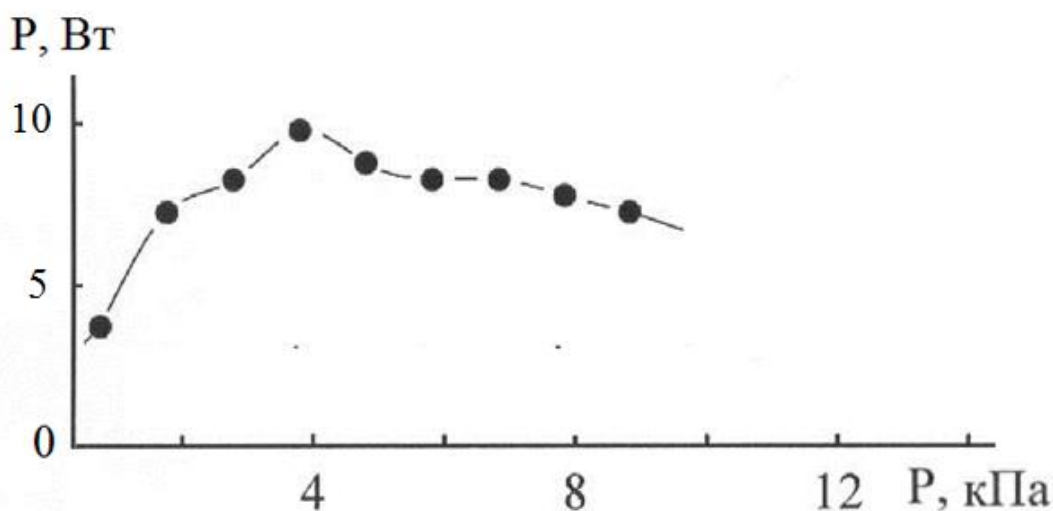


Рис.4.6 - Залежність потужності випромінювання експлексних молекул моноїодиду кадмію від парціального тиску Ксенону в суміші

парів дйодиду Кадмію з Гелієм і Ксеноном. Парціальний тиск парів дйодиду Кадмію 24 Па, Гелію 250 кПа. Частота слідування імпульсів накачки 20 кГц [4.10].

4.1.3. Залежність середньої потужності випромінювання від числа імпульсів накачки та від часу горіння розряду

Залежність потужності випромінювання монойодиду Кадмію від числа імпульсів накачування (співвідношення газових компонент вибиралося оптимальним - при якому спостерігаються максимальні інтенсивності випромінювання молекул CdI*) представлені на рис.4.7, 4.8, 4.9.

На рис. 4.7 представлена залежність потужності випромінювання від числа імпульсів накачки та від часу горіння розряду (під часом горіння розряду розуміється час візуального спостереження розряду з початку його створення під дією імпульсів накачки) в суміші парів дйодиду Кадмію з Гелієм. Для неї характерно лінійне збільшення потужності випромінювання до значення $3.5 \cdot 10^7$ імпульсів. При подальшому збільшенні числа імпульсів накачки до $5 \cdot 10^7$ спостерігається зменшення потужності випромінювання в межах 11 %.

ККД джерела випромінювання при середній потужності випромінювання 32 Вт складав - 4.3%.

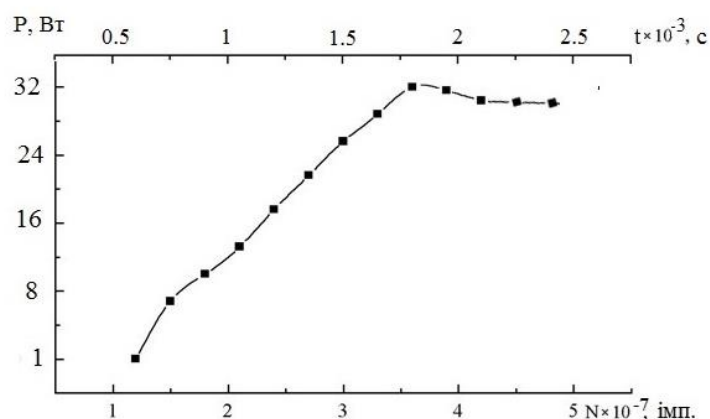


Рис 4.7 - Залежність середньої потужності випромінювання від числа імпульсів та від часу горіння розряду (верхня вісь) в суміші парів дйодиду Кадмію з Гелієм. Амплітуда імпульсів напруги $U = 10$ кВ. Парціальний тиск Гелію = 250 кПа. Частота слідування імпульсів $f = 20$ кГц [4.8].

На рис. 4.8 представлена залежність потужності випромінювання від числа імпульсів накачки та від часу горіння розряду (під часом горіння розряду розуміється час візуального спостереження розряду з початку його створення під дією імпульсів накачки) в суміші парів дийодиду Кадмію з Гелієм і Азотом.

Для неї характерно, що насичення потужності в залежності від числа імпульсів накачування настає після проходження $4 \cdot 10^7$ імпульсів накачування.

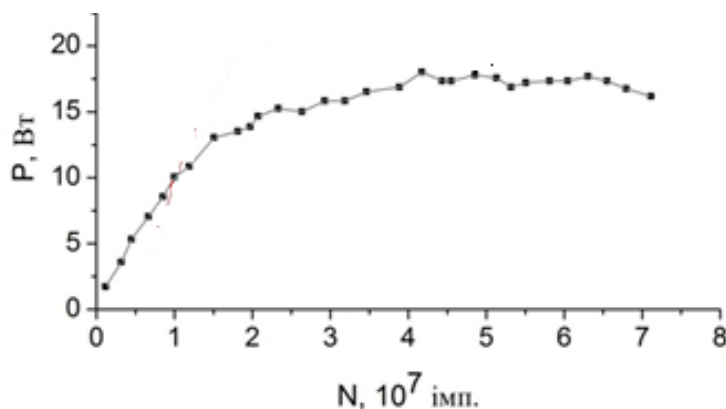


Рис. 4.8 - Залежність потужності випромінювання ексиплексних молекул моноіодиду кадмію від числа імпульсів накачки в суміш $\text{CdI}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ [4.9].

Залежність потужності випромінювання молекул моноіодиду Кадмію від числа імпульсів накачування для суміші з Ксеноном представлена на рис.4.9. Для неї характерно, що насичення потужності випромінювання для суміші з Ксеноном настає раніше за часом ніж для сумішей тільки з Гелієм (рис.4.8).

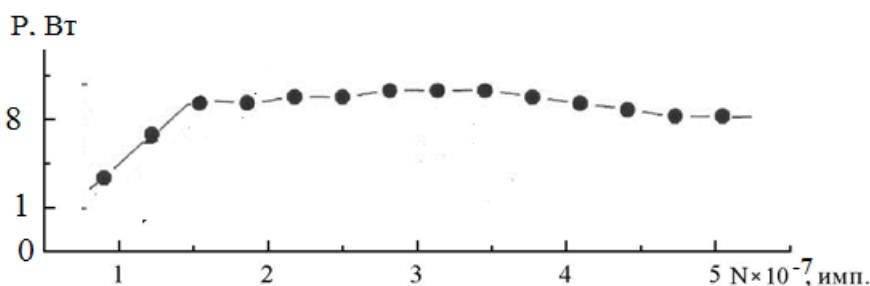


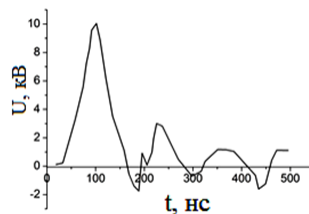
Рис. 4.9 - Залежність потужності випромінювання молекул моноіодиду Кадмію від загального числа імпульсів суміш $\text{CdI}_2: \text{Xe}: \text{He} =$

24 Па: 4 кПа: 250 кПа. Частота слідування імпульсів накачки $f = 20$ кГц [4.10].

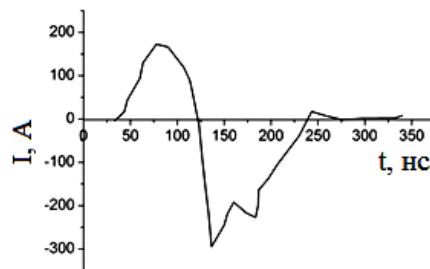
4.1.4. Осцилограми напруги, розрядного струму і потужності випромінювання

На рис. 4.10 (а, б, в) наведені характерні осцилограми напруги, розрядного струму і потужності випромінювання. Похибка і відтворюваність результатів осцилографічних вимірювань становили 10%, і 90%, відповідно. Імпульси струму мали різну полярність, амплітуду в максимумі 300 А і тривалість ~ 150 нс.

(а)



(б)



(в)

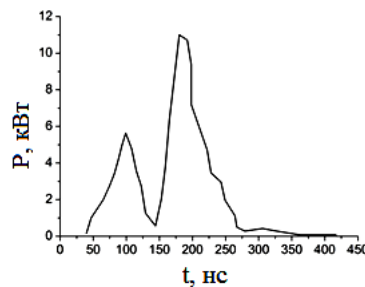


Рис. 4.10 - Осцилограми напруги (а), розрядного струму (б) та потужності випромінювання (в) для суміші парів дийодиду Кадмію з Гелієм. Парціальний тиск парів дийодиду Кадмію - 24 Па, Гелію - 250 кПа. Загальний тиск суміші 250.024 кПа, частота слідування імпульсів 20 кГц [4.8].

Для залежності потужності випромінювання від часу (рис.4.10 в) спостерігається двогорба залежність і збіг за часом максимумів амплітуд імпульсів випромінювання і імпульсів струму (рис.4.10 б). Амплітуда другого імпульсу струму і випромінювання більша першого. Для другого імпульсу випромінювання характерно збільшення його тривалості і тривалості заднього фронту, в порівнянні з першим імпульсом.

4.1.5. Чисельне моделювання параметрів плазми

В експерименті для збудження робочого середовища ексилампи газорозрядної плазми на робочих сумішах парів дийодиду Кадмію і газів Гелію, Азоту та Ксенону використовувався бар'єрний імпульсно - періодичний розряд атмосферного тиску з тривалістю імпульсів накачки ~ 150 нс. Розряд в умовах експерименту був однорідний. Параметри плазми бар'єрного розряду в оптимальних для здобуття максимальної потужності випромінювання електричного розряду на сумішах визначалися чисельне та розраховувались як повні інтегралі функції розподілу електронів за енергіями (ФРЕЕ) у відповідності до методики, що описана в розділі 1.

Всі розрахунки проводилися для розряду при парціальних тисках парів дийодиду Кадмію 24 Па і Гелію 250 кПа, парів дийодиду Кадмію 24 Па , Гелію 250 кПа, Азоту 10 кПа, парів дийодиду Кадмію 24 Па, Гелію 250 кПа, Ксенону 4 кПа при яких досягалася максимальна величина потужності випромінювання в експерименті (рис. 4.3, 4.5, 4.6).

В інтегралі зіткнень електронів з атомами і молекулами враховані такі процеси: пружне розсіяння електронів на атомах Гелію, збудження енергетичних рівнів атомів Гелію (енергія порогу - 19.8 еВ), іонізація атомів Гелію (енергія порогу - 24.58 еВ); пружне розсіяння і збудження електронних станів атома Ксенону з граничними енергіями: 3.4 еВ, 8.31 еВ, 8.44 еВ, 9.69 еВ, 10.0 еВ, 11.0 еВ, 11.7 еВ, іонізація атомів Ксенону; пружне розсіяння та збудження енергетичних рівнів молекули Азоту: оберտального- енергія порогу 0.020 еВ, коливальних рівнів (енергії порогу: 0.290 еВ, 0.291 еВ, 0.590 еВ, 0.880 еВ, 1.170 еВ, 1.470 еВ, 1.760 еВ, 2.060 еВ, 2.350 еВ; електронних станів: 6.170 еВ, 7.000 еВ , 7.350 еВ, 7.360 еВ, 7.800 еВ, 8.160 еВ, 8.400 еВ, 8.550 еВ, 8.890 еВ, 11,03 еВ, 11.87, еВ 12.25 еВ, 13.00 еВ, іонізація (енергія порогу - 15.60 еВ) ; дисоціативне збудження: $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану молекул монойодиду Кадмію (енергія порогу - 4.986 еВ), атомів Кадмію $\lambda = 479.991$ нм та $\lambda = 508.582$ нм (енергія порогу - 6.386 еВ):

іонізація дийодиду Кадмію, дисоціативна іонізація з утворенням іонів: дийодиду Кадмію, монойодиду Кадмію, Кадмію та Йоду (енергія порогу - 10 eВ, 11 eВ, 13eВ, 14 eВ, відповідно). Дані з абсолютних величин ефективних перерізів цих процесів, а також їх залежність від енергії електронів взяті з бази даних [39] та праць [4.7 4.11, 4.12].

Напруженість електричного поля (E) та приведена напруженість електричного поля на плазмі (E/N), при яких в експерименті спостерігалася максимальна потужність випромінювання в спектральній смузі ($\lambda_{\text{макс.}} = 650$ нм) молекули монойодиду Кадмію мали величини $2.0 \cdot 10^6$ V/m і 55.9 Тд відповідно.

Чисельне моделювання транспортних характеристик електронів на суміші парів дийодиду Кадмію та Гелію при співвідношенні компонент 24 Па: 250 кПа (рис.4.11, таблиця 4.2) виявило, що в плазмі зі збільшенням значень приведеної напруженості поля (E / N), спостерігається збільшення середньої енергії електронів (ϵ), температури електронів ($T^0\text{К}$), швидкості дрейфу електронів ($V_{\text{др.}}$, м/с), а концентрація їх (N , м^{-3}) зменшувалась. Транспортні характеристики електронів на суміші парів дийодиду Кадмію, азоту і гелію (таблиця 4.3) і на суміші парів дийодиду Кадмію, Ксенону і Гелію (таблиця 4.4) малі менші значення.

Таблиця 4.2- Транспортні характеристики електронів в плазмі на суміші парів дийодиду Кадмію і Гелію при співвідношенні компонент 24 Па: 250 кПа.

E/N, Тд	ϵ , eВ	$T^0\text{К}$	$V_{\text{др.}}$, м/с	N , м^{-3}
7.83	4.490	52084	$1.6 \cdot 10^5$	$4.2 \cdot 10^{18}$
55.9	10.37	120292	$1.7 \cdot 10^5$	$4.0 \cdot 10^{18}$
100	14.09	163444	$1.9 \cdot 10^5$	$3.6 \cdot 10^{18}$

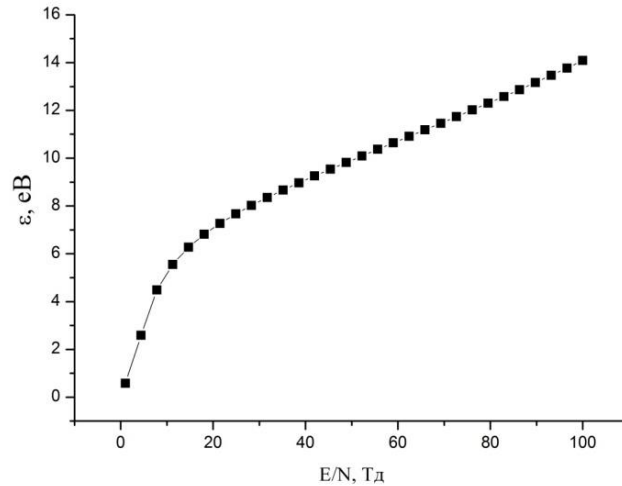


Рис.4. 11 - Залежність середньої енергії електронів від величини параметра E/N в плазмі на суміші $CdI_2 - He = 0.000095 - 0,999905$ при загальному тиску 250.024 кПа [4.8].

Таблиця 4.3 - Транспортні характеристики електронів на суміші парів дийодиду Кадмію, Азоту і Гелію, при співвідношенні компонент 24 Па: 10 кПа : 250 кПа.

$E/N, Td$	ϵ, eV	T^0K	$V_{др.}, m/c$	N, m^{-3}
7.83	1.042	12087,2	$2.4 \cdot 10^5$	$2.9 \cdot 10^{18}$
52.2	7.513	87150,8	$1.4 \cdot 10^5$	$4.9 \cdot 10^{18}$
100	11.27	130732	$1.5 \cdot 10^5$	$4.6 \cdot 10^{18}$

Таблиця 4.4 - Транспортні характеристики електронів на суміші парів дийодиду Кадмію, Ксенону і Гелію, при співвідношенні компонент 24 Па: 4 кПа: 250 кПа.

$E/N, Td$	ϵ, eV	T^0K	$V, m/s$	N, m^{-3}
7.83	3.220	37352	$1.6 \cdot 10^5$	$4.3 \cdot 10^{18}$
54.9	8.405	97498	$1.5 \cdot 10^5$	$4.6 \cdot 10^{18}$
100	11.83	137228	$1.6 \cdot 10^5$	$4.6 \cdot 10^{18}$

Константи швидкостей збудження і іонізації електронами молекул дийодиду Кадмію, Азоту та атомів Гелію і Ксенону (рис. 4.12, таблиці 4.5, 4.6, 4.7)

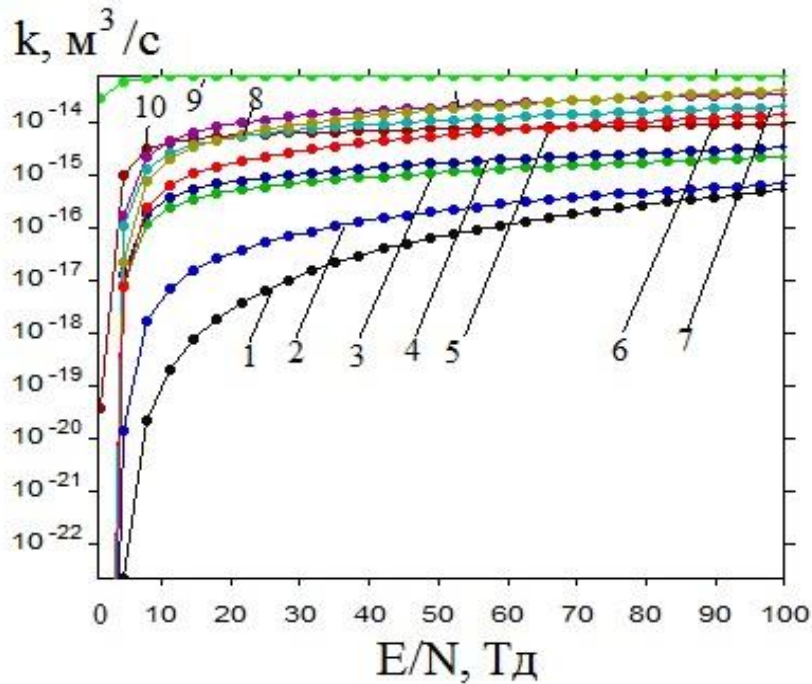


Рис.4.12 - Залежності констант швидкостей зіткнень електронів з молекулами дийодиду Кадмію та атомами Гелію від параметра E/N в плазмі на суміші $CdI_2 - He = 0.000095- 0,999905$ при загальному тиску суміші $P = 250024$ кПа: 1- іонізація атома Гелію, 2- збудження рівня атома Гелію, $E_{пор.} = 19.8$ еВ, 3- дисоціативне збудження атома Кадмію $E_{пор.} = 9.85$ еВ, $\lambda = 479.991$ нм, 4- дисоціативне збудження атома Кадмію $E_{пор.} = 9.85$ еВ, $\lambda = 508.582$ нм, 5-дисоціативна іонізація молекули монойодиду Кадмію $E_{пор.} = 11$ еВ, 6-дисоціативна іонізація атома Кадмію $E_{пор.} = 13$ еВ, 7- іонізація молекули дийодиду Кадмію $E_{пор.} = 10$ еВ, 8- дисоціативна іонізація Йоду $E_{пор.} = 14$ еВ, 9- пружне розсіяння електронів на атомі Гелію, 10- дисоціативне збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекули монойодиду Кадмію (енергія порогу 5 еВ) [4.8].

Таблиця 4.5 - Константи швидкостей: збудження (k), іонізації ($k_{CdI_2^+}$), (k_{He^+}), пружного розсіювання (k_r) електронами: $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул CdI^* (k_{CdI^*}), рівнів атомів Кадмію (k_{Cd^*}) та гелію (k_{He^*}), в суміші парів дийодиду Кадмію та Гелію при співвідношенні 24 кПа : 250 кПа.

E/N, Тд	$k_{CdI^*},$ $\cdot 10^{+15},$ m^3/c $\lambda=650н$ м	$k_{Cd^*},$ $\cdot 10^{+15},$ m^3/c $\lambda=479 нм$	$k_{Cd^*},$ $\cdot 10^{+15},$ m^3/c $\lambda=509 н$ м	$k_{CdI_2^+}$ $\cdot 10^{+14}$ m^3/c	$k_r \cdot 10^{+14},$ m^3/c	$k_{He^*},$ \cdot 10^{+16} m^3/c	$k_{He+},$ \cdot 10^{+17} m^3/c
	CdI ₂				He		
7.83	3.002	0.1203	0.1804	0.2265	6.930	0.017	0.002
55.6	7.481	1.205	1.827	2.113	7.757	2.448	9.359
100	9.101	2.188	3.325	3.530	7.545	6.789	51.58

Таблиця 4.6 - Константи швидкостей: збудження (k), іонізації ($k_{CdI_2^+}$), (k_{He+}), пружного розсіювання (k_r) електронами: $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул CdI^* (k_{CdI^*}), рівнів атомів Кадмію (k_{Cd^*}) і Гелію (k_{He^*}), в суміші парів дийодиду Кадмію, Азоту та Гелію при співвідношенні 24 Па: 10 кПа: 250 кПа.

E/N, Тд	$k_{CdI^*},$ $\cdot 10^{+15},$ m^3/c $\lambda=650нм$	$k_{Cd^*},$ $\cdot 10^{+15},$ m^3/c $\lambda=479 нм$	$k_{Cd^*},$ $\cdot 10^{+15},$ m^3/c $\lambda=509 нм$	$k_{CdI_2^+}$ m^3/c	$k_r \cdot 10^{+14}$ m^3/c	$k_r,$ \cdot 10^{+16} m^3/c	$k_{He+},$ \cdot 10^{+17} m^3/c
	CdI ₂				He	N ₂	He
7.83	0.02084	0.505· 10 ⁻²⁰	0.707· 10 ⁻²⁰	0.143· 10 ⁻¹⁸	0.379· 10 ⁻¹³	0.666· 10 ⁻¹³	0.000
52.2	5.734	0.5610	0.8477	0.102· 10 ⁻¹³	0.767· 10 ⁻¹³	0.159· 10 ⁻¹²	0.148· 10 ⁻¹⁶
100	7.862	1.449	2.198	0.244· 10 ⁻¹³	0.770· 10 ⁻¹³	0.172· 10 ⁻¹²	0.211· 10 ⁻¹⁵

Таблиця 4.7 - Константи швидкостей збудження (k): $V^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул CdI^* (k_{CdI^*}), атомів Кадмію (k_{Cd^*}), Ксенону (k_{Xe^*}), пружного розсіювання електронів (k_r) на атомах Гелію і Ксенону в суміші парів дйодиду Кадмію, Ксенону і Гелію при співвідношенні парціальних тисків: 24 Па: 4 кПа: 250 кПа.

E/N, Td	k_{CdI^*} , $\cdot 10^{+15}$, м ³ /с $\lambda=650$ н м	k_{Cd^*} , $\cdot 10^{+15}$, м ³ /с $\lambda=479$ нм	k_{Cd^*} , $\cdot 10^{+15}$, м ³ /с $\lambda=509$ н м	k_{Xe^*} $\cdot 10^{+15}$ м ³ /с	$k_r \cdot 10^{+15}$ м ³ /с	$k_r \cdot 10^{+15}$ м ³ /с
	CdI ₂			Xe	He	Xe
7.83	1.640	0.01741	0.02564	0.07665	63.10	171.0
54.9	6.377	0.7323	1.108	0.7665	77.92	277.8
100	8.150	1.587	2.409	0.9368	76.95	267.5

також збільшуються з ростом параметра E/N. Максимальні значення спостерігаються для константи дисоціативного збудження молекул моноїодиду Кадмію в суміші парів дйодиду Кадмію з Гелієм. Вони складають величину $7.481 \cdot 10^{-15}$ м³/с, а атомів Кадмію - $1.203 \cdot 10^{-15}$ м³/с та $1.804 \cdot 10^{-15}$ м³/с для приведеної напруженості електричного поля E/N=55.9 Тд, що існувало в експериментальних умовах для суміші парів дйодиду Кадмію та Гелію (таблиця 4.5).

Для суміші парів дйодиду Кадмію, Азоту і Гелію константи швидкостей збудження $V^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул моноїодиду Кадмію складають величину $5.734 \cdot 10^{-15}$ м³/с, а атомів Кадмію $0.5610 \cdot 10^{-15}$ м³/с та 0.847710^{-15} м³/с для приведеної напруженості електричного поля E/N=52.2 Тд, що існувало в експериментальних умовах (таблиця 4.6).

Для суміші парів дйодиду Кадмію, Ксенону і Гелію Константи швидкості збудження $V^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул моноїодиду

Кадмію складають величину $6.377 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$, атомів Кадмію $0.7323 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ та $1.108 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ та атомів ксенону $0.7665 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ для приведеної напруженості електричного поля $E/N = 54.9 \text{ Тд}$, що існувало в експериментальних умовах (таблиця 4.7).

Питомі втрати потужності розряду в суміші парів дийодиду Кадмію з Гелієм на пружні і непружні процеси зіткнення електронів з компонентами суміші максимальні для атомів Гелію (рис.4.13, криві 8, 9 і 10). Для пружного розсіювання електронів на атомах Гелію досягають 98% при приведеній напруженості електричного поля 4.41 Тд (рис.4.8, крива 9).

Для молекул дийодиду Кадмію вони не перевищували 1% (для дисоціативного збудження $V^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул CdI^* при $E/N = 7.8 \text{ Тд}$ (рис.4.13, крива 4)), а для приведеної напруженості поля 55.9 Тд , при якій в експерименті спостерігалася максимальна потужність випромінювання в спектральній смузі ($\lambda_{\text{макс.}} = 650 \text{ нм}$), молекули моноіодиду Кадмію були на рівні - 0.05%. Зі збільшенням параметра E/N до 100 Тд питомі втрати потужності розряду в суміші максимальні (51%) для процесу збудження атомів Гелію (енергія порога 19.80 еВ), і для іонізації атомів Гелію (рис.4.13, криві 10 і 8 відповідно). Для іонізації молекул дийодиду Кадмію з утворенням іона CdI_2^+ питомі втрати потужності розряду мали значення 1.5% при $E/N = 11.2 \text{ Тд}$. Для приведеної напруженості поля 55.9 Тд питомі втрати потужності розряду на іонізацію атомів Гелію мали значення 31% і 2.5% на іонізацію молекул дийодиду Кадмію. А для збудження метастабільного рівня енергії Гелію з енергією порога 19.80 еВ вони максимальні та мали значення 90%.

У зв'язку з великими втратами потужності розряду на збудження метастабільного рівня енергії атомів Гелію (енергія порогу 19.80 еВ) можна очікувати вплив на амплітуду і форму імпульсу випромінювання (рис. 4.10 в) процесі передачі енергії від метастабільних атомів Гелію молекулам дийодиду Кадмію. Це допущення підтверджується зміною форми другого імпульсу випромінювання в порівнянні з формою імпульсу струму (рис. 4.5 б). Можна очікувати також істотного збільшення потужності випромінювання в спектральній смузі ($\lambda_{\text{макс.}} = 650 \text{ нм}$) молекул моноіодиду Кадмію при застосуванні в експерименті значення приведеної напруженості поля 7.8 Тд , при якій втрати розряду на дисоціативне збудження $V^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул CdI^* максимальні.

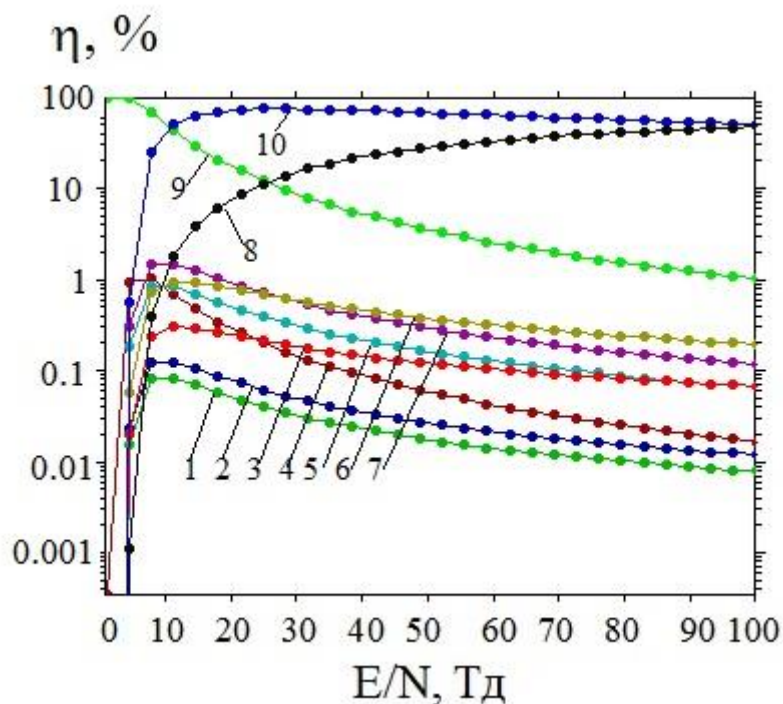
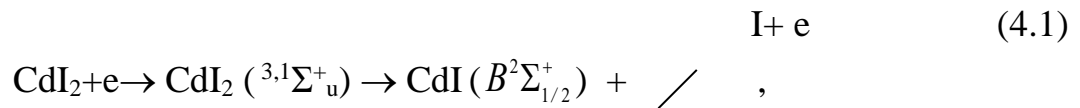


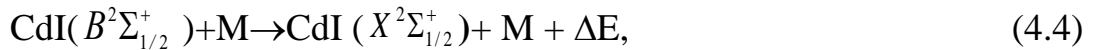
Рис 4.13 - Залежність питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з молекулами дийодиду Кадмію та атомами Гелію від параметра E/N в плазмі на суміші парів дийодиду Кадмію та Гелію суміші: CdI_2 -He = 0.000095- 0,999905 при загальному тиску суміші $P = 250024$ кПа: 1- дисоціативне збудження атомів кадмію $E_{пор.} = 9.85$ еВ, $\lambda = 479$ нм; 2- дисоціативне збудження атомів $E_{пор.} = 9.85$ еВ, Кадмію $\lambda = 508.582$ нм; 3- дисоціативна іонізація атомів Кадмію $E_{пор.} = 13$ еВ, 4- дисоціативне збудження $V^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодиду Кадмію (енергія порогу 5 еВ), 5- дисоціативна іонізація молекул моноїодиду Кадмію $E_{пор.} = 11$ еВ, 6- дисоціативна іонізація атомів Йоду $E_{пор.} = 14$ еВ, 7- іонізація молекул дийодиду Кадмію $E_{пор.} = 10$ еВ, 8- іонізація атомів Гелію, 9- пружне розсіяння електронів на атомах Гелію, 10- збудження рівня Гелію, $E_{пор.} = 19.80$ еВ [4.8].

4.1.6. Обговорення отриманих результатів

Виникнення емісії спектральних смуг з максимумом на довжині хвилі $\lambda = 650$ нм електронно-коливального переходу $V^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}^+$ молекули CdI^* в газорозрядній плазмі на сумішах парів дийодиду Кадмію з Гелієм відбувається внаслідок процесів, що призводять до утворення та руйнування $V^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану моноїодиду Кадмію, основними з яких є [4.7, 4.13]:



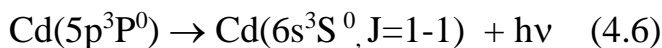
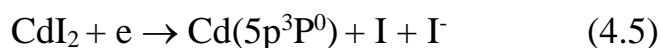
$$\lambda_{\text{макс.}} = 650 \text{ нм}$$



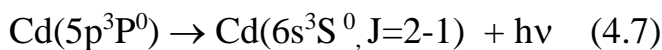
де M - концентрації молекул CdI₂, He, Xe, N₂; ΔE – різниця енергії в реакції.

Реакції (4.1) і (4.2) є основними джерелами утворення ексиплексних молекул CdI*, що впливає з часової залежності амплітуд струму і потужності випромінювання (рис.4.5 б, в, затримки в часі початку максимумів амплітуд імпульсів струму і випромінювання співпадають в межах похибки осцилографічних вимірів 10%) . Електронно-коливальні переходи $B^2\Sigma^+_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}$ молекул CdI* призводять до емісії спектральних смуг з максимальною інтенсивністю на довжині хвилі $\lambda_{\text{макс.}} = 650 \text{ нм}$ (реакція 4.3). У реакції гасіння (4.4) відбувається електронно- коливальний перехід молекули монойодиду Кадмію в основний стан без випромінювання.

Емісія спектральних ліній Кадмію і Ксенону відбувається за рахунок реакцій [4.12]:



$$\lambda = 479.991 \text{ нм}$$



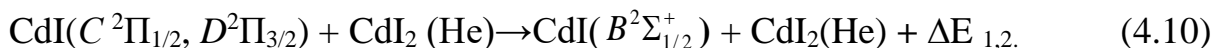
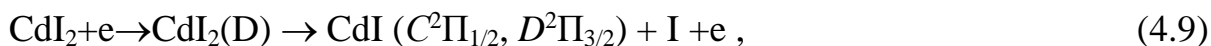
$$\lambda = 508.582 \text{ нм}$$



$$\lambda = 458 \text{ нм}, 823 \text{ нм} .$$

Питомий внесок потужності розряду в збудження $B^2\Sigma^+_{1/2}$ - стану ексиплексних молекул CdI* (Реакції (4.1), (4.2), (4.3) був на рівні 0.05% для приведеної напруженості поля 55.9 Тд (рис.4.8, крива 4), що не могло

забезпечити значення ККД = 4.3%, яке досягалося в експерименті. У зв'язку з цим необхідно передбачити додаткові процеси заселення $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул CdI*:



Процес 4.9 це процес збудження молекул CdI₂ електронами в стан D [4.14, 4.15]. Цей стан молекули дийодиду Кадмію є сумою всіх станів, які розташовані між енергією порогу (5 еВ) та енергією іонізації (11 еВ) [4.15]. Можна очікувати, що ефективний переріз збудження цього стану електронами для молекули дийодиду Кадмію є близьким до ефективного перерізу збудження D стану молекули диброміду Ртуті, значення якого має величину 10⁻¹⁵ см² [4.15]. З D стану емісія молекули CdI₂ не спостерігається, внаслідок того, що даний стан переддисоціює з утворенням молекули моноїодиду Кадмію в (C, D) станах. Емісія з C і D станів молекули моноїодиду Кадмію в наших умовах експерименту не спостерігається через високу ефективність процесу гасіння (4.10) [4.14]. Населеність цього стану передається на $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стан молекул CdI або в інші не оптичні канали [4.14, 4.15].

Різке збільшення інтенсивності з боку ділянки в спектрі з великими довжинами хвиль і повільне її зменшення в області коротких довжин хвиль (рис. 4.1, 4.2) пояснюється ходом потенціальних кривих (збуджений $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стан зміщений в бік великих між'ядерних відстаней відносно $X^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану) та процесами релаксації заселеності верхніх коливальних рівнів збудженого електронного стану, які відбуваються швидше, ніж електронно-коливальний перехід на основний $X^2\Sigma_{1/2}^+$ - стан [4. 16, 4.15].

Збільшення інтенсивності спектральних смуг випромінювання ексиплексних молекул CdI*, а також інтенсивності спектральних ліній атомів кадмію і ксенону при збільшенні частоти слідування імпульсів накачки в межах 18-20 кГц викликані підвищенням числа актів збудження компонент плазми і, відповідно, числа імпульсів випромінювання в одиницю часу, які потрапляють в систему реєстрації. Крім того, збільшення інтенсивності спектральних смуг випромінювання ексиплексних молекул CdI* і атомів Кадмію викликані і зміною температури робочої суміші (потужність дисипації енергії розряду, при підвищенні частоти слідування імпульсів накачки збільшується [4.16], і,

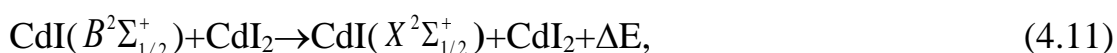
відповідно, збільшуються парціальні тиски дийодиду Кадмію [4.18], що призводить до збільшення концентрації парів дийодиду Кадмію і в кінцевому підсумку - до різних концентрацій збуджених молекул CdI^* в $B^2\Sigma^+_{1/2}$ –стані, що і призводить до збільшення інтенсивності випромінювання в спектральних смугах і лініях.

Наявність оптимального парціального тиску для буферного газу Гелію, Азоту та Ксенону (рис.4.3, 4.5, 4.6) пов'язане з часткою енергії розряду, яка витрачається на нагрівання робочої суміші [4.16]. При збільшенні загального тиску в суміші зменшується параметр E/N . Це призводить до підвищення питомих втрат потужності розряду на пружне розсіяння електронів на атомах та молекулах (рис.4.8, крива 9), що призводить до нагрівання суміші і, відповідно, до підвищення парціального тиску парів дийодиду Кадмію та потужності випромінювання молекул CdI^* . Наявність максимуму в залежності потужності випромінювання молекул CdI^* від тиску Гелію (рис.4.3, 4.5, 4.6) і при подальшому збільшенні тиску Гелію пов'язано: зі зменшенням середньої енергії електронів (рис.4.6, табл.4.2, 4.3, 4.4), що в свою чергу призводить до зменшення константи швидкості дисоціативного збудження $B^2\Sigma^+_{1/2}$ – стану молекули CdI^* електронами в газорозрядній плазми (рис.4.12, крива 4, реакція 1, табл.4.5, 4.6,4.7), а також процесом гасіння $B^2\Sigma^+_{1/2}$ – стану молекул монойодиду Кадмію Гелієм, Азотом, Ксеноном:



де ΔE –різниця енергії в реакції, що виділяється у виді тепла.

Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску парів дийодиду Кадмію (рис.4.3) пояснюється, як процесом підвищення концентрації молекул в стані $B^2\Sigma^+_{1/2}$ зі зростанням їх парціального тиску, так і процесом їх гасіння. Оптимальні парціальні тиску для дийодиду Кадмію визначаються динамічною рівновагою між цими процесами. Вище певного значення парціальних тисків дийодиду Кадмію процес гасіння



де ΔE –різниця енергії в реакції, що виділяється у виді тепла буде відігравати велику роль в зв'язку, з чим і відбувається зменшення

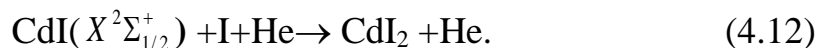
потужності випромінювання. Константа швидкості його становить величину $(9.2 \pm 1.1) 10^{-10} \text{ см}^3 / \text{с}$ [4.13 4.19].

Збільшення потужності випромінювання від числа імпульсів накачування (рис.4.7, 4.8, 4.9) визначається процесом дисипації енергії розряду, при якому відбувається нагрівання суміші і відповідно підвищення парціального тиску парів дийодиду Кадмію та збільшення потужності випромінювання за рахунок процесів (4.1-4.3, 4.9). Насичення залежності потужності випромінювання від числа імпульсів накачки, подальше її зменшення на 11% і стабілізація на рівні 32 Вт викликається процесом гасіння (4.4, 4.9) та стабілізацією температури робочої суміші.

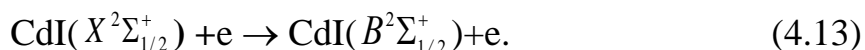
Різні швидкості (по числу імпульсів накачування) досягнення насичення в інтенсивності випромінювання молекул CdI^* від числа імпульсів для сумішей дийодиду Кадмію з Гелієм та дийодиду Кадмію з Гелієм і малими домішками молекулярного Азоту та Ксенону (рис. 4.7, 4.8, 4.9) викликані різною швидкістю дисипації енергії розряду для багатоконпонентної плазми і, яка залежить насамперед від імовірності пружних зіткнень електронів з компонентами плазми [4.16]. Константи швидкостей пружних зіткнень електронів з молекулами Азоту і Ксенону вищі за ніж для Гелію ($0.159 \cdot 10^{-12}$ (N_2), $0.148 \cdot 10^{-16}$ (Xe), табл.4. 6 ; $277 \cdot 10^{-15}$ (Xe), $77.92 \cdot 10^{-15}$ (He), табл.4.7, що в першому наближенні пояснює виявлені закономірності. Для визначення кількісних характеристик цих закономірностей необхідно проведення чисельних розрахунків кінетики процесу дисипації енергії розряду в таких багатоконпонентних сумішах.

Коливальна форма амплітуди імпульсу напруги (рис.4.5 а) викликана за рахунок неузгодження вихідного опору генератора напруги з вхідним опором джерела випромінювання. Структура імпульсу струму (рис.4.5 б) викликана зарядкою и розрядкою ємності діелектрика за час імпульсу напруги з амплітудою достатньою для пробою розрядного проміжку [4.20]. Відмінності у формі імпульсів струму на передньому и задньому фронті пов'язані з протилежними напрямками проходження струму через газорозрядний проміжок і внаслідок цього неоднаковими умовами розсмоктування заряду на внутрішній поверхні діелектрика в умовах однобар'єрного розряду, який використовується в нашому експерименті.

Наявність часового розширення другого імпульсу випромінювання і його заднього фронту в порівнянні з першим імпульсом викликано накопиченням монойодиду Кадмію в основному енергетичному стані в міжімпульсному періоді, так як не всі молекули монойодиду Кадмію встигають відновитися в процесі [4.19]:



Це призводить, в кінцевому підсумку, до зміни амплітуди і часової поведінки другого імпульсу за рахунок збільшення заселеності $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану моноїодиду кадмію в результаті збудження зі стану $X^2\Sigma_{1/2}^+$ електронами:



4.2. Оптичні характеристики ексиламп на сумішах парів дийодиду Кадмію, Неону та Ксенону

Метою досліджень було провести спектральну діагностику ексилампи на сумішах парів дийодиду Кадмію з Неоном і Ксеноном із збудженням робочих сумішей височастотним джерелом живлення з гармонічною формою вихідної напруги, з можливістю перебудови частоти до 140 кГц, визначити параметри плазми і на основі їх встановити приведене електричне поле при якому буде спостерігатися максимальний вклад потужності розряду в збудження ексиплексних молекул моноїодиду Кадмію і йодиду Ксенону.

4.2.1. Електричні характеристики ексилампи

В ході експериментів досліджувалися суміш парів дийодиду Кадмію з Неоном, а також суміші парів дийодиду Кадмію, Неону і Ксенону при різних парціальних тисках в ексилампі, конструкція, якої описана в розділі 1, рис.1.1. Відразу після ініціації бар'єрного розряду атмосферного тиску в сумішах дийодиду Кадмію з інертними газами спостерігався філаментарний режим горіння БР. Зі збільшенням частоти проходження імпульсів накачки спостерігалася зміна форми мікро розрядів від циліндричної (при $f \sim 10$ кГц) до конусоподібної - з вершиною на металевому електроді і основою на внутрішній поверхні кварцової трубки (при $f \sim 100$ кГц). У міру розігріву суміші колір розряду ставав рожевим. При цьому спостерігався більш дифузний і однорідний характер розряду, істотно згладжуються контраст яскравості в об'ємному розряді і філаментах.

При невисоких частотах повторення імпульсів ($f \sim 10$ кГц) в кожному напівперіоді прикладеної напруги U на осцилограми реєстрованого струму на кривій струму зміщення спостерігалася серія різких сплесків різної амплітуди і приблизно однаковою тривалості. Кожен сплеск струму викликаний набором мікро розрядів - філаментів, які виникають в розрядному проміжку і статистично розподілені в часі (рис. 4.14). Амплітуда піків не перевищувала 20 мА при тривалості до 200 нс. З ростом температури суміші при фіксованому значенні напруги і частоти слідування імпульсів збільшувалася кількість сплесків струму. У той же час, збільшення частоти проходження імпульсів при фіксованій напрузі призводило до зменшення числа сплесків струму в цузі. Перший сплеск струму зі зростанням U переміщався все лівіше від максимуму прикладеної напруги, і при великих амплітудах U перший сплеск припадав вже на фазу негативної прикладеної напруги. Як і в [4.21], сплески струму позитивної полярності завжди припадали на фазу напруги з позитивною похідною $dU / dt > 0$.

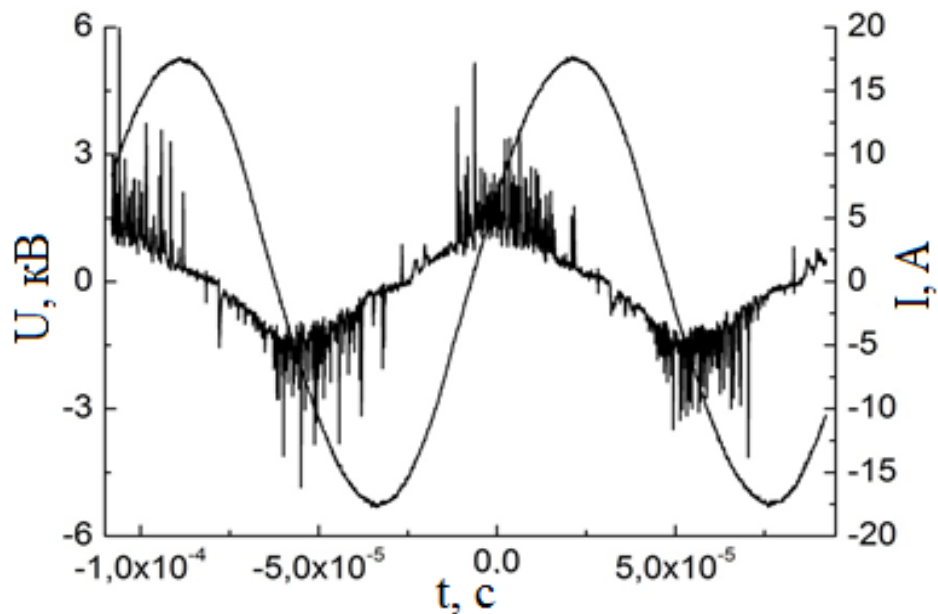


Рис.4.14 - Осцилограми імпульсів напруги і струму бар'єрного розряду в суміші $CdI_2 / Ne = 20$ Па / 101, 3 кПа, $f = 10$ кГц [4.22].

4.2.2. Спектри випромінювання

Типові оглядові спектри випромінювання плазми БР на подвійний суміші парів дйодиду Кадмію з Неоном і потрійній суміші дйодиду Кадмію, Неону і Ксенону наведені на рис. 4.15-4.17. В спектрах у видимому діапазоні істотно визначається спектральна смуга з максимумом при $\lambda = 655$ нм, яка має слабо розділену коливну структуру і відповідає електронно-коливальному переходу $B^2\Sigma^+_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}$ ексиплексних молекул монойодиду Кадмію [4.4]. Випромінювання CdI (B \rightarrow X) проявляється, починаючи з $\lambda \sim 400$ нм, основна частина його сконцентрована в діапазоні 635 - 660 нм. Форма спектральної смуги електронно-коливального переходу $B^2\Sigma^+_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}$ ексиплексних молекул монойодиду Кадмію аналогічна спектральним смугам, відповідним переходу B \rightarrow X в галогенідах Ртуті і Цинку, а саме: більш круте зростання інтенсивності з боку довгохвильового ділянки і повільний спад в короткохвильовій області [4.23, 4.24]. При атмосферному тиску суміші внаслідок завершеності коливальної релаксації переходи відбуваються в основному з нижніх коливальних рівнів збудженого електронного стану $v' = 0-2 \rightarrow v'' = 61, 62$. Ширина спектральної смуги на напіввисоті для CdI (B \rightarrow X) мала величину 11- 12 нм. При збільшенні частоти слідування імпульсів накачки зростала яскравість спектральної смуги CdI (B \rightarrow X), при цьому форма її та положення максимуму випромінювання не змінювалися (під яскравістю спектральної смуги розумілася площа під кривою на спектрі).

Також у всіх спектрах присутні атомарні лінії Кадмію, найбільш інтенсивними з яких є резонансні лінії $5p \rightarrow 5s$ (228.8 і 326.1 нм) в УФ області, а у видимій - триплет $6s \rightarrow 5p$ (467.8, 480.0 і 508.6 нм) і лінія $5d \rightarrow 5p$ (643.8 нм). Крім того, спостерігалася резонансна лінія Йоду $6s \rightarrow 5p$ (206.2 нм) [4.5] і спектральні смуги молекулярного Йоду, найбільш інтенсивною з яких була смуга $I_2 (D' \rightarrow A')$ з максимумом при $\lambda = 342$ нм [4.4]. Інтенсивність атомарних ліній і яскравість молекулярних смуг сильно залежали від температури робочої суміші. Інтенсивність ліній кадмію росла з підвищенням температури, в той час як інтенсивність атомарних ліній йоду і яскравість спектральних смуг молекулярного Йоду падала. В спектральному діапазоні 315 - 425 нм спостерігалися також смуги молекулярного Азоту, що відповідають переходу другої позитивної системи Азоту [4.4]. Вони виявлялися внаслідок горіння розряду (паразитного) в повітрі між зовнішньою поверхнею кварцової трубки і сіткою. При температурі <1000 С у всіх досліджуваних сумішах в

спектральному діапазоні 420 - 480 нм спостерігалися спектральні смуги, які ототожені з випромінюванням молекул I_2 ($B \rightarrow X$) [4.4].

В спектрах випромінювання бар'єрного розряду на суміші парів дийодиду Кадмію з Неоном (рис. 4.15) в спектральному діапазоні 580 - 720 нм спостерігалися атомарні лінії буферного газу Неону, інтенсивність яких помітно падала в міру розігріву робочого середовища і обумовлена вона зменшенням температури електронів в розряді з підвищенням концентрації легко іонізуючих частинок молекул дийодиду Кадмію і атомів Кадмію, що призводило до зміни ефективності збудження ліній Неону.

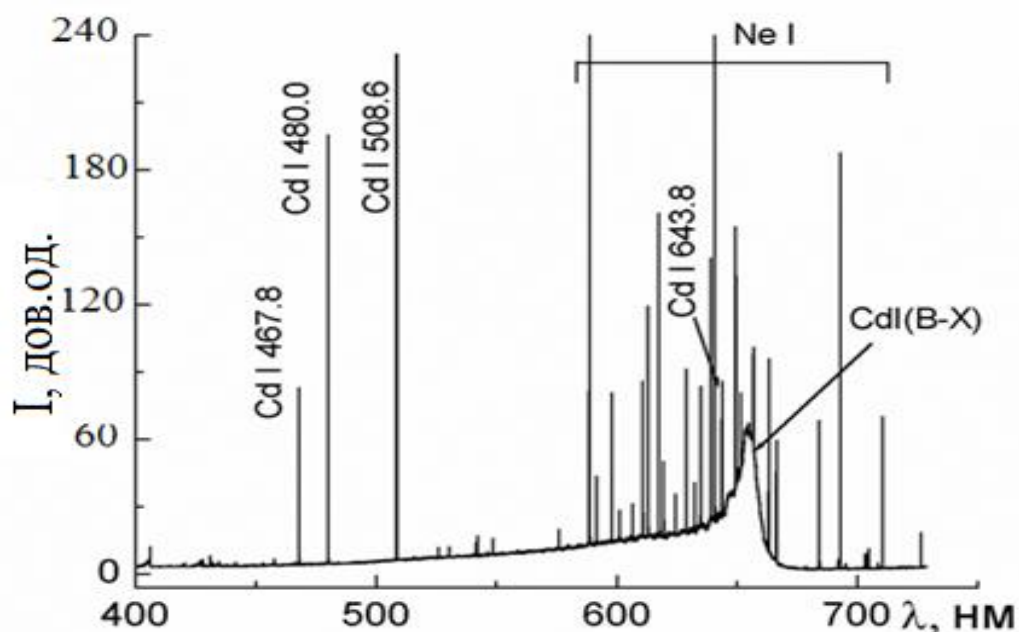


Рис.4.15 - Оглядовий спектр випромінювання бар'єрного розряду в видимій області на суміші $CdI_2 / Ne = 20$ Па / 101, 3 кПа [4.22].

В спектрах випромінювання потрійної суміші $CdI_2 / Xe / Ne$ (рис. 4.16, 4.17), крім випромінювання CdI ($B \rightarrow X$), при температурі суміші до ~ 250 °С спостерігалися інтенсивні спектральні смуги випромінювання ексиплексних молекул XeI ($B \rightarrow X$) і XeI ($B \rightarrow A$) з максимумами при 253 і 320 нм, відповідно (рис. 4.17) [4.25]. Слід зазначити, що з додаванням ксенону в спектрі різко зменшилася кількість ліній Неону. При збільшенні парціального тиску Ксенону зростала яскравість випромінювання XeI ($B \rightarrow X$), а в області 330 - 400 нм спостерігався широкий континуум, пов'язаний з утворенням молекул Xe_2I^* [4.25]. У даній суміші спектр випромінювання ксенону представлений атомарними лініями, серед яких у видимій області найбільш інтенсивні- $7p \rightarrow 6s$ при 462.4 та 467.1 нм, а в

ближній інфрачервоній - бр \rightarrow 6s при 823.2, 828.0, 834.7, 840.9 і 881.9 нм [4.26]. При збільшенні температури суміші інтенсивність ліній Ксенону в ІК області зменшувалася в 4 - 5 разів.

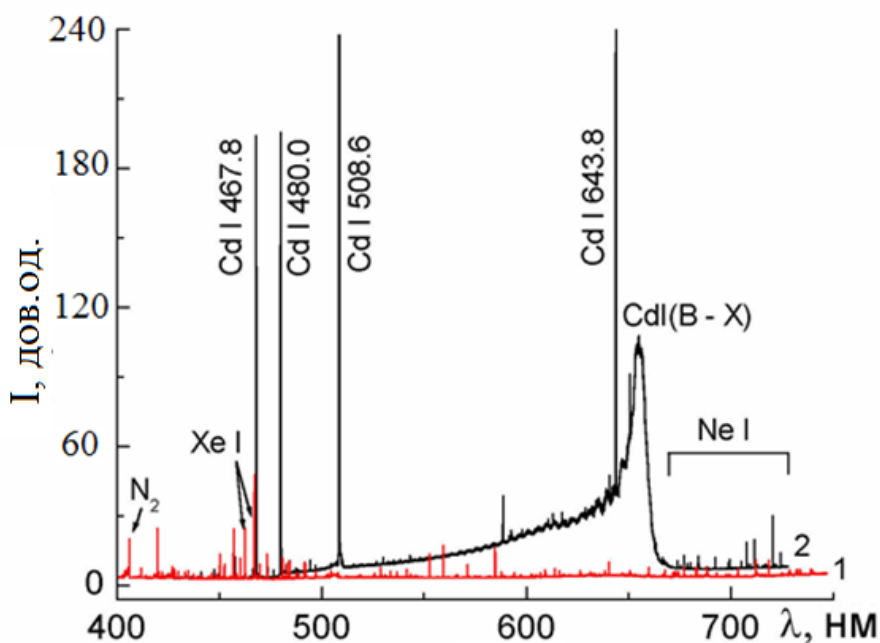


Рис.4.16 - Оглядовий спектр випромінювання бар'єрного розряду в видимій області на сумішах: 1- $\text{CdI}_2 / \text{Xe} / \text{Ne} = 0.01 \text{ Па} / 8 \text{ кПа} / 101,3 \text{ кПа}$, 2 - $\text{CdI}_2 / \text{Xe} / \text{Ne} = 30 \text{ Па} / 8 \text{ кПа} / 101,3 \text{ кПа}$ [4.22].

Показники яскравості спектральної смуги випромінювання $\text{CdI} (\text{B} \rightarrow \text{X})$ в БР на сумішах парів дйодиду Кадмію, Неону і Ксенону різного парціального співвідношення компонент суміші наведені в таблиці 4.8. Оптимальними з точки зору максимального виходу $\text{CdI} (\text{B} \rightarrow \text{X})$ є суміш $\text{CdI}_2 / \text{Xe} / \text{Ne} = 22 \text{ Па} / 4 \text{ кПа} / 101,3 \text{ кПа}$. Яскравість випромінювання $\text{CdI} (\text{B} \rightarrow \text{X})$ в суміші парів дйодиду Кадмію, Неону і Ксенону вище на 11% в порівнянні з сумішшю парів дйодиду Кадмію і Неону. При збільшенні парціального тиску Ксенону виявлялися такі закономірності. По-перше, при незмінних зовнішніх умовах збільшувалася температура суміші (від 345°C до 360°C) і, як наслідок, парціальний тиск парів дйодиду Кадмію. По-друге, спостерігалася монотонне зростання яскравості випромінювання CdI^* , досягнення максимуму в області парціального тиску Ксенону рівного 2 - 4 кПа.

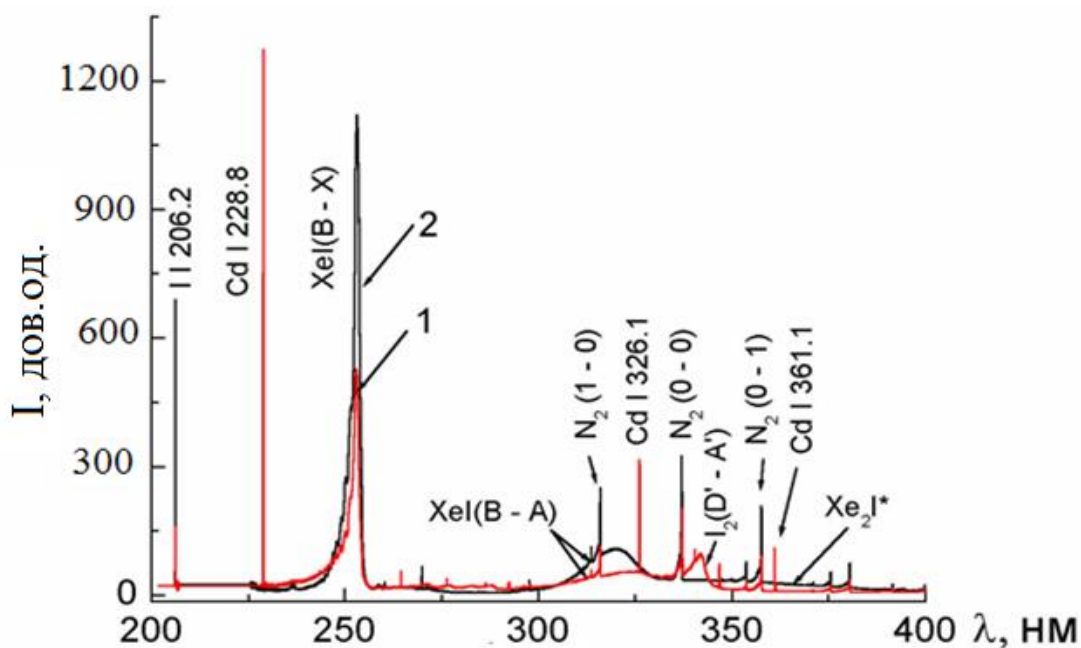


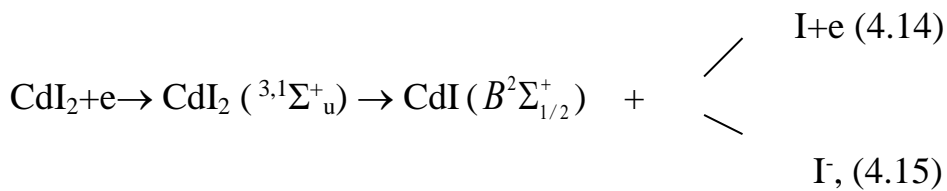
Рис 4.17 - Оглядовий спектр випромінювання бар'єрного розряду в УФ області на сумішах: 1 - $\text{CdI}_2 / \text{Xe} / \text{Ne} = 0.15 \text{ Па} / 4 \text{ кПа} / 101, 3 \text{ кПа}$, 2 - $\text{CdI}_2 / \text{Xe} / \text{Ne} = 0.05 \text{ Па} / 8 \text{ кПа} // 101, 3 \text{ кПа}$ [4.22].

Таблиця 4.8 - Яскравість спектральної смуги випромінювання $\text{CdI} (B \rightarrow X)$ в бар'єрному розряді на сумішах парів дийодиду Кадмію з Неоном і Ксеноном.

Суміш	Парціальні тиски компонент	Яскравість $\text{CdI}(B \rightarrow X)$, відн. од.
CdI_2/Ne	20 Па/ 101, 3 кПа.	0.79
$\text{CdI}_2/\text{Xe}/\text{Ne}$	20 Па/0.6 кПа/ 101, 3 кПа.	0.29
	20 Па/0.9 кПа/ 101, 3 кПа.	0.54
	21 Па/1.23 кПа/101, 3 кПа.	0.72
	22 Па/2.5 кПа/ 101, 3 кПа.	0.96
	22 Па/4 кПа/ 101, 3 кПа.	1
	23 Па/4.5 кПа/101, 3 кПа.	0.89
	24 Па/5.5 кПа/ 101, 3 кПа.	0.84
	26 Па/8 кПа/ 101, 3 кПа.	0.89

4.2.3. Реакції виникнення емісії спектральних смуг і ліній

Наявність в спектрах досліджених сумішей (рис. 4.15 - 4.17) атомарних ліній Кадмію і Інертних газів, а також молекулярних смуг CdI^* , I_2^* , XeI^* і Xe_2I^* викликано плазмохімічними реакціями взаємодії електронів різних енергій з молекулами дийодиду Кадмію, атомами Інертних газів і реакціями рекомбінації позитивних і негативних іонів. Таким чином, виникнення емісії спостережуваних спектральних смуг і ліній, імовірно, відбувається в наступних реакціях [4.25, 4.7, 4.11, 4.12, 4.13, 4.27, 4.28]:



$$\lambda_{\text{макс.}} = 655 \text{ нм}$$



$$\lambda = 228.8 \text{ нм}, 326.1 \text{ нм}, 467.8, 480.0 \text{ нм}, 508.6 \text{ нм} \text{ и } 643.8 \text{ нм}$$



$$\lambda = 206.2 \text{ нм}$$



$$\lambda = 342 \text{ нм}, 420 - 480 \text{ нм}$$



$$\lambda = 580 - 720 \text{ нм}$$



$$\lambda = 462.4 \text{ нм}, 467.1 \text{ нм}, 823.2 \text{ нм}, 828.0, 834.7 \text{ нм}, 840.9 \text{ нм},$$

$$881.9 \text{ нм}$$



де M – третя частинка



$$\lambda = 253 \text{ нм}, 320 \text{ нм}$$



$$\lambda = 330 - 400 \text{ нм}$$

Особливості в спектрах випромінювання плазми БР на потрійній суміші з Хе (рис. 4.17), а саме, різке зменшення кількості ліній Неону в спектрі при додаванні Ксенону викликані пенінговою іонізацією Хе [4.29]:



Співвідношення інтенсивності спектральних смуг і ліній в спектрах залежать від констант швидкостей збудження, які в свою чергу визначаються ефективними перерізами і функціями розподілу електронів від енергій в газорозрядній плазмі бар'єрного розряду [4.16, 4.30].

4.2.4. Чисельне моделювання параметрів плазми

Для з'ясування причини підвищення яскравості випромінювання молекул CdI * в суміші з домішками Ксенону нами виконано дослідження параметрів плазми.

Всі розрахунки проводилися для суміші CdI₂: Ne = 20 Па: 101, 3 кПа при загальному тиску суміші 101, 320 кПа і для суміші CdI₂: Xe: Ne = 22 Па: 4 кПа: 101, 3 кПа при загальному тиску суміші 105, 322 кПа при яких досягалася максимальна величина яскравості випромінювання в експерименті (таблиця 4.7).

В інтегралі зіткнень електронів з атомами і молекулами враховані такі процеси: пружне розсіювання, збудження енергетичних рівнів атома Ne з енергією порігу, що дорівнювала 16. 62 eV, 16.67 eV (1s4), 16.84 eV (1s2), 18.72 eV (2p), 20.0 eV (2s + 3d), 20.65 eV (3p) та іонізація атома Неону (енергія порогу 21.56 eV); пружне розсіяння і збудження електронних станів атома Ксенону з граничними енергіями: 3.4 eV, 8.31 eV, 8.44 eV, 9.69 eV, 10.0 eV, 11.0 eV, 11.7 eV, іонізація атомів Ксенону з енергією порогу 12.12 eV, дисоціативне збудження: $V^2 \Sigma^+_{(1/2)}$ - стану молекул монойодиду Кадмію (енергія порігу 4.986 eV), атомів Кадмію $\lambda = 479.991$ нм і $\lambda = 508.582$ нм (енергія порігу 6.386 eV): іонізація дийодиду Кадмію, дисоціативна іонізація з утворенням іонів: дийодиду Кадмію, монойодиду Кадмію, Кадмію та Йоду (енергія порігу - 10 eV, 11 eV, 13 eV, 14 eV, відповідно).

Дані за абсолютними величинами ефективних перерізів цих процесів, а також їх залежності від енергії електронів взяті з бази даних [4.31] та праць [4.7, 4.11, 4.12].

Напруженість електричного поля (E) і приведене електричне поле на плазмі (E / N) при якому в експерименті спостерігалася максимальна яскравість випромінювання в спектральній смузі ($\lambda_{\text{макс.}} = 650$ нм) молекули монойодиду Кадмію в суміші парів дийодиду Кадмію і Неону і суміші

парів дийодиду Кадмію , Неону і малою домішкою ксенону мали величини $1.8 \cdot 10^6 \text{ В / м}$, 148.9 Тд і $144,0 \text{ Тд}$, відповідно.

На рис.4.18 - 4.19 представлені залежності середньої енергії електронів від величини параметра E / N і констант швидкості дисоціативного збудження електронами $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодиду Кадмію. Із зростанням параметра E / N збільшуються і значення середньої енергії електронів і константи швидкостей збудження молекул, як для подвійної суміші, так і для потрійної. Однак для подвійної суміші вони вище, ніж для потрійної. Для значень приведеної напруженості електричного поля, при якій проводився експеримент вони мали значення 16.18 еВ і 13.05 еВ і $10.18 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ і $8.921 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$, відповідно.

Питомі втрати потужності розряду на дисоціативне збудження електронами $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодиду Кадмію для суміші парів дийодиду Кадмію з Неоном (рис.4.21) вище значень для суміші парів дийодиду Кадмію з Неоном і Ксеноном (рис. 4.22, крива 1). Вони досягають максимальних значень 14.78% і 4.44% відповідно для приведенного електричного поля $E / N = 1 \text{ Тд}$. У той же ж час питомі втрати потужності розряду на збудження метастабільного стану Ксенону ($E_{\text{пор.}} = 8.31 \text{ еВ}$) мають більш високі значення (рис.4.22, крива 2). Для приведенного електричного поля $E / N = 1 \text{ Тд}$ вони становлять величину 20.45% (рис.4.22, крива 2). При величинах приведенного електричного поля 148.9 і

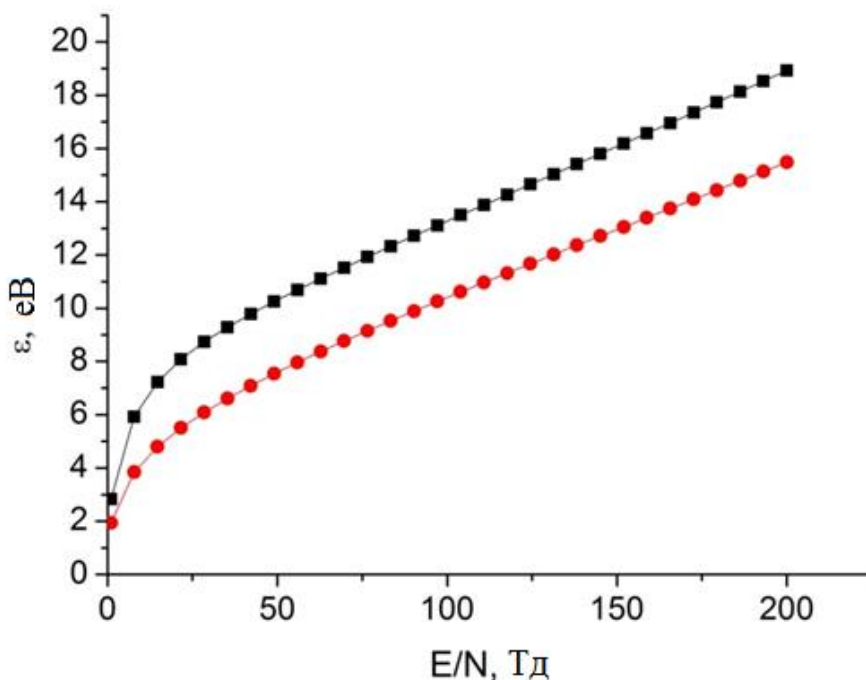


Рис.4.18 - Залежність середньої енергії електронів від параметра E/N в плазмі на суміші: 1- $CdI_2 - Ne = 20 \text{ Па} : 101, 3 \text{ кПа}$ при загальному тиску суміші $101, 320 \text{ кПа}$, 2- $CdI_2 : Xe : Ne = 22 \text{ Па} : 4 \text{ кПа} : 101, 3 \text{ кПа}$ при загальному тиску суміші $105, 322 \text{ кПа}$ [4.22].

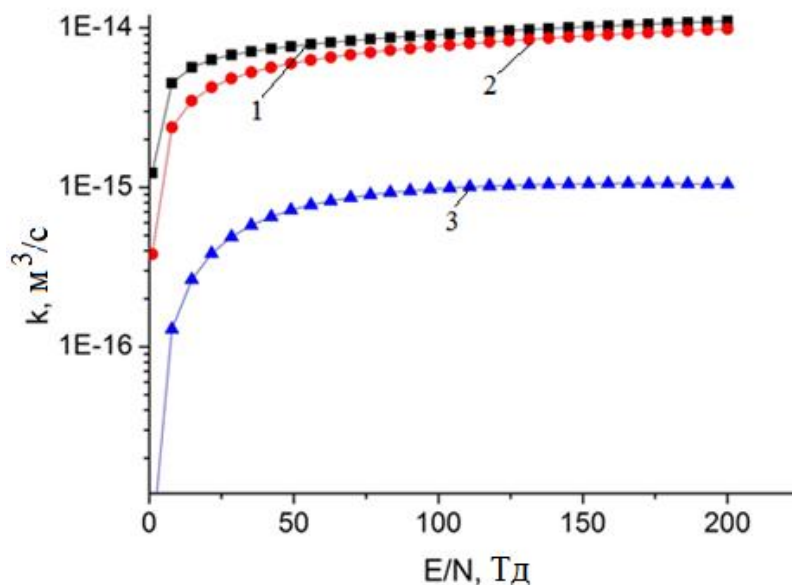


Рис.4.19 - Залежність константи швидкості дисоціативного збудження електронами $B^2\Sigma_{1/2}^+$ –стану молекул монойодиду Кадмію від параметра E / N в плазмі на суміші: 1- $CdI_2 - Ne = 20 \text{ Па} : 101, 3 \text{ кПа}$ при загальному тиску суміші $101, 320 \text{ кПа}$, 2- $CdI_2 : Xe : Ne = 22 \text{ Па} : 4 \text{ кПа} : 101, 3 \text{ кПа}$ при загальному тиску суміші $105, 322 \text{ кПа}$, 3- залежність константи швидкості збудження електронами метастабільного стану Ксенону (енергія порігу 8.31 eV) від параметра E / N в плазмі на суміші- $CdI_2 : Xe : Ne = 22 \text{ Па} : 4 \text{ кПа} : 101, 3 \text{ кПа}$ при загальному тиску суміші $105, 322 \text{ кПа}$ [4.22].

144.0 Тд , при яких проводилися експериментальні дослідження і для яких яскравість спектральної смуги випромінювання $CdI (B \rightarrow X)$ для суміші парів дийодиду Кадмію з Неоном мала величину в відносних одиницях 0.8 , а для суміші дийодиду Кадмію з Неоном і домішкою Ксенону (таблиця 4.7) питомі втрати потужності розряду на дисоціативне збудження електронами $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул монойодиду Кадмію і метастабільного стану атомів Ксенону ($E_{пор.} = 8.31 \text{ eV}$) становили величини 0.02% , 0.02% і 0.73% , відповідно.

У зв'язку з тим, що питома потужність втрат розряду на збудження метастабільного стану Ксенону значно вище (в 39 разів) питомої потужності втрат розряду на дисоціативне збудження електронами $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул монойодиду Кадмію в суміші з домішкою Ксенону і яскравість випромінювання молекул CdI^* в експериментальних

умовах вище (таблиця 4.7), можна припустити, що підвищена яскравість випромінювання в суміші з додаванням Ксенону пов'язана з додатковим процесом заселення $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодиду Кадмію, а саме з процесом дисоціативного збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодиду Кадмію при зіткненні атомів Ксенону в метастабільних станах з молекулам діїодиду Кадмію (реакція 4.16).

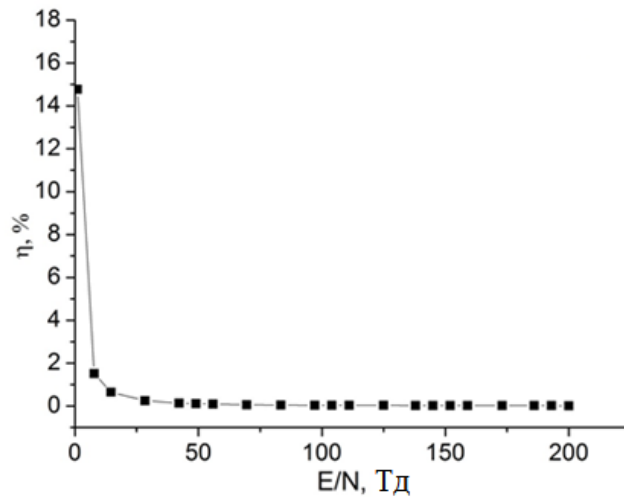


Рис.4.20 - Питомі втрати потужності розряду на дисоціативне збудження електронами $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодиду Кадмію в плазмі на суміші $CdI_2 - Ne = 20$ Па: 101, 3 кПа при загальному тиску суміші 101, 320 кПа [4.22].

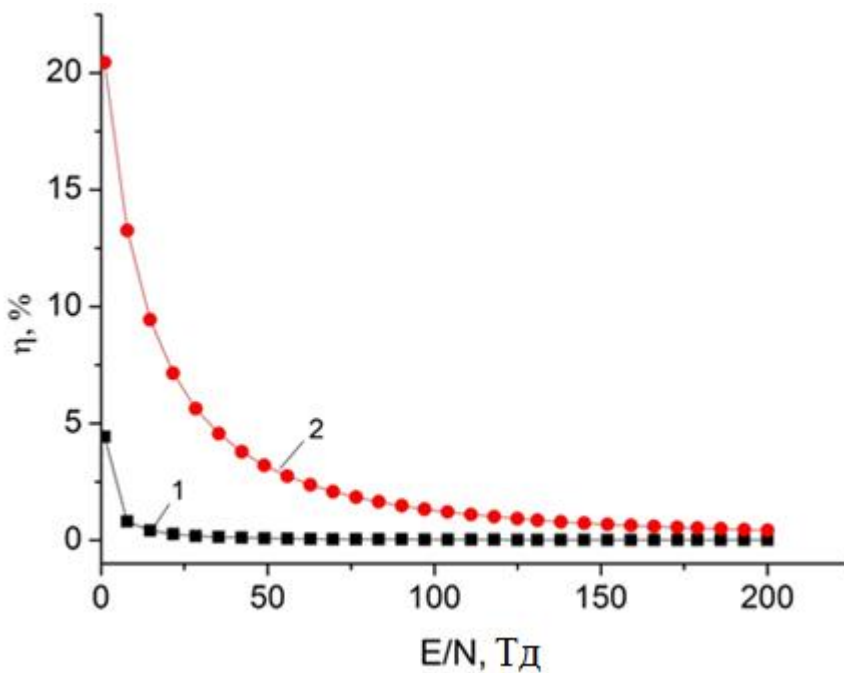


Рис.4.21-Питомі втрати потужності розряду в плазмі на суміші CdI₂: Хе: Не = 22 Па: 4 кПа: 101, 3 кПа при загальному тиску суміші 105, 322 кПа: 1- на дисоціативне збудження електронами $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодиду Кадмію, 2- на збудження метастабільного стану Ксенону ($E_{пор.} = 8.31$ еВ) [4.22].

4.3. Оптичні характеристики ексилампи на сумішах парів дийодиду Цинку з Гелієм

Суміші парів дийодиду цинку з Інертними газами можуть бути перспективними робочими середовищами для створення екологічно чистих ексиламп у видимому і ультрафіолетовому діапазоні спектра. У цьому розділі представлені дослідження оптичних характеристик ексиламп атмосферного тиску на сумішах парів дийодиду Цинку і Гелію і малої домішки молекулярного Азоту при частоті слідування імпульсів накачки генератора 130 кГц.

4.3.1. Осцилограми струму і напруги

Відразу після ініціації в ексилампі бар'єрного розряду атмосферного тиску в сумішах дийодиду Цинку з Інертними газами спостерігався філаментарний режим горіння БР, типовий для частот ~ 100 кГц - набір конусоподібних мікро розрядів з вершиною на металевому електроді і основою на внутрішній поверхні кварцової трубки. Колір розряду в початковій стадії перших 30 с був рожевим. Наступні 30-60 с розряд горів синьо-зеленим кольором. У міру само розігріву суміші колір розряду ставав помаранчевим. При цьому спостерігався більш дифузний і однорідний характер розряду, помітно згладжуються контраст яскравості в об'ємному розряді і філаментах.

Типові осцилограми струму і напруги наведені на рис. 4.22. У кожному напівперіоді прикладеної напруги на осцилограмі реєстрованого струму на кривій струму зміщення спостерігалася серія різких сплесків різної амплітуди і приблизно однаковою тривалості. Кожен сплеск струму викликаний набором ниткоподібних мікро розрядів - філаментів, які виникають в розрядному проміжку і статистично розподілені в часі. Осцилограма імпульсів струму несиметрична - в позитивному напівперіоді

перший сплеск мав значно більшу амплітуду, ніж інші, а в негативному напівперіоді амплітуда всіх сплесків була приблизно однаковою. Це, мабуть, пов'язано з тим, що зі збільшенням частоти в БР на суміші значно зростає роль факторів, пов'язаних з геометрією розряду, а саме, сильно відрізняються площі поверхні електродів, оскільки розряд відбувається в системі "циліндр-дріт", діелектриком покритий тільки один електрод випромінювача, і в одному випадку перенесення заряду відбувається спочатку через діелектричний бар'єр, а потім через плазму, а в іншому навпаки - спочатку через плазму, а потім через діелектрик.

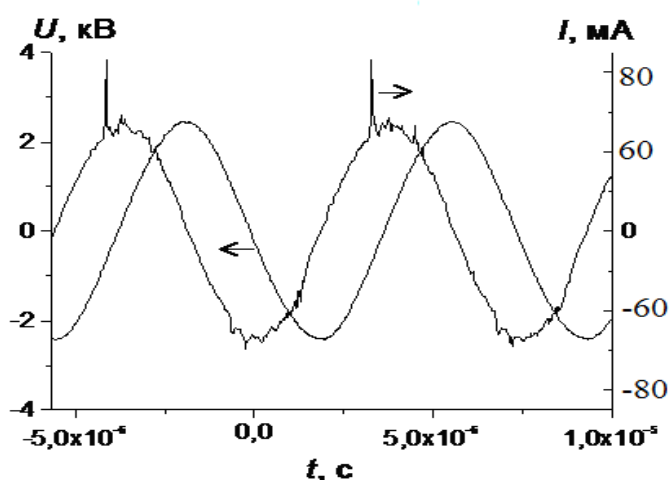


Рис. 4.22 - Осцилограми імпульсів напруги і струму газорозрядної плазми бар'єрного розряду в суміші $ZnI_2 / He = 0.5 \text{ Па} / 150 \text{ кПа}$ [4.32].

4.3.2. Спектр випромінювання ексилампи

Типовий оглядовий спектр випромінювання ексилампи на суміші парів дийодиду Цинку з Гелієм наведено на рис. 4.23. В отриманих спектрах у видимому діапазоні істотно виділялася спектральна смуга з максимумом при $\lambda = 602 \text{ нм}$, яка мала слабо розділену коливну

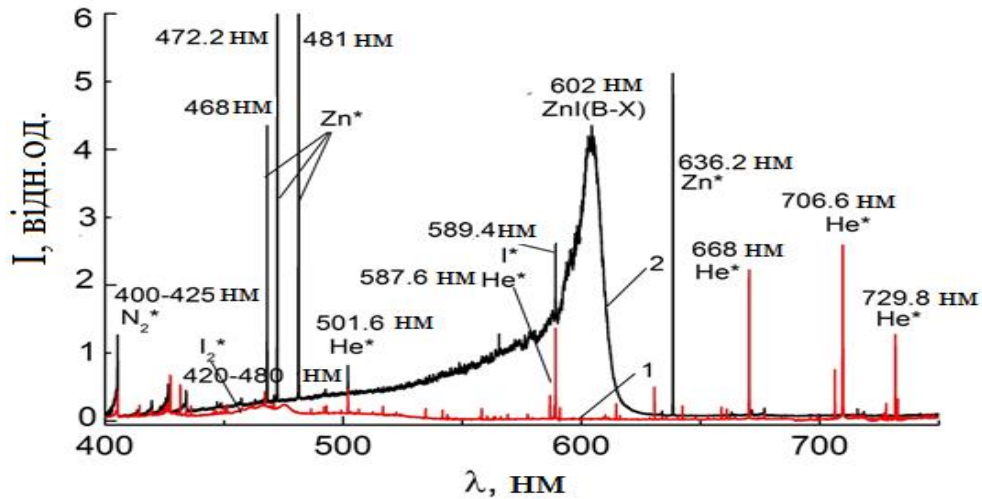


Рис.4.23 - Оглядовий спектр випромінювання газорозрядної плазми бар'єрного розряду на сумішах: 1 - $\text{ZnI}_2 / \text{He} = 0.0003 \text{ Па} / 150 \text{ кПа}$ (холодна суміш); 2 - $\text{ZnI}_2 / \text{He} = 0.5 \text{ Па} / 150 \text{ кПа}$ [4.32].

структуру і відповідала електронно-коливальному переходу $\text{V}^2\Sigma^+_{1/2} \rightarrow \text{X}^2\Sigma^+_{1/2}$ молекули ZnI [4.4]. Основна частина випромінювання молекул ZnI ($\text{V} \rightarrow \text{X}$) сконцентрована в діапазоні 590 - 608 нм. Форма спектральної смуги ZnI ($\text{V} \rightarrow \text{X}$) аналогічна спектральним смугам, відповідним переходу $\text{V} \rightarrow \text{X}$ в моногалогенідах Ртуті, а саме: більш круте зростання інтенсивності з боку довгохвильової ділянки і повільний спад в короткохвильовій області. При атмосферному тиску суміші внаслідок завершеності коливальної релаксації переходи відбуваються в основному з нижніх коливальних рівнів збудженого електронного стану. Ширина на напіввисоті для спектральної смуги ZnI ($\text{V} \rightarrow \text{X}$) становила 15 нм, що узгоджується з результатами роботи [4.33], де застосовувалася оптичне накачування суміші ZnI_2 / Ar випромінюванням ArF -лазера. Також в спектрах присутні атомарні лінії Цинку - триплет $5s \rightarrow 4p$ (468.0, 472.2 і 481.0 нм), лінія $4d \rightarrow 4p$ (636.2 нм) [4.5] і смуги молекулярного Йоду, найбільш інтенсивної з яких була смуга I_2 ($\text{D}' \rightarrow \text{A}'$) з максимумом при $\lambda = 342 \text{ нм}$ [4.4]. Інтенсивність атомарних ліній і яскравість молекулярних смуг сильно залежали від температури робочої суміші. Інтенсивність ліній цинку збільшувалася з підвищенням температури, в той час як яскравість смуг молекулярного Йоду зменшувалася. Під яскравістю молекулярної смуги розумілася площа під кривою на спектрі. У спектральній області 315 - 425 нм спостерігалися також смуги молекулярного Азоту, відповідні електронно-коливальному переходу другої позитивної системи N_2 . Вони виявлялися в спектрі внаслідок горіння розряду (паразитного) в повітрі

між зовнішньою поверхнею кварцової трубки і сіткою. При температурі $<100-120\text{ }^{\circ}\text{C}$ в діапазоні 420 - 480 нм спостерігалися смуги, які ототожені з випромінюванням молекул I_2 (B \rightarrow X) (рис.4. 23). В спектрі випромінювання БР (рис.4.23, спектр 2) інтенсивність атомарних ліній Гелію помітно падала в міру розігріву робочої суміші. Така закономірність обумовлена зменшенням температури електронів в розряді з підвищенням концентрації легко іонізуючих частинок, зокрема молекул дийодиду цинку і атомів цинку. [4.16].

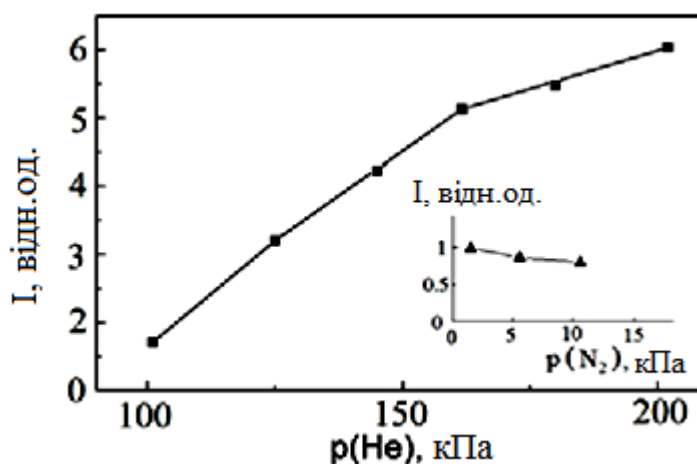
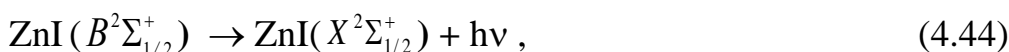
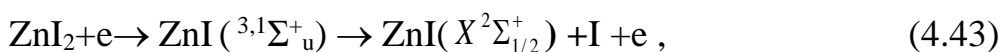
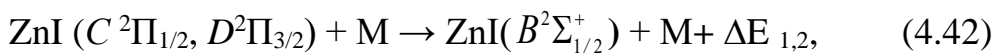
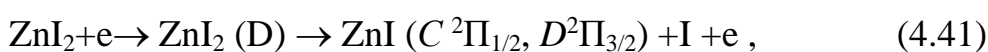
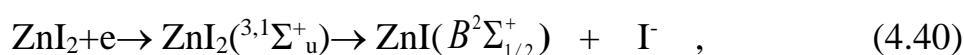
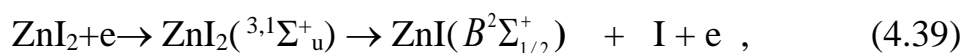


Рис. 4.24 - Залежність яскравості випромінювання спектральної смуги ZnI (B-X) від величини парціального тиску Гелію в суміші ZnI_2 / He . На вставці - залежність яскравості випромінювання спектральної смуги ZnI (B-X) від величини парціального тиску Азоту [4.32].

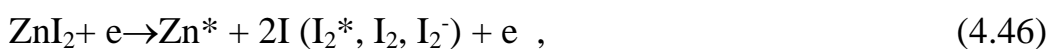
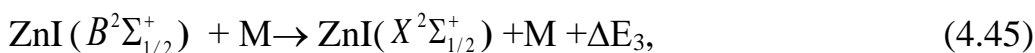
При збільшенні парціального тиску Гелію в суміші ZnI_2 / He в межах 102 - 200 кПа відбувалося збільшення яскравості випромінювання ZnI (B \rightarrow X) приблизно в три рази без ознак насичення (рис.4.23). Такий характер залежності може бути викликаний збільшенням температури робочої суміші і, в свою чергу, зростанням парціального тиску парів ZnI_2 . Додавання Азоту до суміші ZnI_2 / He (вставка на рис. 4.24) призводило до монотонного зменшення яскравості випромінювання молекул ZnI , так як енергія розряду витрачається на додаткові канали, в тому числі, на коливальне збудження молекулярного азоту.

4.3.3. Реакції відповідальні за емісію спектральних смуг і ліній

Емісія спектральних смуг і ліній плазми бар'єрного розряду на суміші парів дийодиду Цинку з Гелієм ймовірно спостерігається внаслідок наступних реакцій [4.23, 4.27]:



$$\lambda_{\text{макс.}} = 602 \text{ нм},$$



$$\lambda_{\text{макс.}} = 342 \text{ нм}$$



$$\lambda_{\text{.}} = 420 - 480 \text{ нм}$$



$$\lambda = 468.0, \lambda = 472.2 \text{ нм}, \lambda = 481.0 \text{ нм}, \lambda = 636.2 \text{ нм},$$



$$\lambda_{\text{.}} = 589,4 \text{ нм}$$



$$\lambda = 501,6 \text{ нм},$$



де М- концентрації гасячих молекул і атомів (ZnI_2 , He ,) відповідно, $\Delta E_{1,2}$ - різниця енергій в реакціях (4.42), ΔE_3 , ΔE_4 - різниця енергій в реакціях (4.45) і (4.53).

Крім того, утворення молекул ZnI (В) може відбуватися також в реакціях електрон-іонної і іон-іонної рекомбінації. Але внесок таких процесів незначний через більш низькі концентрацій вихідних компонент [4.29].

Реакції (4.39) і (4.40) відомі як основні джерела ексиплексних молекул монойодиду цинку (ZnI^*), константи швидкості яких на даний момент невідомі. Можна припустити, що вони знаходяться в межах величин $10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ і $10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}$, відповідно, так як питома потужність випромінювання в спектральній смузі ексиплексних молекули ZnI^* (рис. 4.25) близька до питомої потужності випромінювання в спектральних смузі ексиплексних молекул монойодиду і монобромиду Ртуті [4.22]. Крім того, молекули монойодиду Цинку можуть бути утворені в реакціях (4.41) внаслідок збудження молекул дийодиду Цинку в стан D при зіткненнях з електронами (D - стан є сумою декількох станів, які розташовані між 7 і 13 eV (поріг іонізації ZnI_2) [4.29, 4.36]. Емісія з D - стану ZnI_2 не спостерігається, так як даний стан швидко преддиссоціює з утворенням електронно-збуджених молекул ZnI^* в C і D - станах [59]. Вони гасяться в реакції (4.42), що веде до високої населеності $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану монойодиду Цинку [4.29]. Реакція зіткнення молекул дийодиду Цинку з електронами (4.43) є каналом утворення молекул монойодиду Цинку в основному стані, константа швидкості якої за нашою оцінкою має значення $\sim 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$. Електронно-коливальні переходи $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow (X^2\Sigma_{1/2}^+)$ молекул монойодиду Цинку призводять до емісії спектральних смуг з максимальною інтенсивністю на довжині хвилі $\lambda_{\text{макс.}} = 602 \text{ нм}$ (реакція (4.44)) [4.4]. Емісія спектральних смуг з максимумом інтенсивності на довжині хвилі $\lambda_{\text{макс.}} = 342 \text{ нм}$ викликана електронно-коливальних переходом $D' \rightarrow A'$ молекул Йоду (реакція 4.47)), а емісія спектральних смуг на $\lambda = 420 - 480 \text{ нм}$ викликана електронно-коливальних переходом $B \rightarrow X$ молекул Йоду (реакція 4.48) [4.4]. Збуджені молекули йоду утворюються в реакції (4.46). Збуджені атоми Цинку утворюються внаслідок проходження реакцій (4.46) завдяки великому ефективному перерізу дисоціативного збудження молекул дийодиду Цинку електронами [4.34]. Реакція (4.51) відповідальна

за збудження атомів буферного газу Гелію. Важливу роль в емісії спектральних смуг і ліній належить і процесам гасіння станів з яких відбувається емісія як молекулами дийодиду Цинку (реакція 4.45), так і атомами буферного газу Гелію (реакція 4.53) через які інтенсивність випромінювання зменшується, константи швидкості яких мають значення $1.7 \cdot 10^{-9} \text{ м}^3 / \text{с}$ і $\sim 1.5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 / \text{с}$ [4.35].

4.3.4. Питома потужність випромінювання ексилампи

Вимірювання середньої потужності випромінювання (P) випромінювача проводилося при загальному тиску 150 кПа (рис.4.25). Після включення розряду з ростом температури спочатку відбувалося зростання середньої потужності протягом 12 хвилин після чого невелике зменшення P протягом 8 хвилин, обумовлене зниженням інтенсивності випромінювання ліній Інертних газів і спектральних смуг молекулярного Йоду (рис.4.23). Потім випромінювач входив в режим за 20 хв. і спостерігалася стабілізація P.

За даних умов максимальне значення середньої потужності випромінювання з одиниці площі в видимому діапазоні дорівнювало 34 мВт / см^2 (рис. 4. 25), ККД по відношенню до вкладеної в розряд потужності $\sim 8\%$.

4.4. Емісійні характеристики ексилампи на сумішах парів дийодиду Цинку з Неоном і Ксеноном

Даний підрозділ присвячений комплексному дослідженню емісійних характеристик випромінювання ексилампи на сумішах парів дийодиду Цинку і Неону і малої домішки Ксенону при частоті слідування імпульсів накачки генератора 130 кГц.

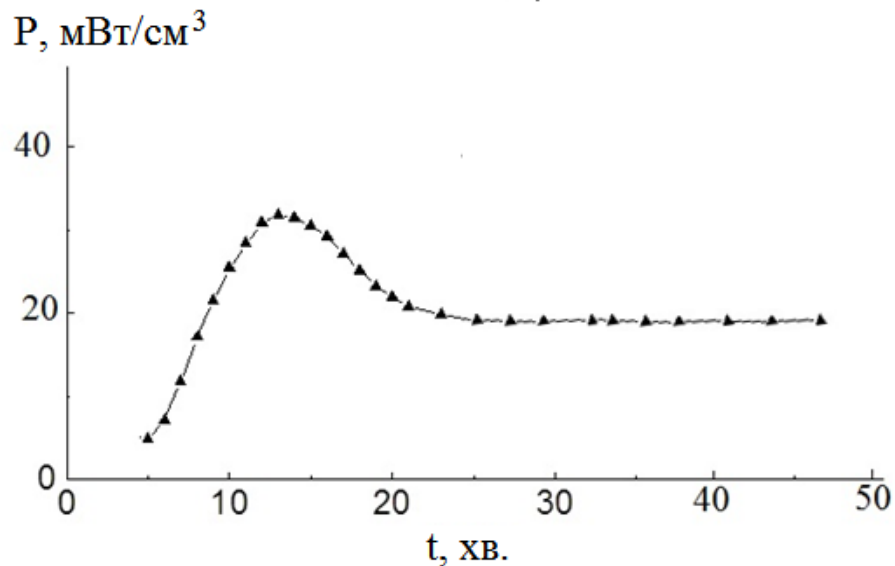


Рис. 4.25- Залежності потужності випромінювання газорозрядної плазми бар'єрного розряду на суміші $ZnI_2 / He = 0.5 \text{ Па} / 150 \text{ кПа}$ від часу горіння розряду в діапазоні $\Delta\lambda = 550\text{-}650 \text{ нм}$ [4.36].

4.4.1. Осцилограми імпульсів напруги і струму

Відразу після ініціації в ексилампі бар'єрного розряду атмосферного тиску в сумішах дийодиду Цинку з Інертними газами спостерігався філаментарний режим горіння БР, типовий для частот $\sim 100 \text{ кГц}$ - набір конусоподібних мікро розрядів з вершиною на металевому електроді і основою на внутрішній поверхні кварцової трубки. Колір розряду в початковій стадії перших 30 з був червоним. Наступні 30-60 с розряд горів синьо-зеленим кольором. У міру само розігріву суміші колір розряду ставав помаранчевим. При цьому спостерігався більш дифузний і однорідний характер розряду, помітно згладжуються контраст яскравості в об'ємному розряді і філаментах.

Типові осцилограми струму і напруги наведені на рис. 4.26 і 4.27. У кожному напівперіоді прикладеної напруги на осцилограмі реєстрованого струму на кривій струму зміщення спостерігалася серія різких сплесків різної амплітуди і приблизно однаковою тривалості. Кожен сплеск струму викликаний набором ниткоподібних мікророзрядів - філаментів, які виникають в розрядному проміжку і статистично розподілені в часі. Осцилограма імпульсів струму несиметрична - в позитивному на

півперіоді перший сплеск мав значно більшу амплітуду, ніж інші, а в негативному на півперіоді амплітуда всіх сплесків була

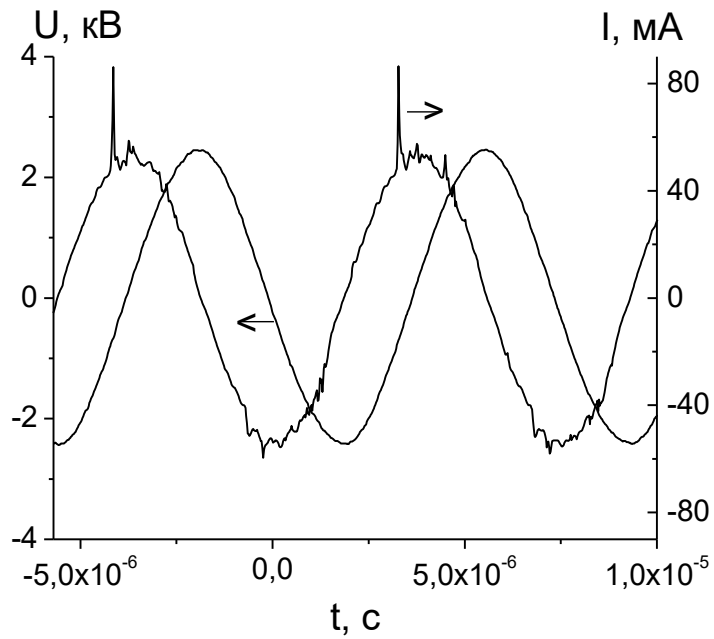


Рис. 4.26 - Осцилограми імпульсів напруги і струму бар'єрного розряду в суміші ZnI₂ / Ne = 0.5 Па / 200 кПа, f = 130 кГц [4.37].

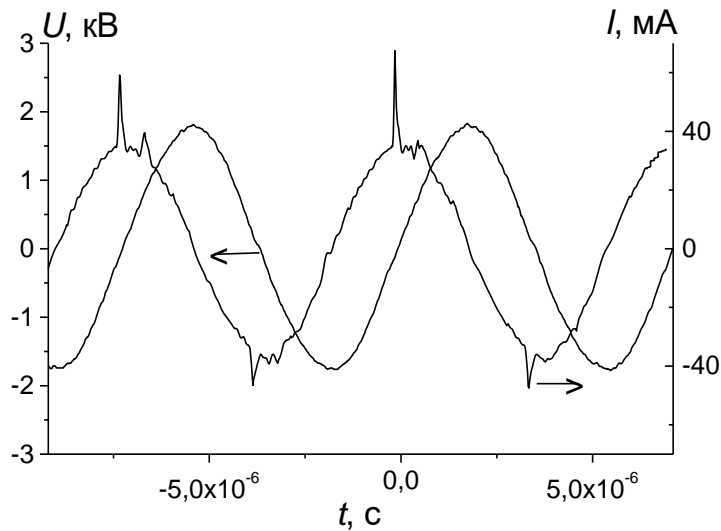


Рис. 4.27- Осцилограми імпульсів напруги і струму бар'єрного розряду в суміші ZnI₂ / Xe / Ne = 0.5 Па / 2 кПа / 200 кПа, f = 130 кГц [4.37].

приблизно однаковою. Додавання Хе до суміші ZnI_2 / Ne призводило до збільшення амплітуди першого струмового сплеску в негативному напівперіоді (рис. 4.27). Похибка вимірювання розрядного струму і напруги на електродах становила 10%.

4.4.2. Спектри випромінювання ексилампи

Типові оглядові спектри випромінювання плазми БР на бінарній суміші парів дийодиду Цинку з Неоном і потрійній суміші $ZnI_2 / Хе / Ne$ наведені на рис. 4.28 і 4.29.

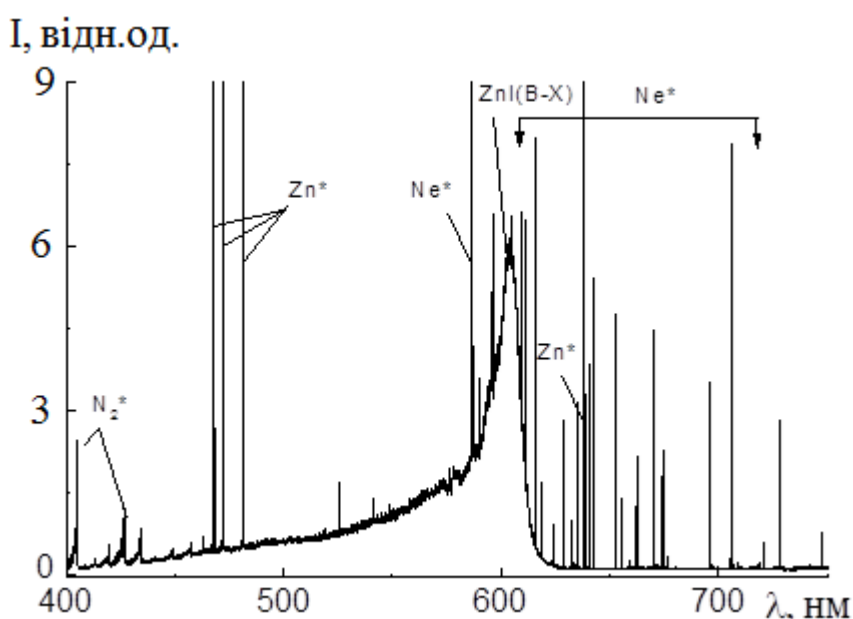


Рис.4.28- Оглядовий спектр випромінювання бар'єрного розряду на суміші $ZnI_2 / Ne = 0.5 \text{ Па} / 200 \text{ кПа}$ [4.37].

В спектрах у видимому діапазоні істотно виділялася спектральна смуга з максимумом при $\lambda = 602 \text{ нм}$, яка мала слабо розділену коливну структуру і відповідала електронно-коливальному переходу $B^2\Sigma^+_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}$ молекули ZnI [4.4]. Випромінювання $ZnI (B \rightarrow X)$ проявляється з $\lambda \sim 400 \text{ нм}$, а основна частина його сконцентрована в діапазоні $590 - 608 \text{ нм}$. Форма спектральної смуги $ZnI (B \rightarrow X)$ має більш круте зростання інтенсивності з боку довгохвильової ділянки і повільний спад в короткохвильовій області. При атмосферному тиску суміші внаслідок завершеності коливальної

релаксації переходи відбуваються в основному з нижніх коливальних рівнів збудженого електронного стану [4.29]. Ширина

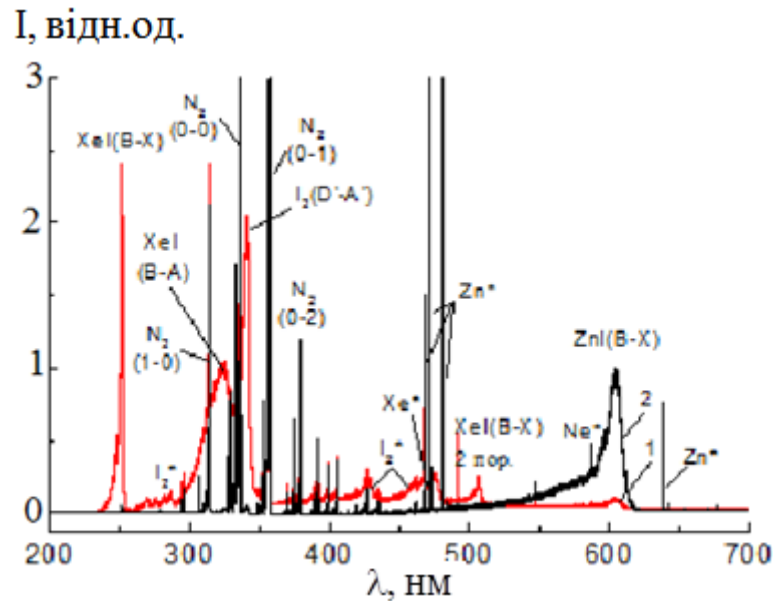


Рис.4.29 - Оглядовий спектр випромінювання бар'єрного розряду на сумішах: 1 - $\text{ZnI}_2 / \text{Xe} / \text{Ne} = 0.001 \text{ Па} / 30 \text{ кПа} / 170 \text{ кПа}$; 2 - $\text{ZnI}_2 / \text{Xe} / \text{Ne} = 0.5 \text{ Па} / 30 \text{ кПа} / 170 \text{ кПа}$ [4.21,4.37].

на напіввисоті для $\text{ZnI} (\text{B} \rightarrow \text{X})$ становила 15-16 нм, що узгоджується з результатами роботи [4.32], де застосовувалася оптичне накачування суміші ZnI_2 / Ar випромінюванням ArF -лазера. Також в спектрах присутні атомарні лінії цинку - триплет $5s \rightarrow 4p$ (468.0, 472.2 і 481.0 нм), лінія $4d \rightarrow 4p$ (636.2 нм) [4.5] і спектральні смуги молекулярного Йоду, найбільш інтенсивної з яких була спектральна смуга $\text{I}_2 (\text{D}' \rightarrow \text{A}')$ з максимумом при $\lambda = 342 \text{ нм}$ [4.4]. Інтенсивність атомарних ліній і яскравість молекулярних смуг сильно залежали від температури робочої суміші. Інтенсивність ліній Цинку росла з підвищенням температури, в той час як яскравість смуг молекулярного Йоду падала (рис. 4.29). Під яскравістю молекулярної смуги розумілася площа під кривою на спектрі. У спектральній області 315 - 425 нм спостерігалися також смуги молекулярного Азоту, що відповідають переходу другої позитивної системи N_2 . Вони виявлялися в спектрі внаслідок горіння розряду (паразитного) в повітрі між зовнішньою поверхнею кварцовою трубки і сіткою. При температурі $< 100\text{-}120 \text{ }^\circ\text{C}$ в досліджуваних сумішах в діапазоні 420 - 480 нм спостерігалися

спектральні смуги, які ототожені з випромінюванням молекул I_2 (B→X) (рис. 4.29). В спектрах випромінювання БР на ZnI_2 / Ne (рис.4.28) інтенсивність атомарних ліній Неону помітно падала в міру розігріву робочого середовища і обумовлена вона зменшенням температури електронів в розряді з підвищенням концентрації легко іонізуючих частинок, а саме молекул дийодиду Цинку і атомів Цинку [4.6].

В спектрі випромінювання потрійний суміші $ZnI_2 / Xe / Ne$, крім випромінювання ZnI (B→X), Xe^* і Ne^* , при температурі суміші до ~ 150 °C спостерігалися спектральні смуги випромінювання ексиплексних молекул XeI (B→X) і XeI (B→A) з максимумами при 253 і 325 нм, відповідно (рис. 4. 29). Випромінювання ексиплексних молекул XeI (C→A) при цьому явно не виявлялося. Спостерігалася закономірність з додаванням Ксенону, в спектрі різко зменшилася кількість ліній Неону, відсутність ліній Ne^* в області 600-750 нм, що пояснюється пенінгговською іонізацією атомів Хе збудженими атомами Неону [4.6].

При збільшенні парціального тиску неону в суміші ZnI_2 / Ne в межах 102 - 200 кПа відбувалося збільшення яскравості випромінювання ексиплексних молекул ZnI (B→X) приблизно в три рази без ознак насичення (рис.4.30).

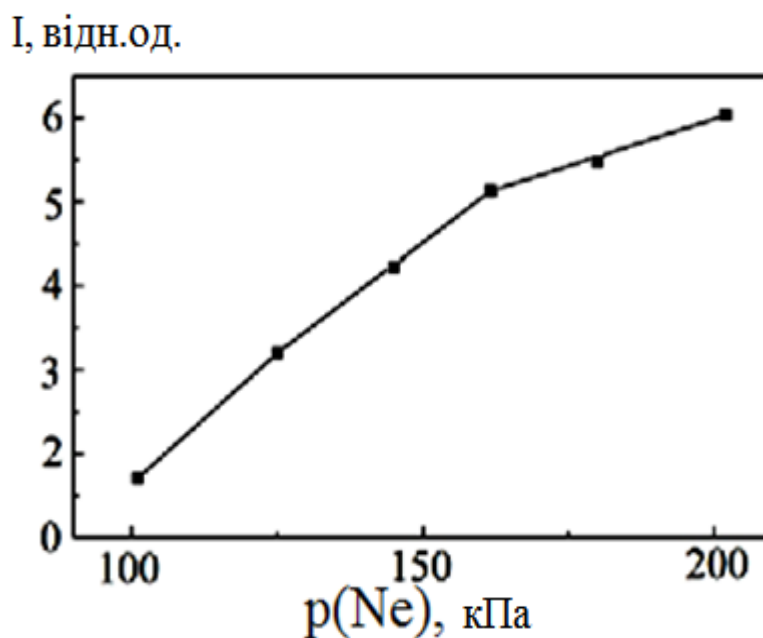


Рис. 4. 30 - Залежність яскравості випромінювання спектральної смуги ZnI (B-X) від величини парціального тиску Неону в суміші ZnI_2 / Ne [4.37].

При додаванні ксенону (рис.4.31) спостерігається максимум в залежності яскравості випромінювання смуги ZnI (B-X) від парціального тиску Ксенону в області $p(\text{Xe}) = 8-10$ кПа. У даних експериментах загальний тиск сумішей $\text{ZnI}_2 / \text{Xe} / \text{Ne}$ становило 200 кПа і забезпечувався однаковий енергетичний внесок в розряд.

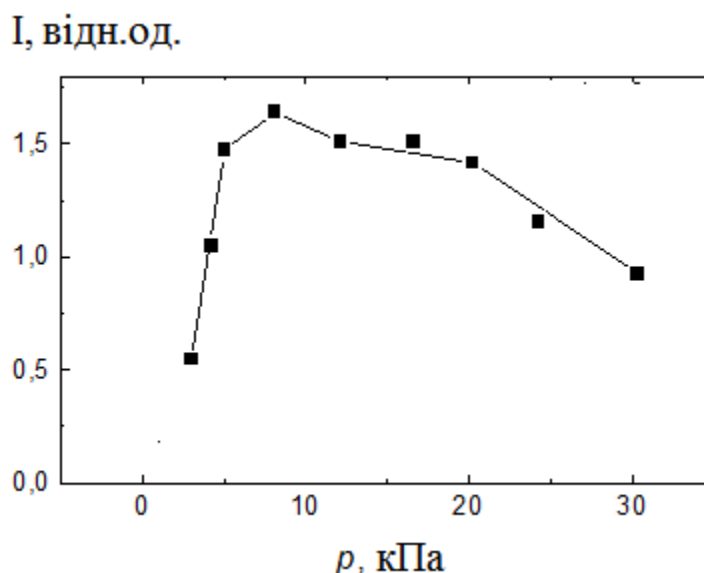


Рис.4.31 - Залежність яскравості випромінювання спектральної смуги ZnI (B-X) від парціального тиску Ксенону. Парціальний тиск ZnI_2 - 0.5 Па, неона- 200 кПа, $f = 130$ кГц [4.21, 4.37].

4.4 3. Середня потужність випромінювання ексилампи

Вимірювання середньої потужності випромінювання випромінювача проводилося при загальному тиску 200.005 кПа (рис.4.32). Після включення розряду з ростом температури спочатку відбувалося зростання середньої потужності протягом 18 хвилин після чого невелике зменшення її протягом 8 хв. Потім випромінювач входив в режим за 10 хв. і спостерігалася стабілізація потужності. Максимальне значення середньої потужності випромінювання з одиниці об'єму в видимому діапазоні дорівнювало $54,4 \text{ мВт/ см}^3$ (рис. 4.32), ККД по відношенню до вкладеної в розряд потужності $\sim 12,8\%$. Похибка виміру абсолютної величини повної потужності випромінювання джерела - 25%.

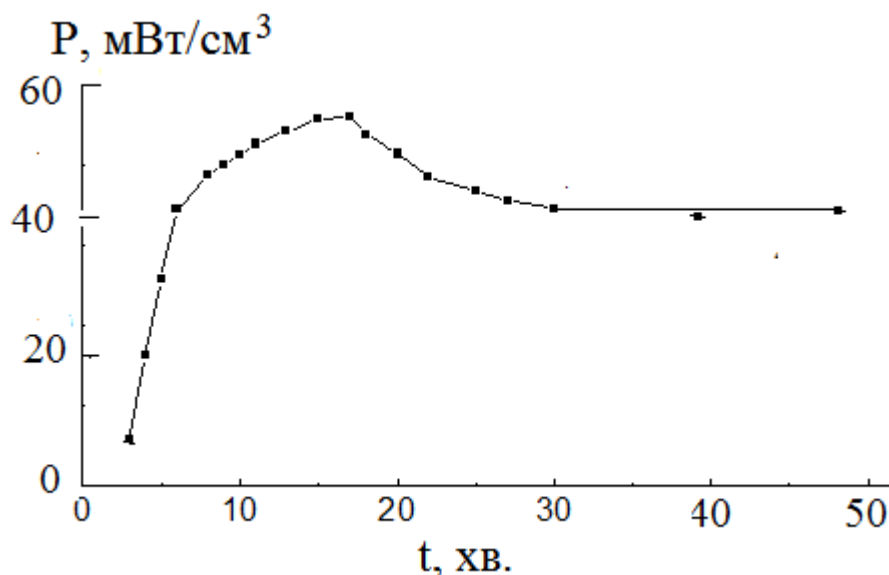
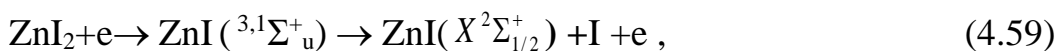
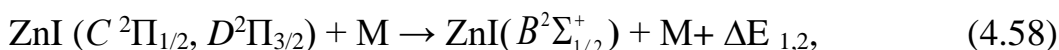
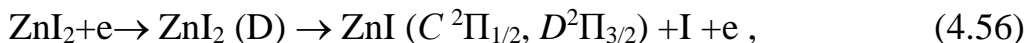
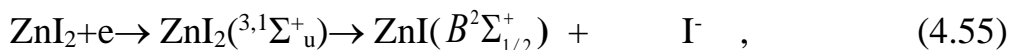
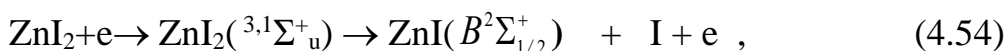
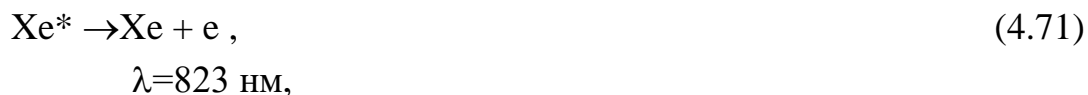
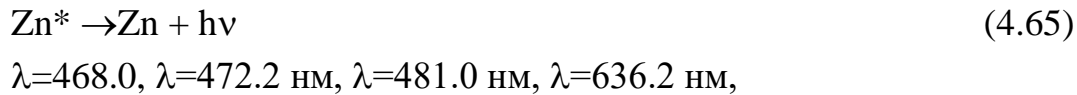
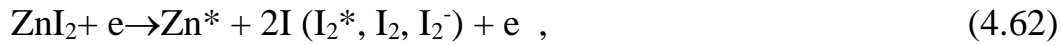
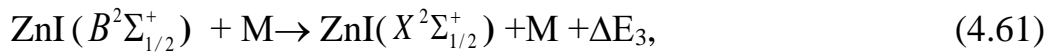
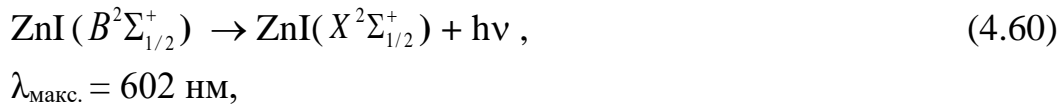


Рис. 4.32 - Залежність потужності випромінювання газорозрядної плазми бар'єрного розряду на суміші $ZnI_2 / Xe / Ne = 0.5 \text{ Па} / 10\text{кПа}/190 \text{ кПа}$ від часу горіння розряду в діапазоні $\Delta\lambda = 550\text{-}650 \text{ нм}$ [4.21, 4.37].

4.4.4. Реакції відповідальні за емісію спектральних смуг і ліній ексилампи

Емісія спектральних смуг і ліній ексилампи на суміші парів дйодиду цинку з Неоном і Ксеноном ймовірно спостерігається внаслідок наступних реакцій [4.27, 4.29]:





де M - концентрації гасячих молекул і атомів (ZnI_2 , Ne) відповідно, $\Delta E_{1,2}$ - різниця енергій в реакціях (4.58), ΔE_3 , ΔE_4 , ΔE_5 - різниця енергій в реакціях (4.61), (4.69) і (4.72).

Крім того, утворення молекул ZnI (B) може відбуватися також в реакціях електрон-іонної і іон-іонної рекомбінації. Але внесок таких процесів незначний через більш низьку концентрацій вихідних компонент [4.29].

Реакції (4.54) і (4.55) відомі як основні джерела ексиплексних молекул монойодиду Цинку (ZnI^*), константи швидкості яких на даний момент невідомі. Можна допустити, що вони знаходяться в межах величин $10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ і $10^{-17} \text{ м}^3 / \text{с}$, відповідно, так як питома потужність випромінювання в спектральній смузі ексиплексних молекули ZnI^* (рис. 4.32) близька до питомої потужності випромінювання в спектральних смугах ексиплексних молекул монойодиду і монобромиду Ртуті [4.22]. Крім того, молекули монойодиду Цинку можуть бути утворені в реакціях (4.56) внаслідок збудження молекул дийодиду Цинку в стан D при зіткненнях з електронами (D - стан є сумою декількох станів, які розташовані між 7 і 13 еВ (поріг іонізації ZnI_2) [4.33, 4.35]. Емісія з D - стану ZnI_2 не спостерігається, так як даний стан швидко преддисоціює з утворенням електронно-збуджених молекул ZnI^* в C і D - станах [4.29]. Збудження молекул ZnI^* в C і D - станах можливо і при зіткненнях атомів ксенону в метастабільних станів 3P_2 з молекулами ZnI_2 (реакція (4) [97]. Ці стани гасяться в реакції (4.58), що веде до високої населеності $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану монойодиду цинку [4.27]. Реакція зіткнення молекул дийодиду Цинку з електронами (4.59) є каналом утворення молекул монойодиду Цинку в основному стані, константа швидкості якої за нашою оцінкою має значення $\sim 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$. Електронно-коливальні переходи $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow (X^2\Sigma_{1/2}^+)$ молекул монойодиду цинку призводять до емісії спектральних смуг з максимальною інтенсивністю на довжині хвилі $\lambda_{\text{макс.}} = 602 \text{ нм}$ (реакція (4.60) [4.4]. Емісія спектральних смуг з максимумом інтенсивності на довжині хвилі $\lambda_{\text{макс.}} = 342 \text{ нм}$ викликана електронно-коливальним переходом $D' \rightarrow A'$ молекул Йоду (реакція 4.63), а емісія спектральних смуг на $\lambda = 420 - 480 \text{ нм}$ викликана електронно-коливальним переходом $B \rightarrow X$ молекул Йоду (реакція 4.64) [4.4]. Збуджені молекули Йоду утворюються в реакції (4. 62). Збуджені атоми Цинку утворюються внаслідок проходження реакцій (4.62) завдяки великому ефективному перерізу дисоціативного збудження молекул дийодиду цинку електронами

[4.27]. Реакція (4.67) відповідальна за збудження атомів буферного газу Неону. Важливу роль в емісії спектральних смуг і ліній належить і процесам гасіння станів з яких відбувається емісія, як молекулами дийодиду Цинку (реакція 4.61), так і атомами буферного газу Неону (реакція 4.69) через яких інтенсивність випромінювання зменшується, константи швидкості яких мають значення $1.7 \cdot 10^{-9} \text{ м}^3 / \text{с}$ і $\sim 1.5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 / \text{с}$ [4.35].

Різниця в осцилограмах струму для сумішей з парами дийодиду Цинку з Неоном і Ксеноном (рис. 4.26 і рис. 4.27) обумовлена тим, що розряд відбувається в системі "циліндр-дріт", діелектриком покритий тільки один електрод випромінювача, і в одному випадку перенесення заряду відбувається спочатку через діелектричний бар'єр, а потім через плазму, а в іншому навпаки - спочатку через плазму, а потім через діелектрик. Вплив Ксенону на осцилограму струму (рис. 4.27) пов'язаний зі зміною параметрів плазми і обумовлений більшою роллю процесів ступінчастої іонізації в напрацюванні електронів на початковій стадії розряду в даній суміші [4.6]. Крім того з Ne ефективно протікає пенінговська іонізація Xe (реакція (4.73)).

Характер залежності яскравості випромінювання спектральної смуги ZnI (B-X) від величини парціального тиску Неону в суміші ZnI_2 / Ne (рис. 4.30) може бути викликаний збільшенням температури робочої суміші і, в свою чергу, зростанням парціального тиску парів ZnI_2 [4.6]. Збільшення яскравості випромінювання в сумішах з ксеноном (рис. 4.31) може бути передача енергії від атомів Ксенону в метастабільних станах $^3\text{P}_2$ молекулам ZnI_2 (реакція 4.57) і гасіння станів $\text{C } ^2\text{P}_{1/2}$, $\text{D}^2\text{P}_{3/2}$ молекули ZnI (реакція 4.58) [4.29, 4.35]. Зниження потужності випромінювання обумовлено зменшенням інтенсивності випромінювання ліній Неону, Ксенону і спектральних смуг молекулярного Йоду (рис.4.32) в наслідок поглинання їх випромінювання парами дийодиду Цинку в діапазоні $\Delta\lambda = 550\text{-}650 \text{ нм}$, який пропускає світлофільтр ЖС-18, що застосовується нами при вимірюванні потужності випромінювання.

4.5. Висновки

1. Встановлено, спектр випромінювання ексиплексної лампи червоного спектрального діапазону на суміші парів дийодиду Кадмію з Гелієм, що збуджується імпульсно-періодичним бар'єрним розрядом, складається переважно з спектральних смуг випромінювання молекул монойодиду Кадмію, що розміщені в

діапазоні 470-700 нм з довжиною хвилі в максимумі інтенсивності при $\lambda=650$ нм. У червоній області спектру зосереджено понад 90% потужності випромінювання.

2. Застосування в конструкції випромінювача тепло ізолюючого екрану збільшує на 40% потужність випромінювання. Встановлено значення парціальних тисків парів дийодиду Кадмію та Гелію, при яких досягаються максимальні величини середньої та імпульсної потужності випромінювання.

3. Виявлено додаткові процеси збільшення заселеності $V^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул монойодиду Кадмію за рахунок процесу гасіння з $C^2\Pi_{1/2}$, $D^2\Pi_{3/2}$ – станів в зіткненнях з молекулами дийодиду Кадмію та атомами Гелію.

4. Встановлено величину приведеної напруженості електричного поля, при якій питомий внесок електричної потужності розряду на збудження $V^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану молекул монойодиду Кадмію є максимальним, а саме 7.8 Тд, що дає змогу підвищити енергетичні параметри газорозрядного випромінювача на суміші дийодиду Кадмію та Гелію, який випромінює в червоному спектральному діапазоні довжин хвиль.

5. Встановлено, що спектр випромінювання ексиплексної лампи червоного спектрального діапазону на суміші парів дийодиду Кадмію з Гелієм і малими домішками молекулярного Азоту складається з випромінювання ексиплексних молекул монойодиду Кадмію та атомів Кадмію ($\lambda = 479.991$ нм і $\lambda = 508.582$). Канти спектральних смуг перекривають діапазон довжин хвиль 470-700 нм (системи спектральних смуг електронно-коливального переходу ексиплексних молекул CdI^* з максимумами випромінювання на довжинах хвиль $\lambda = 650$ нм, $u' = 0-2 \rightarrow u' = 61,62$).

6. Додавання Азоту в суміш парів дийодиду Кадмію з Гелієм приводить до зменшення потужності випромінювання в два рази, як системи спектральних смуг ексиплексних молекул CdI^* з максимумами випромінювання на довжинах хвиль $\lambda = 650$ нм, так і спектральних ліній атомів Кадмію $\lambda = 479.991$ нм і $\lambda = 508.582$ нм.

7. З ростом частоти слідування імпульсів накачки до 20000 Гц (в межах даних досліджень) інтенсивності випромінювання спектральних смуг, ліній Кадмію в сумішах збільшуються. Ці зміни викликані як підвищенням числа імпульсів випромінювання в одиницю часу (за рахунок збільшення числа актів збудження

компонент плазми), які потрапляють в систему реєстрації, так і збільшенням парціального тиску дийодиду кадмію в зв'язку зі збільшенням швидкості дисипації енергії розряду.

8. Різні швидкості насичення потужності випромінювання в залежності від часу напрацювання суміші викликані різною швидкістю дисипації енергії розряду в різних щодо компонентного складу сумішах.

9. Встановлено спектр випромінювання ексиплексної лампи на двокомпонентних и трьохкомпонентних сумішах (дийодиду Кадмію з Гелієм і малою домішкою Ксенону), виявлено випромінювання у видимій і ближній інфрачервоній області спектру ексиплексних молекул монойодиду Кадмію, атомів Кадмію і Ксенону. Канти спектральних смуг перекривають діапазон довжин хвиль 470-700 нм (системи спектральних смуг електронно-коливального переходу ексиплексних молекул CdI^* з максимумами випромінювання на довжинах хвиль $\lambda = 650$ нм, $u' = 0-2 \rightarrow u' = 61,62$), Крім того, присутні лінії атомів Кадмію $\lambda = 479$ нм і $\lambda = 509$ нм (переходи $5p^3P^0-6s^3S$, $J=1-1$ і $J=2-1$), а в трикомпонентній суміші лінії атомів Хе $\lambda = 823$ нм, $\lambda = 458$ нм і $\lambda = 450$ нм. Наявність у спектрах випромінювання додаткової компоненти (ліній атомів Кадмію), які не присутні в первинному складі суміші, що викликано процесом дисоціативного збудження при непружних зіткненнях електронів із молекулами дийодиду Кадмію.

10. Потужність випромінювання ексиплексних молекул монойодиду кадмію в двокомпонентній суміші вище потужності випромінювання в трьох компонентній суміші, що пояснюється меншим значенням потужності розряду, яка вноситься в збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул CdI^* через наявність додаткових каналів втрати потужності розряду в суміші парів дийодиду кадмію, ксенону і гелію.

11. Із збільшенням частоти слідування імпульсів накачки до 20 кГц потужність випромінювання спектральних смуг, ліній Кадмію і Ксенону в досліджених сумішах збільшуються. Ці зміни викликані як підвищенням числа імпульсів випромінювання в одиницю часу (за рахунок збільшення числа актів збудження компонент плазми), які потрапляють в систему реєстрації, так і збільшенням парціального тиску дийодиду Кадмію в зв'язку зі збільшенням швидкості дисипації енергії розряду.

12. Різні швидкості досягнення насичення потужності випромінювання в залежності від часу напрацювання суміші викликані різною швидкістю дисипації енергії розряду в двокомпонентних і трьох компонентних сумішах.

13. Помітних (в межах помилки вимірювань 10%) змін в потужності випромінювання ексиплексних молекул CdI^* (після виходу їх на максимальні значення) не спостерігається для $5 \cdot 10^7$ імпульсів накачування для досліджуваних сумішей.

14. Взірці ексиплексних ламп можуть бути застосовані в якості нового газорозрядного джерела світла для технологічного оновлення та розвитку парникового господарства, у біотехнології, агрофізиці, для більш ефективного управління фотосинтезом, ростом, розвитком рослин і водорослей, при проведенні наукових досліджень з квантової електроніки, для накачки твердотільних і рідинних лазерів та в медицині.

15. Виявлено інтенсивне випромінювання в ексилампі на сумішах парів дийодиду цинку з гелієм спектральної смуги з максимумом при $\lambda = 602$ нм ексиплексних молекул монойодиду Цинку, основна частина якого зосереджена в діапазоні довжин хвиль 590-608 нм. Крім того виявлено спектральні смуги молекулярного Йоду, найбільш інтенсивної з яких була смуга I_2 ($D' \rightarrow A'$) з максимумом при $\lambda = 342$ нм і спектральні смуги електронно-коливального переходу $B \rightarrow X$ в області довжин хвиль 420 - 480 нм, а також лінії Цинку - триплет $5s \rightarrow 4p$ (468.0, 472.2 і 481.0 нм) і лінія $4d \rightarrow 4p$ (636.2 нм).

16. Середня потужність випромінювання з одиниці об'єму становила 34 мВт / $см^3$ в діапазоні довжин хвиль $\Delta\lambda = 550$ -650 нм, ККД $\sim 8\%$.

17. Виявлено інтенсивне випромінювання в ексилампах на сумішах парів дийодиду Цинку з Неоном і Ксеноном спектральної смуги з максимумом при $\lambda = 602$ нм ексиплексних молекул монойодиду Цинку, основна частина якого зосереджена в діапазоні довжин хвиль 590-608 нм. Крім того виявлено спектральні смуги молекулярного Йоду, найбільш інтенсивною з яких була смуга I_2 ($D' \rightarrow A'$) з максимумом при $\lambda = 342$ нм і спектральні смуги електронно-коливального переходу $B \rightarrow X$ в області довжин хвиль 420 - 480 нм, а також лінії Цинку - триплет $5s \rightarrow 4p$ (468.0, 472.2 і 481.0 нм) і лінія $4d \rightarrow 4p$ (636.2 нм). В спектрі випромінювання

потрійної суміші $ZnI_2 / Xe / Ne$, крім випромінювання $ZnI (B \rightarrow X)$, Xe^* і Ne^* , при температурі суміші до $\sim 160^\circ C$ спостерігалися смуги випромінювання ексиплексних молекул $XeI (B \rightarrow X)$ і $XeI (B \rightarrow A)$ з максимумами при 253 і 325 нм, відповідно, 80% потужності випромінювання джерела припадає на спектральну смугу $B \rightarrow X$ молекули йодистого Цинку ($\lambda_{\text{макс.}} = 602 \text{ нм}$) з шириною 15-16 нм.

18. Середня потужність випромінювання з одиниці об'єму досягала значення $54,4 \text{ мВт} / \text{см}^3$ в діапазоні довжин хвиль $\Delta\lambda = 550\text{-}650 \text{ нм}$, ККД по відношенню що вкладається в розряд потужності $\sim 13\%$.

19. Ексилампи при високочастотному накачуванні робочої суміші парів дийодиду цинку з Гелієм, Неоном і Ксеноном може бути основою для створення саморазігрівної ексилампи, яка випромінює в оранжевому спектральному діапазоні.

4.6. Список літератури

[4.1]. A.A. Malinina. Exciplex Gas-Discharge Radiator on the Mixture of Cadmium Diiodide Vapor with Helium// International Journal of Photonics and Optical Technology. 2019.V. 5, No 4, p: 5-9,

[4.2]. А.О. Малініна, Р.В. Грицак, І.І. Аксенюк. Оптичні характеристики та параметри газорозрядної плазми на сумішах парів дийодиду кадмію з гелієм і малою добавкою азоту //Вісник Ужгородського Національного Університету. Серія «Фізика».2019,№46. С.92-106.

[4.3]. А.А. Малинина. А.Н. Малинин. Эмиссионные характеристики и параметры газоразрядной плазмы на смесях паров дииодида кадмия, гелия и ксенона// Журнал "Problems of Atomic Science and Technology».2020.№6.с.140-145.

[4.4]. Pearse R.W., Gaydon A.G. The identification of molecular spectra. Third edition.- L: Choptman Holl LTD, 1963,.347 p.

[4.5]. Зайдель А.Н., Прокофьев В.К., Райский С.М., Славный В.А., Шрейдер Е.Я. Таблицы спектральных линий. М.: Наука, 1977. 800 с.

[4.6]. Prokop'ev V E, Yatsenko A S Preprint No. 16IAE SO AN SSSR (Institute of Atomic Energy, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences,1981. 52 с.

[4.7]. Коноплев А. Н., Чаварга Н.Н., Славик В.Н., Шевера В.С. . Диссоциативное возбуждение CdJ_2 электронным ударом // Письма в ЖТФ. 1989. Т.15. № 22. С.48 -51.

[4.8]. А.О. Малініна, О.К. Шуаїбов. Оптичні характеристики і параметри газорозрядного випромінювача на сумішах парів дийодиду кадмію та гелію // Укр.фіз.журнал 2021, №1.с. (принято до друку).

[4.9]. А.О. Малініна, О.К. Шуаїбов . Випромінювальні характеристики та параметри газорозрядної плазми на суміші парів дихлорида ртуті з азотом// Журнал фізичних досліджень 2020, Т. 24, № 1, с. 1401-1-1401-9.

- [4.10]. А.А. Малинина. А.Н. Малинин. Эмиссионные характеристики и параметры газоразрядной плазмы на смесях паров диоксида кадмия, гелия и ксенона// Журнал "Problems of Atomic Science and Technology» 2020, №6, с.140-145.
- [4.11]. Коноплев А. Н., Славик В.Н., Шевера В.С. Диссоциативная ионизация молекул CdJ₂ электронным ударом // Письма в ЖТФ. 1990. Т.16. № 1. С.86-89.
- [4.12]. Смирнов Ю.М. Неупругие столкновения медленных электронов с молекулами иодида кадмия (II) // Химия высоких энергий. 2000. Т.34. №6. С.405-410.
- [4.13]. В.С. Шевера, А.Н. Малинин, А.К. Шуаибов. Исследование возбуждения и тушения –состояния CdI* в импульсном разряде через диэлектрик // Журнал прикладной спектроскопии. 1983. Т.39. №3. С. 476 -478.
- [4.14]. А. М. Бойченко, М.И. Ломаев, А.Н. Панченко и др. Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые эксилампы: физика, техника и применение// Томск: STT, 2011.- 512 с.
- [4.15]. Nighan W.L., Brown R.T. Kinetic processes in the HgBr. (B→X)/HgBr₂ dissociation laser// J.Appl.Phys.-1982.- Vol. 53.- P. 7201 -7210.
- [4. 16]. Райзер Ю.П. Физика газового разряда / Ю.П. Райзер. - М.: Наука, 1987. - 592 с.
- [4.17]. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред.. акад. И.К.Кикоина. М., Атомиздат.1976, 1008 с.
- [4.18]. Ediger M.N., McCown, and J.G. Eden J.G. CdI and CdBr photodissociation laser s at 655 and 811 nm: CdI spectrum identification and enhanced laser output with ¹¹⁴CdI₂- Appl. Phys. Lett - 1982. - V.40, №2. - P.99-101.
- [4.19]. Akishev Y.S, DemyanovA.V, Karalnik V.B, Pankin M.V, TrushkinN.I. Pulsed Regime of the Diffusive Mode of Barrier Discharge in Helium// Plasma Physics Reports.- 2001.- Vol. 27.- P. 164-171.
- [4.20]. Roxlo C, Mandl A. Quenching kinetics for the HgBr (B₂Σ_{1/2}) and HgJ (B₂Σ_{1/2}, C²Π_{1/2}) states // J. Chem. Phys. -1980. -V. 72.-P. 541-543.
- [4.21]. А.А. Малинина. Spectroscopic diagnostics of a high-frequency barrier discharge of atmospheric pressure in mixtures of cadmium diiodide vapor with neon and small additions of xenon"// J. of Technological and Space Plasmas. -2020.- V.I. No1.- P.45-53.
- [4.22]. Antonina Malinina, Alexandr Malinin. Experimental and Theoretical Characterization of Dielectric Barrier Discharge in Mercury Diiodide Vapor, Xenon and Helium Gaseous Mixture// American Journal of Optics and Photonics.-2016.- Vol. 4.- No. 2.- p. 14-19.
- [4.23]. А.А. Малинина, А.Н. Малинин, А.К. Шуаибов. Emission characteristics of gas -discharge plasma of atmospheric pressure dielectric barrier discharge of zinc diiodide vapor with neon and xenon mixture // 22Nd Symposium on Application of Plasma Processes and 11th EU-Japan Joint Symposium on Plasma Processing Book of Contributed Papers Strbske Pleso, Slovakia 18-24 January, 2019P155-164.
- [4.24]. K. Rhodes. Excimer Lasers. Berlin: Springer. 1979. 245 p.
- [4.25]. Малиніна А.О. Спосіб підвищення потужності в електророзрядній експлексній лампі з випромінюванням в зеленій області спектру// Патент на корисну модель № 138003. Зареєстровано в державному реєстрі патентів України на корисні моделі 11.11.2019.Бюл. № 21.

- [4.26]. А.Н. Коноплев, В.А. Кельман, В.С. Шевера. Исследование излучения импульсного разряда в смесях ZnI₂, CdI₂ и HgI₂ с гелием и неоном // Журнал прикладной спектроскопии. – 1983. – Т. 39, № 2. – С. 315–317.
- [4.27]. Г. А. Волкова, Г. Н. Зверева. Исследование параметров барьерного разряда в смесях Kr-I₂, Xe-I₂ // Оптика И Спектроскопия. – 2004. – №3. – С. 419–427.
- [4.28]. C. Jianwen, F. Shufen, L. Miaohong. Efficient operation of Blumlein-discharge-excited XeCl laser // Appl. Phys. Lett. – 1980. – No 37. – P. 883.
- [4.29]. E W McDaniel and W L Nighan. Gas Lasers. New York: Academic Press. 1982. 552 p.
- [4.30]. BOLSIG+, Electron Boltzmann equation solver [Электронный ресурс] – Режим доступа до ресурсу: <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/>.
- [4.31]. A.A. Malinina, A.N. Malinin, A.K. Shuaibov. Optical characteristics of gas-discharge plasma of atmospheric pressure barrier discharge on zinc diiodide vapor with helium mixtures // Problems of Atomic Science and Technology 2018 №6(118)C.324–327.
- [4.32]. McCown A.W. and Eden J.G. ZnI(B→X) laser: 600–604 nm // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 39. No 5. P. 371 –373.
- [4.33]. А.О. Малініна, О.К. Шуаїбов, О.М. Малинин Механізм збільшення інтенсивності випромінювання газорозрядної плазми на сумішах парів діїодиду ртуті, ксенону та неону в фіолетово-синьому спектральному діапазоні // Укр. фіз. журн. -2017.- Т.62.- №7.- С.590-594.
- [4.34]. Smirnov Yu.M. Cross Sections for Dissociative Excitation of ZnI and ZnII upon Electron Collisions with ZnBr₂ Molecules // High Energy Chemistry. 2002. V. 36. No 1. P. 1 –6.
- [4.35]. McCown A.W., Ediger M.N. and Eden J.G. Quenching Kinetics and Small Signal Gain Spectrum of the ZnI Photodissociation Laser // Optics Communications. 1982. V. 40. No 3. P. 190 –194.
- [4.36]. A.A. Malinina, A.N. Malinin, A.K. Shuaibov. Optical characteristics of gas-discharge plasma of atmospheric pressure barrier discharge on zinc diiodide vapor with helium mixtures // Problems of Atomic Science and Technology 2018 №6(118)C.324–327.
- [4.37]. Antonina Malinina, Alexander Malinin, Alexander Shuaibov. Emission characteristics of gas-discharge plasma of atmospheric pressure barrier discharge on zinc diiodide vapor with neon and xenon mixtures // Book of papers of the 22nd Symposium on Applications of Plasma Processes (SAPP XXII) and the 11th EU-Japan Joint Symposium on Plasma Processing, 2019. p.156–164.

Наукове видання

Шуаїбов Олександр Камілович
 Малініна Антоніна Олександрівна
 Малінін Олександр Миколаєвич

ХАРАКТЕРИСТИКИ І ПАРАМЕТРИ ПЕРЕНАПРУЖЕНОГО
НАНОСЕКУНДНОГО РОЗРЯДУ В ПАРО-ГАЗОВИХ
СУМІШАХ ТА РОЗРОБКА НОВИХ ГАЗОРОЗРЯДНИХ ЛАМП

МОНОГРАФІЯ

Формат 60×84/16. Умовн. друк. арк. 16,97 Зам. №27 Наклад 50 прим.
Видавництво УжНУ “Говерла”
88000, м. Ужгород, вул. Капітульна, 18. Е: mail: hoverla@i.ua

*Свідоцтво про внесення до державного реєстру видавців,
виготавників і розповсюджувачів продукції
Серія 3т № 32 від 31 травня 2006 року*