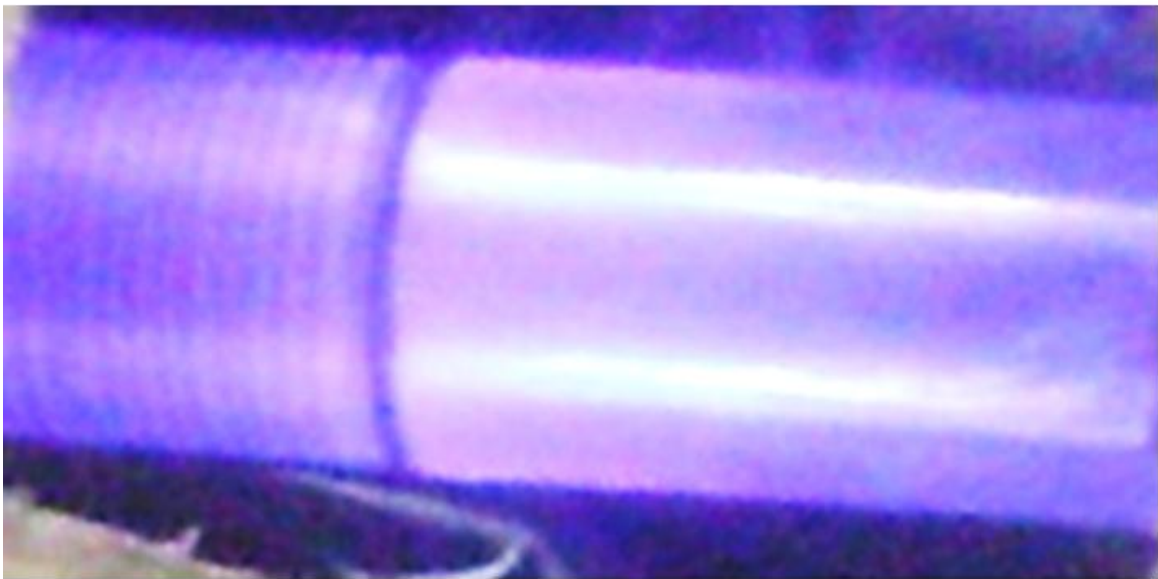


ШУАІБОВ О.К., ГРИЦАК Р.В.

**УЛЬТРАФІОЛЕТОВІ ЛАМПИ НА РАДИКАЛАХ
ГІДРОКСИЛУ ТА ЕКСИПЛЕКСНИХ
МОЛЕКУЛАХ З НАКАЧУВАННЯМ
НАНОСЕКУНДНИМ БАР'ЄРНИМ РОЗРЯДОМ**



**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ДВНЗ «УЖГОРОДСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ»
ФІЗИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА КВАНТОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ**

ШУАІБОВ О.К., ГРИЦАК Р.В.

**УЛЬТРАФІОЛЕТОВІ ЛАМПИ НА РАДИКАЛАХ
ГІДРОКСИЛУ ТА ЕКСИПЛЕКСНИХ МОЛЕКУЛАХ З
НАКАЧУВАННЯМ НАНОСЕКУНДНИМ БАР'ЄРНИМ
РОЗРЯДОМ**

Монографія

Ужгород-2018

УДК 621.384.4

Ш 95

Шуаїбов О.К., Грицак Р.В. **Ультрафіолетові лампи на радикалах гідроксилу та ексиплексних молекулах з накачуванням бар'єрним наносекундним розрядом: Монографія.**- Ужгород: ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Видавництво «Говерла», 2018 р. – 114 с. – Іл. 83; – таблиць 5. – Бібл.: 103 назв. – Укр. мовою.

В монографії наведено результати систематичних експериментальних розробок та числового моделювання ламп підвищеного тиску на електронно-коливальних переходах радикалів гідроксилу (ОН) та хлоридів важких інертних газів (ArCl, KrCl) з накачуванням наносекундним бар'єрним розрядом, які виконувались на кафедрі квантової електроніки і Проблемній науково-дослідній лабораторії фізичної електроніки УжНУ. ОН(X-A) і RCl(X-B) - лампи випромінюють в спектральному діапазоні 140-310 нм. Випромінювання цих ламп доповнюється випромінюванням смуг молекули хлору з максимумами при 258 і 200 нм. В залежності від складу робочого середовища, ультрафіолетове випромінювання ексиплексних молекул, може концентруватись в одній вузькій смузі шириною 3-10 нм або у вигляді широких смуг (30-50 нм) на переходах різних ексиплексних молекул та молекули хлору.

Матеріали монографії, можуть знайти застосування в хімії, мікронаноелектроніці, біології, медицині, екології та сільському господарстві. Монографія може бути використана в учбовому процесі для аспірантів і магістрів, які спеціалізуються в галузі фізичної електроніки та мікронанотехнологій.

Рецензенти: доктор фізико-математичних наук, професор Ремета Євген Юрійович;

доктор фізико-математичних наук, професор Шафраньош Іван Іванович.

Рекомендовано до друку Вченою радою ДВНЗ «Ужгородський національний університет» (протокол №5 від 24 травня 2018 р.)

Рекомендовано до друку Редакційно-видавничою радою ДВНЗ «Ужгородський національний університет» (протокол №4 від 23 травня 2018 р.)

ISBN 978-617-7333-63-9

@ ДВНЗ «УжНУ», 2018

Перелік умовних скорочень

ББ – буферний балон;
БЖ – блок живлення;
ВБЖ – високовольтний блок живлення;
ВГ – вимірювальна голівка;
ВГЗС – вакуумна газозмішувальна система;
ВМ – вакуумний монохроматор;
ВУФ - вакуумне ультрафіолетове випромінення;
ГГ - галогеніди інертних газів (**RX**, де: **R** – Ar, Kr, Xe; **X** – F, Cl);
ДН – дільник напруги;
ЕГЛ – ексиплексно-галогенна лампа;
ЕКК – електронні кінетичні коефіцієнти
ЕЛ – ексиплексна лампа;
ЕМ – ексиплексна молекула;
ІДН – імпульсне джерело напруги;
К – колба;
ККД – коефіцієнт корисної дії;
П – підсилювач постійного струму;
ПР – пояс Роговського;
РТ – розрядна трубка;
СО – система охолодження;
СП – спектральний прилад;
УФ - ультрафіолетове випромінювання;
ФЕП – фотоелектронний помножувач;
ФН – форвакуумний насос;
ФРЕЕ – функція розподілу електронів за енергіями.

ЗМІСТ

ВСТУП	6
<i>Список використаних джерел</i>	12
1. МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ДОСЛІДЖЕННЯ БАР'ЄРНОГО РОЗРЯДУ В СУМІШАХ ІНЕРТНИХ ГАЗІВ З МОЛЕКУЛАМИ ВОДИ ТА ФРЕОНУ	13
1.1. Схема експериментальної установки для дослідження електричних характеристик та випромінювання плазми	13
1.2. Схема вакуумно-газозмішувальної системи напуску пари води, рідкого фреону та інертних газів	14
1.3. Конструкції газорозрядних трубок для дослідження характеристик бар'єрного розряду	15
1.4. Методика дослідження оптичних та електричних сигналів бар'єрного розряду	18
1.5. Методика вимірювання імпульсів напруги, струму та потужності газового розряду	20
1.6. Методика дослідження потужності ВУФ та УФ випромінювання	22
<i>Заключення по розділу</i>	23
<i>Список використаних джерел</i>	24
2. ХАРАКТЕРИСТИКИ І ПАРАМЕТРИ НАНОСЕКУНДНОГО БАР'ЄРНОГО РОЗРЯДУ НА СУМІШАХ ГЕЛІЮ, АРГОНУ З ПАРАМИ «ВАЖКОЇ» ВОДИ	25
2.1. Оптичні характеристики лампи на суміші He-D ₂ O	25
2.2. Дослідження оптичних характеристик газорозрядної плазми випромінювання радикалу OD в суміші Ar - D ₂ O	31
2.3. Електричні характеристики плазми бар'єрного розряду в суміші гелію та аргону з парами D ₂ O	34
2.4. Чисельні розрахунки параметрів плазми розряду в сумішах інертних газів з молекулою води (H ₂ O)	38
2.4.1. Розрахунки електронних кінетичних коефіцієнтів газового розряду в суміші He-H ₂ O	41
2.4.2. Чисельні розрахунки електронних кінетичних коефіцієнтів плазми газового розряду в суміші аргону з молекулою води	46
2.5. Розрахунок кінетики плазми двобар'єрного розряду в суміші He-D ₂ O	51

<i>Заключення по розділу</i>	57
<i>Список використаних джерел.....</i>	59

3. ДОСЛІДЖЕННЯ УТВОРЕННЯ ГАЛОГЕНІДІВ ІНЕРТНИХ ГАЗІВ, МОЛЕКУЛ ГАЛОГЕНІВ ТА РАДИКАЛІВ ГІДРОКСИЛУ В НАНОСЕКУНДНОМУ БАР'ЄРНОМУ РОЗРЯДІ	61
3.1. Характеристики наносекундного бар'єрного розряду на сумішах інертних газів з парою фреону (CCl_4).....	61
3.1.1. Емісійні характеристики плазми наносекундного бар'єрного розряду на сумішах $Ar-CCl_4-H_2O$ і $Ar-CCl_4$..	61
3.1.2. Електричні та ресурсні характеристики наносекундного бар'єрного розряду в суміші аргону з парами CCl_4	70
3.1.3. Кінетика утворення ексимерних молекул $ArCl^*$, $Cl_2(D')$ в бар'єрному розряді в суміші $Ar - CCl_4$	74
3.2. Випромінювальні характеристики наносекундного бар'єрного розряду в суміші криптону, аргону та пари фреону	76
3.2.1. Дослідження характеристик джерел випромінювання наносекундного бар'єрного розряду в суміші $Ar-Kr-CCl_4$	76
3.2.2. Енергетичні та електричні характеристики бар'єрного розряду в суміші криптону, аргону з парою CCl_4	79
3.3. Емісійні та енергетичні характеристики бар'єрного розряду на сумішах інертних газів з парою йоду	82
3.4. Характеристики багатохвильової ексилампи бар'єрного розряду з трьома діелектричними бар'єрами	91
3.5. Результати моделювання параметрів плазми бар'єрного розряду в сумішах інертних газів, аргону, криптону, елегазу та пари фреону	94
3.5.1. Результати чисельного моделювання параметрів плазми електричного розряду в суміші аргону та пари CCl_4	97
3.5.2. Розрахунки параметрів плазми газового розряду в суміші $Ar-Kr-CCl_4$	101
3.5.3. Розрахунки параметрів плазми бар'єрного розряду в суміші $Ar-SF_6$	105

<i>Заклучення по розділу</i>	107
<i>Список використаних джерел.....</i>	108

ВСТУП

Газорозрядні лампи – це джерела світла, в яких рід газу, його тиск і електричний режим підібрані так, щоб одержати енергію випромінювання з тою чи іншою спектральною характеристикою [1]. На відміну від ламп розжарювання, у яких джерелом випромінювання є розжарюване тіло або середовище, у газорозрядних джерелах світла цим тілом є ділянка міжелектродного проміжку. Одним з недоліків таких ламп є невеликий ресурс роботи і малий коефіцієнт корисної дії [2]. Тому в останні роки значні зусилля різних груп дослідників були направлені на розробки більш ефективних газорозрядних ламп. Для отримання світлового потоку в газорозрядних лампах використовують випромінювання газів або парів металів, яке виникає під дією електричного струму, що проходить через них. Особливе місце серед газорозрядних ламп займають лампи ультрафіолетового та вакуумно-ультрафіолетового діапазону довжин хвиль, які випромінюють на електронно-коливальних переходах ексимерних (R_2^*) і ексиплексних молекул (RX^* ; де: R – Ar, Kr, Xe; X- F, Cl, Br, I). Надалі під *ексиплексною лампою* (ЕЛ) будемо розуміти газорозрядне джерело ультрафіолетового або вакуумно-ультрафіолетового випромінювання, яке є спонтанним випромінювачем ексимерних або ексиплексних молекул.

Ексиплексні молекули (ЕМ) - це нестійкі хімічні сполуки, що мають сильний хімічний зв'язок лише в електронно збуджених станах, а при переході в основний стан вони швидко розпадаються на окремі атоми. Час життя цих молекул у збуджених стійких енергетичних станах знаходиться в діапазоні 1-100 нс. При спонтанному розпаді ексиплексних молекул висвічуються інтенсивні X-В смуги, які для моногалогенідів інертних газів (RX^*) потрапляють в УФ- і ВУФ – діапазони довжин хвиль (120 – 355 нм).

Основною відмінністю ЕЛ від теплових і люмінесцентних ламп, які випромінюють у короткохвильовій області спектру, є спектр випромінювання. Коефіцієнти перетворення енергії, внесеної в плазмове середовище ЕЛ, досягають 30-40 %, а спектр її випромінювання може складатися з однієї відносно вузької (шириною до 5-10 нм на піввисоті), так і з континууму з різних смуг загальною шириною до 100-130 нм [3].

Застосовуючи розряди змінного струму в газорозрядних панелях та імпульсний бар'єрний розряди, в Ужгородському університеті були вперше розроблені імпульсно-періодичні джерела УФ-ВУФ та видимого випромінювання на моногалогенідах інертних газів та ртуті і проведені систематичні розрахунки функцій розподілу електронів за енергіями (ФРЕЕ) та параметрів плазми ексиплексних ламп (на протязі 1977-79 рр.) [4-8].

На даний час, при розробках газорозрядних ламп з агресивним робочим середовищем використовуються переважно ємнісний і бар'єрний розряди, які збуджуються від джерел імпульсів напруги мікросекундної і наносекундної тривалості. Лампи ємнісного розряду працюють при низьких тисках і їх енергетичні характеристики в імпульсі випромінювання поступаються відповідним характеристикам ламп бар'єрного розряду, особливо при збудженні робочого середовища імпульсами тривалістю 30-150 нс.

Для OH^* - та RX^* - ламп, з точки зору ресурсу їх роботи в газостатичних умовах, важливим є відсутність контакту агресивної робочої суміші з металевими електродами. Обмеження ресурсу роботи має місце внаслідок взаємодії сполук галогену чи кисню з матеріалом електродів, що призводить до зменшення вмісту молекул галогенів (молекул кисню або радикалів OH) в робочій суміші лампи. Цей процес супроводжується зниженням концентрації робочих молекул, що є причиною зменшення потужності випромінювання лампи. Тому для збільшення ресурсу роботи OH^* - та RX^* - ламп намагаються використовувати безелектродні типи самостійних розрядів (ємнісний, бар'єрний), у яких відсутній контакт електродів з плазмою. З точки зору використання OH^* - та RX^* - ламп, вони мають наступні переваги: велика енергія фотонів (3,5–10 еВ), можливість масштабування розмірів та можливість вибору довільної геометрії робочої поверхні лампи, а при використанні багатокомпонентних газових сумішей існує можливість одержання окремих смуг різних молекул з сумірною інтенсивністю випромінювання, або широких континуумів. Основною перевагою ексиплексних ламп, порівняно з відповідними лазерами в різних застосуваннях, які не вимагають транспортування лазерного променя на значні віддалі, є простота у

виготовленні і обслуговуванні, високий ККД та широкі можливості керування спектром випромінювання.

Всі ці переваги OH^* - та RX^* - ламп і відсутність парів ртуті в їх робочих середовищах роблять їх більш перспективними в порівнянні з широкоживаними ртутними лампами низького тиску. На даний час подібні джерела спонтанного випромінювання широко використовуються в хімії, медицині, мікроелектроніці, очистці та модифікації властивостей поверхонь, для полімеризації лаків і фарб, знезаражуванні промислових відходів, води та повітря. Зокрема, короткохвильове УФ-випромінювання з довжинами хвиль 200-295 нм має найбільш ефективну інактивуючу дію і добре поглинається як пуриновими (аденін, гуанін), так і піримідиновими (цитозин, тімін, ураціл) нітрогенними основами нуклеотидів [9]. Випромінювання з довжиною хвилі 254-258 нм вбиває багато видів бактерій [1]. Тому подібні лампи називають *бактерицидними*. Випромінювання з довжиною хвилі 297 нм має властивість викликати еритему шкіри (почервоніння, яке переходить в засмагу). Тому, лампи, які випромінюють у спектральній ділянці 280-380 нм називають *еритемними* і використовують для компенсації ультрафіолетової недостатності організмом людини.

До основних недоліків вакуумно-ультрафіолетових ламп на димерах важких інертних газів відноситься необхідність роботи в умовах вакууму чи в атмосфері інертних газів та коштовність їх робочих середовищ, а основним недоліком широко вживаних ртутних ламп є проблема утилізації відпрацьованих ламп (демеркурація), тому важливою перевагою газорозрядних OH^* - та RX^* ламп є відсутність парів ртуті в їх складі.

Проте на даний час залишаються малодослідженими характеристики широкосмугових ВУФ- і УФ- випромінювачів з недорогим і екологічно безпечним робочим середовищем на основі парів води. В цьому відношенні, альтернативною може стати лампа на радикалах OH (OD), а точніше на сумішах гелію або аргону як з парами звичайної так і з парами «важкої» води (D_2O). В перспективі подібні газорозрядні випромінювачі можуть замінити ртутні лампи [9].

Також, для дослідження представляють інтерес лампи на сумішах інертних газів з молекулами фреону (типу CCl_4). Дані

лампи випромінюють одночасно багато смуг як в ВУФ області, так і в УФ області спектру.

На даний час значно менше уваги приділяється отриманню інтенсивного ВУФ випромінювання на смузі $\lambda=175$ нм ArCl (B→X), що пов'язано з труднощами роботи в області вакуумного ультрафіолету. Випромінювання ВУФ смуг хлориду аргону супроводжується випромінюванням смуги D'-A' молекули хлору поблизу $\lambda=258$ нм. Дана смуга близька до довжини хвилі резонансної спектральної лінії атома ртуті ($\lambda=253$ нм). Перспективність використання лампи з максимумом при $\lambda=258$ нм в порівнянні з ртутними лампами низького тиску ($\lambda=253$ нм) при бактерицидних застосуваннях пов'язано зі збігом максимуму поглинання молекули ДНК [9] саме з смугою випромінювання молекули хлору, а не з резонансною спектральною лінією атома ртуті.

Результати дослідження ArCl (B→X) випромінювачів, для збудження яких застосовувалися об'ємний та іскровий розряди, наведені в працях [10,11]. Проте застосування відкритих металевих електродів веде до зменшення ресурсу роботи цих ламп. Тому, більш доцільним є використання бар'єрного і ємнісного розрядів. До того ж було встановлено, що найбільших величин ресурсу можна досягти при збудженні лише цими двома видами розрядів [12]. Лампи з такими розрядами працюють в імпульсно-періодичному режимі з частотою повторення імпульсів 1-100 кГц [9]. Електроди в даних лампах винесені за межі плазмового середовища. Ресурс роботи таких випромінювачів досягає 2-2.5 тисяч годин у відпаяному режимі на одній робочій суміші. Крім того, використання ємнісного і бар'єрного розрядів дає свободу відносно геометричного дизайну ексиламп [13].

Унікальні властивості бар'єрного розряду обумовлюють його широке застосування в різних технологічних процесах, таких як генерація озону, модифікація поверхонь, контроль забруднень, дезинфекцію, ексимерні лампи і плазмові дисплейні поверхні [14].

Актуальність наведених в монографії результатів викликана необхідністю пошуку оптимального хімічного складу робочих сумішей для розробки газорозрядних джерел ВУФ і УФ-випромінювання; дослідження оптичних і електричних характеристик газового розряду короткохвильових випромінювачів

на основі молекул води та фреону та встановленням фізико-хімічних процесів, які відбуваються у ємнісному та бар'єрному розрядах на сумішах інертних газів з молекулами води та фреону.

Основною метою досліджень, результати яких приведені в монографії, є: дослідження емісійних характеристик і параметрів плазми газорозрядних випромінювачів на сумішах інертних газів з молекулами води і фреону; розробка екологічно безпечних УФ-ВУФ джерел спонтанного випромінювання із збудженням імпульсно-періодичним ємнісним та бар'єрним наносекундними розрядами з малокоштовними робочими сумішами та їх оптимізація за складом і тиском робочого середовища; встановлення фізичних процесів, які відбуваються в плазмі наносекундних ємнісного та бар'єрного розрядах і від яких залежать вихідні характеристики даних випромінювачів.

Для одержання цих результатів було використано наступні методи дослідження: спектроскопічний та оптичний методи дослідження газорозрядної плазми з наносекундним розділенням; електричний метод вимірювання струму та напруги на електродах з наносекундним часовим розділенням; комп'ютерне моделювання плазмової кінетики в розрядах, що запалювались в різних газових сумішах.

Наведені в монографії результати характеризуються наступною науковою новизною: вперше було ретельно досліджено оптичні характеристики випромінювачів бар'єрного розряду у ВУФ-області спектру при використанні в сумішах парів D_2O ; проведено повне числове моделювання роботи лампи бар'єрного розряду на суміші $He-D_2O$; вперше проведена оптимізація інтенсивності випромінювання смуг $ArCl(B \rightarrow X)$ та $Cl_2^*(D'-A')$ в лампі бар'єрного розряду на сумішах $Ar-Kr-CCl_4$ та $Ar-CCl_4$; вперше отримані результати дослідження просторових електричних та оптичних характеристик випромінювання ексиплексних молекул та молекул хлору для сумішей $Ar-Kr-CCl_4$ в бар'єрному наносекундному розряді; проведена оптимізація залежності потужності випромінювання від тиску аргону показала, що інтенсивність випромінювання суміші $Ar-Kr-CCl_4$ у два рази більша від суміші $Ar-CCl_4$; проведені експериментальні і теоретичні дослідження бар'єрного розряду на суміші $He-D_2O$ дозволили визначити механізми керування УФ випромінюванням шляхом

варіювання різних параметрів розряду; вперше запропонована фізика процесів в плазмі бар'єрного розряду на суміші Ar-CCl₄.

Основне практичне значення результатів, наведених в монографії: на основі проведених досліджень імпульсно-періодичного ємнісного і наносекундного бар'єрного розрядів на сумішах He(Ar)-H₂O(D₂O) може бути розроблена лампа з недорогим і екологічно чистими газами, випромінювання якої зосереджено головним чином в смугах OH(OD) (A→X) з максимумом при $\lambda=308$ нм і (C→X) – $\lambda=144$ нм з підвищеним ресурсом роботи, яка перспективна для медико-біологічних застосувань; результати дослідження наносекундного бар'єрного розряду на сумішах Ar-CCl₄ та Kr-Ar-CCl₄ можуть бути використані для розробки багатосмугової ВУФ-УФ лампи, що випромінює на системі дискретних смуг в спектральному діапазоні $\Delta\lambda=170-260$ нм; отримані параметри плазми при чисельному моделюванні електричних розрядів на сумішах інертних газів з молекулами води та фреону можуть бути використані при розрахунках кінетики процесів в газорозрядних ВУФ-УФ лампах на радикалах гідроксили та хлоридів важких інертних газів.

В монографії представлені нові результати, які були отримані в Проблемній науково-дослідній лабораторії Ужгородського університету і кафедрі квантової електроніки при дослідженні ультрафіолетових і вакуумно-ультрафіолетових OH* та ексіплексних ламп з накачуванням наносекундним бар'єрним розрядом підвищеного тиску. Робочим середовищем цих ламп були суміші інертних газів з парами води та молекулами фреону. Основними випромінювачами плазми таких ламп є радикали OH та молекули хлоридів важких інертних газів (RCI*), які доповнюються ультрафіолетовим випромінюванням смуг молекул хлору (200; 258 нм).

Список використаних джерел

1. Малкин Д.Я. Применение газоразрядных источников света / Д.Я. Малкин – М.: Энергия, 1967. – 104 с.
2. Фугенфиров М.И. Что нужно знать о газоразрядных лампах / М.И. Фугенфиров – М.: Энергия, 1968. – 120 с.
3. Шуаїбов О.К. Багатоелектродний коронний розряд в газах високого тиску / О.К. Шуаїбов О.К. 2015. Ужгород. Вид. ДВНЗ « УжНУ». «Говерла», - 136 с.
4. Шуаїбов А.К. Возбуждение галогенидов инертных газов в разряде переменного тока / Шуаїбов А.К., Шевера В.С., Папп В.-Ф.З., Григоренко В.П., Лизак С.С. // II Всесоюзный семинар по физическим процессам в газовых ОКГ, 1978. Тезисы докладов. г. Ужгород. С.115-117.
5. Малинин А.Н. Установка для возбуждения и исследования эксимерных молекул на парах химических элементов / Малинин А.Н., Шуаїбов А.К., Опаленик В.И., Шевера В.С. // II Всесоюзный семинар по физическим процессам в газовых ОКГ, 1978. Тезисы докладов. г. Ужгород, С.118-119.
6. Shevera V.S. Production of rare gas halides in electric discharge/ Shevera V.S., Shuaibov A.K., Malinin A.N., Zapesochny S.P. // Sixt Int. Conf. on Atomic Phys. Riga, Abstract. 1978. P.53-54.
7. Шуаїбов А.К. Исследование ВУФ- излучения галогенидов аргона в электрическом разряде / Шуаїбов А.К., Папп В.-Ф.З., Шевера В.С. // Всесоюзный семинар по физике вакуумно ультрафиолетового излучения и взаимодействию излучения с веществом. Материалы семинара. г. Ленинград. 1978. С.157-158.
8. Шуаїбов А.К. Образование фторидов инертных газов в электрическом разряде переменного тока / Шуаїбов А.К., Шевера В.С. // Журнал технической физики. 1979. Т.49. №8. С.1747-1748.
9. Шуаїбов О.К. Сучасні джерела ультрафіолетового випромінювання: розробка і застосування / Шуаїбов О.К., Шевера І.В., Шимон Л.Л, Соснин Е.А. – Ужгород-Томськ: Видавництво УжНУ „Говерла”, 2006. – 223 с.
10. Шуаїбов А.К. Условия одновременного образования хлоридов Ar, Kr и Xe в многоволновом излучателе с накачкой поперечным разрядом / А.К. Шуаїбов, А.И. Дашенко // Квантовая электроника – 2000. –Т.30, № 3. – 279-281.
11. Панченко А.Н. Планарная эксилампа на хлоридах инертных газов с накачкой поперечным самостоятельным разрядом / А.Н. Панченко, В.Ф. Тарасенко // Квантовая электроника – 2006. –Т.36, № 2. –169-173.
12. Соснин Э.А. Эксилампы- перспективный инструмент фотоники / Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. //Фотоника. – 2015. –Т.49,№1. – С.60–69.
13. Oppenländer T. Mercury-free Vacuum-(VUV) and UV Excilamps: Lamps of the Future? / T. Oppenländer, E. Sosnin // IUVA news. – 2005. - Vol. 7, No. 4. – PP.16-20.
14. Автаева С.В. Барьерный разряд. Исследование и применение / С.В. Автаева – Бишкек: Изд-во КРСУ, 2009. –152 с.

1. МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ДОСЛІДЖЕННЯ БАР'ЄРНОГО РОЗРЯДУ В СУМІШАХ ІНЕРТНИХ ГАЗІВ З МОЛЕКУЛАМИ ВОДИ ТА ФРЕОНУ

Дослідження оптичних і електричних характеристик газорозрядної плазми дають можливість виявити процеси, які відбуваються в розряді.

В даному розділі представлена методика дослідження електричних характеристик та випромінювання плазми бар'єрного розряду в УФ і ВУФ області спектру. Приведені схеми експериментальної установки, вакуумно-газозмішувальної системи напуску пари води, рідкого фреону та інертних газів, конструкція розрядних трубок для запалювання бар'єрного розряду та методика дослідження потужності ВУФ та УФ випромінювання радикалів гідроксилу, хлоридів інертних газів і молекул хлору. Результати методичних і технічних розробок опубліковані в працях [1- 4].

1.1. Схема експериментальної установки для дослідження електричних характеристик та випромінювання плазми

Експерименти з дослідження оптичних і електричних характеристик плазми бар'єрного розряду у сумішах інертних газів з молекулами води (H_2O , D_2O) та фреону (CCl_4) проводились на установці, загальна схема якої наведена на рис. 1.1.

До основних вузлів експериментальної установки відносяться: газорозрядні трубки на основі бар'єрного розряду, вакуумна газозмішувальна система, вакуумний монохроматор або монохроматор МДР-2, високовольтне джерело живлення, а також система реєстрації електричних і оптичних характеристик наносекундного бар'єрного розряду.

Імпульсний бар'єрний розряд запалювався за допомогою джерела імпульсів високої напруги з резонансною перезарядкою накопичувальної імпульсної ємності, виготовленої з конденсаторів КВІ-3. Сумарна ємність модулятора становила 1.54 нФ, а в якості комутатора використовувався водневий тиратрон ТГІ-І-1000/25.

Генератор наносекундних імпульсів формував два імпульсних сигнали: один без затримки, для запуску тиристора перетворювача напруги, а другий з часовою затримкою, для запуску комутатора випромінювача.

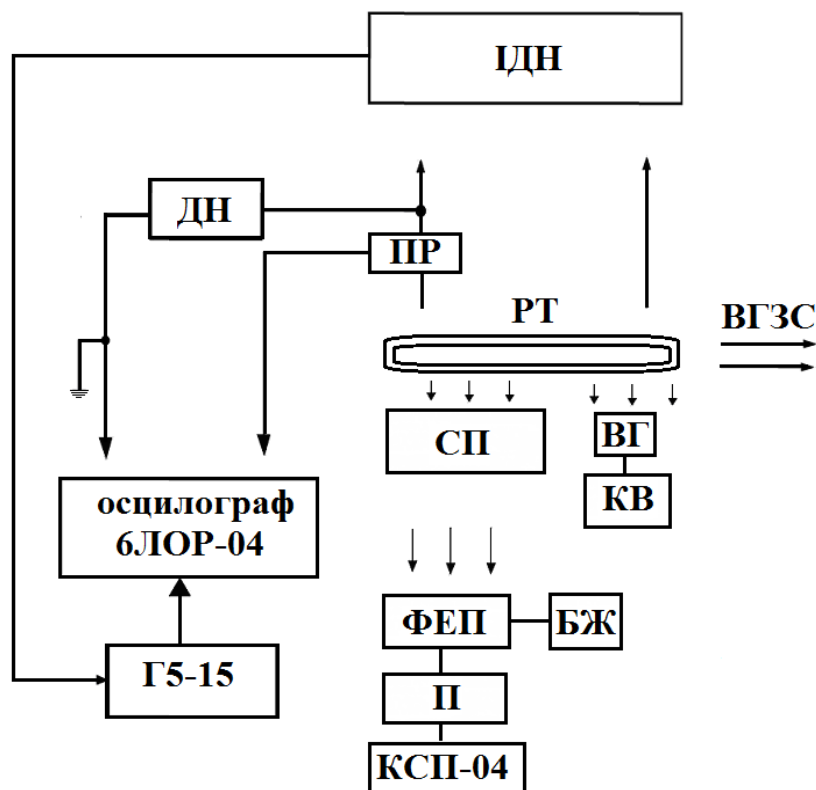


Рис. 1.1. Загальна схема експериментальної установки: ІДН – імпульсне джерело напруги; ВМ – вакуумний монохроматор; ВГЗС – вакуумна газозмішувальна система; ФЕП – фотоелектронний помножувач; БЖ – блок живлення; П – підсилювач постійного струму, КСП-4 – самописець; ПР – пояс Роговського; ДН – дільник напруги; Г5-15 – генератор імпульсів; СП – спектральний прилад.

1.2. Схема вакуумно-газозмішувальної системи напуску пари води, рідкого фреону та інертних газів

Для проведення дослідження плазми випромінювачів з бар'єрним розрядом була використана вакуумно-газозмішувальна система (рис. 1.2.). Ця система складалась з об'єму, де відбувається змішування газів, форвакуумного насосу, балонів з газам, вакуумметра і манометра.

Вакуумно-газозмішувальна система була розроблена таким чином, що дозволяла застосовувати для дослідження газові суміші в досить широкому діапазоні парціальних тисків і відкачувати розрядні трубки до залишкового тиску близько 10 Па.

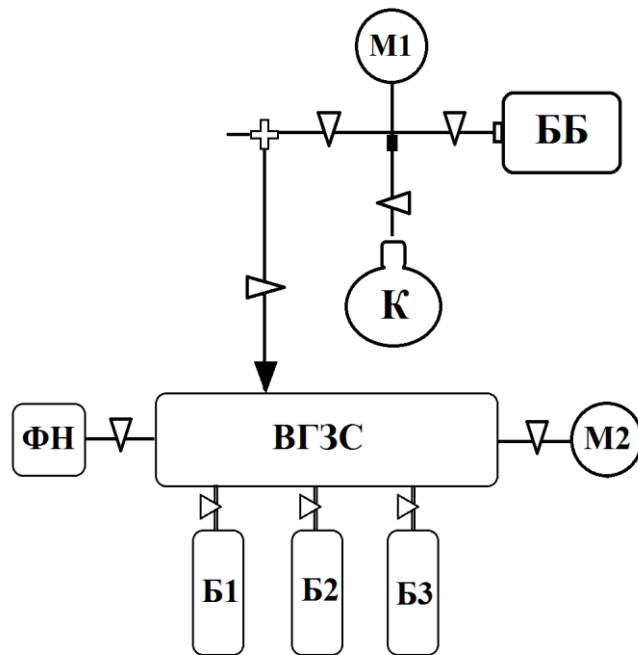


Рис. 1.2. Вакуумна-газозмішувальна система: ВГЗС – вакуумна газозмішувальна система; М1 – вакууметр; М2 – манометр; ФН – форвакуумний насос; ББ – буферний балон; Б1, Б2, Б3 – балони з газами; К – колба.

До газорозрядної трубки була приєднана система приготування та напуску пари звичайної (або "важкої") води та рідкого фреону (CCl_4). Ця система забезпечувала як дозування пари води, так і пари фреону.

У попередньо відкачану спеціальну колбу від атмосферних газів при випаровуванні H_2O , D_2O одержували пари води, яка була насичена при кімнатній температурі. Із двох компонентів суміші першими напускалися насичені пари води, а потім напускався інертний газ (гелій, аргон).

Точність вимірювання парціального тиску парів води, фреону та тиску інертних газів становила 20-30 Па.

1.3. Конструкції газорозрядних трубок для дослідження характеристик бар'єрного розряду

Для експериментів з дослідження характеристик бар'єрного розряду в сумішах інертних газів з парою води та фреону використовувалася двобар'єрна розрядна трубка, схема якої приведена на рис. 1.3.

Розрядна колба виготовлена у вигляді двох циліндричних коаксіальних кварцових трубок (марки КУ-1 (5, 6). Довжина колби

складала 20 см, її зовнішній діаметр був рівним – 24 мм. Зовнішній діаметр внутрішньої розрядної трубки (6) складав 12 мм. Для другої серії експериментів діаметр зовнішньої трубки з товщиною стінки 1.5 мм складав 26 мм, діаметр внутрішньої трубки з товщиною стінки 1.5 мм – 14 мм.

Електродна система складалася з двох електродів, відстань між якими складала 4.5 мм. Зовнішній електрод, довжиною 160 мм, виготовлений з нікелевого дроту діаметром 0.3 мм, який був намотаним на зовнішню кварцову трубку з кроком 2 мм. У внутрішній кварцовій трубці розташований суцільний алюмінієвий електрод довжиною 250 мм.

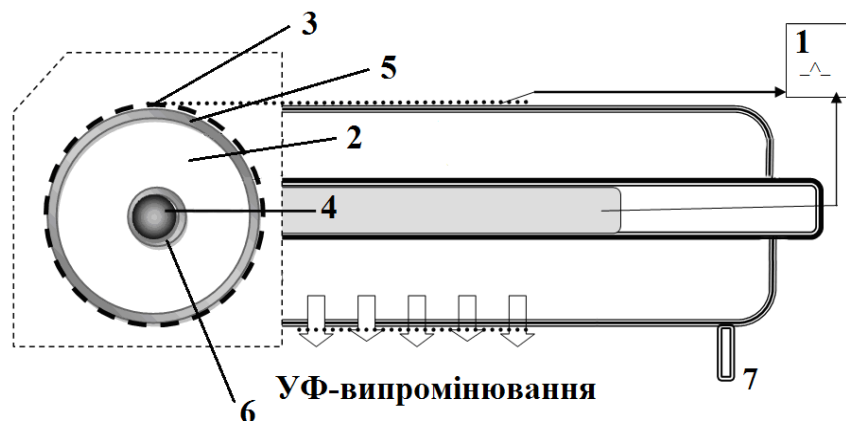


Рис. 1.3. Конструкція лампи з наносекундним бар'єрним розрядом: 1 – генератор імпульсів високої напруги; 2 – розрядний проміжок; 3 – зовнішній електрод у вигляді спіралі з нікелевого дроту; 4 – внутрішній електрод у вигляді суцільного циліндру з алюмінію; 5 і 6 – дві коаксіальні кварцові трубки марки КУ-1; 7 – патрубок для напуску робочої газової суміші [1, 2].

Прозорість зовнішнього електроду складала 70 - 80%. Потрібно відмітити, що газорозрядна трубка дозволяла досліджувати випромінювання з $\lambda > 200$ нм. Для дослідження емісійних характеристик ВУФ випромінювання ($\lambda < 200$ нм) розрядна трубка була сполучена з вакуумним монохроматором через LiF-віконце, яке прозоре до довжини хвилі $\lambda = 110-120$ нм.

Потрібно відмітити переваги використання бар'єрного розряду, які полягають в тому, що плазма не контактує з електродами, що призводить до збільшення ресурсу роботи лампи в газостатичному режимі роботи.

На рис.1.4 приведена схема трибар'єрної ексилампи, накачуванням наносекундним сильнотривим розрядом.

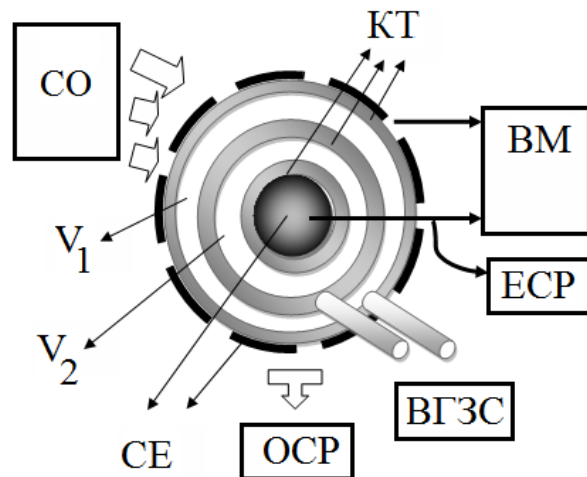


Рис.1.4. Поперечний переріз трибар'ерної ексилампи та основні вузли установки: КТ – кварцові трубки, V_1 – зовнішній об'єм лампи, V_2 – внутрішній об'єм лампи, СЕ – система електродів, ВМ – високовольтний модулятор, СО – система охолодження, ВГЗС – вакуумна газозмішувальна система, ОСР - оптична система реєстрації, ЕСР – електрична система реєстрації [3, 4].

Лампа на системі смуг 222 нм KrCl(X-B) нм та KrF(X-B) представляла собою коаксіальну систему з трьох циліндричних трубок з кварцу марки «УФ», яка облаштовувалась двома незалежними об'ємами. Це дозволяло готувати дві різні робочі суміші, на основі двох різних галогенів, які в звичайних умовах можуть вступами між собою в швидкі хімічні реакції, що негативно впливає на вихідні характеристики ультрафіолетової багатохвильової ексилампи. Зовнішній діаметр лампи складав 3.7 см, а зовнішній діаметр найбільш вузької кварцової трубки складав 1.4 см. Робоча довжина лампи - 30 см, а віддаль між внутрішньою поверхнею зовнішнього діелектрика і поверхнею середньої кварцової трубки була рівна 0.55 см і приблизно була рівною аналогічній віддалі між бар'ерами середньої та внутрішньої кварцових трубок. Площа робочої апертури лампи складала близько 350 см². Високовольтним електродом в лампі служив стрижень з дюралюмінію, який був встановлений в середину внутрішньої кварцової трубки і мав робочу довжину 30 см. Зовнішнім електродом служила спіраль з нікелевого проводу, що мала прозорість - 85 %.

1.4. Методика дослідження оптичних та електричних сигналів бар'єрного розряду

Для проведення дослідження якісного складу плазми в експериментах досліджували випромінювання плазми газового розряду методом емісійної спектроскопії з високим часовим розділенням, який полягає у вимірюванні інтенсивності випромінювання відповідної довжини хвилі та часових характеристик цього випромінювання.

Для реєстрації випромінювання наносекундного бар'єрного розряду в сумішах інертних газів з парою води чи фреону в спектральному діапазоні $\Delta\lambda = 140 - 315$ нм використовувалась експериментальна установка, схема якої наведена на рис. 1.5.

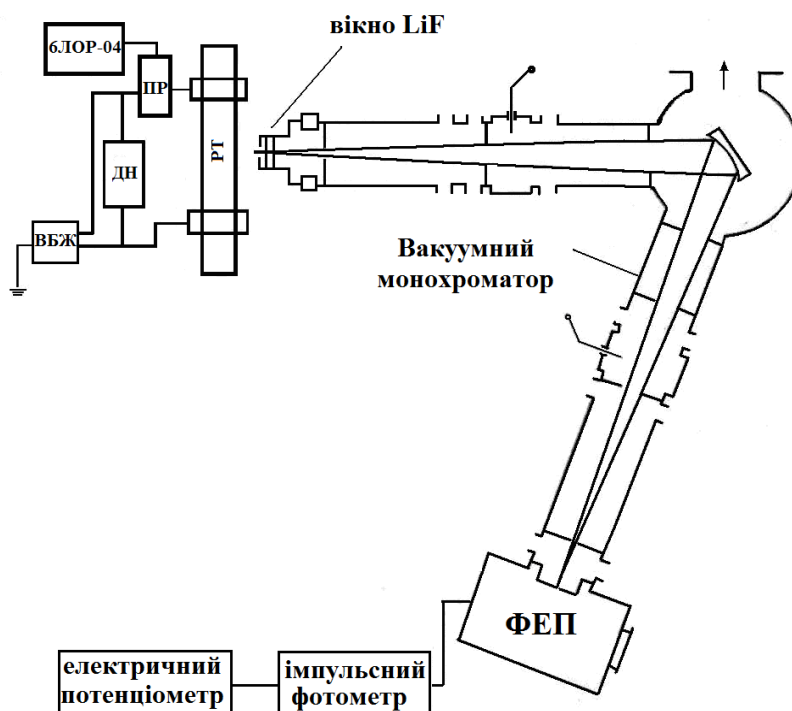


Рис. 1.5. Схема експериментальної установки: вакуумний монохроматор (ВМ); система реєстрації; РТ – розрядна трубка; БЛОП-04 – імпульсний широкосмуговий осцилограф; ДН – дільник напруги, ПР – пояс Роговського; ВБЖ – високовольтний блок живлення.

Дослідження спектрів випромінювання плазми бар'єрного розряду в УФ і ВУФ діапазоні $\Delta\lambda = 130 - 350$ нм проводилось за допомогою фотопомножувача ФЕП-142 з LiF-віконцем і однометрового вакуумного монохроматора, який був побудований за схемою Сейя-Наміока. Випромінювання в спектральному

діапазоні $\lambda = 200 - 400$ нм реєструвалось за допомогою монохроматора МДР-2 з дифракційною решіткою 1200 штр/мм і фотопомножувача ФЕП-106. За допомогою монохроматора випромінювання розрядної плазми розкладається на окремі спектральні лінії чи смуги.

Свічення плазми з центральної частини розрядної трубки поступало через LiF віконце у вакуумний монохроматор. Спектральна роздільна здатність вакуумного монохроматора не перевищувала 0.7 нм, а монохроматора МДР-2 становила 0.2 нм. Спектри в кінцевому вигляді представлені з врахуванням відносної чутливості системи «монохроматор-фотопомножувач». Інтенсивність випромінювання визначалося як площа під відповідною спектральною кривою. Точність вимірювання відносної інтенсивності УФ-ВУФ випромінювання лампи становила 5-7%.

Для реєстрації імпульсів струму на розрядному проміжку використовувався пояс Роговського, який представляє собою котушку, яку застосовують для вимірювання в часі струмів або їх похідних [5].

Реєстрація напруги проводилися з використанням малоіндуктивного ємнісного дільника. Сигнал, які надходили від пояса Роговського і дільника напруги подавалися на вхід імпульсного осцилографу 6ЛОР-04, який мав часове розділення близько 1 нс. Відносна стандартна невизначеність осцилографічних вимірів складала 10%.

Спектри випромінювання наносекундного бар'єрного розряду в сумішах інертних газів з парами води та фреону приводилися до реального вигляду з врахуванням відносної спектральної чутливості системи реєстрації випромінювання (рис. 1.6).

Так, для дослідження ВУФ спектрального діапазону застосовувалась система "ФЕП-142 + вакуумний монохроматор", спектральна чутливість якої наведена на рис. 2.6. (крива 1). Дослідження УФ діапазону спектру проводилось з врахуванням спектральної чутливості системи "ФЕП-106 + МДР-2" (крива 2, рис. 1.6).

Для ідентифікації смуг випромінювання $\text{OH}(\text{OD})$ використовувалась праці [6,7], для ідентифікації смуг ArCl^* , KrCl^* , Cl_2^* – [8-10].

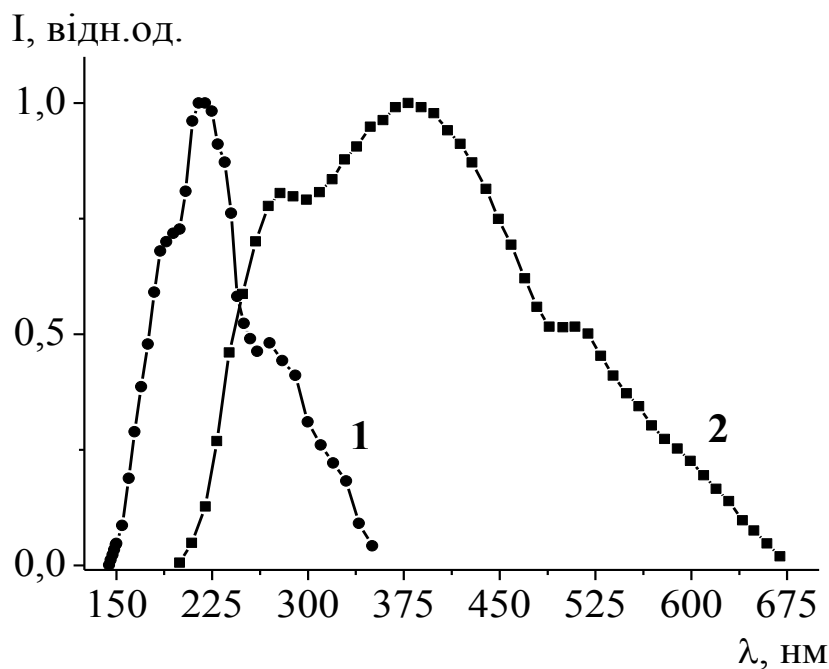


Рис. 1.6. Спектральна чутливість системи реєстрації системи "ФЕП-142 + вакуумний монохроматор" (1) та "ФЕП-106 + МДР-2" (2).

1.5. Методика вимірювання імпульсів напруги, струму та потужності газового розряду

Для того, щоб отримати інформацію про часовий хід величини падіння напруги на газорозрядному проміжку і потужність збудження було використано методику, яка представлена в праці [8]. Ця методика полягає у розв'язку рівняння Кірхгофа для електричного кола живлення ексилампи.

Падіння напруги на розрядному проміжку $U_G(t)$ залежить від часу протягом активної фази і змінюється від напруги пробую до напруги згасання. Так як в більшості випадків ємність діелектричних бар'єрів C_D набагато більша від ємності газового проміжку C_G , то основна частка напруги прикладена до ємності C_G і до газового проміжку.

Для розрахунку потужності $P(t)$, яка вводиться в плазму достатньо знати падіння напруги $U_G(t)$ і величину активної складової струму в розрядному проміжку $I_A(t)$ [8] :

$$P(t) = U_G(t) \cdot I_A(t). \quad (1.1)$$

Величина $U_G(t)$ може бути знайдена за другим правилом Кірхгофа з використанням вимірної величини часового ходу напруги на розрядній комірці $U(t)$ та падіння напруги на ємності діелектрика $U_D(t)$:

$$U_G(t) = U(t) - U_D(t). \quad (1.2)$$

Величину $U_D(t)$ можна обчислити знаючи величини заряду $Q(t)$ і ємність C_D :

$$U_D(t) = \frac{Q(t)}{C_D}. \quad (1.3)$$

Заряд в колі можна визначити або інтегруванням струму

$$Q(t) = \int_0^t I(t') dt' + Q_0, \quad (1.4)$$

або вимірюючи падіння напруги $U_{ADD}(t)$ на додатковій ємності C_{ADD} :

$$Q(t) = \frac{U_{ADD}(t)}{C_{ADD}}. \quad (1.5)$$

Величина C_D визначається з геометричних розмірів комірки і діелектричної проникності діелектрика. Тоді величину $U_G(t)$ можна записати як

$$U_G(t) = U(t) - \frac{Q(t)}{C_D}. \quad (1.6)$$

Величина активної складової струму $I_A(t)$ визначається з використанням повного струму $I(t)$:

$$I_A(t) = I(t) \cdot \frac{C_G + C_D}{C_D} - C_G \cdot \frac{\partial U}{\partial t} = I(t) - C_G \cdot \frac{\partial U_G}{\partial t}. \quad (1.7)$$

Імпульсна електрична потужність бар'єрного розряду $P(t)$ знаходиться за виразом:

$$P(t) = \left(U(t) - \frac{Q(t)}{C_D} \right) \cdot I_A(t) \quad (1.8)$$

1.6. Методика дослідження потужності ВУФ та УФ випромінювання

Ефективність джерел випромінювання газових розрядів визначається потужністю випромінювання і електричною потужністю газового розряду. Електрична потужність розряду може бути розрахована як добуток значень імпульсів струму розряду на значення напруги на проміжку між двома електродами [11].

Виміри абсолютної потужності випромінювання плазми бар'єрного розряду з відносно вузької спектральної ділянки діаметром 0.3 см проводились за допомогою каліброваного приладу «Кварц 01». Спектральна вузька ділянка, з якої відбиралося випромінювання розряду, знаходилося на віддалі $L=60$ см від голівки приймача (рис. 1.7.).

Якщо $L > 10 \cdot d$, то спектральну вузьку ділянку можна розглядати як точкове джерело випромінювання.

Для виділення з усієї поверхні розряду випромінювання визначеної спектральної ділянки використовувався світофільтр УФС-5 з відомим коефіцієнтом пропускання $k_\phi = 0.98$ в спектральній ділянці 280 – 350 нм.

Випромінювання точкового джерела, яке реєструє голівка приймача діаметром $D=1.2$ см складає $4\sin^2\alpha$, де $\alpha = \arctg(D/2L)$. Для обчислення абсолютної потужності випромінювання потрібно ввести коефіцієнт спектральної чутливості K_1 , який враховує реєстрацію випромінювання приладом «Кварц 01» в спектральному діапазоні 240-350 нм та коефіцієнт K_2 , який враховує поправку на чутливість в діапазоні 150-350 нм. Тоді формула для визначення потужності випромінювання приймає вигляд [11]:

$$P = \frac{S}{\pi d^2} \cdot 4 \cdot \frac{2}{\sin \alpha} \cdot \frac{1}{k_\phi} \cdot K_1 K_2 W, \quad (1.9)$$

де $S = \pi d L$ – площа усієї поверхні джерела випромінювання; πd^2 – площа діафрагми; W – потужність зареєстрована приладом «Кварц 01».

Відносна похибка вимірювання абсолютної потужності випромінювання лампи складала 30-40%.

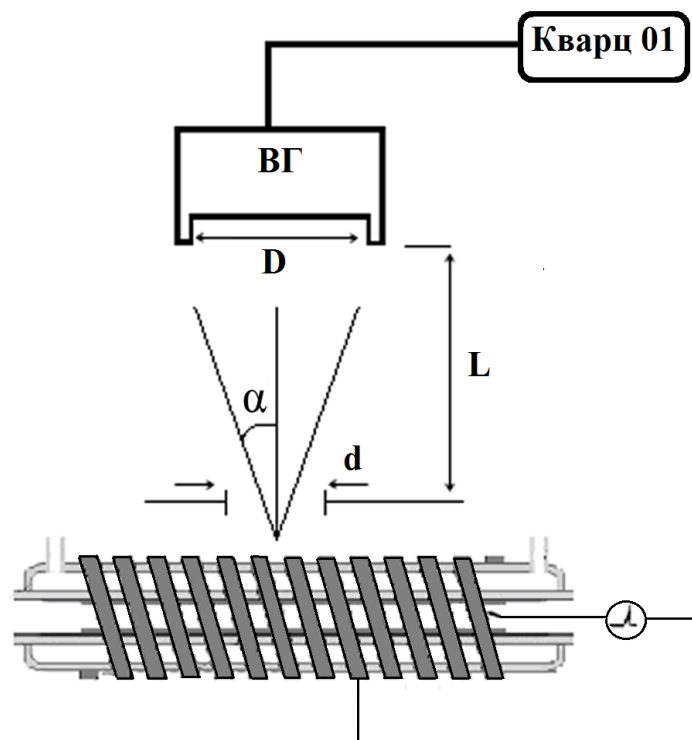


Рис. 1.7. Схема дослідження потужності випромінювання ексилампи: ВГ – вимірювальна голівка; D – діаметр головки приймача; d – діаметр діафрагми; L – довжина від діафрагми до вимірювальної голівки.

Заклучення по розділу

Для дослідження характеристик наносекундного бар'єрного розряду в сумішах інертних газів з молекулами води та гологенвмісних молекул розроблено і виготовлено сучасну експериментальну установку, що дозволяє вимірювати електричні та оптичні характеристики плазми, а також готувати робочі газові суміші заданого складу і тиску; при вимірюванні характеристик розряду застосовано сучасні добре апробовані експериментальні методики; розроблено і виготовлено макети розрядних трубок з двома трьома діелектричними бар'єрами; проведено оцінки точності визначення основних характеристик плазми розряду та робочих газових сумішей.

Список використаних джерел

1. Патент України №76500, МПК H01S 3/097 (2006.01). Ультрафіолетова імпульсно-періодична лампа бар'єрного розряду на суміші гелію з парами води / Шуаїбов О.К., Грицак Р.В., Миня О.Й., Шевера І.В., Гомокі З.Т. // № u201206294; Заявл. 24.05.2012; Опубл. 10.01.2013, Бюл. №1.–5 с.
2. Патент України №71686, МПК H01S 3/097 (2006.01). Ультрафіолетовий газорозрядний випромінювач на парі важкої води / Шуаїбов О.К., Миня О.Й., Грицак Р.В., Гомокі З.Т. // № u201115335; Заявл. 26.12.2011; Опубл. 25.07.2012, Бюл. №14.– 3 с.
3. Шуаїбов А.К. Эмиссионные характеристики ультрафиолетового излучателя с накачкой барьерным разрядом на смесях криптона с малоагрессивными галогеноносителями / А.К. Шуаїбов, З.Т. Гомоки, А.И. Миня, И.В. Шевера // Оптика и спектроскопия. – 2013. – Т. 114, №2, – С. 38-41.
4. Патент України №111581, МПК H01S 3/097 (2006.01). Багатохвильова ультрафіолетова лампа бар'єрного розряду на молекулах фториду і хлориду криптону / Шуаїбов О.К., Миня О.Й., Гомокі З.Т., Шевера І.В. // №а 2012 06295; Заявл. 24.05.2012.; Опубл. 25.05.2016, Бюл. №10.– 4 с.
5. Шваб А. Измерение на высоком напряжении : Измерительные приборы и способы измерения / А. Шваб. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 264 с.
6. Вуль А.Я. Новый эффективный газоразрядный источник оптического излучения низкого давления на основе гидроксидов / А.Я. Вуль, С.В. Кидалов, В. М. Миленин [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25, № 1. – С. 10–16.
7. Pears R.W.B. The Identification of Molecular Spectra / R. W. B. Pears, A. G. Gaydon. – London: Chapman Hall LTD, 1963. – P.246–248; 265–267.
8. Бойченко А.М. Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые эксилампы: физика, техника и применения / А.М. Бойченко, М.М. Ломаев, А.Н. Панченко и др. – Томск: SST, 2011. – 512 с.
9. Kogelschatz U. Ultraviolet excimer radiation from nonequilibrium gas discharges and its application in photophysics, photochemistry and photobiology / U. Kogelschatz // J. Opt. Technol. – 2012. – V.79, №8. – P. 484–493.
10. Boyd I.W. Development and application of UV excimer lamps from 354 - 126 nm / I.W. Boyd, I.I. Liaw // Proc. SPIE 6261, High-Power Laser Ablation VI, Taos, New Mexico, United States.– 7 June, 2006. – P.626104.
11. Шуаїбов А.К. Эксимерный излучатель низкого давления для спектральной области 170-310 нм./ А.К. Шуаїбов, Л.Л. Шимон, А.Й. Дащенко, И.В. Шевера // Приборы и техника эксперимента. –2002. –№ 1. – С.104–106.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ І ПАРАМЕТРИ НАНОСЕКУНДНОГО БАР'ЄРНОГО РОЗРЯДУ НА СУМІШАХ ГЕЛІЮ, АРГОНУ З ПАРАМИ «ВАЖКОЇ» ВОДИ

В розділі наведено результати дослідження оптичних і електричних характеристик випромінювання газорозрядної плазми наносекундного бар'єрного розряду у ВУФ-УФ діапазонах спектру на сумішах He-D₂O та Ar-D₂O. Проведена оптимізація інтенсивності даних смуг випромінювання шляхом варіювання як тиску парів води, так і тиску інертних газів. Для експериментів з бар'єрним розрядом в суміші He-D₂O проведено чисельне моделювання механізму утворення OD(A). Одержані результати, що представлені в другому розділі, опубліковані в наступних працях [2, 3, 6-16, 22].

2.1. Оптичні характеристики лампи на суміші He-D₂O

Огляд праць з розробок і дослідження джерел короткохвильового випромінювання на основі парів води показав, що емісійні характеристики плазми наносекундного бар'єрного розряду в газових сумішах, які містять пари «важкої» води в спектральному діапазоні $\Delta\lambda = 140 - 200$ нм відсутні, що і стимулювало дослідження цього типу бар'єрного розряду у ВУФ-УФ діапазонах спектру.

Запалювання імпульсно-періодичного наносекундного бар'єрного розряду проводилось циліндричної в колбі з кварцу довжиною 20 см (зовнішній діаметр – 26 мм, внутрішній – 23 мм) з використанням високовольтного наносекундного модулятора. На електроди двобар'єрної лампи подавались імпульси напруги амплітудою $\pm 25 - 40$ кВ, а частота їх слідування могла змінюватися в діапазоні 35 – 1000 Гц.

Спектр випромінювання плазми наносекундного бар'єрного розряду в суміші He - D₂O представлений на рис. 2.1. При парціальному тиску парів «важкої» води $p(D_2O) = 0.04 - 0.33$ кПа і гелію $p(He) = 10 - 60$ кПа випромінювання плазми було зосереджено, в основному, у ВУФ діапазоні спектру ($\lambda = 144 - 160$ нм).

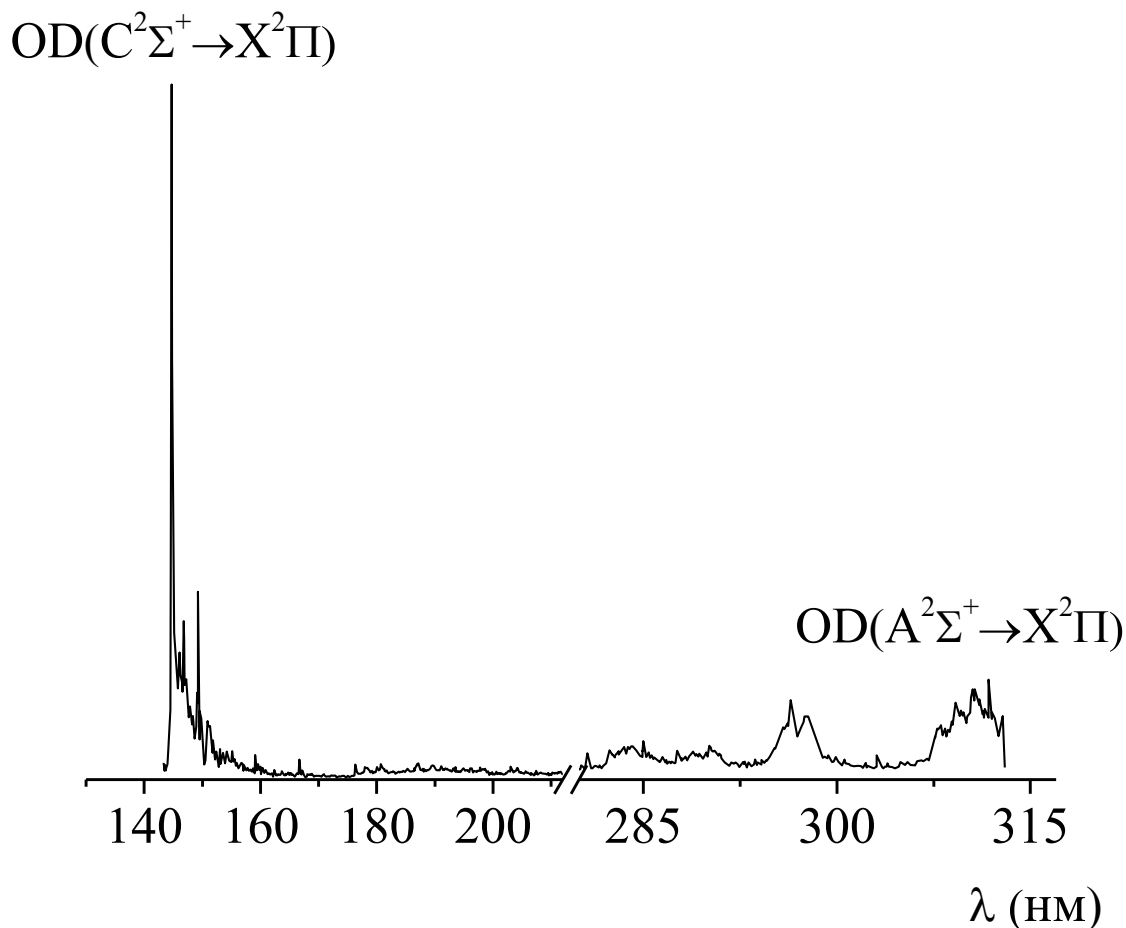


Рис. 2.1. Спектр випромінювання плазми наносекундного бар'єрного розряду в суміші He-D₂O при $p(\text{He}) = 20$ кПа, $p(\text{D}_2\text{O}) = 0.33$ кПа [2, 3].

Смуги цього спектрального діапазону можуть бути віднесені до переходів $C \rightarrow X$ радикала OD [1]. Також в спектрі спостерігалася УФ - смуга $A \rightarrow X$ гідроксилу OD з максимумом при $\lambda = 309$ нм.

Залежності інтенсивності випромінювання плазми наносекундного бар'єрного розряду на суміші He-D₂O в спектральному діапазоні $\lambda = 144 - 160$ нм від парціального тиску пари «важкої» води приведені на рис. 2.2. Найбільш інтенсивне випромінювання радикалу OD спостерігалось при оптимальному тиску пари «важкої» води 0.06 - 0.2 кПа (рис. 2.2 (а)). Оптимальний парціальний тиск гелію, необхідний для отримання максимальної інтенсивності смуг $C \rightarrow X$ в розряді в суміші He - D₂O, знаходився в інтервалі 20 - 46.6 кПа (рис. 2.2 (б)).

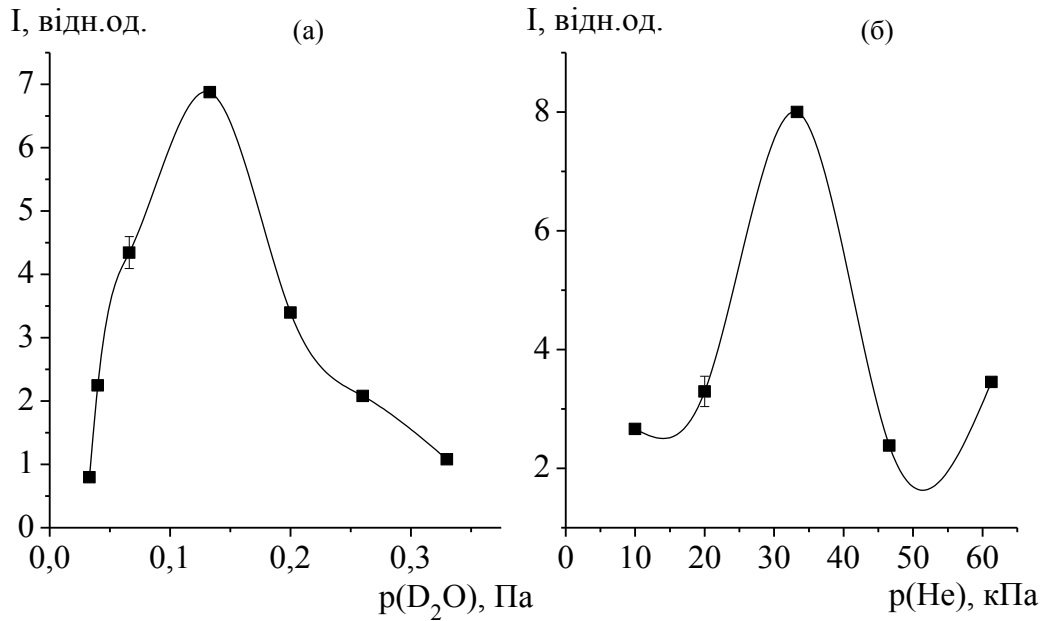


Рис. 2.2. Залежності інтенсивності смуги випромінювання OD ($C \rightarrow X$) плазми наносекундного бар'єрного розряду на суміші He - D_2O від парціального тиску пари «важкої» води при $p(\text{He}) = 20$ кПа (а) і від парціального тиску гелію при $p(\text{D}_2\text{O}) = 0.2$ кПа (б) [2, 3].

Спрощена схема енергетичних рівнів радикалів гідроксилу приведена на рис. 2.3 [1].

Збільшення тиску гелію в бар'єрному розряді, в порівнянні з ємнісним розрядом, приводило до швидкої коливальної релаксації радикалів гідроксилу в нижній коливальний S^2X^+ -стан, який розпадався з випромінюванням вузької смуги з максимумом при $\lambda = 144$ нм під час переходу радикалу гідроксилу на його вище розміщені коливальні рівні $X^2\Pi$ -стан.

Час життя радикалів OD в електронних станах C, D, B дорівнює 6 нс, що набагато менше часу життя OD(A) (770 ± 47 нс) [4, 5], тому збудження наносекундним розрядом призводить до ефективного утворення радикалів OD(C).

Типові результати оптимізації робочого середовища джерела УФ випромінювання смуги 309 нм OD ($A \rightarrow X; 0-0$) в однакових відносних одиницях (інтенсивності отримані сумуванням всіх електронно-коливальних смуг системи $A \rightarrow X$ в спектральному інтервалі 306 - 315 нм) від парціального тиску пари D_2O при однаковому тиску пари D_2O і гелію приведені на рис. 2.4.

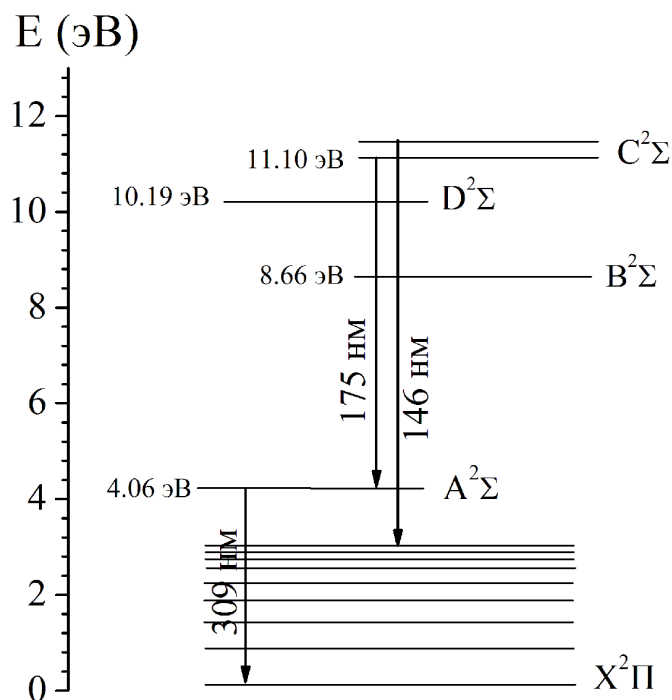
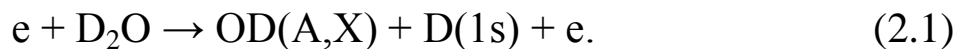


Рис. 2.3. Схема енергетичних рівнів радикала OD [1].

У відомій нам науково-технічній літературі подібні результати для плазми бар'єрного розряду на основі сумішей гелію з парами «важкої» води відсутні.

Як впливає з рис. 2.4 (б), залежність інтенсивності випромінювання смуги 309 нм характеризується різними діапазонами парціального тиску пари D₂O. При найбільш низькому тиску пари води - D₂O (1 – 100 Па) (рис. 2.4, (а)) утворення радикалів OD(A, X) може відбуватися в результаті процесу дисоціативного збудження молекул D₂O:



Ефективність реакції (2.1) в плазмі не сильно залежить від роду інертного газу (гелію або аргону), тому в умовах нашого експерименту інтенсивність смуги з максимумом при $\lambda \approx 309$ нм і оптимальний тиск пари D₂O відрізнялись в цих газових сумішах мало.

При підвищенні тиску пари D₂O до 150 - 200 Па в гелієвій суміші можливим стає збудження радикалів гідроксилу OD(X) електронним ударом з утворенням OD(A):



При $p(\text{D}_2\text{O}) = 150$ Па інтенсивність смуги радикала OD ($A \rightarrow X$) різко зменшується, ймовірно, внаслідок гасіння радикалів OD(A) молекулами D_2O :



де h – постійна Планка, ν – частота випромінювання.

Оптимальний тиск гелію, який необхідний для отримання максимальної інтенсивності смуг радикалу OD в газовій суміші знаходився в діапазоні 10 - 20 кПа (рис. 2.4, (б)).

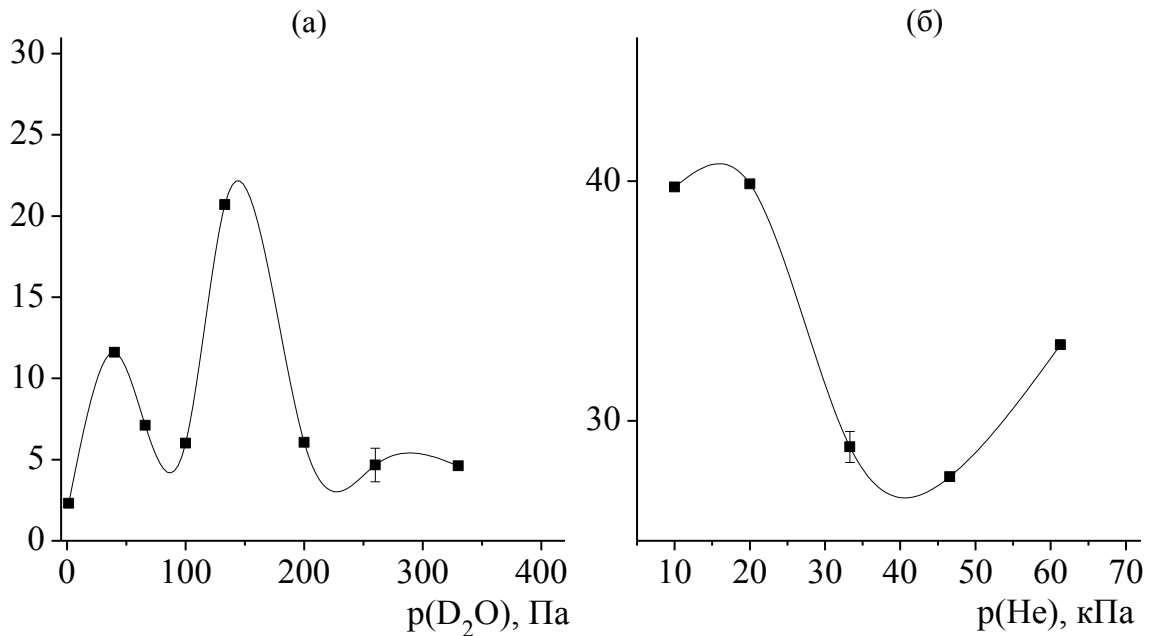


Рис. 2.4. Залежності інтенсивності випромінювання смуги з максимумом при $\lambda = 309$ нм OD ($A \rightarrow X$) від парціального тиску пари D_2O при $p(\text{He}) = 20$ кПа (а) та від парціального тиску гелію при $p(\text{D}_2\text{O}) = 0.2$ кПа (б) [6-9].

Більш детальний спектр смуги з максимумом при $\lambda \approx 308.7$ нм OD($A \rightarrow X$) при $p(\text{D}_2\text{O}) = 0.133$ кПа наведено на рис. 2.5.

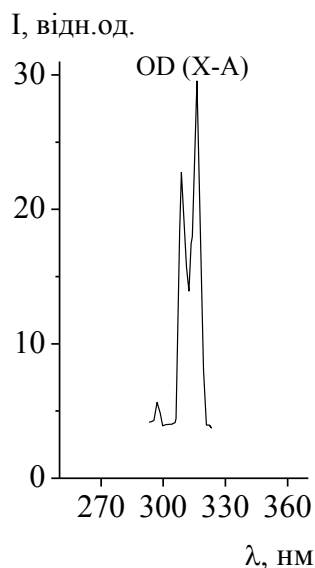


Рис. 2.5. Спектр випромінювання імпульсно-періодичної двобар'єрної лампи на основі суміші $p(\text{He}) - p(\text{D}_2\text{O}) = 20 - 0.133$ кПа [10, 11-13].

Оптимізація даної смуги в суміші $p(\text{He}) - p(\text{D}_2\text{O}) = 20 - 0.133$ кПа (рис. 2.6) показала, що максимум інтенсивності смуги OD(X - A) спостерігався при парціальному тиску пари D_2O в діапазоні $p = 130 - 200$ Па.

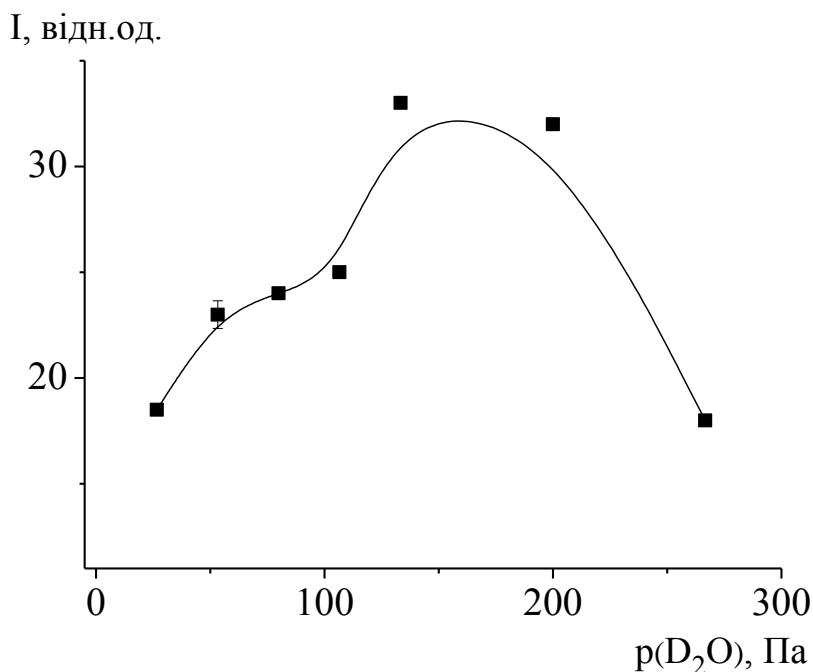


Рис. 2.6. Залежність інтенсивності випромінювання смуги радикалу гідроксилу (OD) з максимумом при $\lambda = 308.7$ нм OD(X - A) від парціального тиску пари D_2O при $p(\text{He}) = 20$ кПа (робоча суміш He - D_2O) [10, 11, 14].

Збільшення парціального тиску пари D_2O приводило до зменшення кількості швидких електронів в розряді і спаду

константи швидкості дисоціативного збудження радикалів молекул D_2O . При цьому, збільшуються втрати потужності розряду на коливальне збудження молекул D_2O і збільшувався внесок реакції гасіння радикалів $OD(A)$ молекулами D_2O .

2.2. Дослідження оптичних характеристик газорозрядної плазми випромінювання радикалу OD в суміші $Ar - D_2O$

Дослідження випромінювання плазми наносекундного бар'єрного розряду проводилося при $p(Ar) = 10 - 60$ кПа і $p(D_2O) = 0.2$ кПа. Бар'єрний розряд у суміші $Ar - D_2O$ однорідно заповнював весь об'єм лампи і мав білий з рожевим відтінком колір.

Спектри випромінювання наносекундного бар'єрного розряду на суміші Ar з парами «важкої» води (рис. 2.7) включали як смуги у ВУФ, так і смуги в УФ – діапазоні спектру [7, 8, 15].

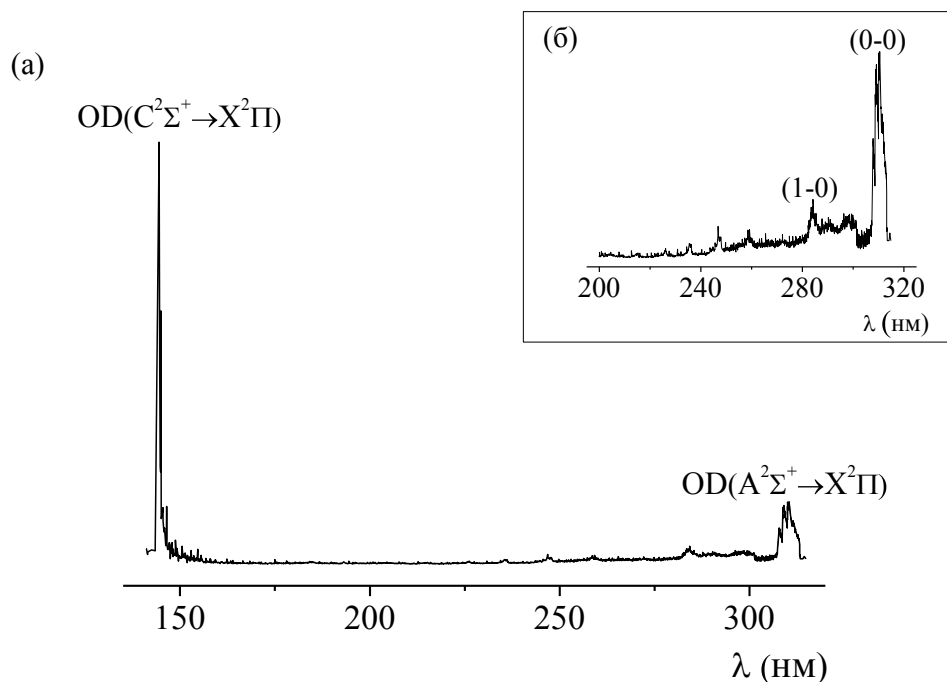


Рис. 2.7. Спектри випромінювання плазми наносекундного бар'єрного розряду в суміші $Ar - D_2O$ при парціальному тиску пари «важкої» води $p(D_2O) = 0.40$ кПа і $p(Ar) = 20$ кПа: в спектральному діапазоні $\Delta\lambda = 140-320$ нм (а) та $\Delta\lambda = 200-320$ нм (б) [7, 8].

Смуги випромінювання в спектральному діапазоні $\lambda = 144 - 160$ нм можуть бути віднесені до переходів $C \rightarrow X$ радикалу OD .

У спектральному діапазоні 200 - 320 нм найбільш інтенсивними були смуги 283 нм OD(A → X;1-0) і 309 нм OD(A → X;0-0), які спостерігалися на слабкому фоні континууму молекули дейтерію. Найбільш виражено цей континуум проявлявся при мінімальному парціальному тиску пари D₂O (p = 50 Па). Із збільшенням парціального тиску пари D₂O до 400 Па в спектрах починають проявлятися і смуги з максимумами при λ≈289.0 нм (1-0), 296.4 нм (3-2), 297.2 нм (2-0), 263.8 нм (3-1), які належать до випромінювання радикалів OD (A²Σ⁺ → X²Π).

Випромінювання слабких смуг в спектральному інтервалі 220-240 нм можливо також віднести до випромінювання радикалів NO*. Інтенсивність смуг NO* збільшувалася із зростанням парціального тиску пари D₂O.

Результати оптимізації інтенсивності показали, що оптимальний тиск аргону, який необхідний для отримання максимальної інтенсивності смуг радикалу OD, як у ВУФ, так і в УФ-області спектру в наносекундному бар'єрному розряді на суміші Ar - D₂O знаходився в діапазоні 10 - 20 кПа (рис.2.8, (а); 2.9, (а)).

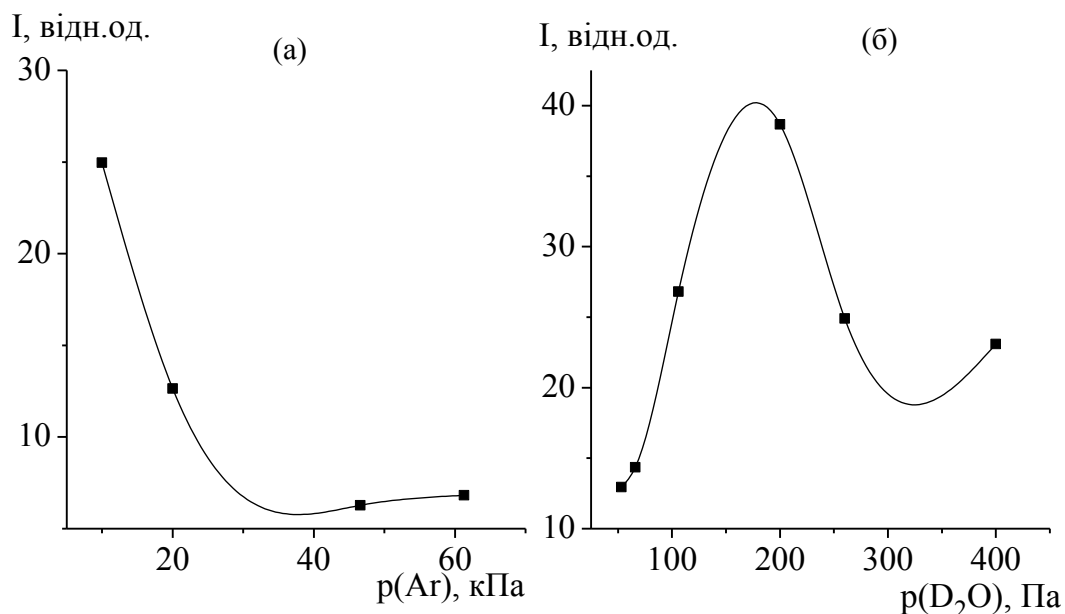


Рис. 2.8. Залежність інтенсивності випромінювання смуги з максимумом при λ = 144 - 160 нм OD (C → X) від парціального тиску аргону при p(D₂O) = 0.2 кПа (а) та від парціального тиску пари D₂O при p(Ar) = 20 кПа (б).

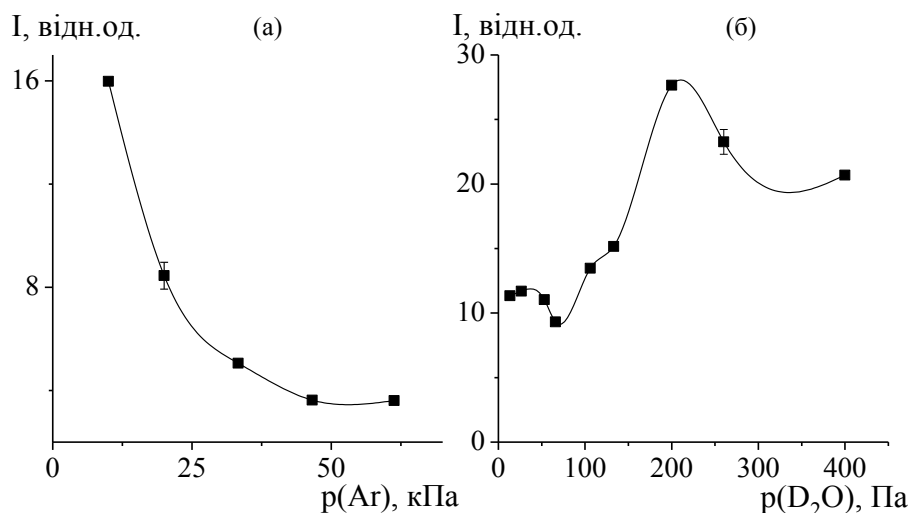
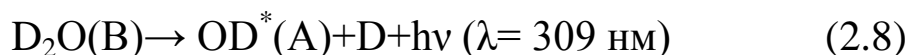
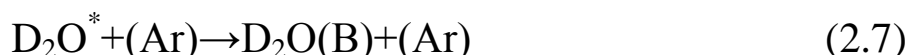


Рис. 2.9. Залежність інтенсивності випромінювання смуги з максимумом при $\lambda = 309$ нм OD (A \rightarrow X) від парціального тиску аргону при $p(\text{D}_2\text{O}) = 0.2$ кПа (а) та від парціального тиску пари D_2O при $p(\text{Ar}) = 20$ кПа (б) [6-9].

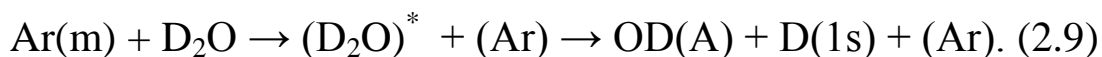
Утворення радикалу OD^* пов'язано з процесом збудження електронним ударом молекули води і з процесом передачі енергії від метастабільного атома аргону молекулам води, внаслідок чого відбувається дисоціація молекул води:



Таким чином, використання інертного газу – Аргону призводить до того, що в спектральному діапазоні 200 - 315 нм спостерігається яскраво виражена смуга $\lambda = 309$ нм $\text{A}^2\Sigma^+ \rightarrow \text{X}^2\Pi$ радикалу OD.

Оптимальний парціальний тиск пари «важкої» води для випромінювача на основі $\text{C} \rightarrow \text{X}$ смуги з максимумом при $\lambda = 144 - 160$ нм OD($\text{C} \rightarrow \text{X}$) та $\lambda = 309$ нм OD($\text{A} \rightarrow \text{X}$) в суміші Ar - D_2O знаходився в діапазоні 150 - 400 Па.

Інтенсивність випромінювання смуги 309 нм в діапазоні 150 - 200 Па парціальних тисків пари D₂O в газовій суміші на основі аргону був приблизно в 1.5 разу вищим, ніж в гелієвій суміші, що може бути пов'язане з підключенням додаткового механізму утворення радикалів OD(A) за рахунок передачі енергії від метастабільних атомів аргону молекулам D₂O:



В області підвищеного тиску пари D₂O (200 - 400) Па утворення радикалів OD(A) може йти по каналу передачі енергії від метастабільних атомів аргону кластерам. Оскільки в цій області тиску пари води випромінювання смуги 309 нм в гелієвих середовищах практично відсутнє, то кластерний механізм утворення OD(A) може розглядатися тільки для сумішей на основі аргону:



Передача енергії від Ar(m) може здійснюватися через проміжне збудження кластера при стабілізації його в зіткненнях з атомами аргону.

2.3. Електричні характеристики плазми бар'єрного розряду в суміші гелію та аргону з парами D₂O

Для смуги OD (A → X) (λ = 307.8 нм) проведені дослідження залежностей інтенсивності випромінювання від частоти проходження імпульсів струму при зарядній напрузі U = 13 кВ для суміші He - D₂O та Ar - D₂O (рис. 2.10, (а, б)).

Результати оптимізації інтенсивності показали, що різке зростання інтенсивності смуг спостерігається при частотах Δf = 500-1000 Гц і ці залежності були близькими до лінійних. Насичення залежностей інтенсивності смуг випромінювання OD не спостерігалось.

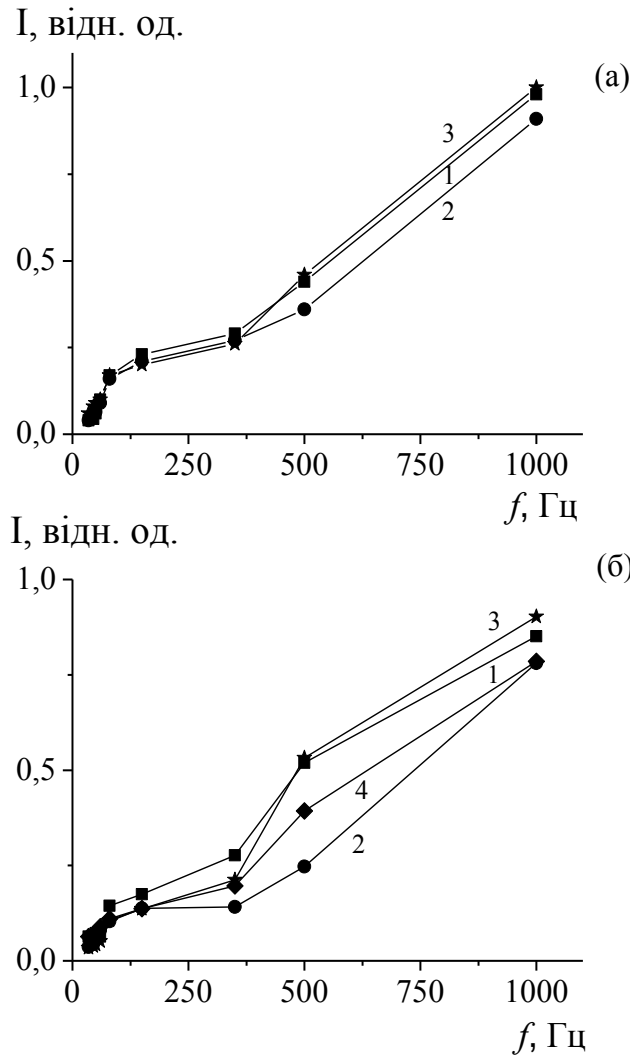


Рис. 2.10. Залежності інтенсивності смуги радикалу OD ($\lambda = 308.7$ нм) від частоти повторення імпульсів струму при зарядній напрузі $U = 13$ кВ в джерелі УФ – випромінювання на суміші р(He) - р(D₂O) при р(He) = 20 кПа і різному парціальному тиску пари D₂O (а): 1 – 0.053 кПа, 2 – 0.133 кПа, 3 – 0.2 кПа (а) та суміші р(Ar) - р(D₂O) при р(Ar) = 20 кПа і парціальному тиску пари D₂O (б): 1 – 0.02 кПа, 2 – 0.06 кПа, 3 – 0.2 кПа, 4 – 0.4 кПа [12, 16].

Із залежності інтенсивності випромінювання смуги з максимумом при $\lambda \approx 308.7$ нм від величини напруги на електродах розрядної кювети (рис. 2.11) випливає, що найбільша інтенсивність випромінювання в діапазоні зарядних напруг 13 - 18 кВ досягалась в суміші р(He) - р(D₂O) = 20-0.2 кПа.

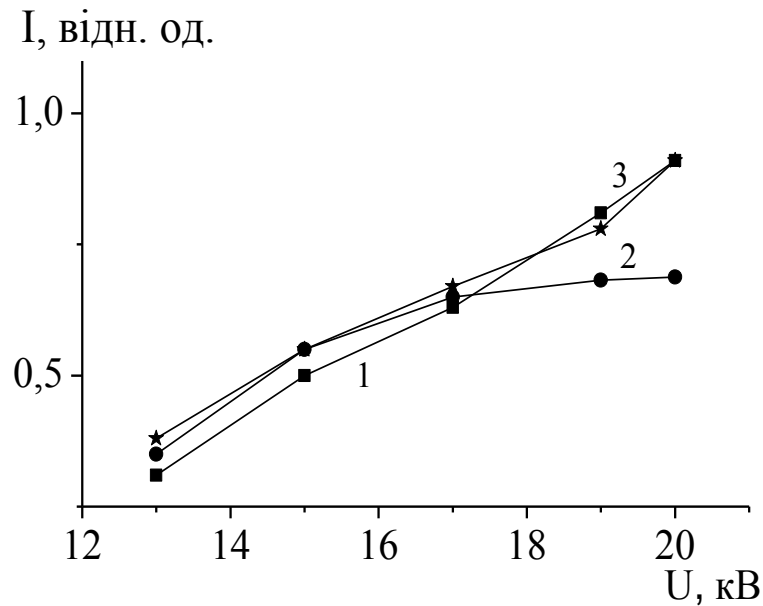


Рис. 2.11. Залежності інтенсивності смуги радикалу OD ($\lambda = 308.7$ нм) від величини напруги на електродах розрядної кювети при $f = 80$ Гц в лампі на суміші р(He)-р(D₂O) при р(He) = 20 кПа і різних парціальних тисках пари D₂O: 1 - 0.08 кПа, 2 - 0.133 кПа, 3 - 0.2 кПа.

Для розряду в суміші р(He) - р(D₂O) = 20 - 0.133 кПа залежність інтенсивності від напруги мала форму, близьку до параболи. Інтенсивність випромінювання радикалу OD ($\lambda = 308.7$ нм) росла із збільшенням амплітуди імпульсів напруги та частоти слідування імпульсів. Із ростом величини напруги збільшувалась середня енергія електронів, що і приводило до збільшення заселеності OD (A).

Амплітуда імпульсів напруги на виході модулятора збільшувалась за допомогою імпульсного кабельного трансформатора в декілька разів і досягала 20 - 30 кВ при тривалості окремого викиду 5 - 20 нс (рис. 2.12). Такий характер осцилограми імпульсів напруги пов'язаний з врахуванням падіння потенціалів на розрядному проміжку та на діелектричних стінках циліндричної розрядної кювети.

Амплітуда основного максимуму імпульсу струму (рис. 2.12, (б)) досягала 50 А при його тривалості 20 - 30 нс, а частота проходження імпульсів f могла змінюватися в межах 40 - 1000 Гц.

Враховуючи форму напруги, яка характеризується коротким високовольтним імпульсом і формуванням двох біполярних

імпульсів струму в кінетиці утворення радикалів OD(A) необхідно враховувати утворення радикалів гідроксилу в основному стані і можливість їх збудження електронним ударом до OD(A).

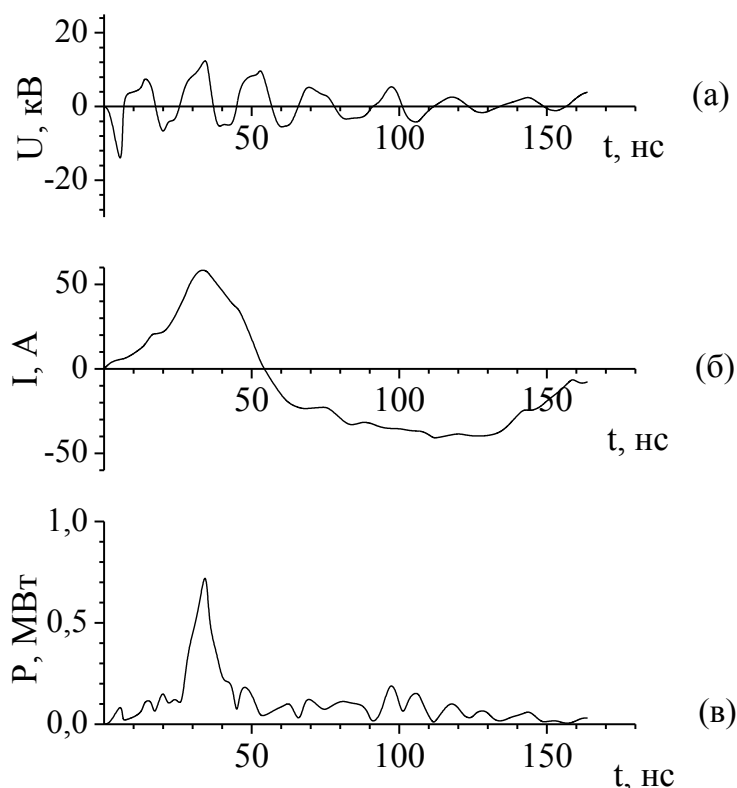


Рис. 2.12. Осцилограми імпульсів напруги (а), струму (б) і потужності (в), яка вносилась в наносекундний бар'єрний розряд, в джерелі спонтанного випромінювання, що працює на смузі $C \rightarrow X$ радикала OD, при $p(D_2O) = 40$ Па, $p(He) = 20$ кПа і напрузі на робочому конденсаторі $U = 13$ кВ ($f = 100$ Гц) [2].

Потрібно відмітити, що біполярний високовольтний імпульс з додатним максимумом, за яким слідує максимум від'ємної полярності, змінюючи один одного, є корисним для збудження бар'єрного розряду, оскільки заряд, який накопичується на поверхні діелектричної пластинки, може приймати участь у наступних імпульсах розряду [17].

З осцилограми потужності (рис. 2.12, (в)) випливає, що в часовому діапазоні $\Delta t \approx 25 - 45$ нс в наносекундний бар'єрний розряд вноситься близько 70 % повної енергії, що накопичена в робочому конденсаторі.

2.4. Чисельні розрахунки параметрів плазми розряду в сумішах інертних газів з молекулою води (H₂O)

Для того, щоб зрозуміти поведінку процесів в електричному розряді на сумішах інертних газів з молекулою води, доцільним є проведення чисельного моделювання газорозрядних джерел УФ-ВУФ випромінювання на основі молекул гідроксилу (ОН).

Мікроскопічний опис частинок в розряді дає саму модель розряду. В газових розрядах протікають як хімічні реакції збудження, іонізації, які обумовлені непружними зіткненнями молекул з електронами, так і процеси загибелі заряджених частинок внаслідок прилипання електронів до молекул [18]. Для знаходження коефіцієнтів швидкості процесів електронно-молекулярних зіткнень, коефіцієнтів дифузії, швидкості дрейфу електронів в електричному полі та середньої енергії електронів потрібно визначити функції розподілу електронів за енергією (ФРЕЕ). Для розрахунку ФРЕЕ потрібно розв'язати нульмірне однорідне стаціонарне рівняння Больцмана, на якому і заснований принцип роботи програми BOLSIG+ [19], з урахуванням всіх перерізів основних пружних і непружних електронних процесів зіткнення з атомами або молекулами основного стану газу.

Для електричного розряду в суміші He-H₂O та Ar-H₂O були проведені розрахунки електронних кінетичних коефіцієнтів в діапазоні параметра $E/N = 1 - 300$ Тд при ступені іонізації 10^{-7} , концентрації електронів $N_e = 10^{11}$ см⁻³ і температурі газу – 300 К ($U=30$ кВ, $d=20$ см, $p(\text{Ar}(\text{He})) = 2.6$ кПа).

При розв'язуванні кінетичного рівняння Больцмана для ФРЕЕ були враховані процеси іонізації та дисоціативної іонізації, коливного і електронного збудження молекули води, дисоціативного прилипання електронів до молекули H₂O, дисоціативного збудження молекул гідроксилу, дисоціативного прилипання електронів до молекули води та процеси збудження, іонізації гелію і аргону. Перерізи даних процесів, які використовувалися для розрахунків взяті з праць [20, 21], наведені на рис.2.13 (а, б). Електронні процеси взаємодії електронів з молекулою води, що враховувалися при розв'язуванні рівняння Больцмана для ФРЕЕ у електричному розряді на суміші He-H₂O та Ar-H₂O наведені в таблицях 2.1., 2.2.

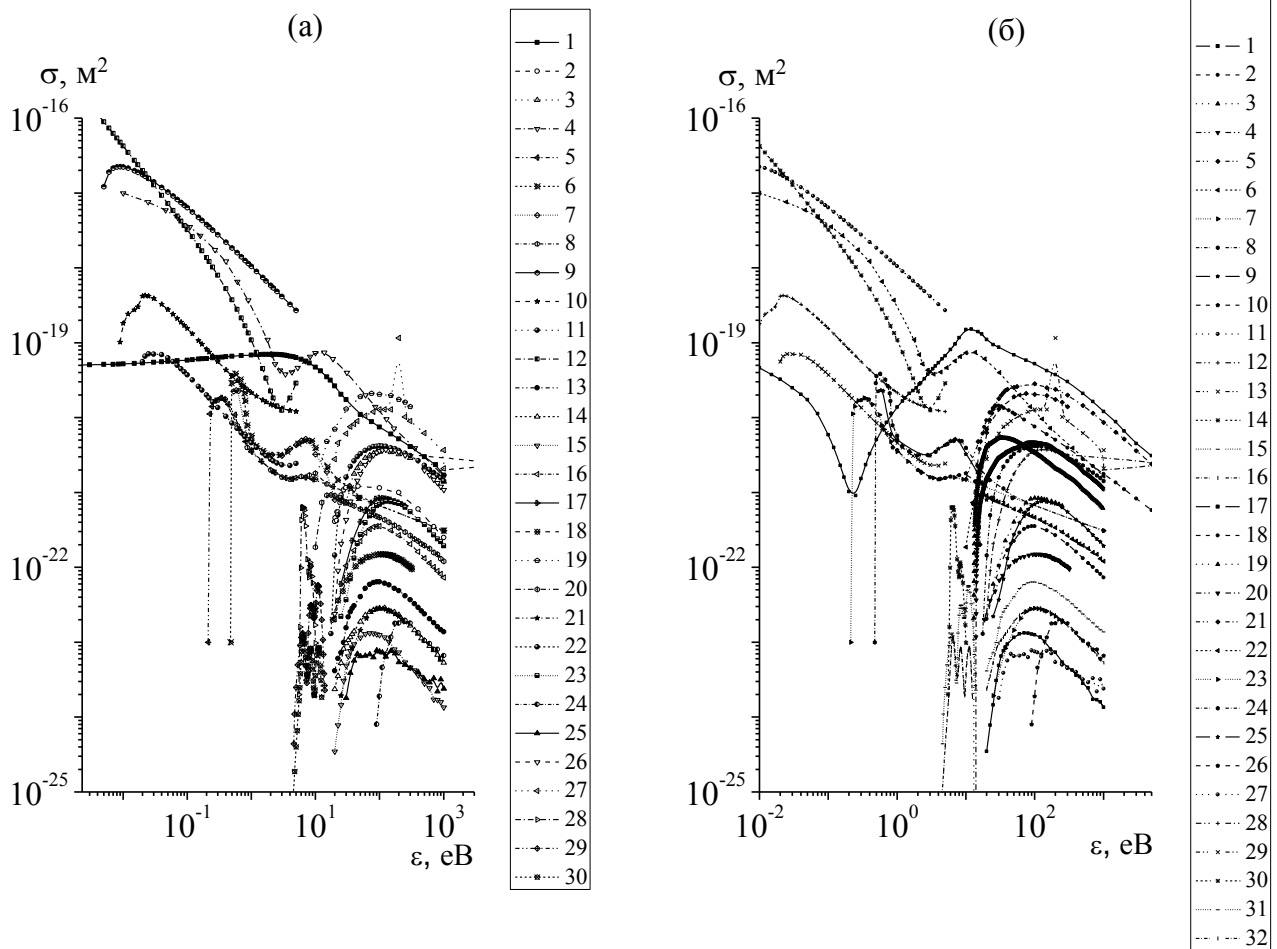


Рис. 2.13. Перерізи процесів зіткнення в сумішах He-H₂O (а) та Ar-H₂O (б) [20, 21].

Таблиця 2.1

Електронні процеси взаємодії електронів з молекулою води, що враховувалися при розв'язуванні рівняння Больцмана для ФРЕЕ у електричному розряді на суміші He-H₂O

№	Реакції	Література
1.	$e + \text{He} \rightarrow e_0 + \text{He}$	[20]
2.	$e + \text{He} \rightarrow e + \text{He}^* (19.8 \text{ eV})$	
3.	$e + \text{He} \rightarrow e + \text{He}^+$	
4.	$e + \text{H}_2\text{O} \rightarrow e_0 + \text{H}_2\text{O}$	
5.	$\text{H}_2\text{O} + e \rightarrow \text{H}_2\text{O}^*(v_2) + e \quad (0.2 \text{ eV})$	
6.	$\text{H}_2\text{O} + e \rightarrow \text{H}_2\text{O}^*(v_3) + e \quad (0.43 \text{ eV})$	
7.	$e + \text{H}_2\text{O}(000) \rightarrow e + \text{H}_2\text{O}(100+001) \quad (0.453 \text{ eV})$	
8.	$e + \text{H}_2\text{O}(000) \rightarrow e + \text{H}_2\text{O}(010) \quad (0.198 \text{ eV})$	
9.	$e + \text{H}_2\text{O} (j=0) \rightarrow e + \text{H}_2\text{O} (j=1) \quad (0.004604 \text{ eV})$	
10.	$e + \text{H}_2\text{O} (j=0) \rightarrow e + \text{H}_2\text{O} (j=2) \quad (0.00869 \text{ eV})$	

11.	$e+H_2O(j=0) \rightarrow e+H_2O(j=3)$	(0.0118 eB)	[21]
12.	$e+H_2O(j=0) \rightarrow e+H_2O(j=0)$	(0 eB)	
13.	$e+H_2O \rightarrow e+OH+H^*(n=4)$	(20 eB)	
14.	$e+H_2O \rightarrow e+O^*(3^3P)+H_2$	(20 eB)	
15.	$e+H_2O \rightarrow e+O^*(3^5P)+H_2$	(20 eB)	
16.	$e+H_2O \rightarrow e+OH+H^*(n=3)$	(20 eB)	
17.	$e+H_2O \rightarrow e+OH+H^*(n=2)$	(25 eB)	
18.	$e+H_2O \rightarrow O(1s)+e+H_2(X)$	(18.56 eB)	
19.	$e+H_2O \rightarrow OH(X)+e+H$	(10 eB)	
20.	$e+H_2O \rightarrow OH(A)+e+H \rightarrow OH(X)+h\nu$ (306 нм) (10 eB)		
21.	$H_2O \rightarrow O(130.4 \text{ нм})$	(25 eB)	
22.	$e+H_2O \rightarrow OH^+ + H + 2e$		
23.	$e+H_2O \rightarrow O^+ + H_2 + 2e$		
24.	$e+H_2O \rightarrow O^{++}$		
25.	$e+H_2O \rightarrow H_2^+ + O + 2e$		
26.	$e+H_2O \rightarrow H^+ + OH + 2e$		
27.	$e+H_2O \rightarrow H_2O^+ + 2e$		
28.	$e^- + H_2O \rightarrow OH + H^-$		
29.	$e^- + H_2O \rightarrow H_2 + O^-$		
30.	$e^- + H_2O \rightarrow OH^- + H^-$		

Таблиця 2.2

Електронні процеси взаємодії електронів з молекулою води, що враховувалися при розв'язуванні рівняння Больцмана для ФРЕЕ у електричному розряді на суміші Ar-H₂O

№	Реакції	Література	
1.	$e+Ar \rightarrow e_0+Ar$	[20]	
2.	$e+Ar \rightarrow e+Ar^*(11.5 \text{ eB})$		
3.	$e+Ar \rightarrow e+Ar^*(13 \text{ eB})$		
4.	$e+Ar \rightarrow e+Ar^*(14 \text{ eB})$		
5.	$e+Ar \rightarrow e+Ar^+$		
6.	$e + H_2O \rightarrow e_0 + H_2O;$		
7.	$H_2O+e \rightarrow H_2O^*(v_2)+e$		(0.2 eB)
8.	$H_2O+e \rightarrow H_2O^*(v_3)+e$		(0.43 eB)
9.	$e+H_2O(000) \rightarrow e+H_2O(100+001)$		(0.453 eB)
10.	$e+H_2O(000) \rightarrow e+H_2O(010)$		(0.198 eB)

11.	$e+H_2O (j=0) \rightarrow e+H_2O (j=1)$	(0.004604 eB)	[21]
12.	$e+H_2O (j=0) \rightarrow e+H_2O (j=2)$	(0.00869 eB)	
13.	$e+H_2O (j=0) \rightarrow e+H_2O (j=3)$	(0.0118 eB)	
14.	$e+H_2O (j=0) \rightarrow e+H_2O (j=0)$	(0 eB)	
15.	$e+H_2O \rightarrow e+OH+H^* (n=4)$	(20 eB)	
16.	$e+H_2O \rightarrow e+O^* (3^3P)+H_2$	(20 eB)	
17.	$e+H_2O \rightarrow e+O^* (3^5P)+H_2$	(20 eB)	
18.	$e+H_2O \rightarrow e+OH+H^* (n=3)$	(20 eB)	
19.	$e+H_2O \rightarrow e+OH+H^* (n=2)$	(25 eB)	
20.	$e+H_2O \rightarrow O(1s)+e+H_2(X)$	(18.56 eB)	
21.	$e+H_2O \rightarrow OH(X)+e+H$	(10 eB)	
22.	$e+H_2O \rightarrow OH(A)+e+H \rightarrow OH(X)+h\nu (306 \text{ нм})$	(10 eB)	
23.	$H_2O \rightarrow O(130.4 \text{ нм})$	(25 eB)	
24.	$e+H_2O \rightarrow OH^+ + H + 2e$		
25.	$e+H_2O \rightarrow O^+ + H_2 + 2e$		
26.	$e+H_2O \rightarrow O^{++}$		
27.	$e+H_2O \rightarrow H_2^+ + O + 2e$		
28.	$e+H_2O \rightarrow H^+ + OH + 2e$		
29.	$e+H_2O \rightarrow H_2O^+ + 2e$		
30.	$e^- + H_2O \rightarrow OH + H^-$		
31.	$e^- + H_2O \rightarrow H_2 + O^-$		
32.	$e^- + H_2O \rightarrow OH + H^-$		

2.4.1. Розрахунки електронних кінетичних коефіцієнтів газового розряду в суміші He-H₂O

На рис. 2.14 представлені результати числових розрахунків ФРЕЕ в електричному розряді на суміші He-H₂O при різних значеннях параметра E/N. При збільшенні величини параметра E/N спостерігається збільшення енергії швидких електронів і зменшення густини електронів малих енергій. Вплив процесів дисоціативного збудження та іонізації спостерігається при високих енергіях у хвості ФРЕЕ. Сам характер ФРЕЕ при низьких енергіях визначається пружними процесами.

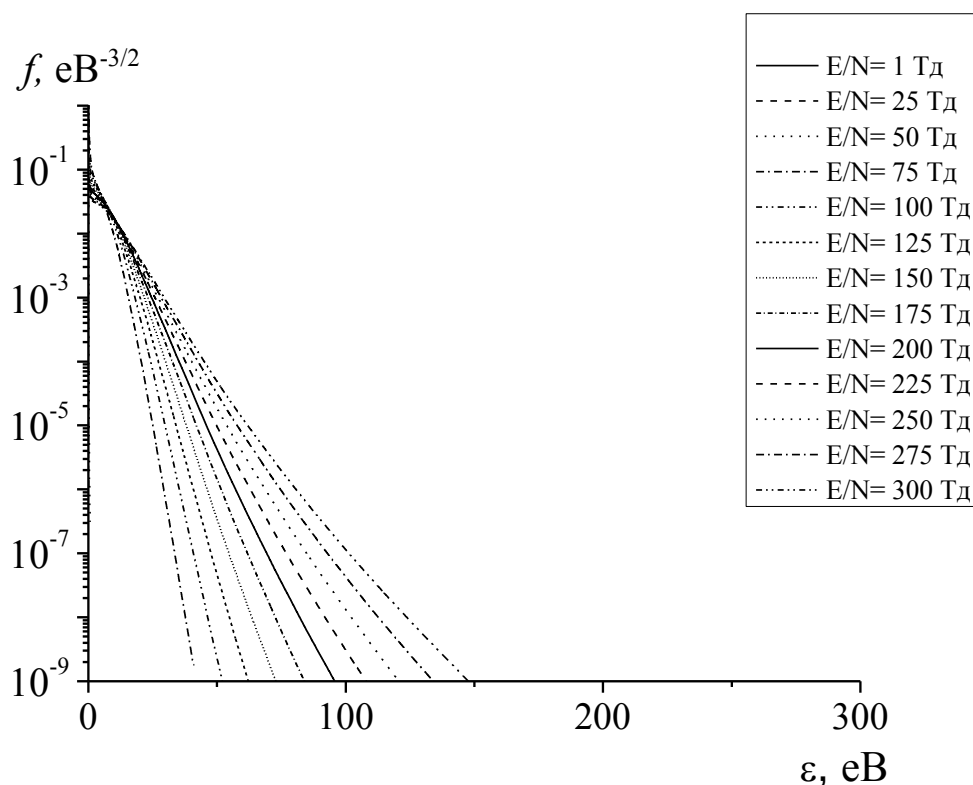


Рис. 2.14. Функція розподілу електронів за енергією у газовому розряді на суміші $\text{He}-\text{H}_2\text{O}=0.95-0.05$.

На основі розрахованих ФРЕЕ були визначені середня енергія, приведена рухливість, швидкість дрейфу електронів та константи швидкості реакції процесів.

Так, за рис.2.15 (а, I) впливає, що середня енергія електронів у розряді на суміші $\text{He}-\text{H}_2\text{O}$ зростає до 26 eV в діапазоні значень параметра E/N 30 – 300 Тд.

Щодо залежності приведеної рухливості від величини параметра E/N рис 2.15 (а, II), то вона складала $\mu \times N \approx 2.2 - 2.9 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$ і повільно зростала в межах $E/N = 30 - 300$ Тд. За даними приведеної рухливості розрахована швидкість дрейфу електронів (б), яка не є строго лінійною, тому, що енергія і приведена рухливість нелінійно залежить від електричного поля.

Оскільки середня енергія електронів збільшувалась з ростом величини параметра E/N , то і швидкість дрейфу зростала з ростом приведенного поля E/N і складала $v_D = 3.4 \cdot 10^7 - 8.36 \cdot 10^7 \text{ см/с}$.

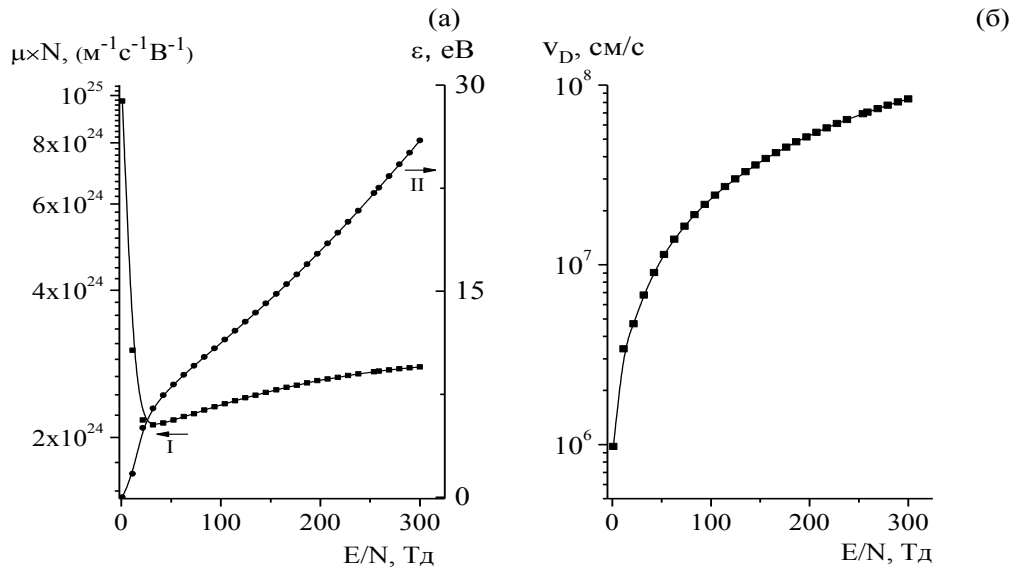


Рис. 2.15. Приведена рухливість (I, (а)), середня енергія (II, (а)) та швидкість дрейфу електронів (б) в ємнісному розряді в суміші He-H₂O.

З залежності (рис. 2.16) випливає, що константи швидкості пружного розсіювання електронів на молекулах води більші ($k \approx 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$, процес 4) від k для пружного розсіювання електронів на атомах гелію ($k \approx 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$, процес 1).

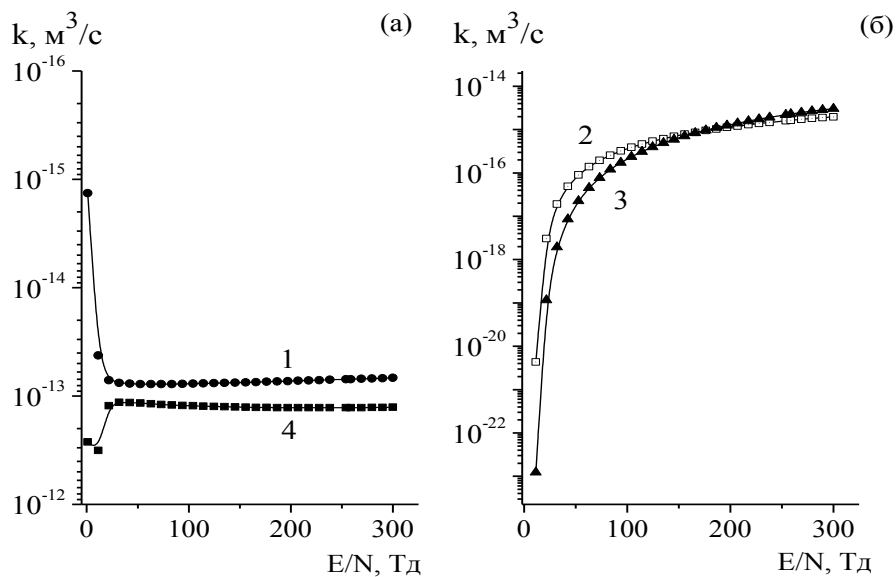


Рис. 2.16. Константи швидкості збудження, іонізації атома гелію та процесу пружного розсіювання електронів на атомі He та на молекулі H₂O.

Константи швидкості збудження та іонізації атомів гелію були одного порядку ($k \approx 10^{-15} - 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$, процеси 2, 3).

Константи швидкостей збудження коливних рівнів молекули H₂O складала $k \approx 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$ (процеси 5 - 8), обертальних рівнів - $k \approx 10^{-15} - 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$ (процеси 6 - 12) (рис. 2.17, а). При застосуванні

перерізів зіткнення молекул води з електронами з праці [21] виходить, що колиально-обертальне збудження переважає при енергіях вище за 1 еВ. З ростом параметра E/N спостерігалось зростання констант швидкості дисоціативного збудження атомів водню $H^*(n=2, 3)$ - $k \approx 10^{-18} - 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$ (процеси 16, 17), $H^*(n=4)$ - $k \approx 10^{-18} - 10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}$ (процес 13) (рис. 2.17 (б)). Константи швидкості утворення радикала $OH(X)$ збільшується від $k \approx 10^{-18} \text{ м}^3/\text{с}$ до $10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$ (процес 19) (рис. 2.17, б).

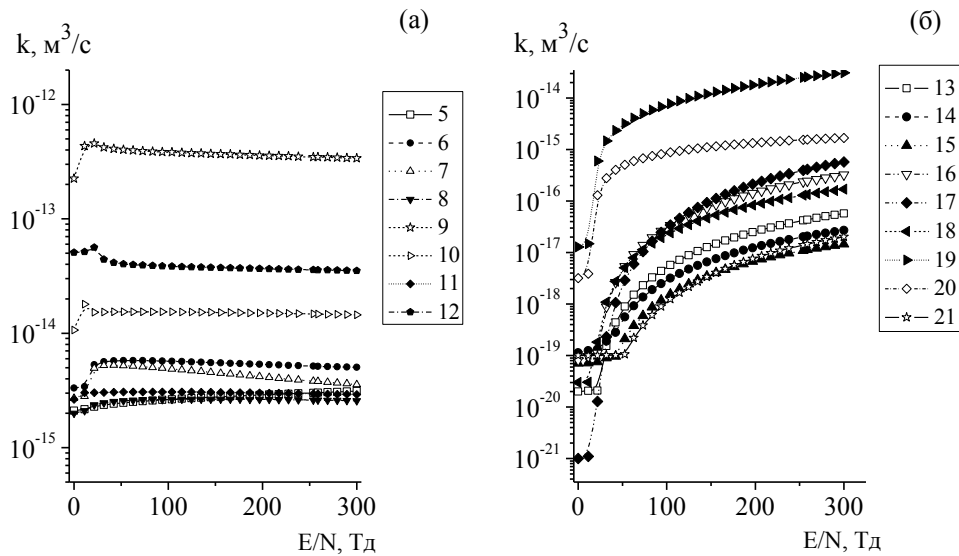


Рис. 2.17. Константи швидкості збудження молекули H_2O , атомів H , O .

На рис.2.17 наведені константи швидкості дисоціативного збудження атома кисню. У діапазоні величин $E/N = 10 - 300$ Тд константи швидкості утворення атома O (884.7 нм; 777.4 нм) зростали з $10^{-26} \text{ м}^3/\text{с}$ до $10^{-23} \text{ м}^3/\text{с}$, $O(1s)$ - з $10^{-26} \text{ м}^3/\text{с}$ до $10^{-21} \text{ м}^3/\text{с}$, а $O(130.4 \text{ нм})$ - з $10^{-28} \text{ м}^3/\text{с}$ до $10^{-23} \text{ м}^3/\text{с}$ (процеси 14, 15, 18, 21) (рис. 2.17).

Константи швидкостей утворення додатних іонів збільшувались з збільшенням параметра E/N : H_2O^+ - $k \approx 10^{-16} - 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$, OH^+ - $k \approx 10^{-18} - 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$, H^+ - $k \approx 10^{-19} - 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$, O^+ - $k \approx 10^{-21} - 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$, H_2^+ - $k \approx 10^{-21} - 10^{-18} \text{ м}^3/\text{с}$, O^{++} - $k \approx 10^{-28} - 10^{-19} \text{ м}^3/\text{с}$ (рис. 2.18, процеси 22 - 27).

Величина константи швидкості утворення від'ємних іонів O^- , H^- складала $10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}$, а OH^- - була на порядок меншою - $10^{-18} \text{ м}^3/\text{с}$ (рис. 2.18, процеси 28 - 30).

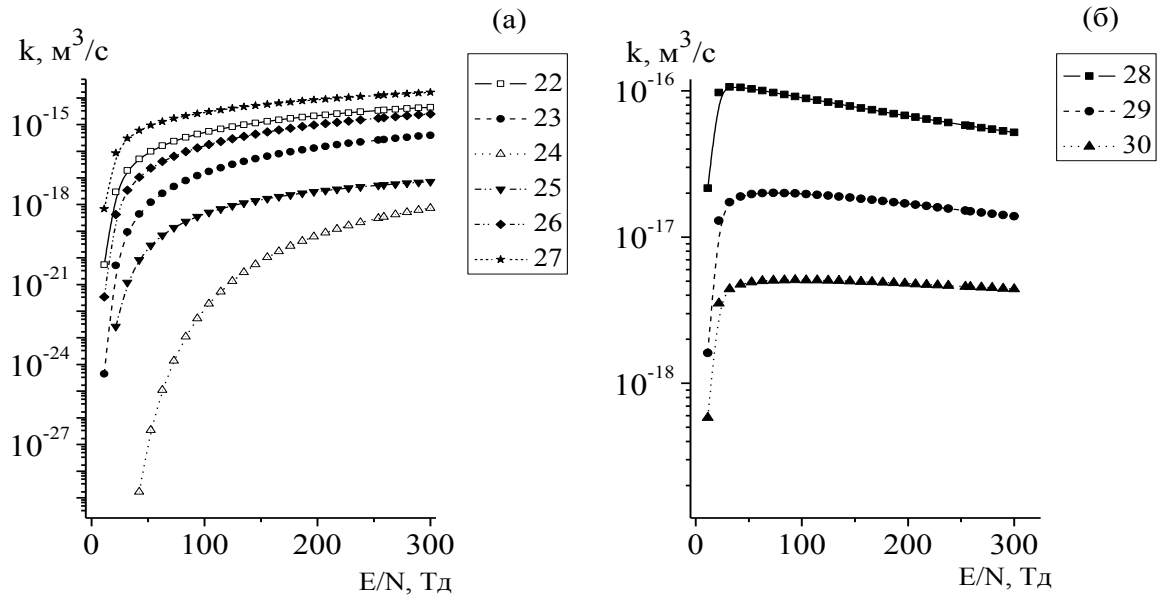


Рис. 2.18. Константи швидкості іонізації (а) та дисоціативного прилипання електронів до молекули води (б).

Коли енергія електронів досягала близько 4 еВ, то найбільш імовірним процесом в плазмі газового розряду стає дисоціативне прилипання. Константа швидкості утворення від'ємних іонів O^- , H^- складала $10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}$, а OH^- була на порядок меншою - $10^{-18} \text{ м}^3/\text{с}$ (рис. 2.18, процеси 28-30). Так, як сума констант швидкостей утворення додатних іонів переважає суму констант швидкостей утворення від'ємних іонів, то плазма є електрододатньою (рис.2.19).

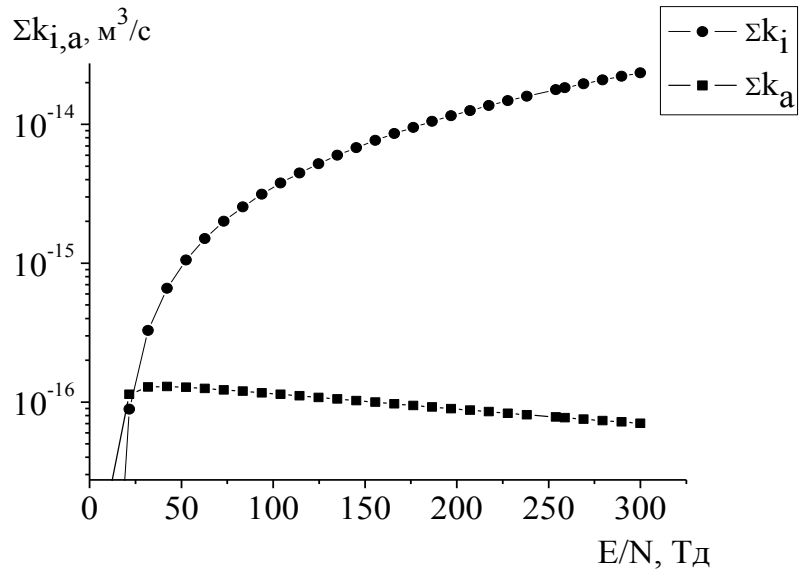


Рис. 2.19. Сумарні константи швидкості іонізації $\sum k_i$ з утворенням додатних іонів OH^+ , O^+ , O^{++} , H_2^+ , H^+ , H_2O^+ і дисоціативного прилипання електронів $\sum k_a$ з утворенням від'ємних іонів H^- , O^- , OH^- .

2.4.2. Чисельні розрахунки електронних кінетичних коефіцієнтів плазми газового розряду в суміші аргону з молекулою води

На рис. 2.20 представлені ФРЕЕ в електричному розряді на суміші Ar-H₂O.

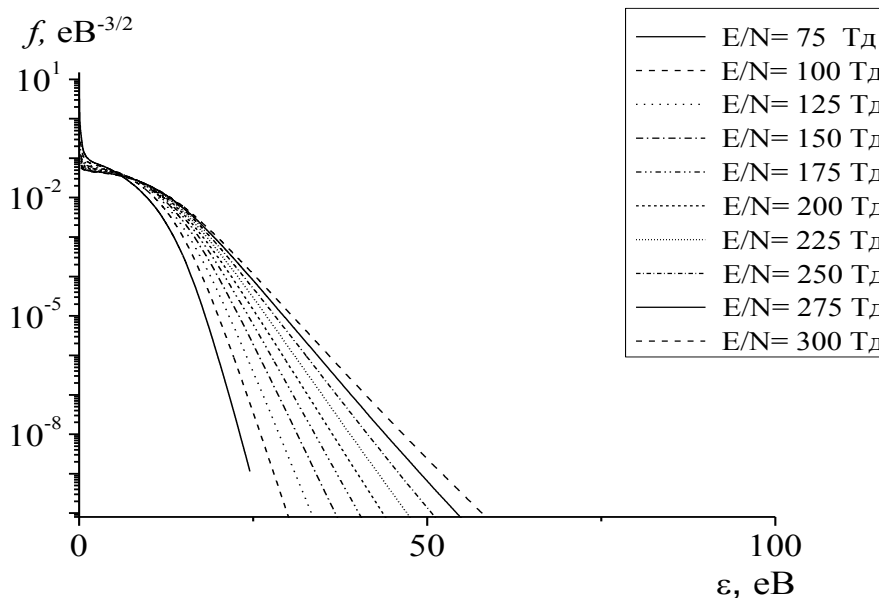


Рис. 2.20. Функція розподілу електронів за енергією у ємнісному розряді в суміші Ar-H₂O=0.96-0.04.

Середня енергія електронів різко зростала в межах 2 – 22 Тд і продовжувала зростати з меншою швидкістю до 8 eV (в межах 30 – 300 Тд) рис. 2.21. Дана залежність показала, що середня енергія електронів для розряду на газовій суміші Ar-H₂O майже у три рази менша ніж ϵ_{cp} в розряді на суміші He-H₂O, що може бути пов'язане з енергіями електронних станів атомів цих інертних газів.

З отриманих даних приведеної рухливості (рис. 2.21, а), яка складала $\mu \times N \approx 1.37 \cdot 10^{24} - 7.14 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$, одержана залежність швидкості дрейфу електронів для розрядів в суміші Ar-H₂O трохи менша від v_D для розрядів в суміші He-H₂O і складала $v_D \approx 3.2 \cdot 10^6 - 2.14 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ (рис. 2.21, б).

Константа швидкості розсіювання електронів на молекулі води ($k \approx 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$) була більшою від константи швидкості розсіювання електронів на атомі Ar ($k \approx 10^{-14} - 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$) (рис. 2.22, процеси 1, б).

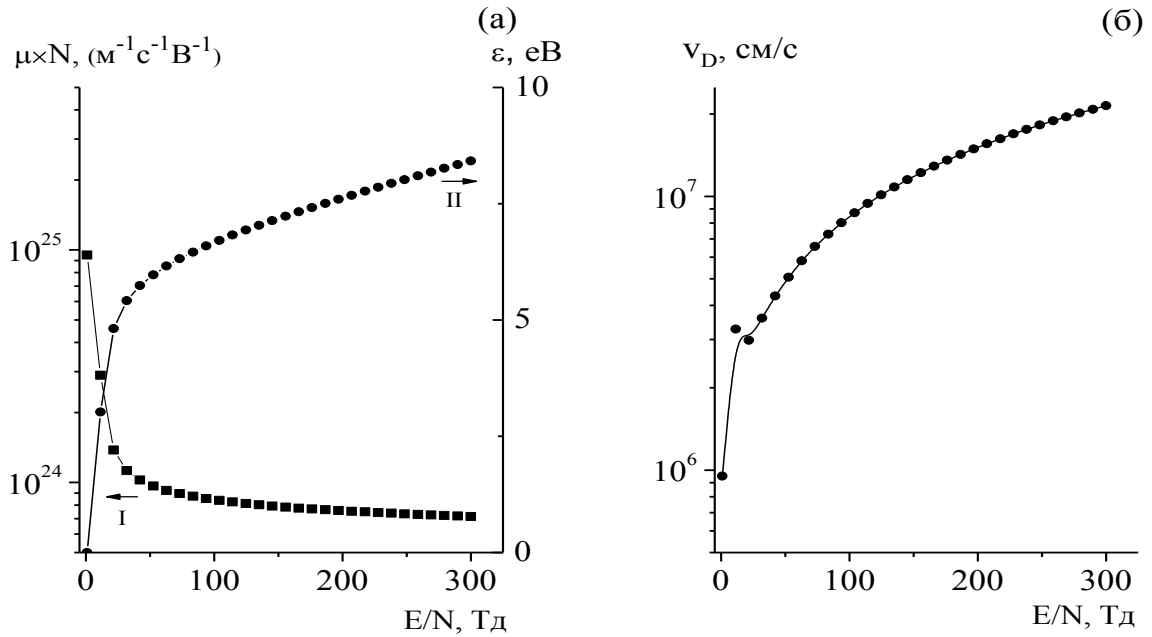


Рис. 2.21. Приведена рухливість (I), середня енергія (II) (а) та швидкість дрейфу електронів (б) в ємнісному розряді в суміші He-H₂O.

Константи швидкості збудження та іонізації атома аргону збільшувалися з $10^{-19} \text{ м}^3/\text{с}$ до $10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$ (рис. 2.22, процеси 2-5). Із залежності констант швидкості збудження коливних та обертальних рівнів H₂O впливає, що к обертальних рівнів ($\approx 10^{-14} - 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$) (рис. 2.23, процеси 11-14) більші від к коливних рівнів ($\approx 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$) (процеси 7-10).

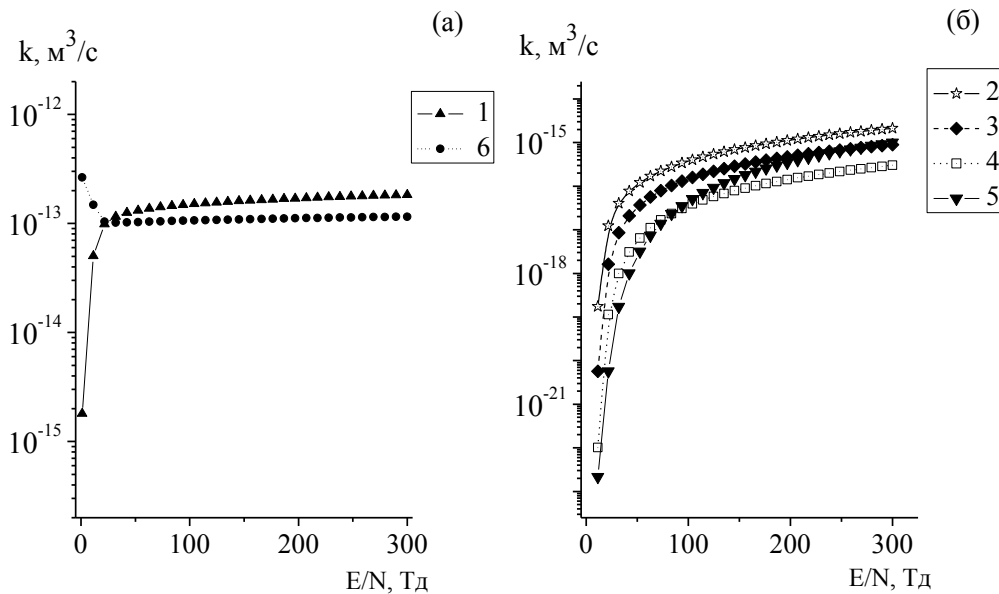


Рис. 2.22. Константи швидкості збудження, іонізації атома аргону та процесу пружного розсіювання електронів на атомі Ar та на молекулі H₂O.

Константа швидкості утворення радикала $\text{OH}(X)$ збільшувалась в діапазоні $k \approx 10^{-17} - 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$ (процес 21) (рис.2.23). На порядок меншою була константа швидкості процесу $A \rightarrow X$ переходу радикала $\text{OH} - k \approx 10^{-18} \text{ м}^3/\text{с}$ до $10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$ (процес 22).

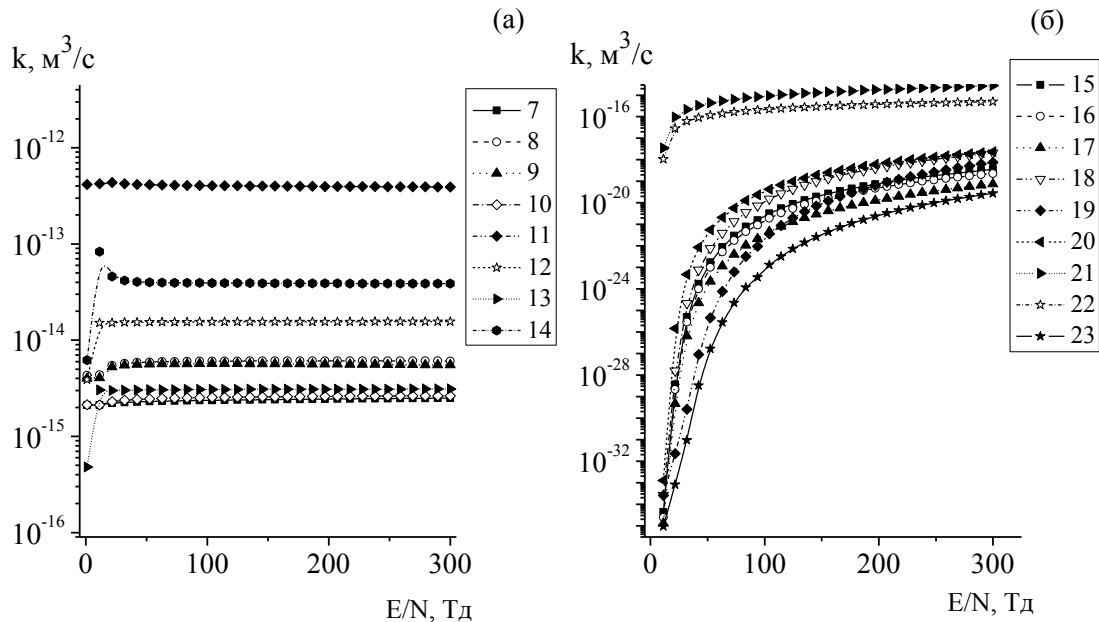


Рис. 2.23. Константи швидкості збудження H_2O , атомів H , O .

З ростом величини приведеної напруженості електричного поля E/N спостерігалось однакове зростання як констант швидкості дисоціативного збудження станів атома водню $\text{H}^*(n=2,3,4)$, так і констант швидкості атома O (884.7 нм; 777.4 нм; 130.4 нм), $\text{O}(1s)$ – вони зростали в діапазоні $10^{-33} - 10^{-19} \text{ м}^3/\text{с}$ (рис. 2.24, процеси 24-32).

Чисельне моделювання ЕКК в газовому розряді на суміші $\text{Ar}-\text{H}_2\text{O}$ показали, що в діапазоні $E/N = 1 - 1000 \text{ Тд}$ константи швидкості утворення негативних іонів H^- ($k \approx 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$), O^- ($k \approx 10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}$), OH^- ($k \approx 10^{-18} \text{ м}^3/\text{с}$) (рис. 2.24, процеси 30-32) більші від констант швидкості утворення додатних іонів. Константи швидкості додатних іонів, утворених в процесі іонізації, різко збільшуються з ростом параметра приведеного поля E/N в діапазоні з $k \approx 10^{-37} \text{ м}^3/\text{с}$ до $k \approx 10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}$ (рис. 2.24, процеси 24-29).

Як впливає з рис.2.25 при значеннях параметру $E/N < 145 \text{ Тд}$ сума констант швидкостей утворення від'ємних іонів переважає суму констант швидкостей процесів іонізації. При $E/N < 145 \text{ Тд}$ плазма є електровід'ємною і концентрація електронів внаслідок прилипання до молекул є низькою. Так, як при $E/N > 145 \text{ Тд}$ сума

констант швидкостей утворення додатніх іонів переважає суму констант швидкостей дисоціативного прилипання електронів, то плазма є електрододатньою і концентрація електронів буде зростати при збільшенні параметру E/N .

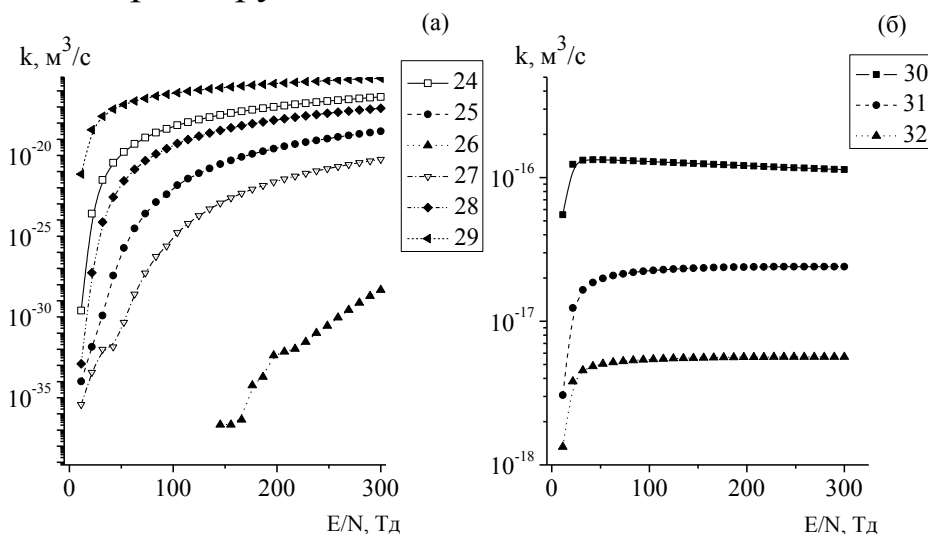


Рис. 2.24. Константи швидкості іонізації (а) та дисоціативного прилипання електронів (б) до молекули води.

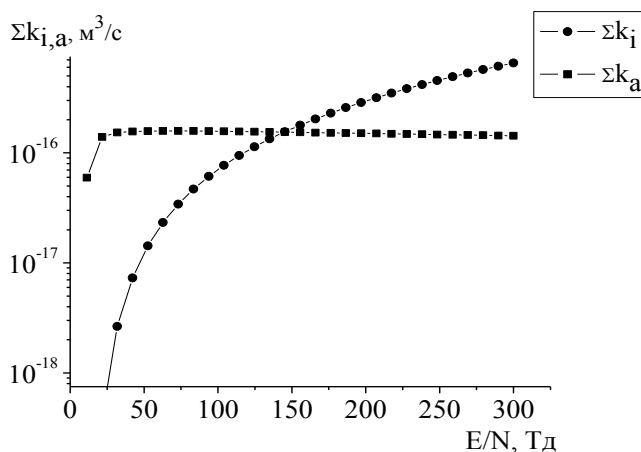


Рис.2.25. Сумарні константи швидкості іонізації $\sum k_i$ з утворенням додатніх іонів OH^+ , O^+ , O^{++} , H_2^+ , H^+ , H_2O^+ і дисоціативного прилипання електронів $\sum k_a$ з утворенням від'ємних іонів H^- , O^- , OH^- .

Також, одержано залежності приведеної рухливості та середньої енергії електронів (при $E/N = 250$ Тд) від тиску пари води в газовому розряді на суміші $\text{Ar-H}_2\text{O}$ при $p(\text{Ar}) = 2.6$ кПа. Встановлено, що зі збільшенням парціального тиску пари води, середня енергія електронів зменшується, відповідно, збільшується густина молекул H_2O (рис. 2.26).

Максимальне значення середньої енергії електронів 8.2 eV спостерігалось при $p(\text{H}_2\text{O}) = 10$ Па.

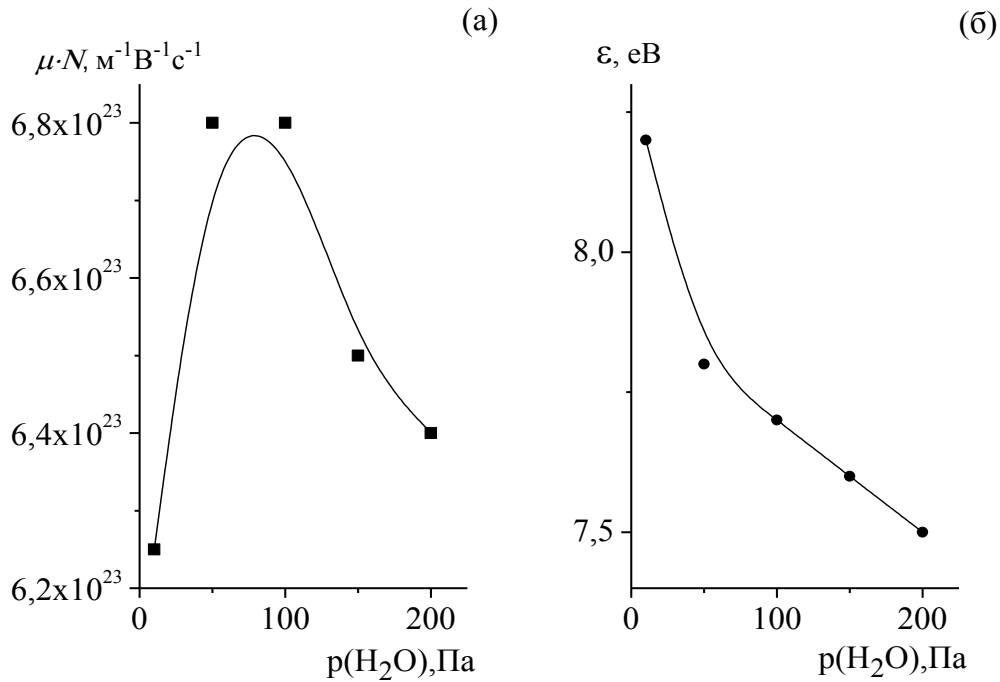


Рис. 2.26. Залежність середньої енергії та приведеної рухливості електронів від тиску пари води в розряді на суміші Ar- H_2O при $p(\text{Ar}) = 2.6$ кПа).

Із залежності рухливості електронів від тиску пари води випливає, що з ростом тиску пари води ($p(\text{H}_2\text{O}) = 30 - 110$ Па) зростає і приведена рухливість електронів ($\mu \times N = 7 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-1} \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$). Після досягнення $p(\text{H}_2\text{O}) = 100$ Па приведена рухливість електронів зменшувалась.

На рис. 2.27 (а, б) наведені залежності констант швидкості процесів взаємодії електронів з молекулою води (при $E/N = 250$ Тд) від тиску пари води. Із залежностей випливає, що найбільшими ($k \approx 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$) були константи швидкості процесу збудження обертальних рівнів молекули води, процесу пружного розсіювання електронів на молекулах води та атомах аргону. Майже на два порядки нижче ($k \approx 10^{-15} - 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$) були константи швидкості утворення гідроксилу $\text{OH}(X)$ (рис. 2.27, а).

Константа швидкості процесу дисоціативного прилипання електронів ($k \approx 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$) була на порядок більшою від константи процесів дисоціативної іонізації та від константи швидкості утворення гідроксилу $\text{OH}(A)$ ($k \approx 10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}$), розпад якого і призводить до випромінювання смуги 306-308 нм.

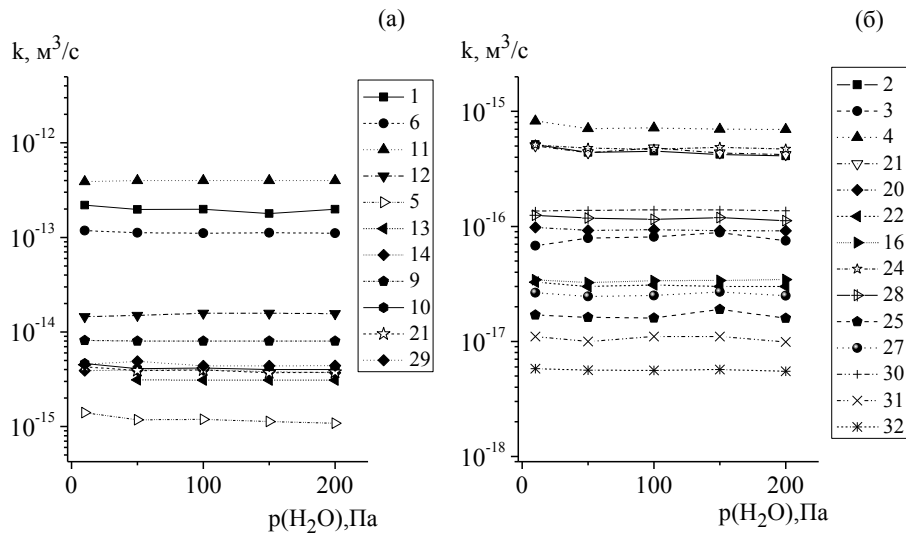


Рис. 2.27. Залежності констант швидкості електронних процесів від тиску пари води в розряді на суміші Ar-H₂O при (p(Ar) = 2.6 кПа)

Найменшими зі залежностей від тиску пари води були константи збудження нижніх електронних станів молекули води ($k \approx 10^{-18} - 10^{-19} \text{ м}^3/\text{с}$) (рис. 2.27, б).

2.5. Розрахунок кінетики плазми двобар'єрного розряду в суміші He-D₂O

Для даного експерименту проведено чисельне моделювання впливу різних параметрів на характеристики випромінювання двобар'єрного розряду в суміші He-D₂O [10, 22]. Спочатку визначалися функції розподілу електронів за енергією (ФРЕЕ), які використовуються для розрахунку швидкостей електронно-молекулярних реакцій і температури електронів. Щоб визначити ФРЕЕ розв'язувалось рівняння Больцмана у двочленному наближенні. В табл.2.1 наведено реакції, які враховані при розрахунках кінетики утворення OD(A) в бар'єрному розряді.

Таблиця 2.3

Реакції, які враховані при розрахунку кінетики плазми у двобар'єрному розряді в суміші He-D₂O (p(He)=20 кПа, p(D₂O)=10 Па) [10].

№	Реакції	Швидкість реакції/(см ⁻³ с ⁻¹) [23]
1	$e + D_2O \rightarrow e + D + OD(A)$	2.3×10^{20}

2	$e + OD \rightarrow e + OD(A)$	2.1×10^{17}
3	$He^+ + D_2O \rightarrow D^+ + OD(A) + He$	1.2×10^{16}
4	$He_2^+ + D_2O \rightarrow HeD^+ + He + OD(A)$	1.7×10^{15}
5	$e + OD(A) \rightarrow OD^+ + 2e$	2.2×10^{17}
6	$e + OD(A) \rightarrow O + D + e$	5.4×10^{17}
7	$He^+ + OD(A) \rightarrow O^+ + D + He$	8.8×10^{14}
8	$He_2^+ + OD(A) \rightarrow OD^+ + 2He$	5.7×10^{11}
9	$He^* + OD(A) \rightarrow OD^+ + He + e$	8.5×10^{15}
10	$He_2^* + OD(A) \rightarrow OD^+ + 2He + e$	2.2×10^{11}
11	$He + OD(A) \rightarrow He + OD$	2.0×10^{15}
12	$D + OD(A) \rightarrow D_2 + O$	3.8×10^{12}
13	$D + OD(A) + He \rightarrow D_2O + He$	9.0×10^{10}
14	$O + OD(A) \rightarrow D + O_2$	4.2×10^8
15	$D_2 + OD(A) \rightarrow D + D_2O$	3.0×10^{10}
16	$O_2 + OD(A) \rightarrow O_2 + OD$	2.6×10^4
17	$OD + OD(A) \rightarrow D_2O + O$	8.2×10^9
18	$OD + OD(A) \rightarrow D_2O_2$	8.7×10^{10}
19	$OD(A) + D_2O \rightarrow D_2O + OD$	3.6×10^{16}
20	$OD(A) + D_2O_2 \rightarrow DO_2 + D_2O$	5.2×10^5
21	$OD(A) \rightarrow OD + h\nu$	3.4×10^{16}

Залежності функції розподілу електронів по енергіях (ФРЕЕ) при різних співвідношеннях He - D₂O і напруги розряду показали, що зі збільшенням тиску води зменшується число електронів у високоенергетичному хвості ФРЕЕ, що призводить до зниження як і температури електронів T_e, так і швидкостей реакцій зіткнення електронів з нейтральними частинками (рис. 2.28 (а)).

Зменшення тиску гелію веде до збільшення кількості електронів з високою енергією, що призводить до збільшення T_e та швидкостей реакцій зіткнення електронів з нейтральними частинками (рис. 2.28 (б)). Це пояснюється тим, що переріз іонізації і поріг іонізації у атомів гелію більший ніж для молекул D₂O.

Збільшення напруги розряду веде до збільшення електронів у хвості ФРЕЕ, а це веде до збільшення температури електронів та збільшення швидкості реакцій зіткнення електронів з нейтральними частинкам (рис. 2.28 (в)).

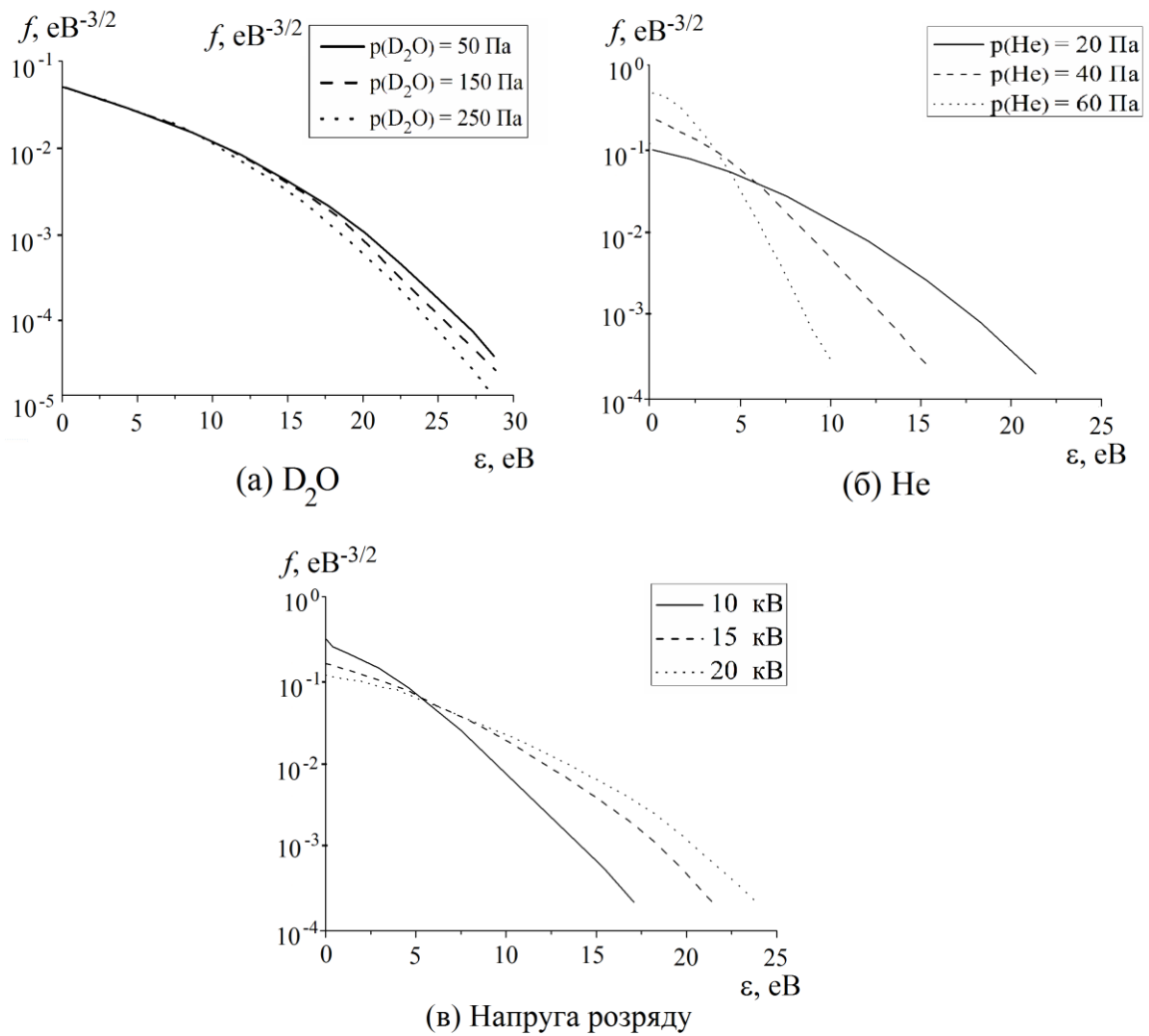


Рис.2.28. Функції розподілу електронів за енергією, які розраховані при різних співвідношеннях He- D_2O та напрузі розряду [10].

Розрахована часова еволюція густини електронів, He^+ , D_2O^+ і OD (A) під час одного розряду і подальшого післясвічення (рис. 2.29) показала, що густина гелію зменшується після припинення горіння розряду, а густина D_2O продовжує зростати. Густина електронів істотно не змінюється під час розряду, але густина електронів (N_e) зменшується після вимикання розряду, зростає в післясвіченні, а потім зменшується. Збільшення густини електронів у післясвіченні обумовлено відривом електронів від від'ємних іонів (O^- , OH^- , D^-), які ефективно генеруються у газовому розряді.

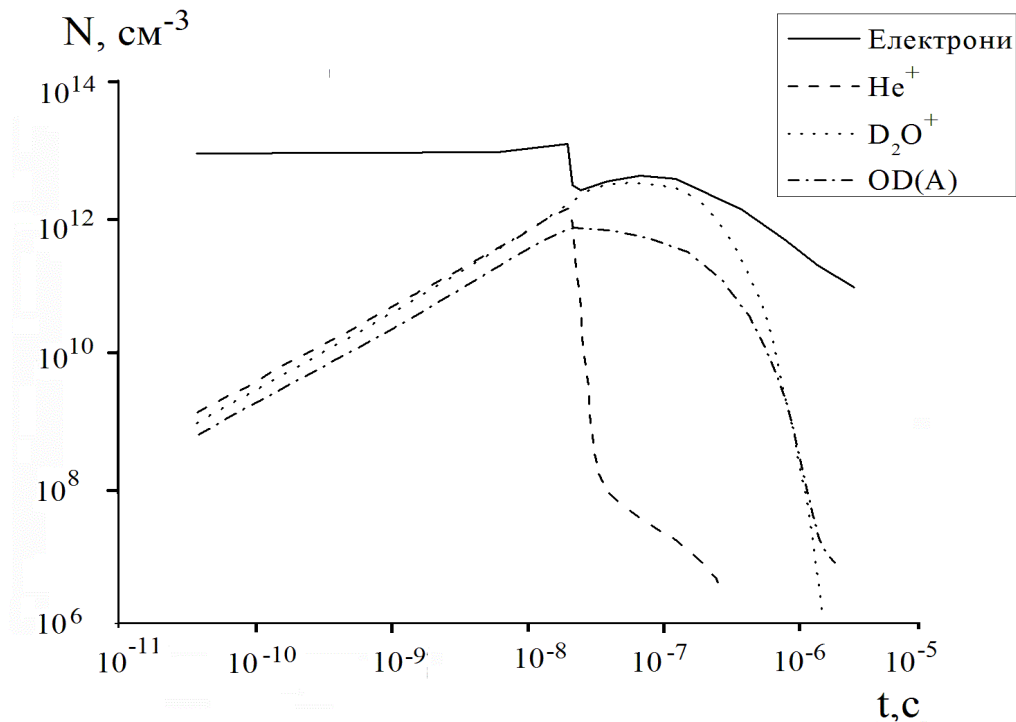


Рис.2.29. Часова еволюція густини електронів, іонів He^+ , D_2O^+ , густини радикалу $\text{OD}(\text{A})$ ($U_d = 20$ кВ, $W_d = 1 \times 10^5$ Вт, $\tau = 20$ нс) [10].

Розрахунок кінетики показав, що більшою частиною додатних іонів є He^+ , D_2O^+ . Густина He^+ зменшується, коли розряд вимикається, в той час як густина D_2O^+ продовжує зростати. Зниження густини He^+ обумовлене електрон-іонною рекомбінацією і зіткненням з перезарядкою:



Крім того перетворення He^+ в D_2O^+ зменшує термін служби плазми.

Радикал $\text{OD}(\text{A})$ формується у розряді і втрачається у післясвіченні. Дезбудження $\text{OD}(\text{A})$ внаслідок зіткнення з гелієм не має істотного значення. Співвідношення реакцій (2.3) і (2.4) залежить від тиску води, а спонтанне випромінювання в реакції (2.4) стає домінуючим, коли $p(\text{D}_2\text{O}) < 15$ Па. Отже, чисельне моделювання показало, що $\text{OD}(\text{A})$ не генерується під час післясвічення.

На рис. 2.30. наведено залежність густини радикалів $\text{OD}(\text{A})$ від тиску пари "важкої" води та гелію.

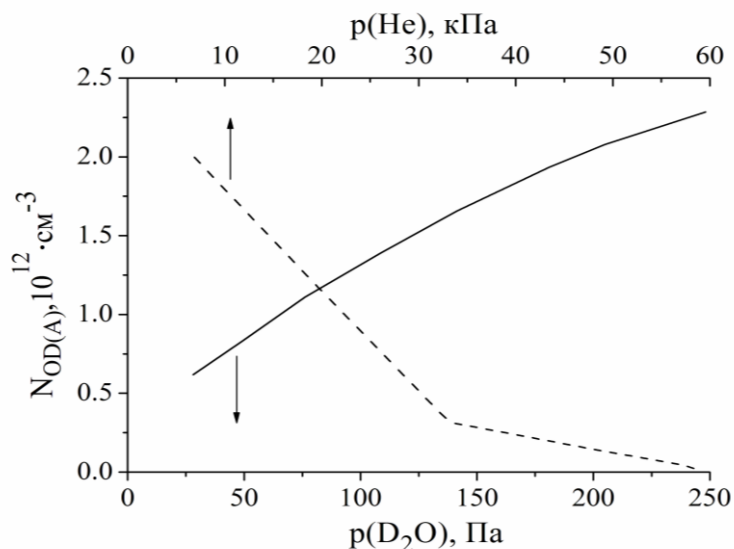


Рис. 2.30. Залежності густини OD(A) наприкінці розряду від $p(\text{He})$ (коли $p(\text{D}_2\text{O}) = 200$ Па) і від $p(\text{D}_2\text{O})$ (коли $p(\text{He}) = 20$ кПа), отримані шляхом чисельного моделювання ($U_d = 20$ кВ) [10].

Видно, що збільшення парціального тиску гелію приводить до зменшення густини OD(A). Це зумовлено тим, що зі збільшенням тиску гелію зменшується температура електронів і швидкості реакції зіткнення електронів з нейтральними частинками. Натомість збільшення парціального тиску пари води приводило до збільшення густини OD(A). Характер залежності (рис. 2.28 можна пояснити конкуренцією між реакціями (2.3) і (2.4). Із реакції (2.3) випливає, що при збільшенні парціального тиску пари води збільшується швидкість утворення радикалу OD(A). Коли $p(\text{D}_2\text{O}) < 15$ Па, то переважає реакція (2.4), а при $p(\text{D}_2\text{O}) > 15$ Па – реакція (2.3), яка проходить без випромінювання. Збільшення тиску «важкої» води приводило до зменшення інтенсивності випромінювання.

Якщо порівняти експериментальні розрахунки і розрахунки кінетики, то спостерігається якісна згода. Збільшення тиску гелію приводить до зменшення густини OD(A). Експериментальне дослідження показало немонотонну залежність від тиску води, в той час як чисельне моделювання показує, що зі збільшенням тиску D_2O збільшується і густина OD(A). Немонотонність пов'язана з конкуренцією між реакціями на стадії післясвічення, коли генерується УФ-випромінювання. Крім того, співвідношення між реакціями (2.3) і (2.4) зростає при підвищенні тиску води. Останнє призводить до зменшення інтенсивності УФ-випромінювання.

На рис. 2.31 показана залежність густини радикалів OD(A) від напруги живлення розряду та частоти імпульсу струму, отримана шляхом чисельного моделювання бар'єрного розряду в суміші He-D₂O.

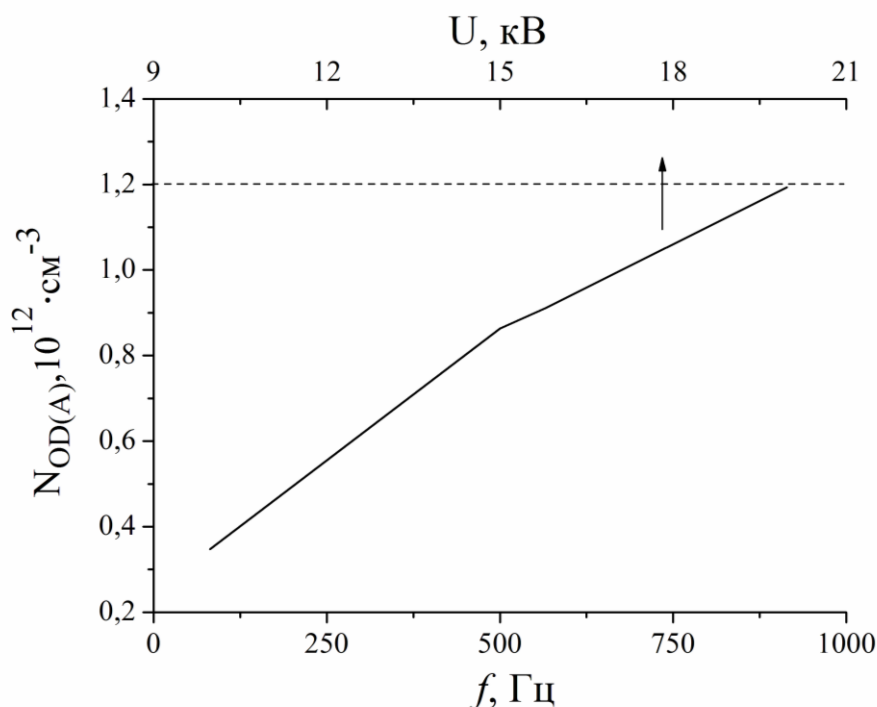


Рис.2.31. Залежності густини радикалів OD(A) від напруги розряду (коли частота імпульсів 1000 Гц) і частоти слідування імпульсів (при $U_d = 20$ кВ), отримані шляхом чисельного моделювання при $p(D_2O) = 100$ Па, $p(He) = 20$ кПа, $W_d = 1 \times 10^5$ Вт, $\tau = 20$ нс [10].

Залежність густини радикалів OD(A) від напруги живлення показала якісне узгодження між результатами чисельного моделювання і експериментальними даними.

Збільшення напруги живлення бар'єрного розряду U_d призводить до збільшення як інтенсивності, так і густини радикалів OD(A). Такий характер залежності обумовлений збільшенням електронної температури при збільшенні напруги на плазмі наносекундного бар'єрного розряду.

Щодо залежності від частоти слідування імпульсів, то результати чисельного моделювання показали, що збільшення частоти слідування імпульсів не дає істотного впливу на густину радикалів OD(A). Це обумовлено тим, що всі активні частинки (іони, атоми і радикали) губляться в післясвіченні і їх густиною можна нехтувати на початку кожного розряду.

Заклучення по розділу

В розділі підсумовано результати дослідження характеристик та фізики процесів в плазмі наносекундного бар'єрного розряду на сумішах He - H₂O (D₂O) і Ar - H₂O (D₂O). Встановлено наступне: найбільш інтенсивне випромінювання електронно-коливальних смуг A → X, C → X радикалу OD спостерігалась при оптимальному тиску гелію 10 – 60 кПа та пари «важкої» води в діапазоні 0.04 – 0.33 кПа, а максимальна інтенсивність смуг радикалу OD як в УФ-, так і ВУФ-діапазоні спектру на суміші Ar - D₂O спостерігаються при оптимальному тиску аргону 10 – 20 кПа та оптимальному тиску пари «важкої» води – 150 – 250 Па; залежності інтенсивності випромінювання смуги OD 309 нм від частоти слідування імпульсів струму вказують на можливість збільшення середньої потужності УФ-випромінювання лампи при частотах $f > 1$ кГц; числове моделювання кінетики утворення радикалу OD(A) в плазмі розряду показало, що збільшення тиску гелію веде до зменшення густини OD(A), що обумовлено зменшенням електронної температури і швидкостей реакцій; вплив тиску «важкої» води на інтенсивність УФ випромінювання плазми показав немонотонну залежність, причиною якої є конкуренція між реакціями дезбудження радикалу OD(A) в стадії післясвічення, коли генерується УФ випромінювання і збільшенням густини радикалів OD(A) при зростанні густини радикалів OD(A); збільшення парціального тиску пари «важкої» води приводить до збільшення напруги на плазмі, що приводить до збільшення інтенсивності випромінювання радикалів OD(A) внаслідок зростання електронної температури, що є причиною збільшення швидкості дисоціації молекул води електронним ударом; проведені розрахунки електронних кінетичних коефіцієнтів плазми розряду на суміші He-H₂O показали, що швидкість дрейфу електронів не є строго лінійною функцією параметра E/N, а найбільшими були константи швидкості пружного розсіювання електронів на молекулах води, а найменшими - константи швидкостей утворення додатних іонів H₂⁺, O⁺⁺; з результатів розрахунків електронних кінетичних коефіцієнтів плазми розряду на суміші Ar-H₂O випливає, що заміна гелію на аргон призвела до зменшення дрейфової швидкості електронів; найбільшими були константи швидкості процесу пружного

розсіювання електронів на молекулі води, на атомі аргону та процесу збудження обертальних рівнів молекули води; встановлено, що зі збільшенням парціального тиску пари води, середня енергія електронів зменшується, а приведена рухливість електронів зростає; оскільки сума констант швидкостей утворення додатних іонів переважає суму констант швидкостей утворення від'ємних іонів, то плазма в розряді на суміші He-H₂O є електровід'ємною; при значеннях параметру $E/N < 145$ Тд плазма розряду на суміші Ar-H₂O є електровід'ємною, а при $E/N > 145$ Тд – електрододатною.

Список використаних джерел

1. Вуль А.Я. Новый эффективный газоразрядный источник оптического излучения низкого давления на основе гидроксила OH / А.Я. Вуль, С.В. Кидалов, В. М. Миленин [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25, № 1. – С. 10–16.
2. Шуаибов А.К. Импульсно-периодический ВУФ излучатель с накачкой барьерным разрядом в смеси гелия с парами тяжелой воды (D_2O) / А.К. Шуаибов, А.И. Миня, Р.В. Грицак, З.Т. Гомоки, И.В. Шевера // Квантовая электроника. – 2012. – В.42, №8. – С.747–749.
3. Hrytsak R.V. Spectroscopic studies on hydroxyl molecules formation in nanosecond capacitive and barrier discharges / R.V. Hrytsak, A.K. Shuaibov // XIIth International young scientists conference on applied physics, Kyiv, Ukraine. – 23-26 May, 2012.– P. 155-156.
4. Кузнецова Л.А. Вероятности оптических переходов двухатомных молекул / Л.А. Кузнецова, Н.Е. Кузьменко, Ю.Я. Кузяков, Ю.А. Пластинин. – М.: Наука, 1980. –319 с.
5. Хьюбер К.П. Константы двухатомных молекул. Ч.2 / К.П. Хьюбер, Г. Герцберг. – М.:Мир, 1984. – 368с.
6. Шуаибов А.К. Оптические характеристики электроразрядного источника ультрафиолетового излучения на смеси аргона с парами «тяжелой» воды D_2O / А.К. Шуаибов, А.И. Миня, З.Т. Гомоки, Р.В. Грицак // Оптика и спектроскопия. – 2013. – Т. 114, № 2. – С.42–45.
7. Грицак Р.В. Коротковолновая лампа с накачкой наносекундным барьерным разрядом на парах тяжелой воды (D_2O) / Р.В. Грицак, А.К. Шуаибов, А.И. Миня, З.Т. Гомоки // Материалы Международной молодежной конференции «Лазерная физика, наноструктуры, квантовая микроскопия», Томск, Россия. –17-18 сентября, 2012.– P.28-31.
8. Грицак Р.В. Емісійні характеристики наносекундного бар'єрного розряду в суміші аргону та гелію з парами важкої води (D_2O) / Р.В. Грицак, О.К. Шуаїбов, О.Й. Миня, З.Т. Гомоки // Науковий вісник УжНУ. Серія Фізика. – 2012. – № 32. – С.73–76.
9. Грицак Р.В. Ультрафіолетова лампа на парі води з накачкою наносекундним бар'єрним розрядом / Р.В. Грицак, О.К. Шуаїбов, О.І. Миня, З.Т. Гомоки, І.В. Шевера // В зб.: Програма і тези доповідей Міжнародної конференції «Новітні напрями в атомній фізиці та спектроскопії», Ужгород, Україна. – 20-22 вересня, 2012. – С. 61.
10. Levko D. Physical processes in barrier discharge lamp working in He/ D_2O mixture / D. Levko, A. Shuaibov, R. Gritzak, A. Minya, Z. Homoki // High Voltage Engineering. – 2013. – V.39, №9. – P.30505 – 30512.
11. Патент України №76500, МПК H01S 3/097 (2006.01). Ультрафіолетова імпульсно- періодична лампа бар'єрного розряду на суміші гелію з парами води / Шуаїбов О.К., Грицак Р.В., Миня О.Й., Шевера І.В., Гомоки З.Т. // № u201206294; Заявл. 24.05.2012; Опубл. 10.01.2013, Бюл. №1.–5 с.

12. Шуаибов А.К. Газоразрядный источник неканцерогенного УФ-излучения на смеси гелия с парами тяжелой воды (D₂O) / А.К. Шуаибов, А.И. Миня, Р.В. Грицак, З.Т. Гомоки, И.В. Шевера // Журнал технической физики. – 2013. – Т. 83, № 3. – С.152–154.
13. Патент України №71686, МПК H01S 3/097 (2006.01). Ультрафіолетовий газорозрядний випромінювач на парі важкої води / Шуаїбов О.К., Миня О.Й., Грицак Р.В., Гомоки З.Т. // № u201115335; Заявл. 26.12.2011; Опубл. 25.07.2012, Бюл. №14.– 3 с.
14. Hrytsak R.V. Ultraviolet emitter barrier discharge on the molecule of heavy water (D₂O) / R.V. Hrytsak, A.K. Shuaibov, A.I. Minya, I.V. Shevera, Z.T. Homoki //The 10th International conference «Atomic and molecular pulsed lasers», Tomsk, Russia. – 12-16 September, 2011. – P.104.
15. Hrytsak R. Emitee barrier discharge in mixtures of argon and helium with vapour of heavy water / R. Hrytsak, A. Shuaibov, A. Minya, I. Shevera, Z. Homoki // 25th Symposium on plasma physics and technology, Prague, Czech Republic. – 18-21 June, 2012. – P. 39.
16. Грицак Р.В. Лампа бар'єрного розряду на сумішах інертних газів з парою важкої води / Р.В. Грицак, О.К. Шуаїбов, О.Й. Миня, З.Т. Гомоки // Науковий вісник УжНУ. Серія Фізика. – 2012. – № 31. – С.146–150.
17. Ayan H. Application of nanosecond-pulsed dielectric barrier discharge for biomedical treatment of topographically non-uniform surfaces / H. Ayan, D. Staack, G. Fridman [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics.–2009. – V.42, № 12. – P.125202 (5 pp.).
18. Словецкий Д.И. Функция распределения электронов по энергиям и взаимодействие электронов с многоатомными фторсодержащими газами / Д.И. Словецкий, А.А. Дерюгин // Химия плазмы. Вып. 13. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – С.240 – 277.
19. BOLSIG+ 2005 CPAT: <http://www.codiciel.fr/plateforme/plasma/bolsig/bolsig.php>.
20. SIGLO database: <http://www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr>.
21. Itikawa Y. Cross sections for electron collisions with water molecules / Y. Itikawa, N. Mason // J. Phys. Chem. Ref. Data. – 2005. –V. 34, №1. – P. 1–22.
22. Hrytsak R.V. Gas-discharge UV-VUV emitter on the vapour of "heavy water"/ R.V. Hrytsak, A.K. Shuaibov, D.S. Levko, A.I. Minya, Z.T. Homoki, A.A. Sani // XI International conference «Atomic and molecular pulsed lasers», Tomsk, Russia. – 16-20 September, 2013.– P.20.
23. Liu D.X. Global model of low-temperature atmospheric-pressure He + H₂O plasmas / D.X. Liu, P. Bruggeman, F. Iza [et al.] // Plasma Sources Sci. Technol. – 2010. – V. 19, №2. – P. 025018 (22 pp.).

3. ДОСЛІДЖЕННЯ УТВОРЕННЯ ГАЛОГЕНІДІВ ІНЕРТНИХ ГАЗІВ, МОЛЕКУЛ ГАЛОГЕНІВ ТА РАДИКАЛІВ ГІДРОКСИЛУ В НАНОСЕКУНДНОМУ БАР'ЄРНОМУ РОЗРЯДІ

Характеристики наносекундного імпульсно-періодичного бар'єрного розряду в суміші Ar - CCl₄, який може бути використаний як двохвильова лампа на смугах хлориду аргону і хлору, на даний час є практично не досліджені. Для більш рівномірного покриття спектрального діапазону 170-260 нм перспективними можуть бути також лампи наносекундного бар'єрного розряду на основі подвійних та потрійних газових сумішей типу Ar(Kr) – CCl₄ (SF₆), які теж були малодослідженими.

В даному розділі представлені результати дослідження емісійних та електричних характеристик наносекундного розряду з двома і трьома бар'єрами на сумішах аргону і криптону з молекулами CCl₄, SF₆ та H₂O.

3.1. Характеристики наносекундного бар'єрного розряду на сумішах інертних газів з парою фреону (CCl₄)

В пункті наведено результати дослідження електричних, оптичних і ресурсних характеристик наносекундного бар'єрного розряду на сумішах аргону і криптону з молекулами води і фреону. Основні результати цих досліджень представлені в працях [1-7, 14-17, 36-38, 42-47].

3.1.1. Емісійні характеристики плазми наносекундного бар'єрного розряду на сумішах Ar-CCl₄-H₂O і Ar-CCl₄

Дослідження випромінювання плазми наносекундного бар'єрного розряду на основі газової суміші Ar - CCl₄ - H₂O проводилося при парціальному тиску компонентів: p(Ar) = 24 кПа, p(CCl₄) = 0.013-0.2 кПа, p(H₂O) = 10 - 20 Па [1-4].

На рис. 3.1 (а,б) представлені спектри випромінювання наносекундного бар'єрного розряду в суміші p(Ar) - p(CCl₄) - p(H₂O) = 24 - 0.026 - (0.01-0.02) кПа [1]. У спектральному діапазоні 140 - 350 нм в спектрах випромінювання бар'єрного розряду на суміші Ar - CCl₄ - H₂O спостерігалися смуги молекул ArCl*, Cl*₂ та

радикалів гідроксилу [2]. Коли парціальний тиск пари CCl_4 складав 0.026 і 0.05 кПа, то в спектрі випромінювання плазми превалювали смуги випромінювання молекули хлориду аргону з смугою $\lambda = 175$ нм ArCl ($\text{B} \rightarrow \text{X}$). При збільшенні парціального тиску пари CCl_4 до $\sim 0.1 - 0.2$ кПа в спектрі переважало випромінювання смуги молекули Cl_2 ($\text{D}' - \text{A}'$) з максимумом при $\lambda = 258$ нм. У спектрі випромінювання плазми на суміші $\text{Ar} - \text{CCl}_4 - \text{H}_2\text{O}$ була присутня також і смуга $\lambda = 309$ нм OH ($\text{A} \rightarrow \text{X}$), хоча парціальний тиск пари води був досить низьким. Наявність невеликої кількості пари води в суміші $\text{Ar} - \text{CCl}_4$ обумовлена використанням “технічного” аргону, що містив близько 10-20 Па пари води в робочій суміші, що досліджувалася.

Внаслідок передачі енергії від атомів аргону в метастабільних станах молекулам води спостерігалось досить ефективно утворення радикалів OH (A), які радіаційно розпадались з випромінюванням смуги при $\lambda_{\text{max}} = 309$ нм $\text{OH}(\text{A} \rightarrow \text{X})$.

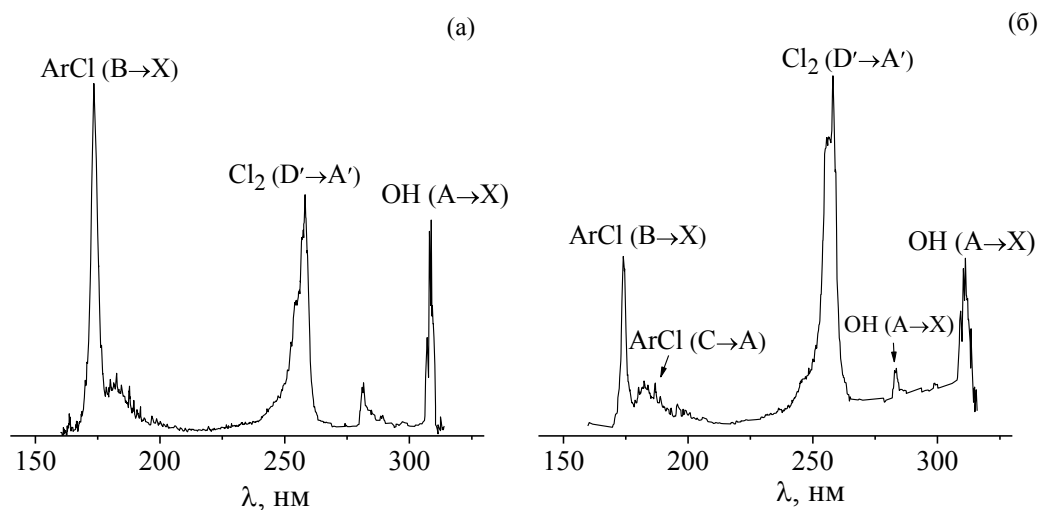


Рис. 3.1. Спектри випромінювання плазми наносекундного бар'єрного розряду на сумішах $p(\text{Ar}) - p(\text{CCl}_4) - p(\text{H}_2\text{O}) = 24 - 0.026 - (0.01 - 0.02)$ кПа (а) та $p(\text{Ar}) - p(\text{CCl}_4) - p(\text{H}_2\text{O}) = 24 - 0.093 - (0.01 - 0.02)$ кПа [1, 3].

На рис. 3.2 (а,б) представлені спектри випромінювання плазми бар'єрних розрядів на сумішах $\text{Ar} - \text{CCl}_4$, в яких фіксований парціальний тиск пари рідкого фреону і різний парціальний тиск аргону [5-7].

При малих тисках газової суміші ($p(\text{Ar}) = 5 - 10$ кПа) (рис. 3.2, а) в спектрах випромінювання спостерігались сумірні за інтенсивністю випромінювання смуги з максимумами при

$\lambda = 175$ нм ArCl (B \rightarrow X) і $\lambda = 258$ нм Cl₂ (D' - A') [8, 9]. Менш інтенсивним було випромінювання смуг ексіплексної молекули ArCl* при $\lambda = 169$ нм ArCl (D \rightarrow X) і 199 нм ArCl (C \rightarrow A) [10, 11], яке проявлялося лише при низьких тисках робочої газової суміші. Найбільш інтенсивною в спектрі випромінювання плазми була смуга молекули хлору з $\lambda = 258$ нм Cl₂ (D' - A'), яка починала превалювати при високому тиску суміші ($p > 20-30$ кПа). Особливістю спектру УФ - випромінювання була наявність нерозділеного виступу в короткохвильовому канті смуги випромінювання молекули хлору, який сильніше виявлявся при збільшенні тиску суміші і який не спостерігався при використанні простих хлорвмісних молекул (HCl, Cl₂) [12]. Ці особливості УФ-випромінювання молекули хлору можуть бути пов'язані з внеском у випромінювання продуктів розпаду молекул CCl₄ (радикалів CCl* або атомів вуглецю), які утворюються при їх дисоціації в наносекундному бар'єрному розряді [11]. При збільшенні парціального тиску пари фреону до 0.3 кПа в спектрі УФ-ВУФ випромінювання розряду залишається тільки одна смуга молекули хлору ($\lambda = 258$ нм) (рис.3.2, б).

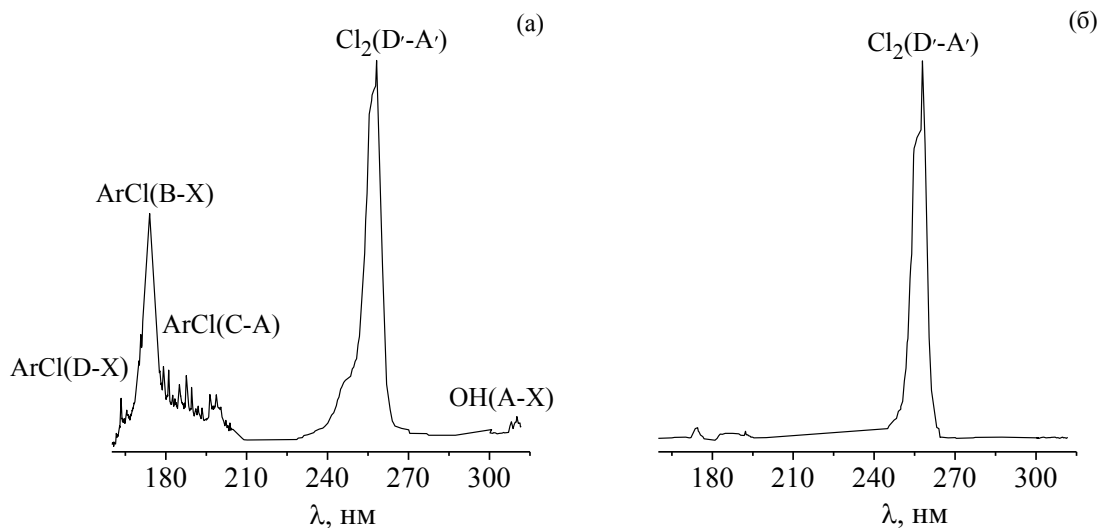


Рис. 3.2. Спектри випромінювання наносекундного імпульсно-періодичного бар'єрного розряду в газових сумішах $p(\text{Ar})-p(\text{CCl}_4) = 6.7 - 0.13$ (а), $54.4 - 0.13$ кПа (б) [5-7].

З результатів оптимізації інтенсивності смуг випромінювання 175 нм ArCl (B \rightarrow X) (1), 258 нм Cl₂ (D'-A') (2) і 309 нм OH (A \rightarrow X) (3) від парціального тиску пари CCl₄ при $p(\text{Ar}) = 24$ кПа (рис. 3.3) впливає, що для отримання максимальної інтенсивності цих смуг

оптимальний тиск пари CCl_4 повинен знаходитися в діапазоні 10-20 Па. Такий же оптимальний тиск пари CCl_4 потрібний і для того, щоб в спектрі спостерігалася смуга випромінювання з максимумом при довжині хвилі 258 нм Cl_2 ($D' - A'$) (2), яка превалювала над смугами випромінювання ArCl ($B \rightarrow X$) і OH ($A \rightarrow X$), коли парціальний тиск пари CCl_4 збільшувався до 95 Па. При малих тисках пари фреону (в нашому експерименті це молекула CCl_4) ефективність процесів гасіння збудженої молекули Cl_2 (D') аргонном мала.

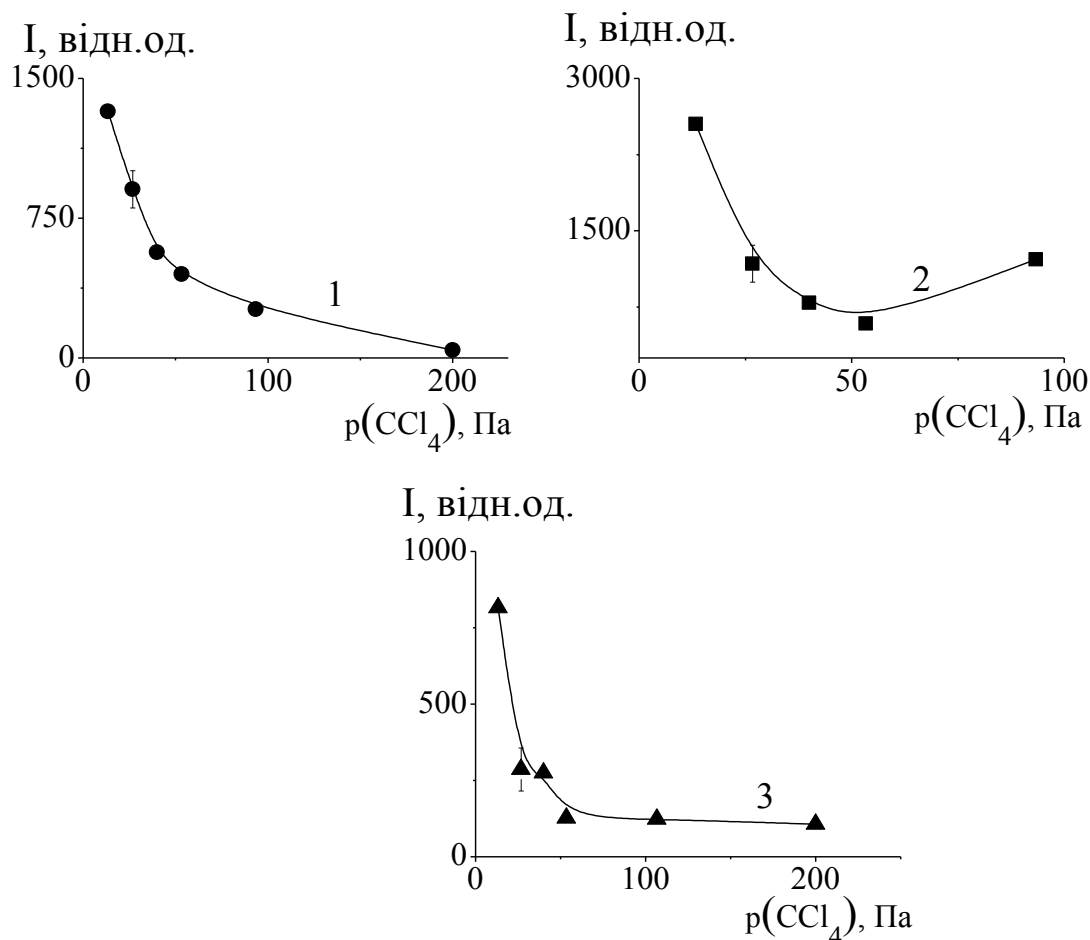


Рис. 3.3. Залежності інтенсивності характеристичних смуг 175 нм ArCl ($B \rightarrow X$) (1), 258 нм Cl_2 ($D' - A'$) (2) і 309 нм OH ($A \rightarrow X$) (3) в газорозрядній плазмі на основі газової суміші $\text{Ar} - \text{CCl}_4 - \text{H}_2\text{O}$ від тиску пари CCl_4 при $p(\text{Ar}) = 24$ кПа і $p(\text{H}_2\text{O}) = 10 - 20$ Па [1].

Якщо порівняти залежності інтенсивності смуг $\lambda = 175$ нм ArCl ($B \rightarrow X$) і $\lambda = 309$ нм OH ($A \rightarrow X$), то інтенсивність випромінювання смуги ArCl ($B \rightarrow X$) в 1.5 рази вища за інтенсивність випромінювання смуги радикалу OH ($A \rightarrow X$).

Збільшення парціального тиску аргону від 10 до 55 кПа в наносекундному бар'єрному розряді на газовій суміші Ar - CCl₄ показало, що інтенсивності смуг ArCl (B → X) (a) і Cl₂ (D'-A') (б) зменшуються: молекулярної смуги 258 нм – приблизно в три рази, а смуги - 175 нм на два порядки (рис. 3.4). Оптимальний парціальний тиск аргону знаходився в діапазоні 5 – 10 кПа. Це може бути пояснено збільшенням ефективності електронно-коливальної релаксації в межах електронних станів Cl₂ (¹Σ_{2u}⁺, ¹Σ_u⁺) до стану D' [13].

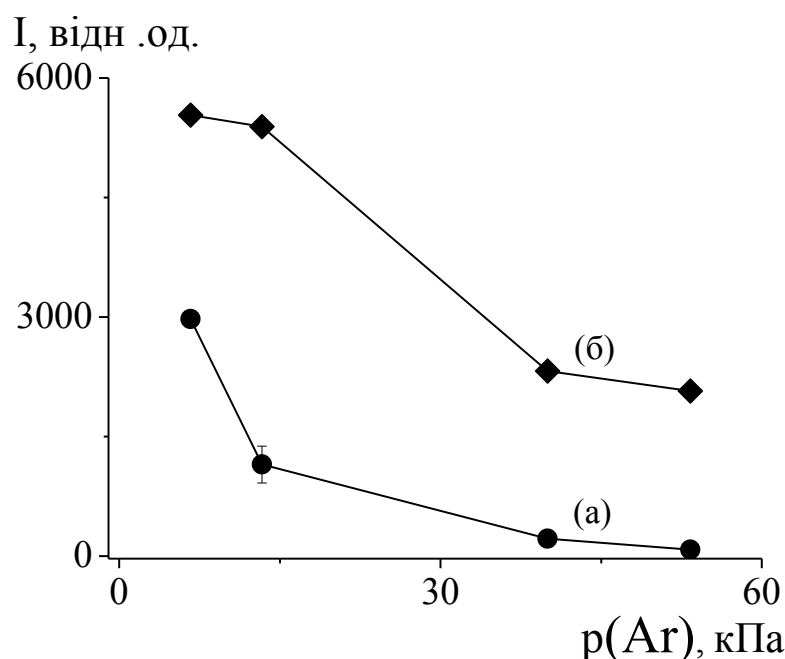


Рис. 3.4. Залежності інтенсивності смуг 175 нм ArCl (B → X) (a) і 258 нм Cl₂ (D'-A') (б) від величини парціального тиску аргону при тиску фреону – p(CCl₄) = 0.13 кПа [3, 5, 7, 14].

У спектрах випромінювання плазми наносекундного бар'єрного розряду в сумішах аргону з парами «рідкого» фреону (CCl₄) і невеликою домішкою пари води (p ~ 10 - 20 Па), що міститься в аргоні «технічної» чистоти, в спектральній області Δλ = 150-312 нм найбільш інтенсивними були смуги випромінювання з максимумом при λ = 175 нм ArCl (B → X), 258 нм Cl₂ (D' - A') і смуга при λ=309 нм OH (A → X). В області вакуумного ультрафіолету також зареєстрована слабке випромінювання смуги 169 нм ArCl (D → X), а в більш довгохвильовому спектральному діапазоні слабка смуга з максимумом при λ = 199 нм ArCl (C → A) (рис. 3.5).

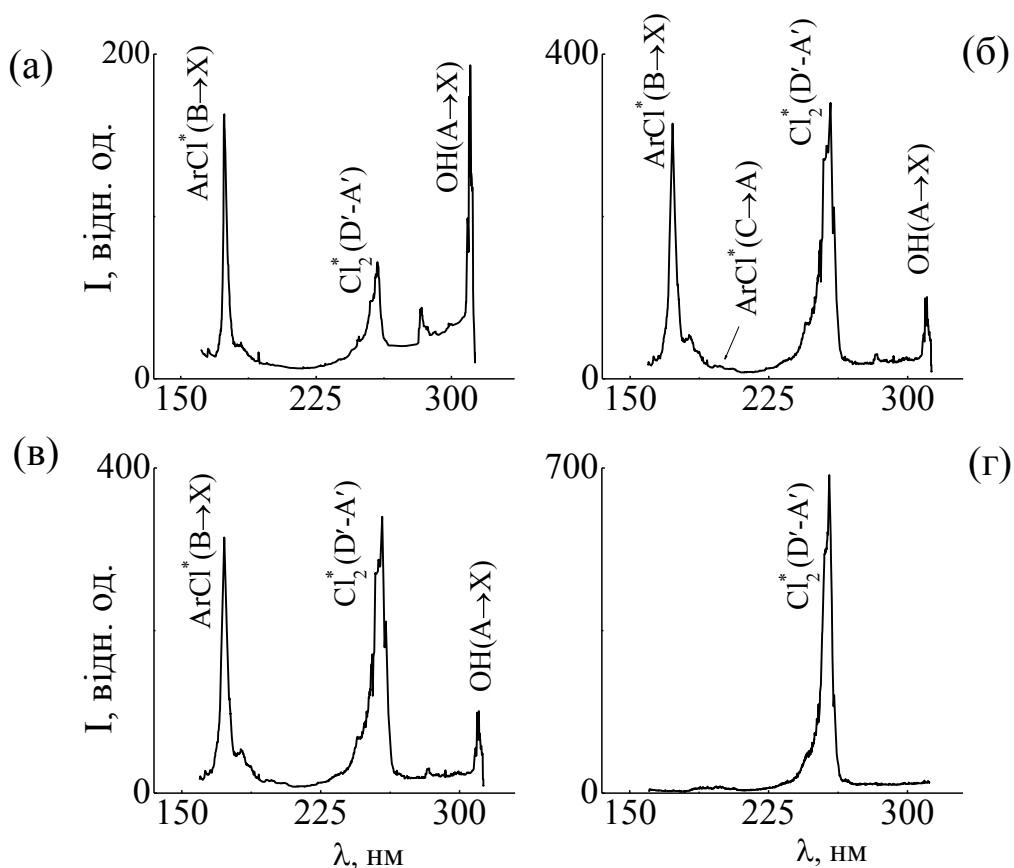


Рис. 3.5. Спектри випромінювання наносекундного бар'єрного розряду на газових сумішах: $p(\text{Ar}) - p(\text{CCl}_4) = 24 \text{ кПа} - 26.6 \text{ Па}$ (а), $p(\text{Ar}) - p(\text{CCl}_4) = 24 \text{ кПа} - 160 \text{ Па}$ (б), $p(\text{Ar}) - p(\text{CCl}_4) = 24 \text{ кПа} - 266.6 \text{ Па}$ (в), $p(\text{Ar}) - p(\text{CCl}_4) = 24 \text{ кПа} - 293.3 \text{ Па}$ (г) [15].

При парціальному тиску аргону в суміші $\text{Ar} - \text{CCl}_4$ рівному 24 кПа і малому парціальному тиску пари фреону (рис. 3.5, (а)) в спектрі випромінювання плазми превалювало випромінювання смуг радикалу гідроксилу $\text{OH} (\text{A} \rightarrow \text{X})$ і ексиплексної молекули $\text{ArCl} (\text{B} \rightarrow \text{X})$. Основними в спектрі випромінювання ставали смуги $\text{ArCl} (\text{B} \rightarrow \text{X})$ і $\text{Cl}_2 (\text{D}' - \text{A}')$ коли збільшувався парціальний тиск пари CCl_4 до 160 Па (рис. 3.5, (б)). Подальше зростання парціального тиску пари фреону до 200 Па (рис. 3.5, (в)) приводило до сильного гасіння інтенсивності смуги випромінювання 175 нм $\text{ArCl} (\text{B} \rightarrow \text{X})$ і збільшенню інтенсивності смуги з максимумом при $\lambda = 258 \text{ нм}$ $\text{Cl}_2 (\text{D}' - \text{A}')$ в чотири рази (рис. 3.5, (г)). При подальшому збільшенні парціального тиску пари CCl_4 ($p(\text{CCl}_4) > 200 \text{ Па}$) в наносекундному бар'єрному розряді на цій суміші інтенсивність випромінювання смуг $\text{ArCl} (\text{B} \rightarrow \text{X})$ і $\text{OH} (\text{A} \rightarrow \text{X})$ зменшувалась практично до фонового рівня, а основним залишилось випромінювання смуги молекули $\text{Cl}_2 (\text{D}' - \text{A}')$. Потрібно відмітити,

що півширина смуги $\lambda = 258$ нм Cl_2 (D'-A') з підвищенням парціального тиску пари CCl_4 зменшувалось, що може бути зумовлено ростом швидкості коливної релаксації в середині стану $^3\Pi_{2g}$.

У спектральному діапазоні $\Delta\lambda = 280 - 285$ нм спостерігалися також слабкі смуги випромінювання, які можуть бути ототожені з випромінювання продуктів дисоціації молекул фреону в розряді і смугою 283 нм OH (A \rightarrow X; 1;0).

На рис. 3.6. приведені залежності інтенсивності випромінювання смуг хлориду аргону, молекули хлору і радикала OH^* від величини парціального тиску пари CCl_4 при постійному парціальному тиску аргону.

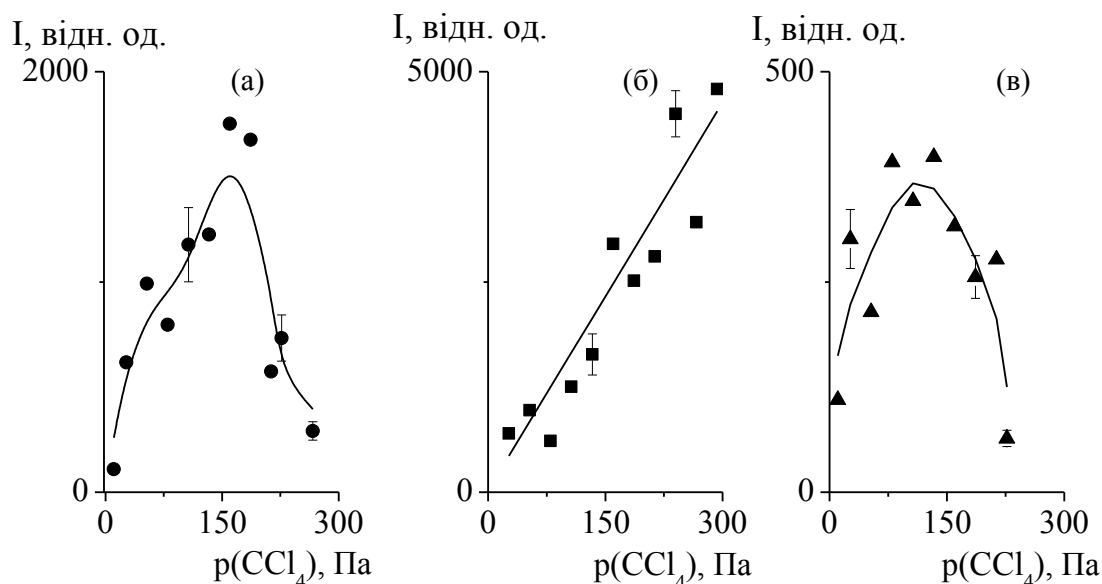


Рис. 3.6. Залежності інтенсивності випромінювання смуг з максимумами при $\lambda=175$ нм ArCl (B \rightarrow X) (а), при $\lambda=258$ нм Cl_2 (D'-A') (б), при $\lambda=309$ нм OH (A \rightarrow X) (в) для $p(\text{Ar}) = 24$ кПа [3, 6, 14-17].

Вони характеризують ефективність одночасного утворення молекул ArCl (B), Cl_2 (D') і OH (A) залежно від складу робочої суміші. Збільшення парціального тиску пари фреону приводило до майже лінійного зростання ефективності утворення збуджених молекул хлору; для ефективного утворення ексиплексних молекул ArCl (B) оптимальним був парціальний тиск фреону в діапазоні 200 – 220 Па, а для збуджених молекул хлору Cl_2 (D') – 140 - 160 Па.

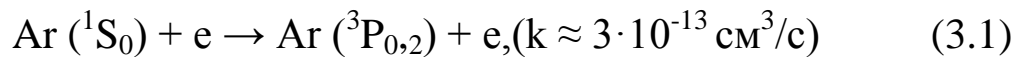
Оптимальний парціальний тиск аргону для утворення збуджених молекул, що досліджувались, складав 10-15 кПа. Збільшення парціального тиску аргону в бар'єрному розряді з 10 до

50 кПа приводило до зменшення інтенсивності випромінювання смуги з $\lambda \approx 175$ нм на три порядки, а смуги з $\lambda \approx 258$ нм тільки в три рази. Оптимальне значення парціального тиску аргону для утворення радикалу гідроксилу складало 5 - 10 кПа.

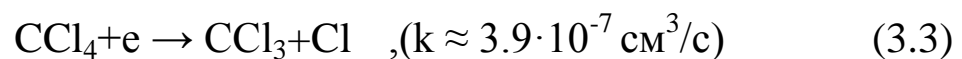
Як вже відмічалось в розділі 2, енергія нижніх метастабільних станів для атома аргону складає 11.5 еВ, а для криптону - 9.91 еВ. Тому утворення збуджених станів атомів аргону та криптону проходить швидко. По аналогії з розрядом на суміші Kr - CCl₄ [18], можна виділити ряд реакцій, які приводять до формування молекул ArCl* та Cl₂*.

Невелика частина енергії, яка вносилась в розряд, іде на утворення збуджених та іонізованих атомів і молекул, а інша частина енергії втрачається на пружні зіткнення з важкими атомами і молекулами.

Електрони з великою енергією іонізують та збуджують атоми інертних газів внаслідок непружних зіткнень з утворенням атомів аргону в метастабільних станах [19 - 23]:



Від'ємний іон хлориду, який є попередником у формуванні каналу для ексимерноподібної молекули Cl₂ утворюється в реакції дисоціативного прилипання [18, 24-29]:

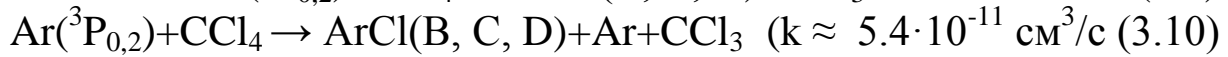


Процеси утворення ексимерних молекул та молекулярних іонів Ar₂* , Ar₂⁺ аналогічні з даними праці [18]):

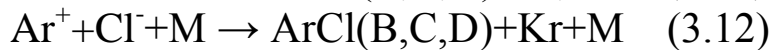
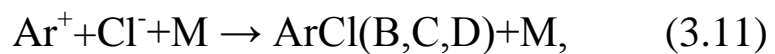


Ексиплексна молекула ArCl* може утворюватись внаслідок "гарпунної" реакції (при низьких тисках) [24, 25, 29-31]. В даному

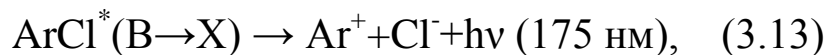
випадку у формуванні молекул ArCl (B, C) бере участь нижній метастабільний рівень атома Ar(³P₂) з енергією збудження 11.5 eВ, а за утворення молекули ArCl(D) відповідає рівень Ar(³P₀) (ε = 11.72 eВ) [24, 29]:



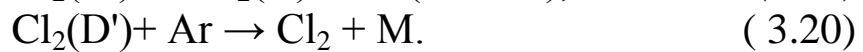
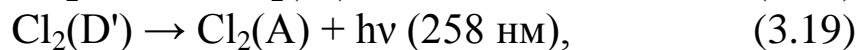
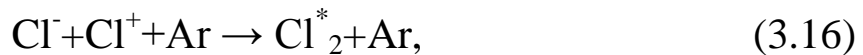
та шляхом потрійної рекомбінації додатних іонів інертного газу і від'ємного іона галогену [30, 31]:



Внаслідок реакцій (3.9) і (3.10) аргон передає слабо зв'язані електрони молекулам CCl₄, що приводить до утворення електронно-збудженого стану ексиплексної молекули ArCl*. Оскільки збуджений електронний стан молекули ArCl короткоживучий (час життя стану ArCl (B) τ ≈ 5.2 нс, ArCl (C) τ ≈ 100 нс, ArCl (D) τ ≈ 20 нс [24, 25, 32-34]), тому він швидко розпадається віддаючи енергію збудження у вигляді випромінювання квантів світла у ВУФ діапазоні спектру:



При високих тисках утворення збуджених молекул хлору можливо внаслідок реакції іон-іонної рекомбінації [35]:



3.1.2. Електричні та ресурсні характеристики наносекундного бар'єрного розряду в суміші аргону з парами CCl_4

Залежності інтенсивності випромінювання смуг 175 нм і 258 нм від частоти слідування імпульсів (рис. 3.7) в газостатичних умовах роботи показали, що при малих частотах повторення імпульсів напруги ($f = 40 - 350$) Гц спостерігаються нелінійні залежності від частоти, а середня інтенсивність випромінювання невелика. В області частот $\Delta f = 400 - 1000$ Гц спостерігалися залежності інтенсивності близькі до лінійних і значне збільшення їх величини.

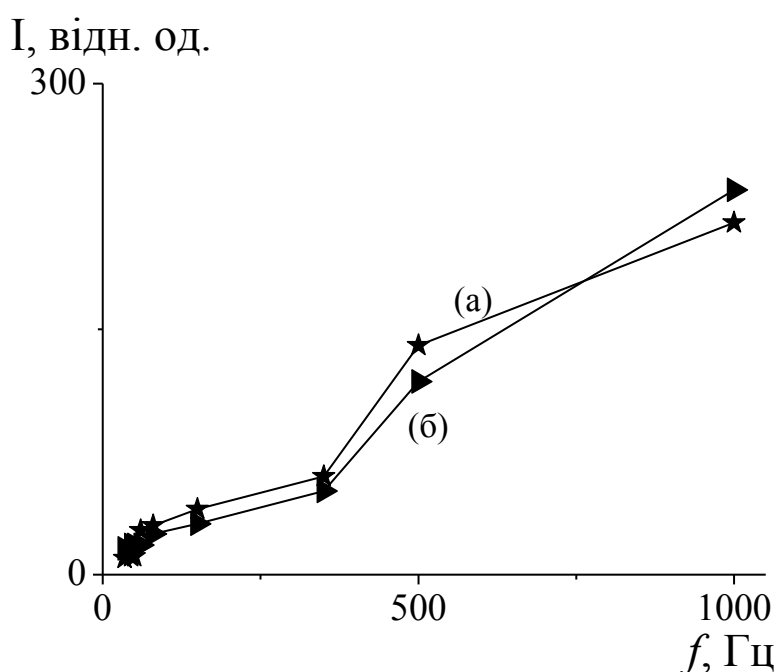


Рис. 3.7. Залежності інтенсивності смуг 175 нм ArCl^* (В \rightarrow Х) (а) і 258 нм Cl_2^* (D'-A') (б) в наносекундному бар'єрному розряді в суміші $p(\text{Ar}) - p(\text{CCl}_4) = 13.3 - 0.13$ кПа від частоти повторення імпульсів [5].

Такий характер залежності інтенсивності пов'язаний, імовірно, з розпадом молекул CCl_4 в наносекундному бар'єрному розряді при високій частоті повторення імпульсів струму.

Результати, приведені на рис 3.7, характеризують ефективність утворення молекул ArCl^* (В), Cl_2^* (D') в залежності від частоти повторення імпульсів струму. У діапазоні частот $\Delta f = 40 - 400$ Гц ці залежності нелінійні, а при збільшенні частоти до 1000 Гц вони стають лінійними без явних ознак насичення інтенсивності випромінювання. Такий характер залежності зумовлений внеском

продуктів дисоціації молекул CCl_4 в утворення молекул ArCl (В) і Cl_2 (D').

На рис. 3.8. приведені залежності ефективності утворення молекул ArCl (В) і Cl_2 (D') від кількості розрядних імпульсів наносекундного бар'єрного розряду в суміші $p(\text{Ar}) - p(\text{CCl}_4) = 13.33 \text{ кПа} - 0.1333 \text{ кПа}$. Ефективність утворення молекул ArCl (В) (рис. 3.8, (а)) збільшувалась при збільшенні кількості розрядних імпульсів з 2×10^5 до 2.5×10^5 . Після 2.5×10^5 імпульсів густина молекул ArCl (В) виходила на стаціонарний рівень. Для молекул хлору отримано приблизно такі ж результати (рис. 3.8, (б)), що вказує на напрацювання з часом атомів хлору або радикалів, які беруть участь в утворенні молекул ArCl (В) і Cl_2 (D'). Більш виражено ці ефекти проявлялися в ексиплексних лазерах і лампах з накачуванням поперечному об'ємним розрядом.

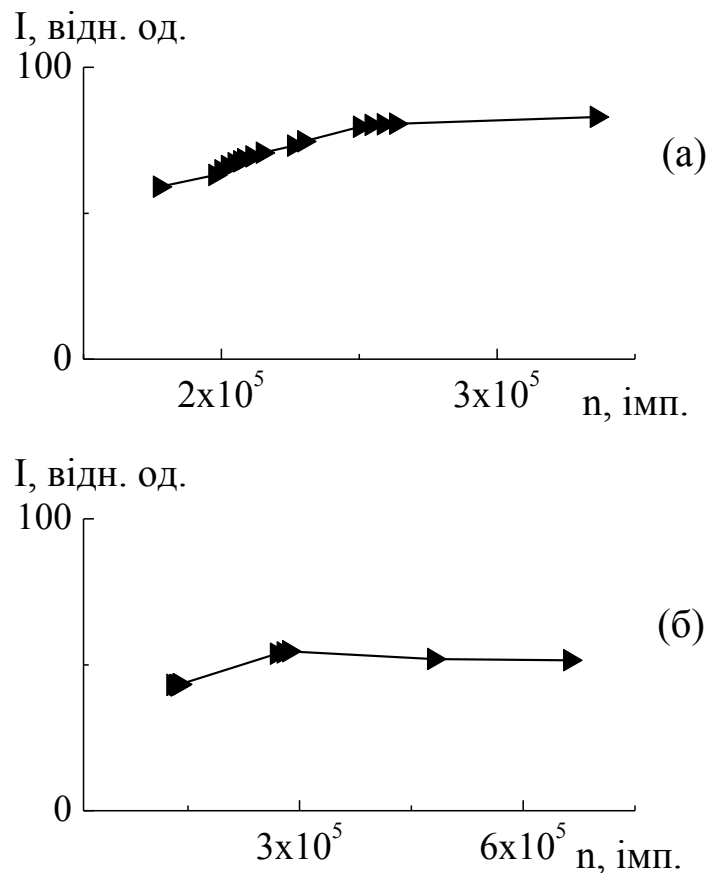


Рис. 3.8. Залежності інтенсивності випромінювання смуг ArCl (В \rightarrow X) (а) та Cl_2^* (D'-A') (б) від кількості розрядних імпульсів наносекундного бар'єрного розряду в газовій суміші $p(\text{Ar}) - p(\text{CCl}_4) = 13.33 \text{ кПа} - 0.1333 \text{ кПа}$ при $U_{\text{зар.}} = 13 \text{ кВ}$ [6, 15, 17].

У праці [11] приведена константа швидкості прямої реакції утворення $\text{ArCl}(\text{B}, \text{C})$ в процесі зіткнення метастабільних атомів $\text{Ar}(^3\text{P}_2)$ з молекулами CCl_4 – $1.6 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Це достатньо мала величина, тому ефективніше утворюються молекули $\text{ArCl}(\text{B}; \text{C})$ у вторинних реакціях: «гарпунній» реакції атомів $\text{Ar}(^3\text{P}_2)$ з молекулами хлору і реакції іон-іонної рекомбінації іонів Ar^+ з іонами Cl^- є невеликою.

Механізм утворення збуджених молекул в такому складному середовищі як наносекундний бар'єрний розряд в суміші аргону, фреону і пари води вимагає створення складної кінетичної моделі фізико-хімічних процесів і числового моделювання параметрів плазми. Це дозволить встановити конкретні механізми утворення всіх найбільш важливих складових плазми у тому числі і з урахуванням процесів дисоціації молекул фреону.

Із залежності потужності випромінювання наносекундного бар'єрного розряду на суміші $\text{Ar} - \text{CCl}_4$ від парціального тиску Ar , яка наведені на рис. 3.9 (а), впливає, що оптимальна величина парціального тиску аргону, при якій досягається максимальне значення потужності випромінювання, складає 6 кПа.

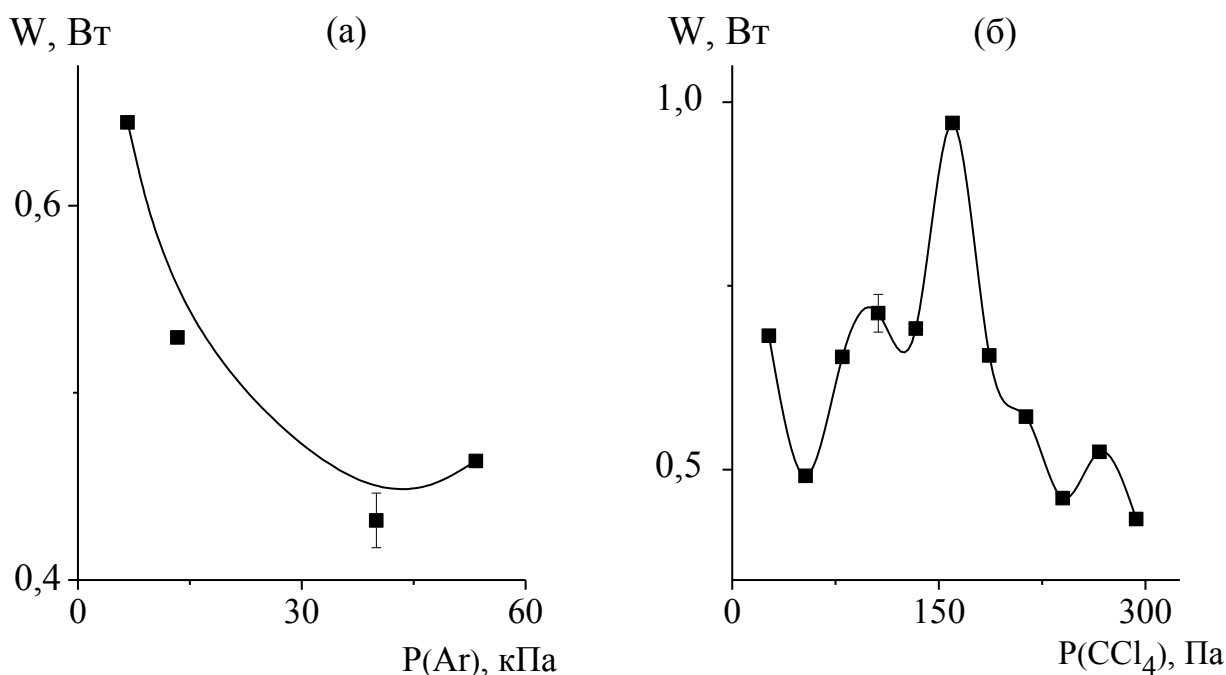


Рис. 3.9. Залежність потужності випромінювання плазми наносекундного бар'єрного розряду в суміші $\text{Ar} - \text{CCl}_4$ від парціального тиску аргону (а) та пари CCl_4 (б) при частоті слідування імпульсів струму 80 Гц та зарядній напрузі робочого конденсатора високовольтного модулятора 13 кВ [5].

Для отримання максимальної потужності випромінювання наносекундного бар'єрного розряду оптимальне значення парціального тиску пари фреону знаходилось в діапазоні 120 – 215 Па (рис. 3.9, (б)). При малих парціальних тисках пари фреону потужність випромінювання зростала, що зумовлено внесками в утворення реакцій збудження молекул (ArCl , Cl_2). Далі з підвищенням парціального тиску фреону відбувається спад потужності УФ-випромінювання, що зумовлено процесом безвипромінювального гасіння ексиплексних молекул і молекул хлору молекулами фреону та продуктами їх дисоціації.

Типові осцилограми напруги, струму та електричної потужності наносекундного бар'єрного розряду на суміші $\text{Ar} - \text{CCl}_4$ наведені на рис. 3.10. та на рис. 3.11.

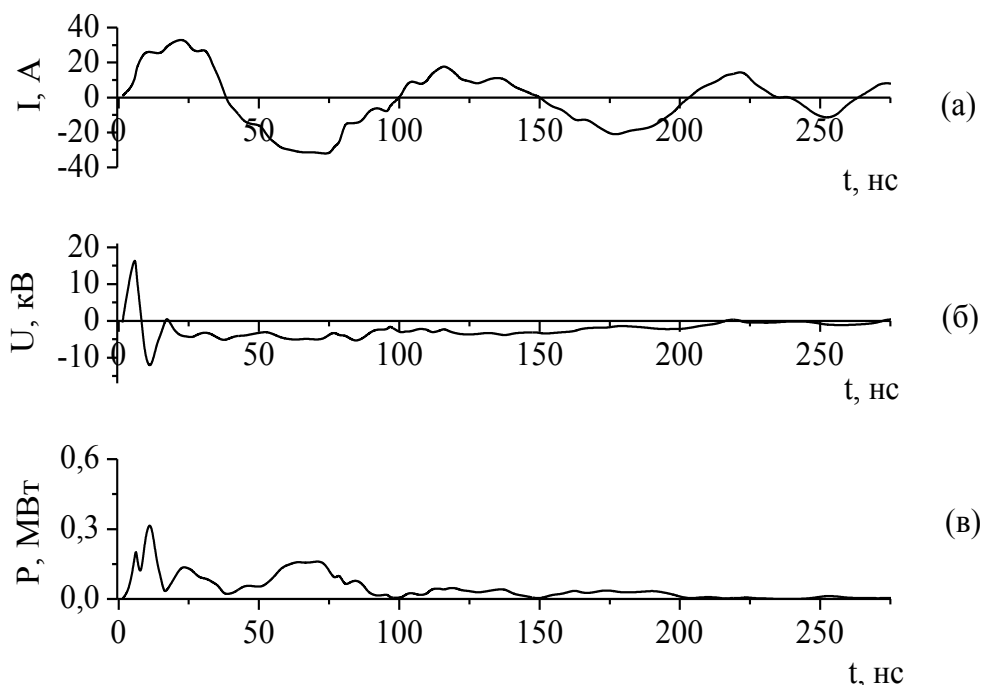


Рис. 3.10. Осцилограми імпульсів напруги (а), струму (б) і потужності (в), що вносилась в наносекундний бар'єрний розряд на суміші $\text{Ar} - \text{CCl}_4 = 6.6 \text{ кПа} - 133 \text{ Па}$ при напрузі на робочому конденсаторі $U = 13 \text{ кВ}$ ($f = 80 \text{ Гц}$) [6].

Амплітуда основного максимуму імпульсу струму досягала 33 А (суміш $\text{Ar} - \text{CCl}_4 = 6.6 \text{ кПа} - 133 \text{ Па}$) (рис. 3.10, (а)) при його тривалості 20-30 нс, 50 - 60 А (суміш $\text{Ar} - \text{CCl}_4 = 24 \text{ кПа} - 133 \text{ Па}$) (рис. 3.11, (а)) при тривалості – 25-35 нс. При зростанні тиску аргону відбувається зростання імпульсу струму. Зі збільшенням тиску аргону збільшується кількість реакцій заряджених частинок, що у свою чергу призводить до зростання струму.

Амплітуда імпульсів напруги на виході високовольтного наносекундного модулятора збільшувалася за допомогою імпульсного кабельного трансформатора і досягала 16 кВ (для суміші $\text{Ar} - \text{CCl}_4 = 6.6 \text{ кПа} - 133 \text{ Па}$) (рис. 3.10, (б)) та 22 кВ (для суміші $\text{Ar} - \text{CCl}_4 = 24 \text{ кПа} - 133 \text{ Па}$) (рис. 3.11, (б)) при тривалості окремого викиду 8 нс .

Осцилограми електричної потужності розряду (рис. 3.10, (в), рис. 3.11, (в)) показали, що в діапазоні 50 нс в розряд вноситься максимальна енергія. Потрібно відмітити, що збільшення парціального тиску аргону ($p(\text{Ar}) = 24 \text{ кПа}$) приводило до зростання енергетичного внеску в плазму.

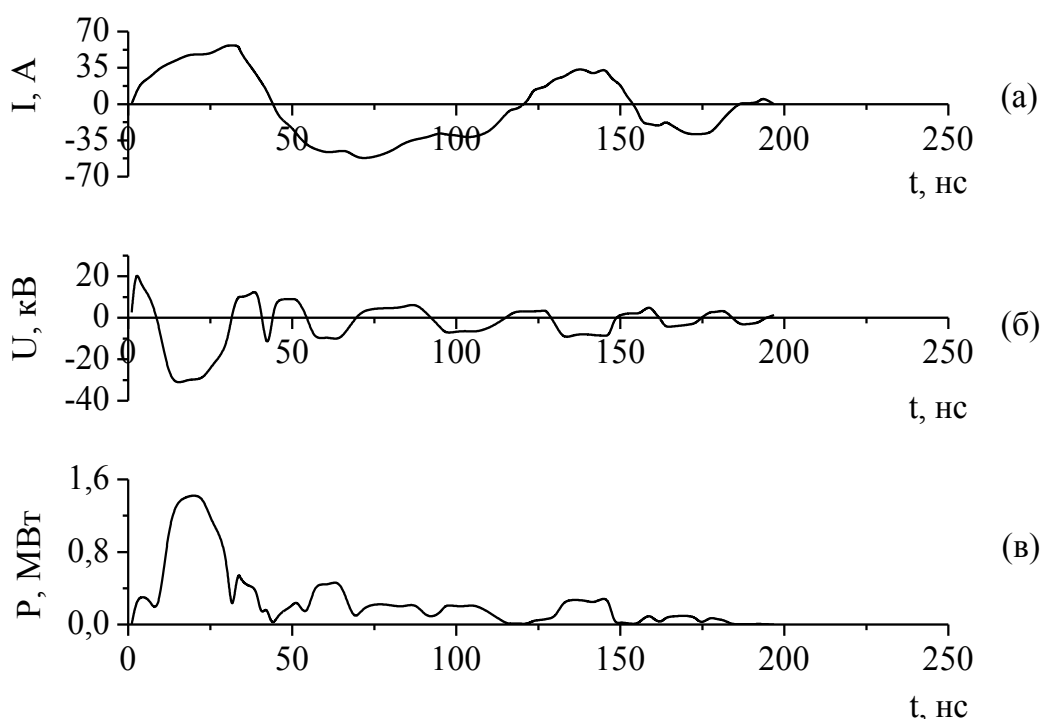


Рис. 3.11. Осцилограми імпульсів напруги (а), струму (б) і потужності (в), яка вносилась в наносекундний бар'єрний розряд на суміші $\text{Ar} - \text{CCl}_4 = 24 \text{ кПа} - 133 \text{ Па}$ при напрузі на робочому конденсаторі $U = 13 \text{ кВ}$ ($f = 80 \text{ Гц}$) [6].

3.1.3. Кінетика утворення ексимерних молекул ArCl^* , $\text{Cl}_2(\text{D}')$ в бар'єрному розряді в суміші $\text{Ar} - \text{CCl}_4$

Розрахунок проводився для умов наносекундного бар'єрного розряду в суміші $\text{Ar} - \text{CCl}_4$ [7].

Одновимірна модель розрахунку кінетики в бар'єрному розряді включала рішення рівнянь неперервності для густини і середньої енергії електронів, а також кінетичних рівнянь для нейтральних компонент середовища.

Суміш складу Ar-CCl₄ збуджувалася одиночним імпульсом тривалістю 80 нс і амплітудою 20 кВ. Розрахункові залежності напруги на розрядному проміжку і струму розряду наведені на рис.3.12.

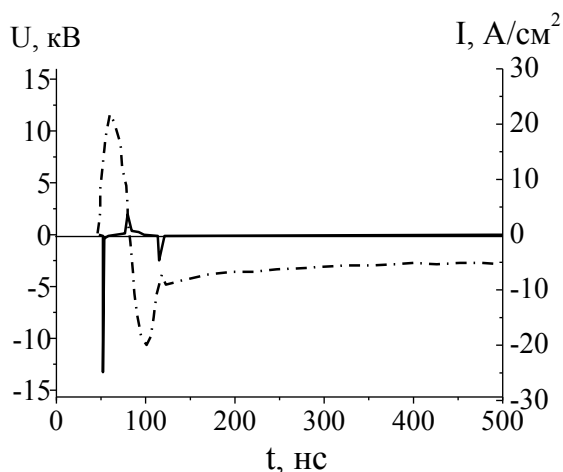


Рис. 3.12. Напруга на розрядному проміжку і струм бар'єрного розряду на суміші p (Ar) - p (CCl₄) = 6.7-0.13кПа [7].

На рис.3.13 наведено часові залежності концентрації випромінюючих молекул в активному об'ємі розряду.

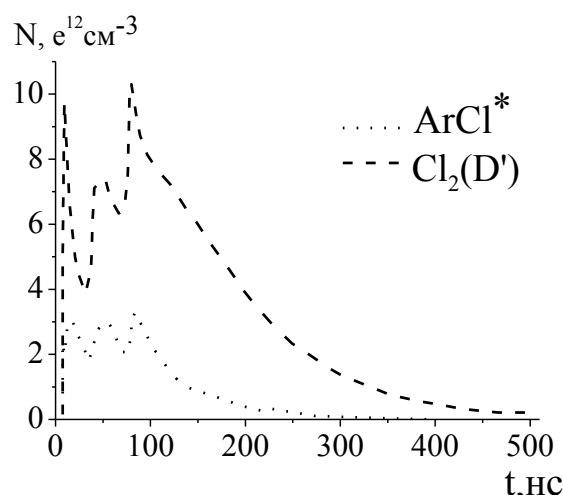


Рис. 3.13. Часові залежності концентрацій випромінюючих молекул ArCl (B) і Cl₂(D') [7].

Декілька піків в профілі концентрацій відповідають кільком пробоям розрядного проміжку при збудженні імпульсами високої

напруги. Співвідношення концентрацій $\text{ArCl}(\text{B})^*$ і $\text{Cl}_2(\text{D}')$ становило приблизно 1:4. Враховуючи, що часи радіаційного розпаду цих молекул складають 5.2 нс і 16 нс, відповідно, можна зробити висновок про те, що співвідношення інтенсивності випромінювання відповідних смуг складає $I(175 \text{ нм}): I(258 \text{ нм}) = 2:3$, що добре узгоджується з даними експерименту, наведеними на рис.3.2 (а).

3.2. Випромінювальні характеристики наносекундного бар'єрного розряду в суміші криптон, аргону та пари фреону

В пункті приведені результати дослідження спектрів випромінювання плазми наносекундного розряду з двома бар'єрами в суміші Kr - Ar - CCl_4 , залежності інтенсивності спектральних смуг $\text{ArCl}(\text{B} \rightarrow \text{X})$, $\text{KrCl}(\text{D} \rightarrow \text{X})$, $\text{KrCl}(\text{B} \rightarrow \text{X})$ і $\text{Cl}_2(\text{D}' \rightarrow \text{A}')$ та середньої потужності випромінювання від тиску інертних газів (криптон, аргон), а також результати дослідження електричних характеристик розряду в потрійній суміш Kr - Ar - CCl_4 .

3.2.1. Дослідження характеристик джерел випромінювання наносекундного бар'єрного розряду в суміші Ar-Kr- CCl_4

Спектри випромінювання наносекундного бар'єрного розряду в потрійних сумішах різного складу приведені на рис. 3.14 [3, 36-38]. При невеликому парціальному тиску криптон – $p(\text{Kr}) = 0.3-1.3 \text{ кПа}$ в спектрах спостерігалися смуги з $\lambda = 175 \text{ нм}$ $\text{ArCl}(\text{B} \rightarrow \text{X})$, 199 нм $\text{KrCl}(\text{D} \rightarrow \text{X})$, 222 нм $\text{KrCl}(\text{B} \rightarrow \text{X})$ і 258 нм $\text{Cl}_2(\text{D}' \rightarrow \text{A}')$. Найбільш чутливим розподіл інтенсивності в спектрі випромінювання був до парціального тиску криптон, оскільки у атома криптон найменша енергія метастабільних рівнів. Тому в розряді на основі газових сумішей, на основі криптон, випромінювання смуги радикалу гідроксилу 308 нм $\text{OH}(\text{A} \rightarrow \text{X})$ практично відсутнє.

Наявність незначної кількості радикалів гідроксилу $\text{OH}(\text{A})$ може бути пов'язана або із залишком води у вакуумній системі від попередніх експериментів, або з наявністю слідів води в домішці аргон.

Збільшення парціального тиску криптон в розряді на цій суміші до 6.6 кПа приводило до превалювання в спектрі випромінювання смуг хлориду криптон.

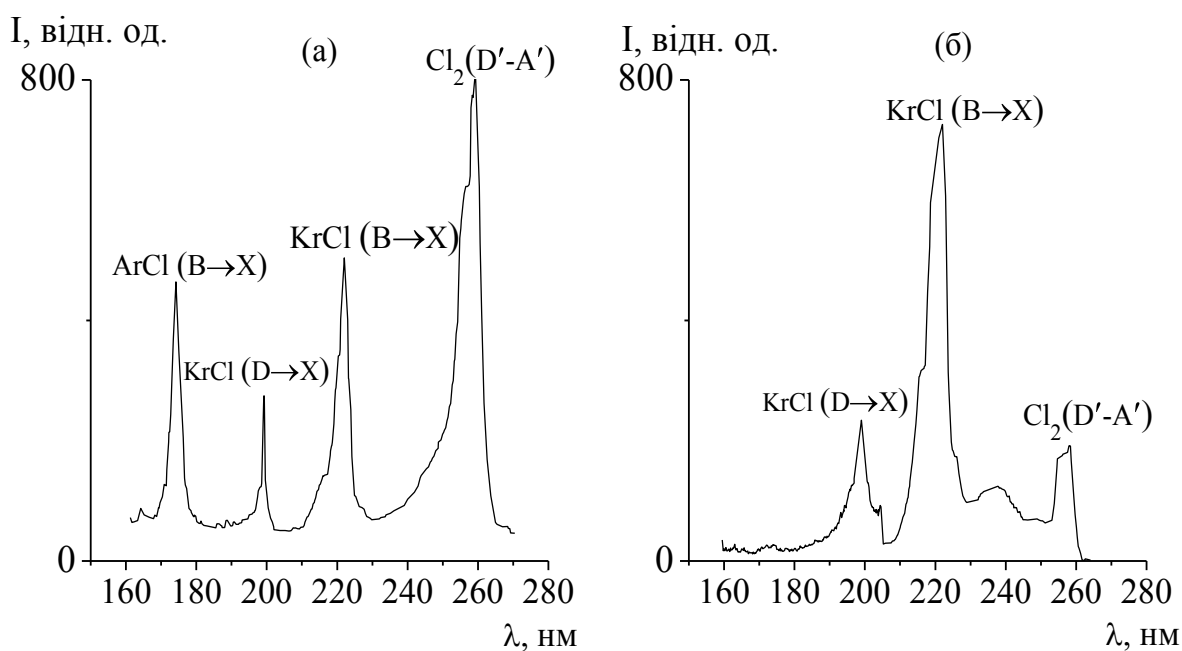
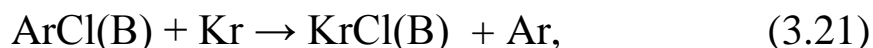


Рис. 3.14. Спектри випромінювання плазми наносекундного бар'єрного розряду в сумішах Ar-Kr-CCl₄: 1.33 - 6.6 - 0.13 кПа (а) і 6.6-6.6-0.13 кПа (б) при частоті $f = 80$ Гц [3, 36-38].

Особливістю застосування як носія хлору молекули CCl₄ в порівнянні з простішими молекулами (HCl, Cl₂) [39], є вища інтенсивність випромінювання смуги 258 нм Cl₂ (D' - A') в порівнянні із смугами хлоридів аргону і криптону. Введення криптону в подвійну суміш ($p(\text{Kr}) = 1.3$ кПа) не приводило до сильного спаду і зростанню сумарної інтенсивності УФ-ВУФ випромінювання молекулярних смуг, а приводило лише до перерозподілу їх інтенсивностей між собою. Це дозволяло використовувати просту колбу з двома діелектричними бар'єрами для розробки багатохвильової короткохвильової лампи. Основним процесом, що забезпечує перерозподіл інтенсивності випромінювання ексиплексних смуг в наносекундному бар'єрному розряді є реакція заміщення атомів аргону атомами криптону при утворенні відповідних хлоридів:



механізм якої пов'язаний з передачею енергії від метастабільних атомів (молекул) аргону атомам криптону. Такі реакції характеризуються досить великими константами швидкості, так,

для реакції заміщення атомів Kr атомами Xe при утворенні молекул KrCl (B) і XeCl (B), наприклад, в газорозрядній індикаторній панелі змінного струму вона складала -7×10^{-10} см³/с [40].

Результати оптимізації смуг випромінювання ексиплексних молекул і молекули хлору від величини парціального тиску важких інертних газів при фіксованому парціальному тиску фреону $p(\text{CCl}_4)$ (рис. 3.15) показали, що збільшення парціального тиску аргону (при $p(\text{Kr}) = \text{const}$) в діапазоні 6.5 - 13.5 кПа приводило до значного спаду інтенсивності випромінювання смуг KrCl(B \rightarrow X; D \rightarrow X), ArCl (B \rightarrow X) і практично не впливало на інтенсивність смуги 258 нм Cl₂ (D'-A').

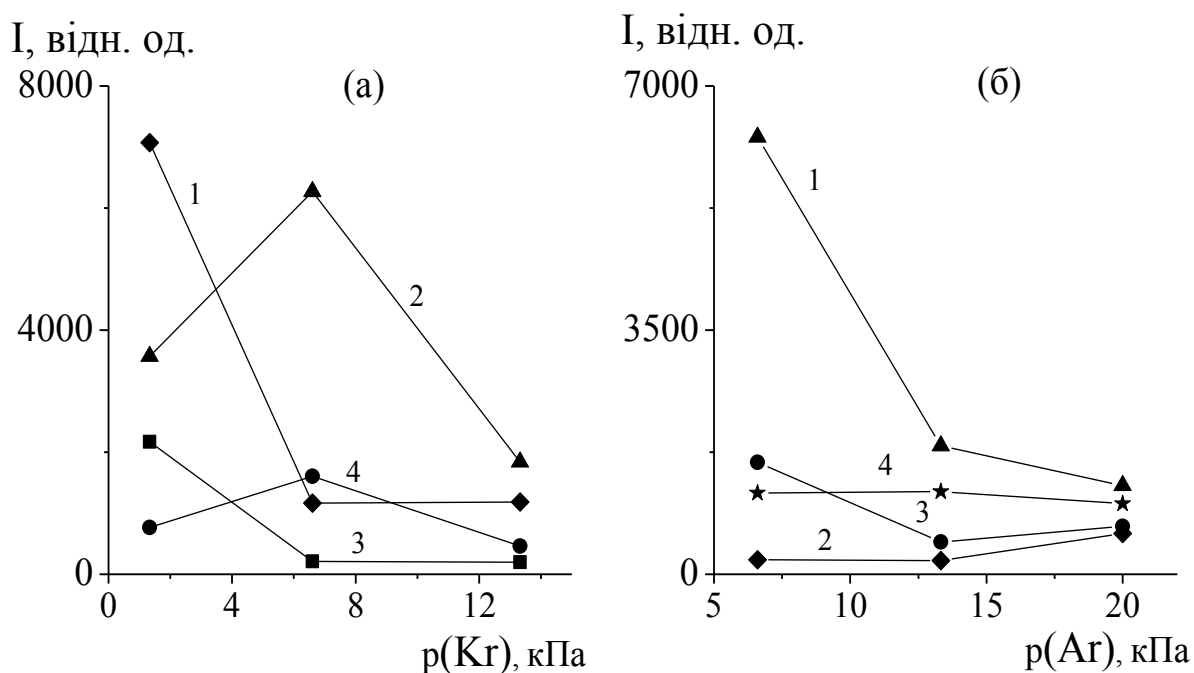


Рис. 3.15. Залежність інтенсивності випромінювання смуг хлоридів інертних газів і молекули хлору від величини парціального тиску криптону в плазмі на суміші Ar-Kr-CCl₄ при $p(\text{CCl}_4) = 130$ Па, $p(\text{Ar}) = 6.6$ кПа і $f = 80$ Гц: 1 – 258; 2 – 222; 3-175; 4-200 нм (а) та від величини парціального тиску аргону в плазмі на суміші Kr-Ar-CCl₄ при $p(\text{CCl}_4) = 130$ Па, $p(\text{Kr}) = 6.6$ кПа і $f = 80$ Гц: 1 – 222; 2 - 175; 3-200; 4-258 нм (б) [3, 36-38].

Це пов'язано із зменшенням величини параметра E/N , яке призводить до зниження густини метастабільних атомів і позитивних іонів важких інертних газів, які впливають на утворення ексиплексних молекул в «гарпунних» реакціях і реакціях іон-іонної рекомбінації.

Збільшення же парціального тиску криптону від 1.2 до 6.6 кПа (при $p(\text{Ar}) = \text{const}$) приводило до значного зменшення інтенсивності

смуги випромінювання 175 нм із-за реакції заміщення атомів аргону атомами криптону при утворенні хлоридів аргону і криптону. Інтенсивність випромінювання смуги хлору, при цьому, також зменшувалася близько на порядок. Для отримання максимальної інтенсивності смуг KrCl ($\text{B} \rightarrow \text{X}$; $\text{D} \rightarrow \text{X}$) оптимальний парціальний тиск криптону в потрібній суміші знаходився в діапазоні 6 – 8 кПа.

У наносекундному бар'єрному розряді на суміші Kr-Ar-CCl_4 спостерігалися вузькі смуги ArCl^* , KrCl^* та Cl_2^* . Це свідчить про високу швидкість процесу коливної релаксації станів ексиплексної молекули і збуджених станів молекули хлору.

При низьких парціальних тисках інертних газів (на початку запалювання бар'єрного розряду) утворення ексиплексних молекул також можливе внаслідок "гарпунної" реакції, а при більш високих тисках ($p \approx 24$ кПа) – реакції іон-іонної рекомбінації.

3.2.2. Енергетичні та електричні характеристики бар'єрного розряду в суміші криптону, аргону з парою CCl_4

Залежності інтенсивності смуг 222 нм KrCl ($\text{B} \rightarrow \text{X}$) (1), 258 нм Cl_2 ($\text{D}'\text{-A}'$) і 175 нм ArCl ($\text{B} \rightarrow \text{X}$) від частоти проходження імпульсів струму приведені на рис. 3.16.

Відносна інтенсивність кожної смуги приведена в різних відносних одиницях і вони не можуть порівнюватися між собою. У діапазоні частот 40-400 Гц залежності на рис. 3.16 нелінійні, а при збільшенні частоти до 1000 Гц вони стають лінійними без ознак насичення інтенсивності випромінювання. Такий характер залежностей можливо пов'язаний з внеском продуктів дисоціації молекул CCl_4 в утворення ексиплексних молекул і молекул Cl_2 (D').

Ефективніше утворюються молекули ArCl ($\text{B}; \text{C}$) у вторинних реакціях : «гарпунна» реакція атомів $\text{Ar}({}^3\text{P}_2)$ з молекулами хлору і іон-іонна рекомбінація іонів Ar^+ з іонами Cl^- .

Напрацювання складових цих реакцій найефективніше відбувається при підвищених частотах проходження імпульсів струму, що може бути причиною зміни форми залежностей, приведених на рис.3.16., при переході від низьких до високих частот.

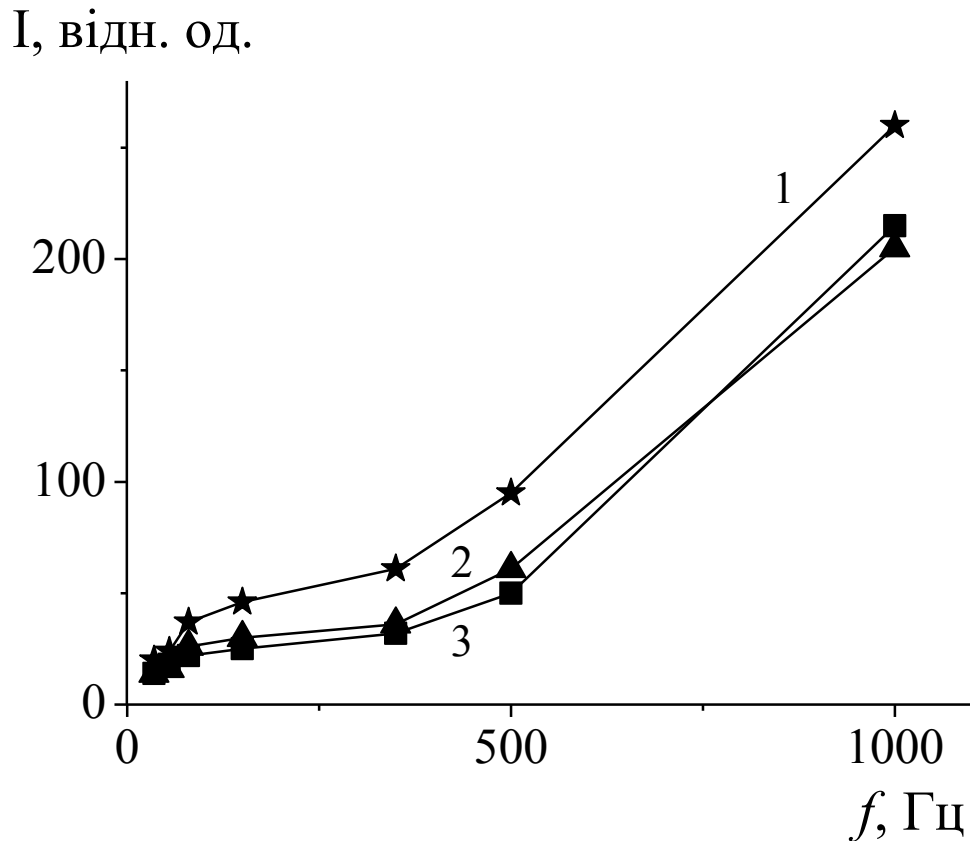


Рис. 3.16. Залежності інтенсивності смуг випромінювання KrCl ($\text{B} \rightarrow \text{X}$) (1), Cl_2 ($\text{D}' - \text{A}'$) (2) і ArCl ($\text{B} \rightarrow \text{X}$) (3) від частоти проходження імпульсів напруги для розряду в суміші $p(\text{Kr})$ - $p(\text{Ar})$ - $p(\text{CCl}_4) = 1.33 - 6.6 - 0.13$ кПа [3, 37].

Оцінка константи гасіння молекул ArCl ($\text{B} \rightarrow \text{X}$) і Cl_2 ($\text{D}' - \text{A}'$) з наших результатів дослідження з використанням формули Штерна-Фольмера показало, що для молекули ArCl ($\tau_p \approx 5.2$ нс [13]) константа швидкості гасіння складає $k_T \approx 1 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, а для молекули $\text{Cl}_2(\text{D}')$ ($\tau_p \approx 16$ нс [41]) в два рази менше - $k_T \approx 0.5 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.

Залежність абсолютної середньої потужності випромінювання наносекундного бар'єрного розряду в суміші $\text{Kr} - \text{Ar} - \text{CCl}_4$ наведена на рис.3.17.

Оптимум середньої потужності випромінювання знаходиться при парціальному тиску криптому 6.6 кПа, а подальше збільшення парціального тиску приводило до спаду потужності випромінювання (а). При парціальному тиску аргону 1.3 кПа спостерігалась найбільша середня потужність випромінювання (б).

Оптимізація залежностей потужності випромінювання від тиску аргону показала, що потужність випромінювання потрібної суміші у два рази більша від суміші Ar - CCl₄ (рис. 3.9).

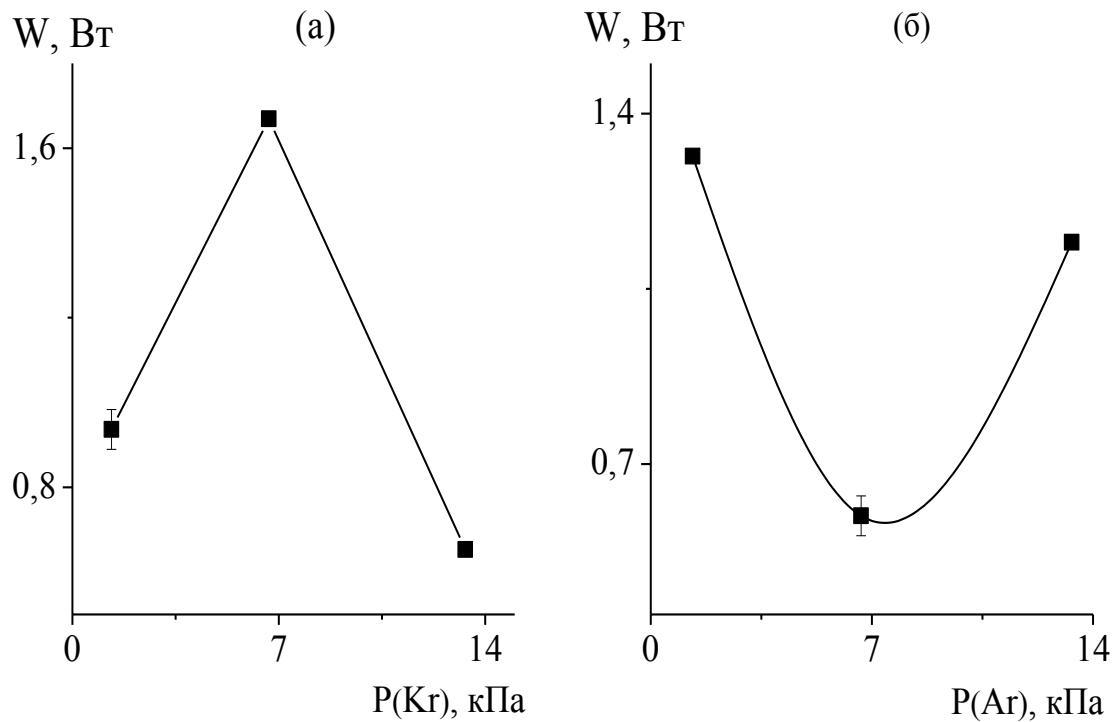


Рис. 3.17. Залежність середньої потужності випромінювання наносекундного бар'єрного розряду на суміші Kr - Ar - CCl₄ від парціального тиску кріптон (а) та аргону (б) при частоті слідування імпульсів напруги збудження $f=80$ Гц та зарядній напрузі робочого конденсатора високовольтного модулятора 13 кВ [38].

Амплітуда імпульсів напруги на виході модулятора збільшувалась за допомогою імпульсного кабельного трансформатора і досягала 50-55 кВ (рис. 3.18, а) при тривалості окремого викиду 8 нс. Амплітуда основного максимуму імпульсу струму досягала 25 - 50 А (рис. 3.18, б) при його тривалості 10 - 30 нс. Основний енергетичний внесок в наносекундний бар'єрний розряд на основі потрібній суміші відбувається в діапазоні часу 0 - 50 нс.

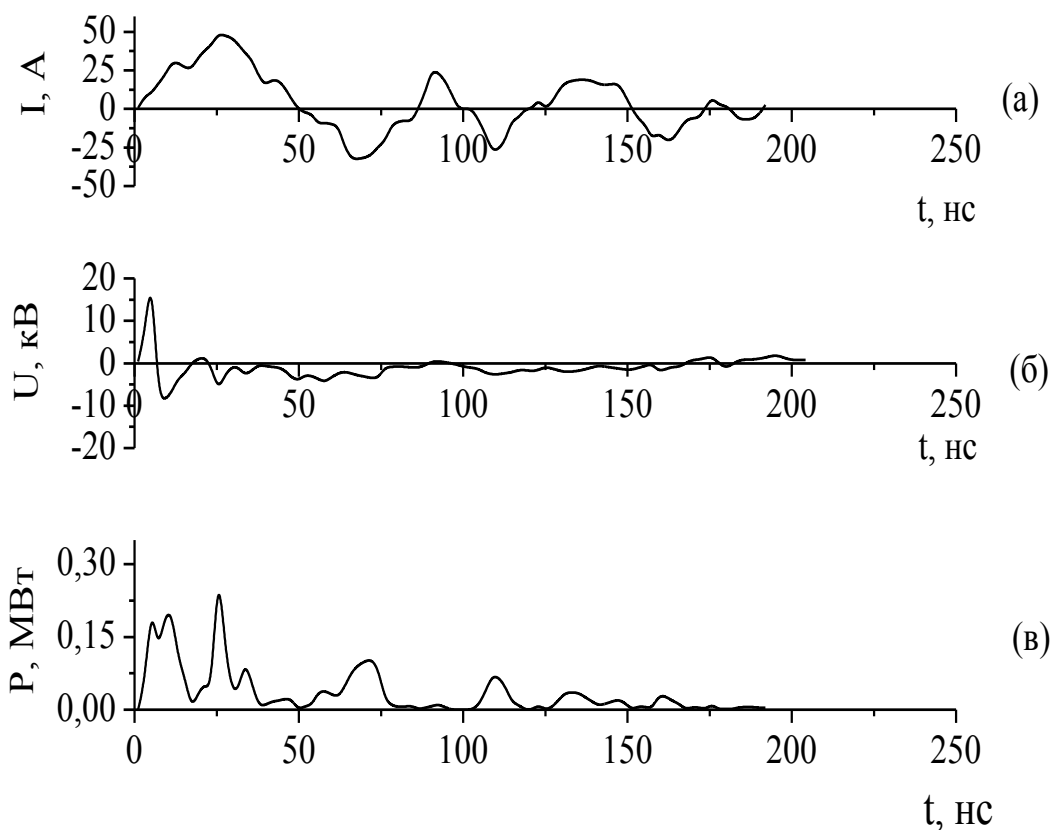


Рис. 3.18. Осцилограми імпульсів напруги (а), струму (б) і електричної потужності (в), що вноситься в наносекундний бар'єрний розряд на суміші $\text{Ar-Kr-CCl}_4 = 6.6 \text{ кПа} - 6.6 \text{ кПа} - 133 \text{ Па}$ при напрузі на робочому конденсаторі $U = 13 \text{ кВ}$ ($f = 80 \text{ Гц}$) [17, 38].

3.3. Емісійні та енергетичні характеристики бар'єрного розряду на сумішах інертних газів з парою йоду

На рис.3.19 представлено спектр випромінювання плазми імпульсно-періодичного наносекундного бар'єрного розряду в суміші He-I_2 ($p=40 \text{ кПа}$), який приведений до відносної спектральної чутливості системи реєстрації випромінювання. Найбільш сильним було випромінювання смуги молекули йоду з максимумом при $\lambda = 342 \text{ нм}$ $\text{I}_2(D' \rightarrow A')$, яка доповнялася вузькою спектральною лінією атому йоду – 206.2 нм . Оцінка ширини цієї спектральної лінії, проведені в режимі повільного сканування спектру з використанням голографічної дифракційної ґратки і вузьких вхідної та вихідної щілин ($\Delta h=0.05 \text{ мм}$) спектрометра, показали, що вона рівна $\sim 0.1 \text{ нм}$. Це дозволило порівняти інтенсивність спектральної лінії 206.2 нм і сумарну інтенсивність

електронно-коливальних смуг молекули йоду, за яку приймалася площа під кривою в спектральному діапазоні 300-350 нм.

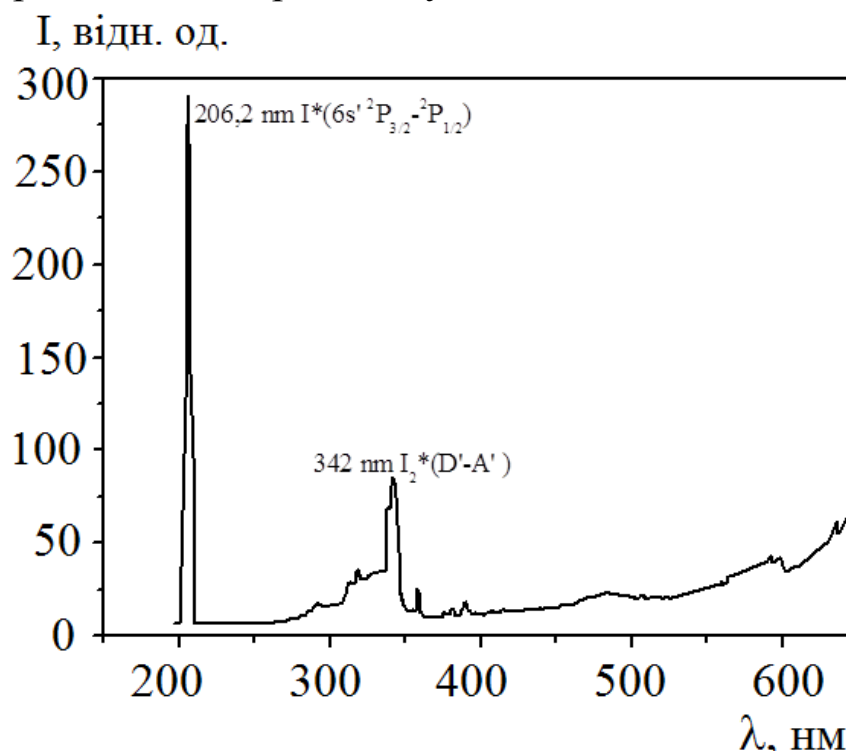


Рис. 3.19. Спектр випромінювання плазми наносекундного бар'єрного розряду на суміші He-I₂ при p(He) = 40 кПа [42].

Таким чином, було встановлено, що відношення I_{\max} (206.2 нм) / I_{\max} (342 нм) для оптимальної суміші Ar-I₂ складало приблизно 5 / 250 відн. од., а для гелієвої суміші 4 / 175 відн.од. В спектрі випромінювання наносекундного бар'єрного розряду в суміші Ar-I₂ реєструвалися і смуги OH(C→A) з максимумом в області довжини хвилі $\lambda \approx 309$ нм, інтенсивність якої була лише в 2–3 рази меншою інтенсивності смуг молекули йоду. Присутність невеликої кількості пари води ($p \leq 5-10$ Па) пов'язано імовірно з використанням аргону технічної чистоти. В цьому випадку випромінювання смуг – маркерів молекули йоду в спектральному діапазоні 270-335 нм було повністю подавлено системою смуг гідроксилу.

На відміну від плазми низького тиску на основі газової суміші He-I₂ в повздовжньому тліючому розряді, де відношення I_{\max} (206.2 нм)/ I_{\max} (342 нм) складало приблизно 50 / 50 %, в плазмі наносекундного бар'єрного розряду внесок інтенсивності випромінювання атомів йоду значно зменшувався [42].

Заміна трубки лампи, що виготовлена з кварцу марки КУ, на трубку з кварцу марки КВ дозволяє практично повністю подавити

випромінювання на $\lambda = 206.2$ нм. Це робить таку лампу перспективною для використання в дерматології і деяких технологічних процесах фотохімії.

На рис.3.20-3.21 приведені залежності інтенсивності випромінювання спектральної лінії атома йоду 206.2 нм і молекулярної смуги 342 нм $I_2(D' \rightarrow A')$ (в однакових відносних одиницях) від парціального тиску гелію і аргону. Для розряду в аргонній суміші інтенсивність спектральної лінії $\lambda = 206.2$ нм досягала максимуму при $p(\text{Ar}) = 20$ кПа і була приблизно в 1.4 рази нижчою інтенсивності цієї ж лінії випромінювання в плазмі на основі суміші $\text{He}-I_2$, де максимум випромінювання досягався при більш високому тиску гелію ($p(\text{He}) = 30$ кПа).

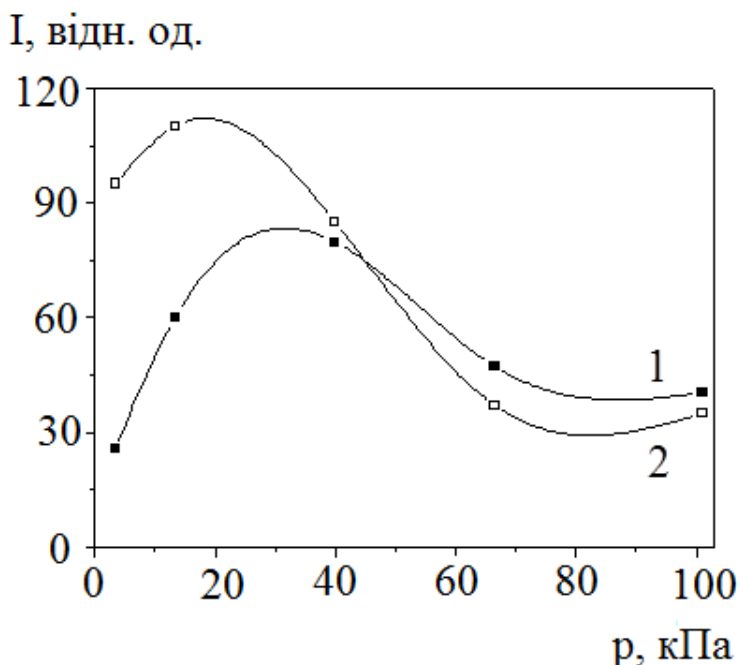


Рис. 3.20. Залежність інтенсивності випромінювання спектральної лінії атома йоду 206.2 нм плазми наносекундного бар'єрного розряду на сумішах $\text{Ar}-I_2$ (1) і $\text{He}-I_2$ (2), від тиску інертних газів ($U_{\text{зар}} = 13$ кВ; $f = 80$ Гц) [42].

При тисках інертних газів, що не переважають 50 кПа, інтенсивність випромінювання спектральної лінії атома йоду 206.2 нм в розряді на основі суміші $\text{Ar}-I_2$ була на 10-15 % нижчою, ніж в гелієвій суміші. Для інтенсивності смуги, яку випромінювали молекули йоду з $\lambda_{\text{max}} = 342$ нм, спостерігалася протилежна картина: для розряду в газовій суміші на основі аргону (при $p(\text{Ar}) = 60$ кПа) вона була більшою близько в 1.4 рази, ніж для розряду в подвійній газовій суміші $\text{He}-I_2$ (при такому ж тиску гелію).

Таким чином, оптимальний тиск гелію і аргону в імпульсно-періодичному УФ-випромінювачі наносекундного бар'єрного розряду, які необхідні для отримання максимальної інтенсивності випромінювання спектральної лінії атому йоду та інтенсивності смуг молекули йоду, сильно залежать як від роду буферного газу, так і сорту випромінювання (випромінювання атому або молекули). У порівнянні з даними праці [42], де спостерігався широкий максимум сумарного УФ випромінювання лампи на парі йоду в діапазоні тисків аргону 12-50 кПа, характер залежності потужності випромінювання в досліджуваному режимі роботи лампи був більш різким з максимумом при $p(\text{Ar}) = 40$ кПа.

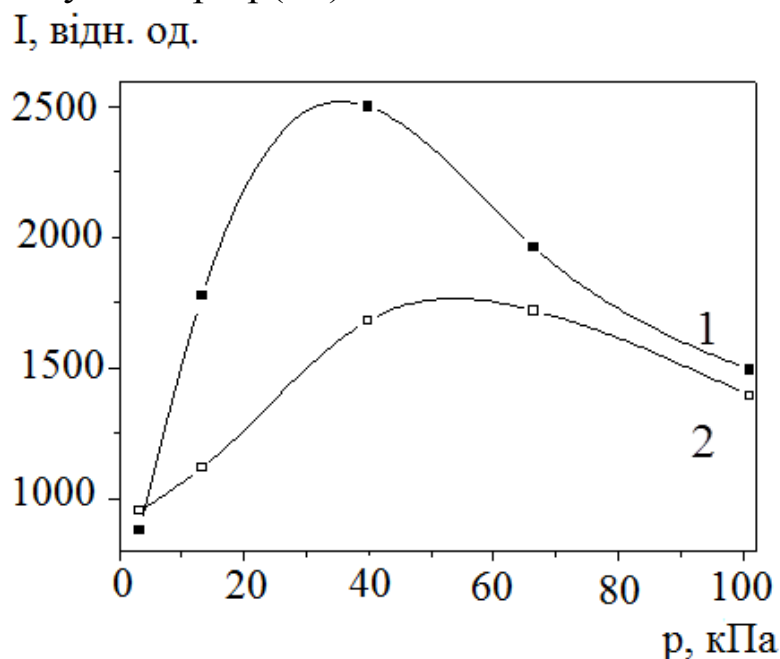


Рис. 3.21. Залежність інтенсивності випромінювання спектральної смуги молекули йоду 342 нм $I_2^*(D' \rightarrow A')$ плазми розряду на основі сумішей Ar-I₂ (1) і He-I₂ (2) від тиску інертних газів ($U_{\text{зар}} = 13$ кВ; $f = 80$ Гц) [42].

На рис.3.22 і 3.23представлені результати оптимізації потужності випромінювання наносекундної бар'єрного розряду на молекулярній смузі йоду з $\lambda_{\text{max}} = 342$ нм в залежності від частоти слідування імпульсів струму (при $U = 15$ кВ) і напруги на робочому конденсаторі високовольтного модулятора імпульсів (при $f = 40$ Гц) в суміші гелію з парами йоду.

Для залежності потужності смуги молекули йоду від частоти слідування імпульсів максимальна потужність УФ випромінювання була отримана при $p(\text{He}) = 13$ кПа в діапазоні частот $f = 400-1000$ Гц (рис.3.22). Характер цієї залежності показує, що в діапазоні частот

$f = 40-400$ Гц вона є приблизно лінійною, а при більш високих частотах спостерігається насичення потужності УФ - випромінювання молекул йоду, можливо пов'язане із збільшенням густини парів йоду (перегрів робочого середовища випромінювача). Моделювання кінетики процесів в лампі тліючого розряду, що працює на суміші He-I₂ ($p(\text{He}) = 400$ Па), показало, що при тиску насичених парів йоду, що перебільшують 230 Па, спостерігається різке зменшення потужності смуги УФ випромінювання молекул йоду [42].

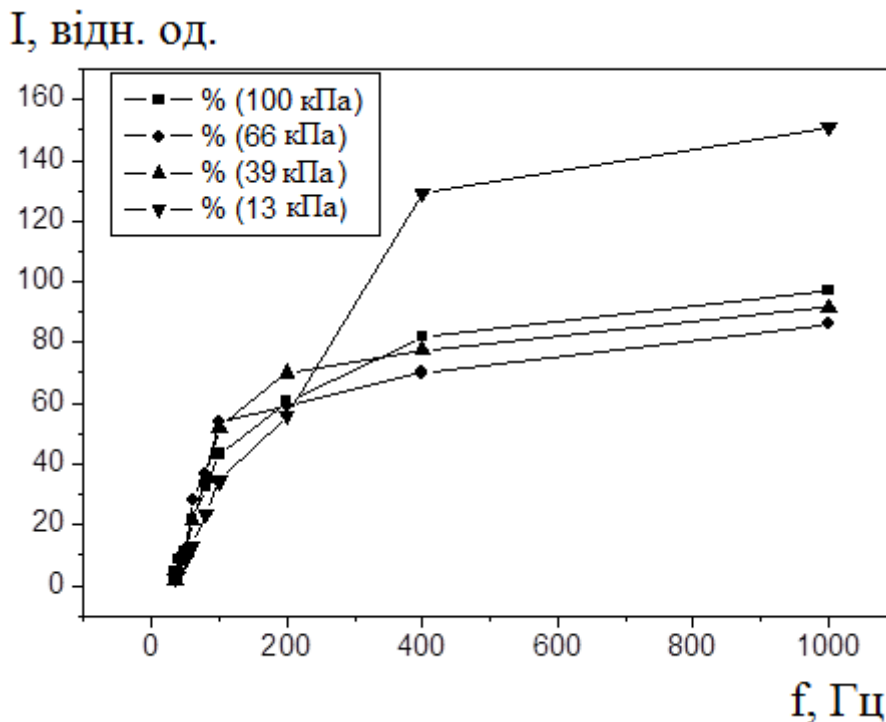


Рис. 3.22. Залежність максимальної інтенсивності випромінювання смуги молекули йоду (342 нм) від частоти слідування імпульсів напруги накачування при різних парціальних тисках гелію [42].

В діапазоні парціальних тисків гелію 39–100 кПа (рис.3.23) залежності від частоти слідування імпульсів накачування були подібними, а потужність УФ випромінювання слабо збільшувалась з ростом парціального тиску гелію. Перегрівання робочої суміші наступало в цьому випадку у діапазоні частот слідування імпульсів напруги накачування $f = 100-200$ Гц. Подібні ж закономірності прослідковуються і для залежності потужності УФ - випромінювання від величини зарядної напруги, які мали форму близьку до параболічної (особливо сильно це виражено для діапазону $p(\text{He}) = 39-100$ кПа). Такий характер цих залежностей показує, що при збільшенні енергії, що запасається, $E_{\text{зап}} \sim U^2$, а

також відповідно і енергетичного внеску в розряд, при підвищених тисках гелію спостерігається приблизно лінійна залежність виходу УФ - випромінювання на смузі молекули йоду від величини енергетичного внеску. Збільшення величини зарядної напруги U з 13 до 20 кВ дозволяло збільшити потужність випромінювання приблизно в 5-6 разів.

I , відн. од.

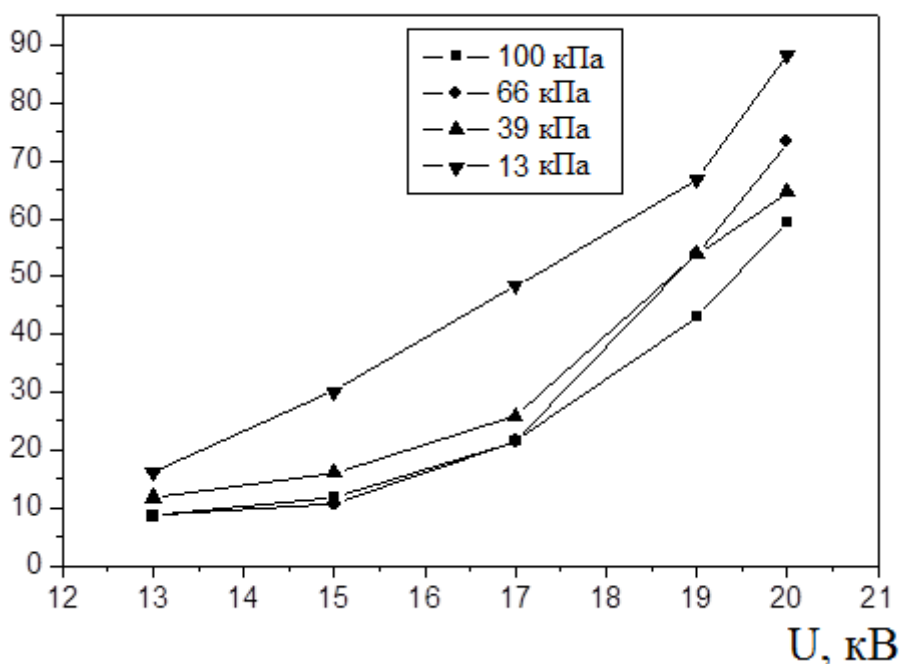


Рис. 3.23. Залежність максимальної інтенсивності випромінювання смуги молекули йоду (342 нм) від величини напруги на робочому конденсаторі високовольтного модулятора при різних тисках гелію [42].

Розглянемо результати оптимізації ексилампи на смузі 248 нм $KrF(X-B)$, що працює на суміші криптону з неагресивним фторносієм – молекулами елегазу (SF_6) [43, 44].

В спектрі випромінювання розряду спостерігалась переважно смуга молекули $KrF(X-B)$ з максимумом випромінювання при $\lambda = 248$ нм (рис.3.24). Її ширина на піввисоті складала близько 5-7 нм.

Дослідження залежності інтенсивності випромінювання наносекундного бар'єрного розряду на основі смуги з максимумом при довжині хвилі 248 нм від величини парціального тиску елегазу при парціальному тиску криптону, який близький до оптимального, виявило, що найбільш оптимальною є газова суміш $p(Kr)-p(SF_6) = (20-40) - (0.25-0.27)$ кПа (рис.3.25).

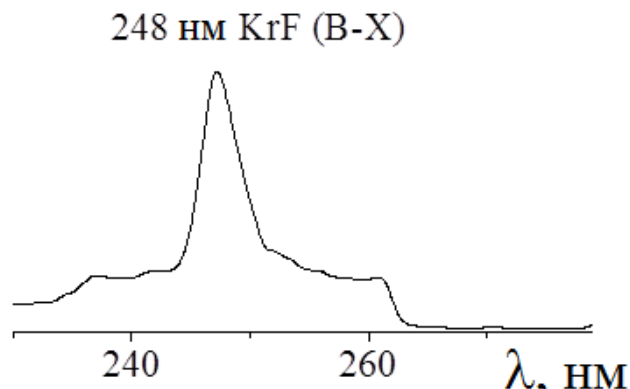


Рис. 3.24. Спектр випромінювання ексилампи наносекундного бар'єрного розряду на основі суміші $p(\text{Kr}) - p(\text{SF}_6) = 20 - 0.25$ кПа ($U = 13$ кВ; $f = 200$ Гц) [43 - 47].

На рис.3.26 приведена залежність інтенсивності випромінювання смуги 248 нм $\text{KrF}(X-B)$ від величини зарядної напруги робочого конденсатора високовольтного модулятора, а на рис.3.27 – відповідні залежності від частоти повторення імпульсів напруги для розряду в газових сумішах з різними парціальними тисками елегазу. Парціальний тиск криптону був однаковим и приблизно рівним оптимальному тиску для утворення молекул фториду криптону в наносекундному бар'єрному розряді, що досліджувався.

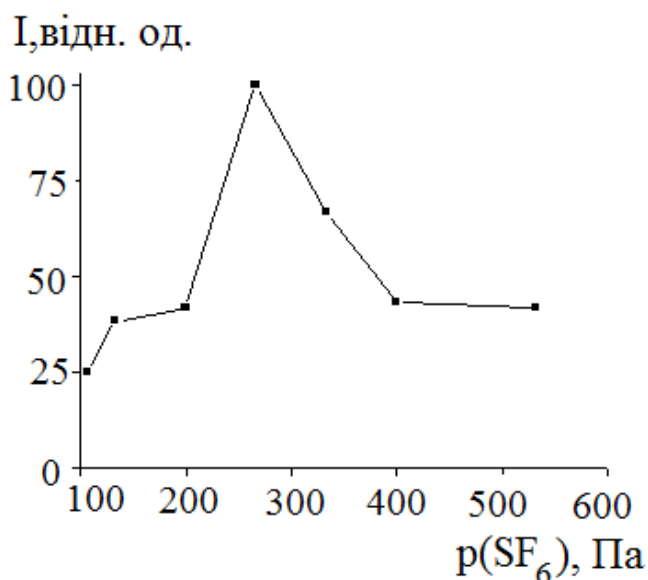


Рис. 3.25. Залежність інтенсивності смуги 248 нм $\text{KrF}(X-B)$ від величини парціального тиску елегазу при $p(\text{Kr}) = 21.3$ кПа [43, 44, 47].

При пониженому вмісті елегазу насичення росту потужності випромінювання експлексних молекул не спостерігалось ні при збільшенні зарядної напруги до $U_{\text{ЗАР}} = 19$ кВ, ні при зростанні частоти повторення імпульсів в діапазоні 35-1000 Гц.

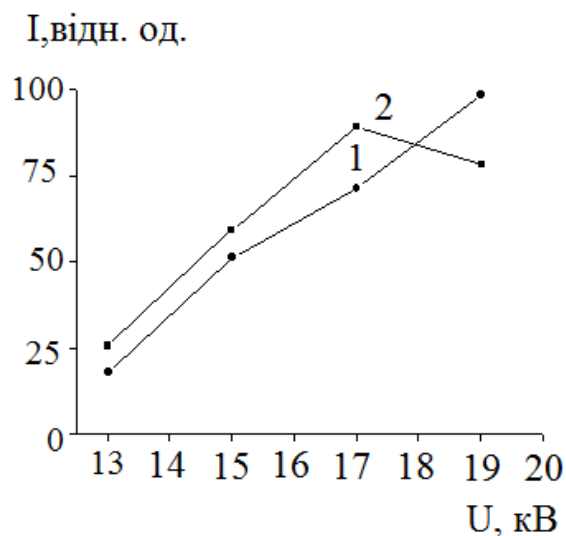


Рис. 3.26. Залежності інтенсивності випромінювання плазми наносекундного бар'єрного розряду на смузі 248 нм KrF(X-V) від величини напруги заряду робочого конденсатора високовольтного модулятора; робоча суміш Kr-SF_6 при $p(\text{Kr}) = 21.3$ кПа та $p(\text{SF}_6) = 0.110$ (1) и 0.270 (2) кПа ($f = 200$ Гц) [43, 44, 47].

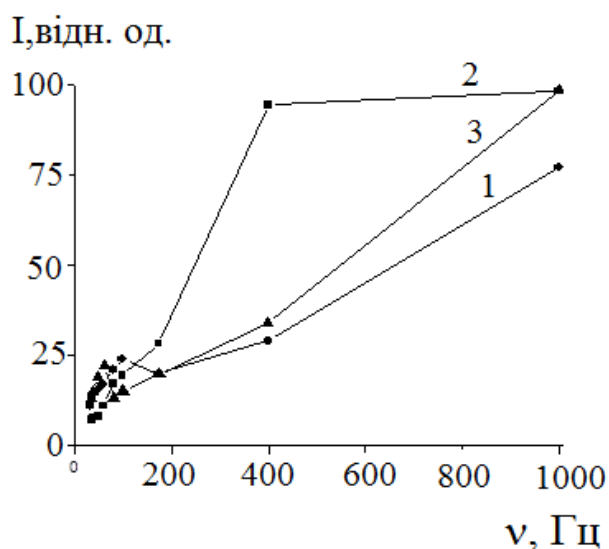


Рис. 3.27. Залежності інтенсивності випромінювання плазми на смузі 248 нм і суміші Kr-SF_6 при $p(\text{Kr}) = 21.3$ кПа и $p(\text{SF}_6) = 0.110$ (1); 0.270 (2) и 400 (3) кПа [44, 47].

При цьому, в діапазоні частот $f = 35-200$ Гц на залежності потужності від частоти проявлялись особливості, що зумовлені с механізмом деструкції молекул елегазі в наносекундному бар'єрному розряді. При збільшенні парціального тиску елегазу залежності інтенсивності випромінювання смуги фториду криптоу від величини зарядної напруги і частоти повторення були близькими до лінійних, проте загальна яскравість випромінювання розряду, при цьому, зменшувалась.

Особливістю утворення фторидів важких інертних газів в різних імпульсних розрядах, які запалювались в газових сумішах типу (Xe,Kr,Ar)-SF₆, є те, що швидкість «гарпунної» реакції в такому плазмовому середовищі рівна практично нулю, а основною є реакція «іон-іонної» рекомбінації: $Kr^+ + F^- + (Kr) \rightarrow KrF(D,B) + (Kr)$.

Скоріш за все основні особливості утворення молекул фториду криптоу в різних частотних діапазонах зумовлені механізмами утворення та гибелі негативних іонів фтору, а також їх дифузією в розрядному проміжку. При збільшенні парціального тиску елегазу в газовій суміші в 2.0-2.5 рази частотна залежність потужності випромінювання приходить в насичення при частотах $f > 400$ Гц, що пов'язано з утворенням радикалів типу SF_n ($n \leq 5$), які приймають участь в гасінні збуджених станів молекул KrF або впливають на ефективність утворення негативних іонів фтору. Наявність максимуму в залежності потужності випромінювання від напруги зумовлено видом залежності ефективних перерізів і констант швидкості утворення негативних іонів фтору від величини параметра E/N .

Таким чином, дослідження імпульсно-періодичного випромінювача на смузі 248 нм молекули фториду криптоу в неагресивній робочій суміші показало, що найбільш оптимальною є робоча суміш $p(Kr)-p(SF_6)=(20-40)-(0.25-0.27)$ кПа; середня потужність випромінювання розряду досягає 0.5 Вт і може бути збільшена при зростанні частоти повторення імпульсів напруги (при $f > 1$ кГц); оптимальна величина зарядної напруги робочого конденсатора високовольтного модулятора знаходиться в діапазоні 16-18 кВ для оптимальної робочої суміші.

3.4. Характеристики багатохвильової ексилампи бар'єрного розряду з трьома діелектричними бар'єрами

Порівняльне дослідження спектральних характеристик ексилампи з трьома бар'єрами при заповненні її об'ємів (V_1 , V_2) газовою сумішшю $p(\text{Kr}) - p(\text{SF}_6) = 20 - 0.25$ кПа і сумішшю $p(\text{Kr}) - p(\text{CCl}_4) = 20 - 0.013$ кПа (рис .3.28), а також потрійною сумішшю $p(\text{Kr}) - p(\text{SF}_6) - p(\text{CCl}_4) = 20 - 0.25 - 0.013$ кПа всієї лампи ($V_1 + V_2$) показало наступне. При роздільному збудженні подвійних сумішей спостерігалися приблизно рівні інтенсивності смуг випромінювання 222 і 248 нм. Ширина смуг випромінювання ексиплексних молекул на половині інтенсивності перебувала в діапазоні 3-5 нм і слабо залежала від умов збудження лампи. При заповненні всього об'єму лампи потрійною сумішшю з зазначеними вище парціальними тисками криптону, фреону і елегазу інтенсивність випромінювання смуги хлориду криптону перевищувала інтенсивність смуги фториду криптону в 4-5 рази. Причиною такої різниці у поведінці інтенсивності $B \rightarrow X$ смуг випромінювання молекул KrF і KrCl в розряді на потрійній суміші може бути взаємодія між продуктами деструкції молекул фреону і елегазу, наприклад, з утворенням інтергалогенідних з'єднань типу ClF .

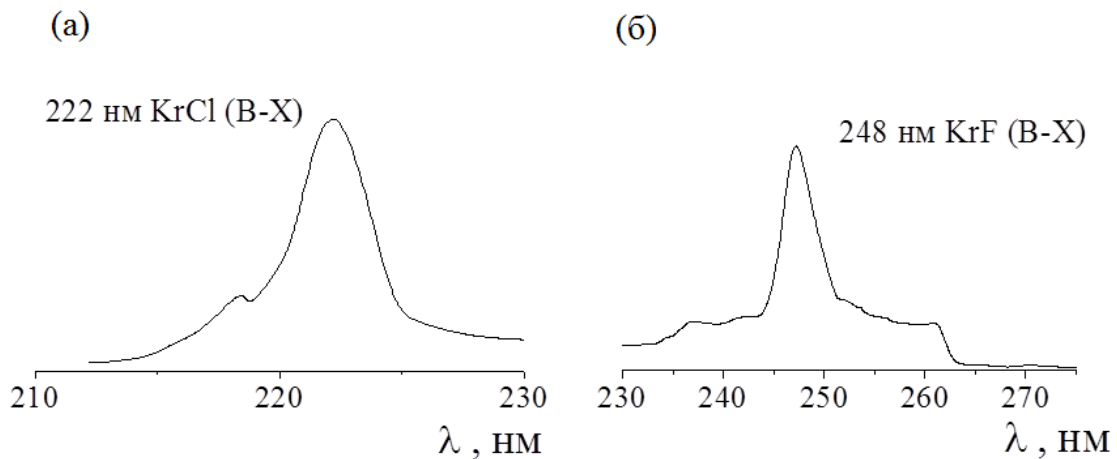


Рис. 3.28. Спектри випромінювання імпульсно-періодичного наносекундного випромінювача з трьома діелектричними бар'єрами, які одержані при почерговому заповненні всього її об'єму подвійними сумішами $\text{Kr} - \text{CCl}_4$ (а); $\text{Kr} - \text{SF}_6$ (б) ($f = 100$ Гц) [46, 47].

При роботі ексилампи з трьома діелектричними бар'єрами необхідно враховувати в який об'єм: V_1 - зовнішній або V_2 - внутрішній об'єм напускається та чи інша суміш. Для того щоб

випромінювання з об'єму V_2 пройшло через об'єм V_1 і вийшло за межі зовнішньої оболонки лампи неослабленим необхідно, щоб поглинання газової суміші з V_1 (і плазми на її основі) було відсутнє або було мінімальним. Об'єм V_1 бажано заповнювати робочим середовищем, що випромінює в більш короткохвильовому діапазоні спектру (наприклад, в нашому випадку сумішшю Kr - CCl_4).

При заповненні лампи подвійними сумішами оптимальний парціальний тиск криптону знаходився в діапазоні 20-40 кПа, елегазу 250-270 Па і фреону 70-120 Па.

На рис.3.29 наведено залежності інтенсивності $B \rightarrow X$ смуг хлориду і фториду криптону від величини напруги на конденсаторі високовольтного модулятора імпульсів напруги.

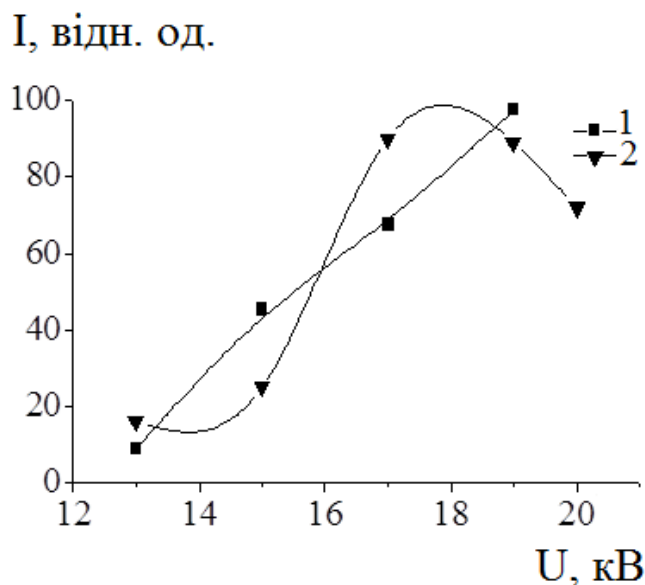


Рис. 3.29. Залежності інтенсивності випромінювання спектральних смуг 248 нм KrF - суміш $p(\text{Kr})$ - $p(\text{SF}_6) = 21.3$ - 0.10 кПа (1) і 222 нм KrCl (XB) - суміш $p(\text{Kr})$ - $p(\text{CCl}_4) = 26.6$ - 0.040 кПа (2) від величини зарядної напруги робочого конденсатора ($f = 80$ Гц) [46].

В цьому експерименті вся лампа (об'єм: $V_1 + V_2$) по черзі заповнювалася сумішами Kr-SF_6 і Kr-CCl_4 . Зі збільшенням зарядної напруги ($U = 13 - 20$ кВ) для інтенсивності смуги 248 нм спостерігалася залежність близька до лінійної без ознак насичення. Для відповідної залежності інтенсивності смуги 222 нм лінійний характер залежності спостерігався тільки до $U = 17$ кВ, а при більшій нарузі в наносекундному бар'єрному розряді спостерігалася утворення ниткоподібних плазмових каналів, що

погіршувало однорідність розряду і призводило до зменшення інтенсивності випромінювання В → Х смуги хлориду кріптону.

Більш ефективним способом підвищення потужності випромінювання розряду було збільшення частоти проходження імпульсів накачки ($\Delta f = 35\text{-}1000$ Гц) (рис.3.30). Отримані залежності інтенсивності смуг 222 і 248 нм від частоти імпульсів накачування показали, що в умовах даного експерименту всі криві діляться на два діапазони зміни частоти: $\Delta f_1 = 35\text{-}400$; $\Delta f_2 = 400\text{-}1000$ Гц. При низьких частотах проходження імпульсів спостерігається нелінійна залежність інтенсивності від частоти для смуги 222 нм і максимум в цій залежності при $f = 100$ Гц для смуги 248 нм. Нелінійний вигляд залежності інтенсивності випромінювання смуг молекул KrF і KrCl в області низьких частот пов'язаний з механізмами розпаду складних галогеновмісних молекул в плазмі потужного наносекундного бар'єрного розряду і особливостями утворення ексиплексних молекул в цих умовах.

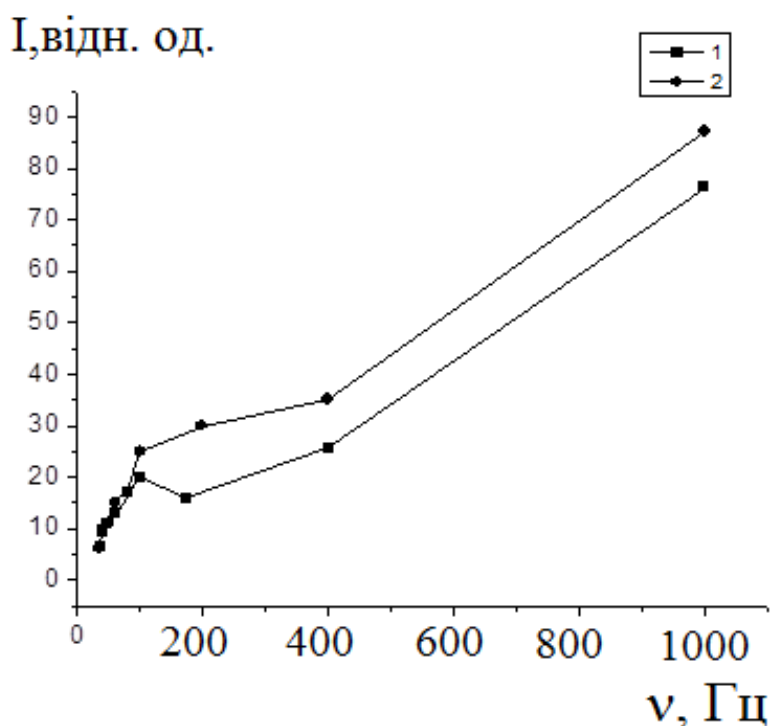


Рис. 3.30. Залежності інтенсивності випромінювання смуг 248 нм KrF - суміш $p(\text{Kr}) - p(\text{SF}_6) = 21.3\text{-}0.100$ кПа (1) і 222 нм KrCl (Х-В) - суміш $p(\text{Kr}) - p(\text{CCl}_4) = 26.6\text{-}0.040$ кПа (2) в наносекундному розряді з трьома діелектричними бар'єрами від частоти проходження імпульсів напруги збудження (при напрузі заряду робочого конденсатора $U = 15$ кВ) [46].

При $f \geq 400$ Гц всі залежності були близькими до лінійних, що вказує на можливість подальшого зростання середньої потужності випромінювання при зростанні частоти ($f \geq 1000$ Гц).

Таким чином, в роботі показана перспективність використання наносекундного безфіламетарного розряду з трьома діелектричними бар'єрами для розробки багатохвильової KrF^* - KrCl^* лампи, спектр випромінювання якої можливо перебудувати в діапазоні довжин хвиль 220-250 нм.

3.5. Результати моделювання параметрів плазми бар'єрного розряду в сумішах інертних газів, аргону, криптону, елегазу та пари фреону

Для того, щоб зрозуміти механізми фізико-хімічних процесів в електричному розряді на сумішах інертних газів з молекулами неагресивних галогеноносіїв типу елегазу чи фреону, доцільним є проведення чисельного моделювання параметрів плазми відповідних джерел УФ-ВУФ випромінювання.

В газових розрядах протікають як хімічні реакції збудження, іонізації, які обумовлені непружними зіткненнями молекул з електронами, так і процеси загибелі заряджених частинок внаслідок прилипання електронів до молекул [48]. Для знаходження коефіцієнтів швидкості процесів електронно-молекулярних зіткнень, коефіцієнтів дифузії, швидкості дрейфу електронів в електричному полі та середньої енергії електронів проводять розрахунки функції розподілу електронів за енергією (ФРЕЕ). Для розрахунку ФРЕЕ потрібно розв'язати нульмірне однорідне стаціонарне рівняння Больцмана, на якому і заснований принцип роботи програми BOLSIG+ [49], з урахуванням всіх перерізів основних пружних і непружних електронних процесів зіткнення з атомами або молекулами основного стану газу.

Проведений огляд літератури свідчить про те, що інформація по розрахункам електронних кінетичних коефіцієнтів для розрядів в сумішах $\text{Ar-CCl}_4(\text{SF}_6)$ та Ar-Kr-CCl_4 відсутня, тому доцільним є провести числове моделювання, шляхом розв'язання кінетичного рівняння Больцмана.

Проведено розрахунки електронних кінетичних коефіцієнтів у діапазоні величин параметру $E/N = 1 - 1000$ Тд для розряду в

сумішах Ar - CCl₄ (SF₆) = 0.99-0.01 % та Ar - Kr - CCl₄ = 0.495-0.495-0.01 % при ступені іонізації 10⁻⁵, концентрації електронів N_e = 10¹⁴ см⁻³ і температурі газу – 300 К.

Перерізи основних пружних і непружних електронних процесів зіткнення з атомами та молекулами наведені на рис. 3.31, а в таблицях 3.1, 3.2 представлені процеси взаємодії електронів з атомами Ar і молекулами CCl₄, які враховувались при числовому моделюванні.

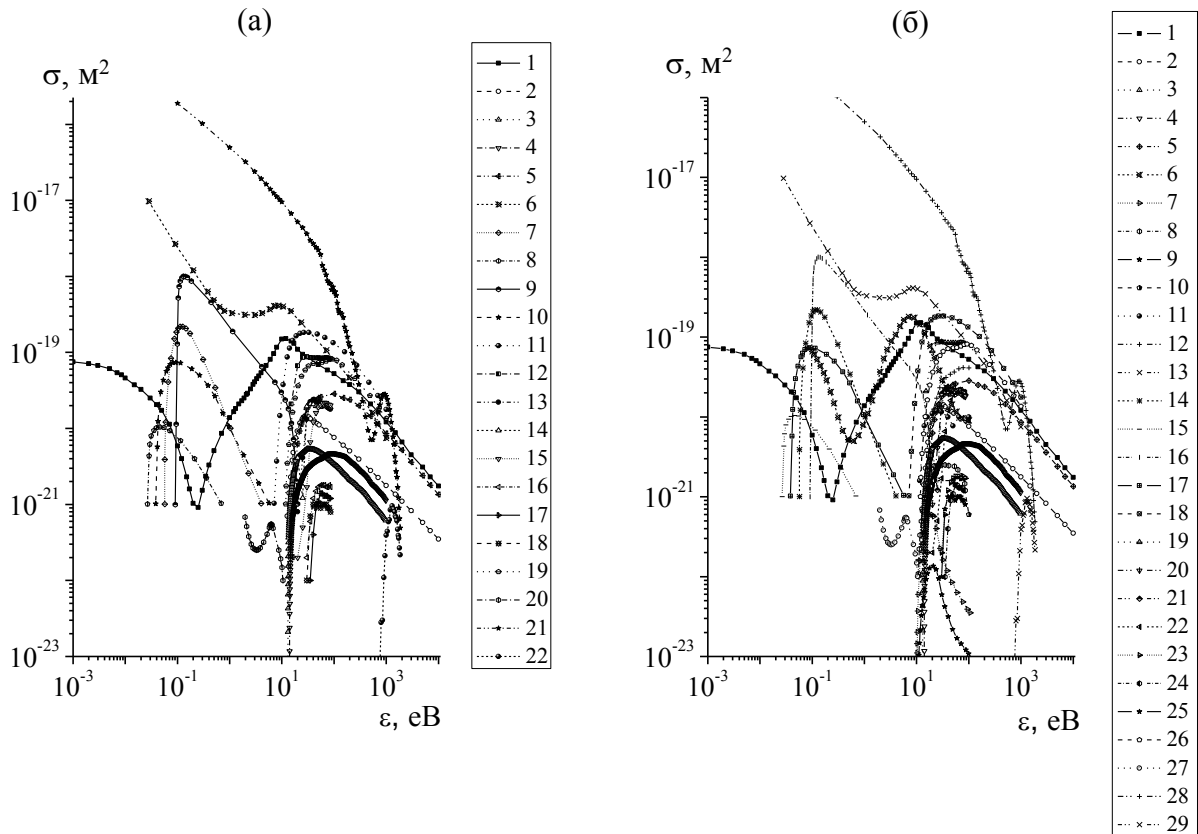


Рис. 3.31. Перерізи електронних процесів зіткнення в розряді на сумішах Ar-CCl₄ (а) та Ar-Kr-CCl₄ (б) [50, 51-53].

Таблиця 3.1
Електронні процеси взаємодії електронів з атомами Ar і молекулами CCl₄, які враховувались при розв'язуванні рівняння Больцмана для ФРЕЕ у плазмі на суміші Ar-CCl₄

№	Реакції	Література
1.	e+Ar→e ₀ +Ar	[50]
2.	e+Ar→e+Ar* (11.5 eV)	
3.	e+Ar→e+Ar* (13 eV)	
4.	e+Ar→e+Ar* (14 eV)	

5.	$e+\text{Ar} \rightarrow e+\text{Ar}^+$	
6.	$e+\text{CCl}_4 \rightarrow e_0+\text{CCl}_4$	
7.	$e+\text{CCl}_4 \rightarrow e+\text{CCl}_4^*(v_1)$	(0.05 eB)
8.	$e+\text{CCl}_4 \rightarrow e+\text{CCl}_4^*(v_2)$	(0.02 eB)
9.	$e+\text{CCl}_4 \rightarrow e+\text{CCl}_4^*(v_3)$	(0.08 eB)
10.	$e+\text{CCl}_4 \rightarrow e+\text{CCl}_4^*(v_4)$	(0.03 eB)
11.	$e+\text{CCl}_4 \rightarrow e+\text{CCl}_4^*$	(7.1 eB)
12.	$e+\text{CCl}_4 \rightarrow \text{CCl}_3^++\text{Cl}$	[51, 52]
13.	$e+\text{CCl}_4 \rightarrow \text{CCl}^++\text{Cl}_2+\text{Cl}$	
14.	$e+\text{CCl}_4 \rightarrow \text{CCl}_2^++2\text{Cl}$	
15.	$e+\text{CCl}_4 \rightarrow \text{Cl}^++\text{CCl}_3$	
16.	$e+\text{CCl}_4 \rightarrow \text{C}^++4\text{Cl}$	
17.	$e+\text{CCl}_4 \rightarrow \text{CCl}_3^{2+}$	
18.	$e+\text{CCl}_4 \rightarrow \text{Cl}_2^+$	
19.	$e+\text{CCl}_4 \rightarrow \text{CCl}_4^+$	
20.	$e^-+\text{CCl}_4 \rightarrow \text{CCl}_4^-$	
21.	$e^-+\text{CCl}_4 \rightarrow \text{Cl}^-+\text{CCl}_3$	
22.	$e^-+\text{CCl}_4 \rightarrow \text{Cl}_2^-+\text{CCl}_2$	

Таблиця 3.2

Електронні процеси взаємодії електронів з атомами Ar, Kr і молекулами CCl_4 , що враховувалися при розв'язуванні рівняння Больцмана для ФРЕЕ у електричному розряді на газовій суміші Ar-Kr- CCl_4

№	Реакції	Література	
1.	$e+\text{Ar} \rightarrow e_0+\text{Ar}$	[50]	
2.	$e+\text{Ar} \rightarrow e+\text{Ar}^*$		(11.5 eB)
3.	$e+\text{Ar} \rightarrow e+\text{Ar}^*$		(13 eB)
4.	$e+\text{Ar} \rightarrow e+\text{Ar}^*$		(14 eB)
5.	$e+\text{Ar} \rightarrow e+\text{Ar}^+$		
6.	$e+\text{Kr} \rightarrow e_0+\text{Kr}$		
7.	$e+\text{Kr} \rightarrow e+\text{Kr}^*$		(9.5 eB)
8.	$e+\text{Kr} \rightarrow e+\text{Kr}^*$		(10.0 eB)
9.	$e+\text{Kr} \rightarrow e+\text{Kr}^*$		(10.0 eB)
10.	$e+\text{Kr} \rightarrow e+\text{Kr}^*$		(10.0 eB)

11.	$e+Kr \rightarrow e+Kr^*$	(11.0 eV)	
12.	$e+Kr \rightarrow e+Kr^+$		
13.	$e+CCl_4 \rightarrow e_0+CCl_4$		
14.	$e+CCl_4 \rightarrow e+CCl_4^*(v_1)$	(0.05 eV)	
15.	$e+CCl_4 \rightarrow e+CCl_4^*(v_2)$	(0.02 eV)	
16.	$e+CCl_4 \rightarrow e+CCl_4^*(v_3)$	(0.08 eV)	
17.	$e+CCl_4 \rightarrow e+CCl_4^*(v_4)$	(0.03 eV)	
18.	$e+CCl_4 \rightarrow e+CCl_4^*$	(7.1 eV)	[51, 52]
19.	$e+ CCl_4 \rightarrow CCl_3^+ + Cl$		
20.	$e+ CCl_4 \rightarrow CCl^+ + Cl_2 + Cl$		
21.	$e+ CCl_4 \rightarrow CCl_2^+ + 2Cl$		
22.	$e+ CCl_4 \rightarrow Cl^+ + CCl_3$		
23.	$e+ CCl_4 \rightarrow C^+ + 4Cl$		
24.	$e+ CCl_4 \rightarrow CCl_3^{2+}$		
25.	$e+ CCl_4 \rightarrow Cl_2^+$		
26.	$e+ CCl_4 \rightarrow CCl_4^+$		
27.	$e^- + CCl_4 \rightarrow CCl_4^-$		
28.	$e^- + CCl_4 \rightarrow Cl^- + CCl_3$		
29.	$e^- + CCl_4 \rightarrow Cl_2^- + CCl_2$		[53]

3.5.1. Результати чисельного моделювання параметрів плазми електричного розряду в суміші аргону та пари CCl_4

На основі розрахованих залежностей ФРЕЕ (рис.3.32) знайдено значення середньої енергії електронів (ϵ), які показали, що значення ϵ у діапазоні $E/N=1-1000$ Тд зростає до 32 eV (рис.3.34, а(I)).

В діапазоні величин параметру $E/N = 1 - 50$ Тд спостерігається зріст приведеної рухливості електронів плазми з $1.24 \cdot 10^{25}$ до $1.39 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$ (рис. 3.33, а, II). На рис. 3.33 (б) спостерігається нелінійний характер зростання швидкості дрейфу електронів у всьому діапазоні E/N і становить $v_D = 1.25 \cdot 10^6 - 1.34 \cdot 10^8$ см/с.

Із залежності констант швидкості процесу пружного розсіювання електронів на атомі аргону та молекулі CCl_4 випливає, що ці константи одного порядку $k \approx 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$ (рис. 3.34, процеси 1, б). Такого ж порядку були і константи швидкості електронного

збудження рівнів молекули CCl_4 (рис. 3.35, (а), процес 11). Константи швидкості збудження та іонізації атомів аргону (процеси 2-5) і збудження коливних рівнів CCl_4 виявились меншими – $k \approx 10^{16} - 10^{14} \text{ м}^3/\text{с}$ (рис. 3.35, (а), процеси 7-10).

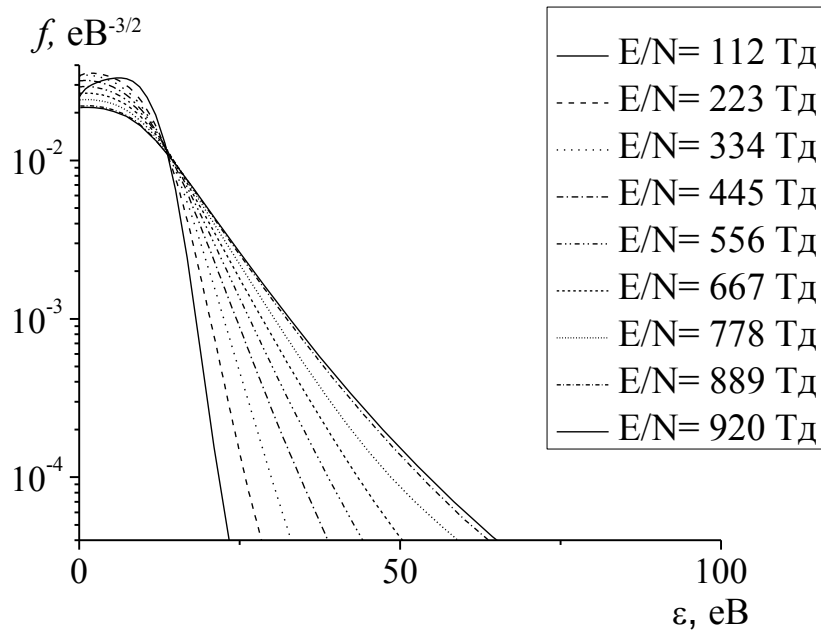


Рис. 3.32. Функція розподілу електронів за енергією у газовому розряді на основі суміші $\text{Ar-CCl}_4=0.99-0.01\%$ [54].

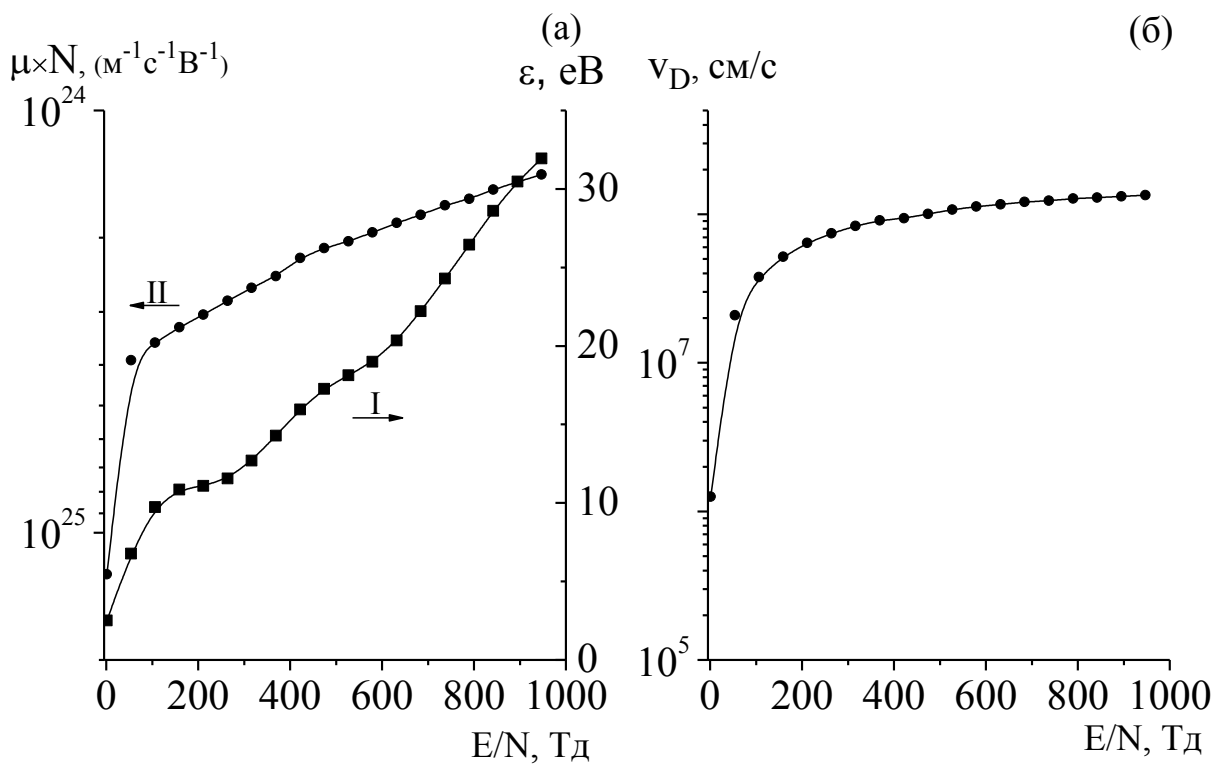


Рис. 3.33. Приведена рухливість (II), середня енергія (I) (а) та швидкість дрейфу електронів (б) у газовому розряді на суміші Ar-CCl_4 [54].

При зростанні параметру E/N константи швидкості утворення додатних іонів збільшувалися: CCl_4^+ , CCl_3^+ – $k \approx 10^{-14} - 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$, CCl^+ , CCl_2^+ – $k \approx 10^{-15} - 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$, Cl^+ – $k \approx 10^{-16} - 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$, C^+ , CCl_3^+ , Cl_2^+ – $k \approx 10^{-17} - 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$ (рис. 3.35, б) (процеси 12-19).

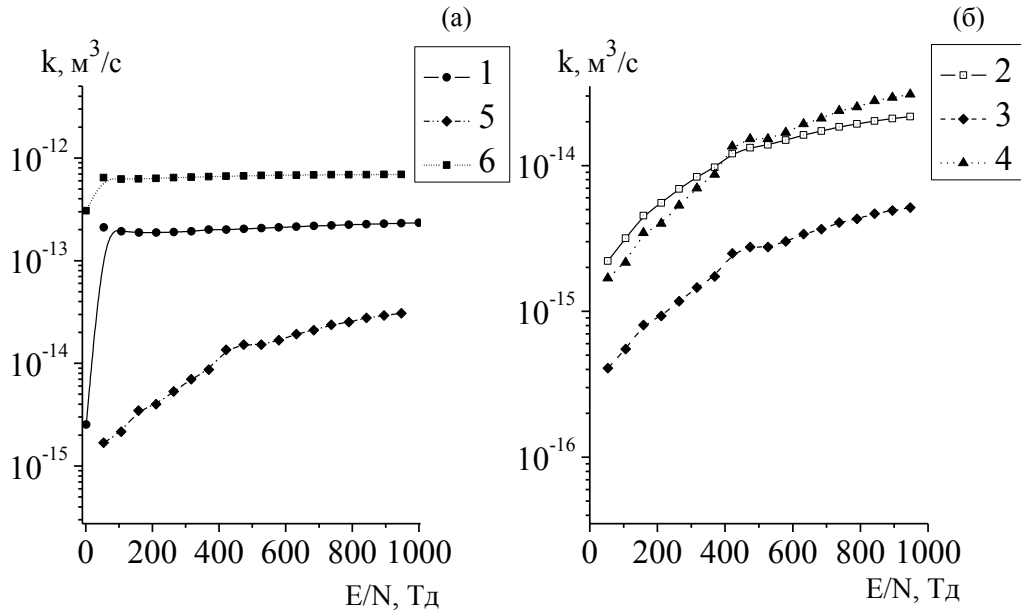


Рис. 3.34. Константи швидкості збудження та іонізації атома аргону та процесу пружного розсіювання електронів на атомі Ar і на молекулі CCl_4 (процеси 1-6 – див. табл.3.1) [54].

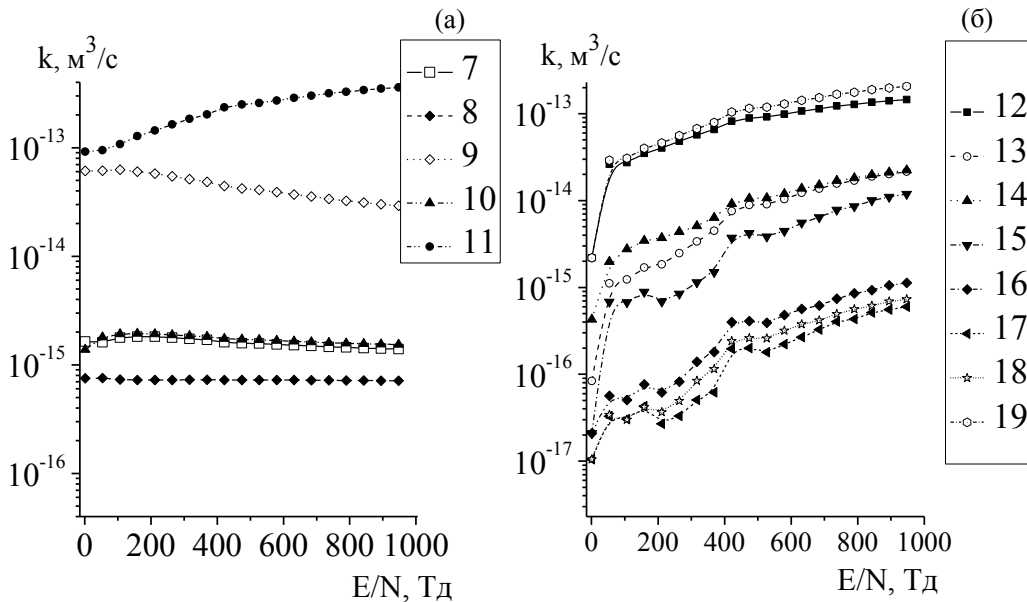


Рис. 3.35. Константи швидкості дисоціації (а) та іонізації (б) при зіткненні електронів з молекулою CCl_4 .

Щодо констант швидкості утворення від'ємних іонів в електричному розряді в суміші Ar-CCl₄, то найбільшими були к утворення іона Cl⁻ – 10⁻¹¹ м³/с, Cl₂⁻ – k ≈ 10⁻¹⁷ м³/с, а найменшими були константи швидкості утворення іону CCl₄⁻ – 10⁻²⁰ м³/с (рис. 3.36, процеси 20-22).

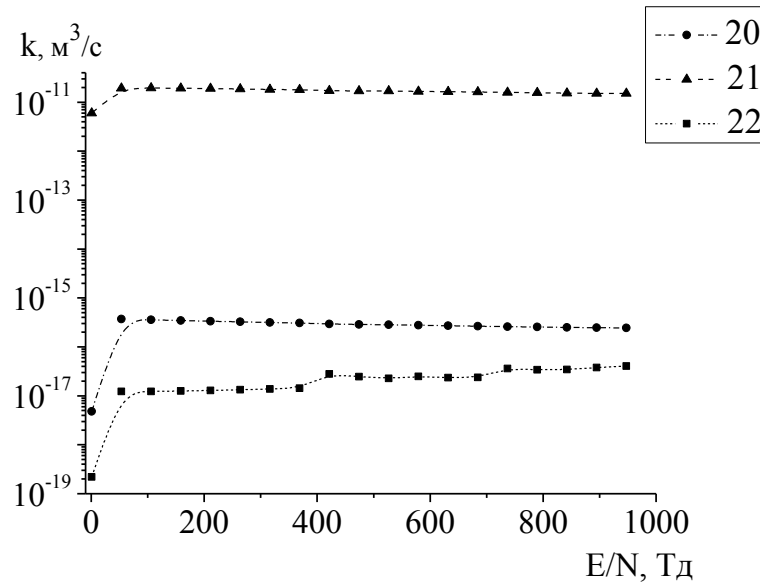


Рис. 3.36. Константи швидкості дисоціативного прилипання електронів до молекули CCl₄.

Оскільки сума констант швидкостей утворення від'ємних іонів переважає суму констант швидкостей утворення додатніх іонів, то плазма є електровід'ємною (рис.3.37).

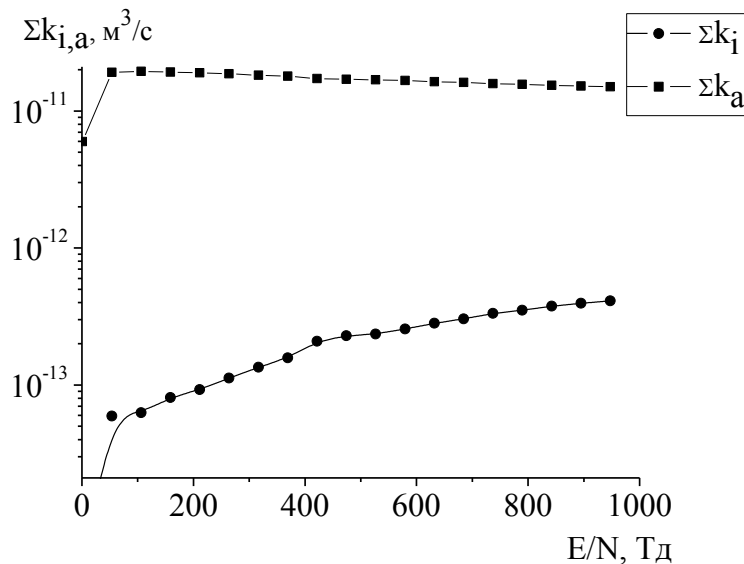


Рис. 3.37. Сумарні константи швидкості іонізації $\sum k_i$ з утворенням додатніх іонів CCl₃⁺, CCl₂⁺, CCl⁺, Cl⁺, C⁺, CCl₃²⁺, Cl₂⁺, CCl₄⁺ і дисоціативного прилипання електронів $\sum k_a$ з утворенням від'ємних іонів CCl₄⁻, Cl⁻, Cl₂⁻.

3.5.2. Розрахунки параметрів плазми газового розряду в суміші Ar-Kr-CCl₄

На рис. 3.38 представлені функції розподілу електронів за енергіями при різних величинах параметру E/N в газовому розряді на основі суміші Ar-Kr-CCl₄=0.495-0.495-0.01%.

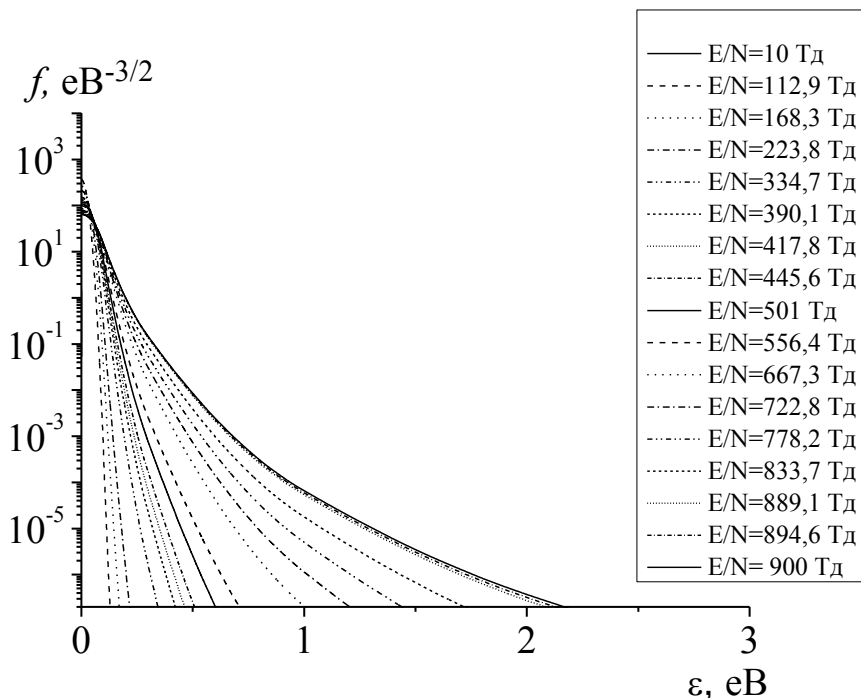


Рис. 3.38. Функція розподілу електронів за енергією у газовому розряді в суміші Ar-Kr-CCl₄=0.495-0.495-0.01% [55].

Середня енергія електронів розряду в суміші Ar-Kr-CCl₄ сильно залежала від величини відношення $E/N = 1 - 90$ Тд і лінійно збільшувалась від 1 до 5 еВ. В діапазоні значень параметра $E/N = 100 - 1000$ Тд величина ϵ збільшувалась з меншою швидкістю від 6 до 12 еВ (рис. 3.39, а, I).

Залежність приведеної рухливості від величини параметра E/N (рис.3.39(II)) показала, що збільшення E/N приводило до зменшення $\mu \times N$ в діапазоні $2.26 \times 10^{24} - 4.96 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$ (рис. 3.39, а, II). Зростання параметра E/N призводило до зростання швидкості дрейфу електронів v_D в діапазоні $2.23 \cdot 10^5 - 4.95 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ (рис. 3.39, б).

Розрахунки чисельного моделювання газового розряду в суміші Ar-Kr-CCl₄ показали, що найбільшими були константи швидкості утворення іона Cl⁻ – $k \approx 10^{12} \text{ м}^3/\text{с}$ (процес 28); на порядок меншими були: CCl₃⁺ (процес 19), CCl₄⁺ (процес 26) (рис.

3.41.–3.42.), Kr^+ (процес 12), константи швидкості пружного розсіювання електронів на молекулі CCl_4 (процес 13) – $k \approx 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$ (рис. 3.41).

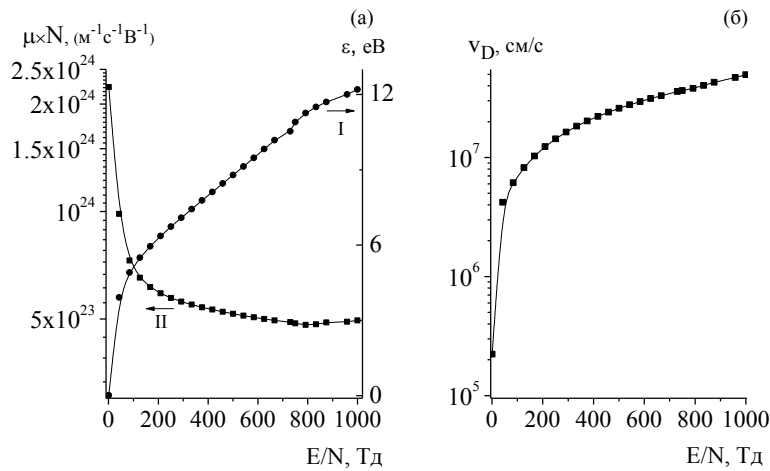


Рис. 3.39. Приведена рухливість (II), середня енергія (I) (а) та швидкість дрейфу електронів (б) у газовому розряді на суміші $Ar-Kr-CCl_4$ [55].

Константи швидкості пружного розсіювання електронів на атомі Kr складали – $k \approx 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$ (процес 6), а константи швидкості розсіювання електронів на атомі аргону виявилися меншими на сім порядків – $k \approx 10^{-20} \text{ м}^3/\text{с}$ (процес 1) (рис. 3.40.).

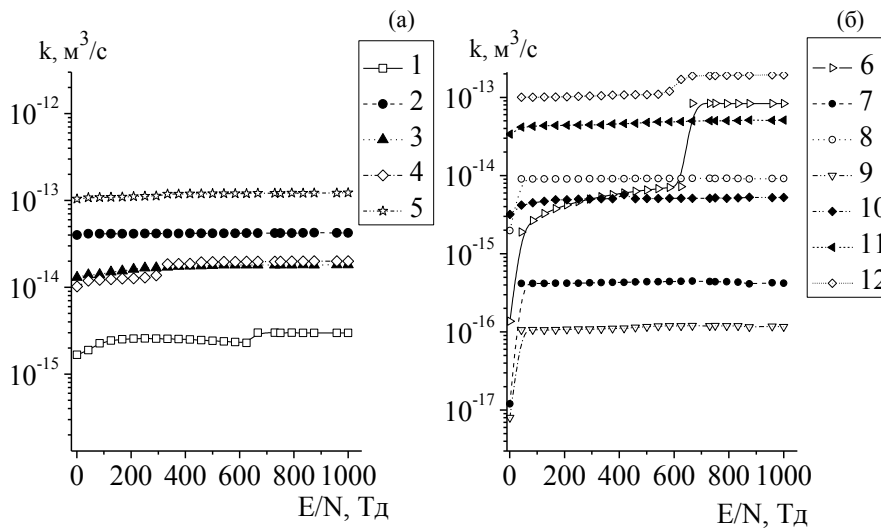


Рис. 3.40. Константи швидкості процесів дисоціації, іонізації, дисоціативного прилипання електронів до Ar (а) та процесів дисоціації, іонізації, дисоціативного прилипання електронів до Kr (б).

З ростом параметра E/N в діапазоні 1 - 1000 Тд переважали k збудження атомів кріптонію (процеси 7 - 11) та CCl_4 (процеси 14 - 18), які зростали в діапазоні $10^{-16} - 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$ (рис. 3.41).

А константи швидкості збудження атомів аргону (процеси 2 - 4) були меншими на один-два порядки - 10^{-18} - 10^{-17} м³/с.

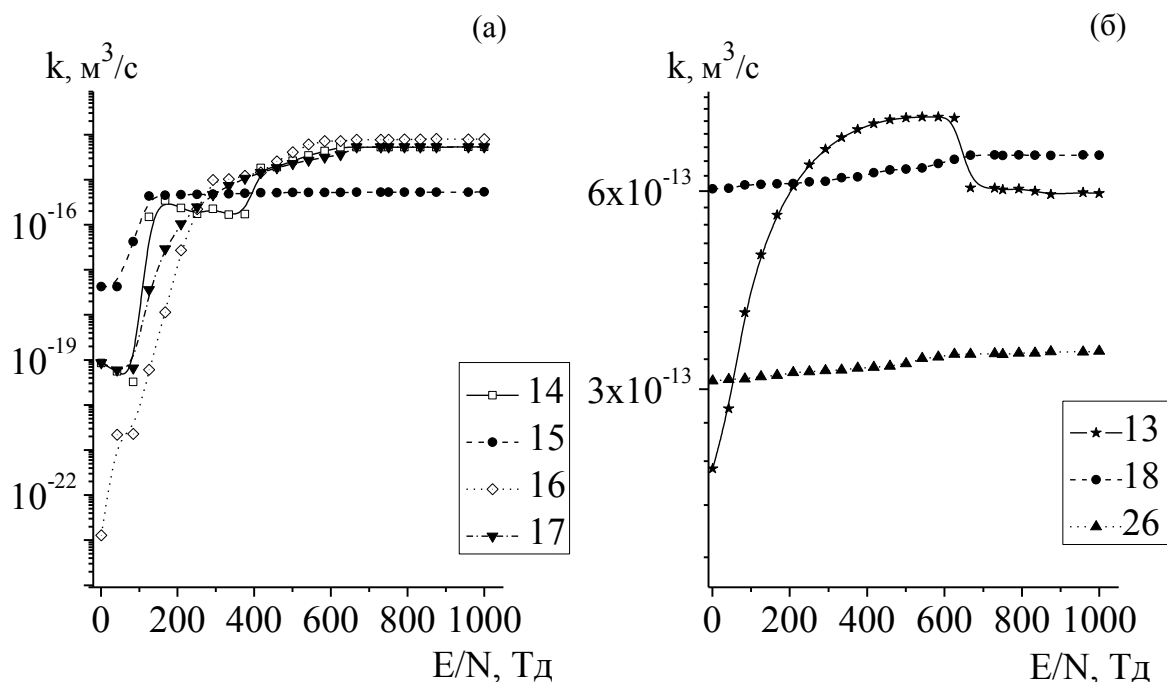


Рис. 3.41. Константи швидкості дисоціації, іонізації та процесу пружного розсіювання електронів на молекулі CCl_4 (а, б).

Залежності констант швидкості процесу іонізації від E/N показали, що більшими є k утворення додатних іонів CCl^+ , CCl_2^+ , Cl^+ , C^+ (процеси 20 - 23) - 10^{-15} - 10^{-14} м³/с (рис. 3.42, а), а константи швидкості утворення додатних іонів Ar^+ (процес 5) склали 10^{-16} м³/с.

Константи швидкості утворення від'ємних іонів CCl_4^- , Cl_2^- (процеси 27, 29), внаслідок дисоціативного прилипання електронів до CCl_4 були найменшими - 10^{-19} м³/с, 10^{-24} - 10^{-23} м³/с (рис. 3.42, б).

Оскільки, при $E/N < 80$ Тд сума констант швидкостей утворення додатних іонів переважає суму констант швидкостей дисоціативного прилипання електронів, то плазма є електрододатньою і концентрація електронів буде зростати при збільшенні параметра E/N (рис.3.43).

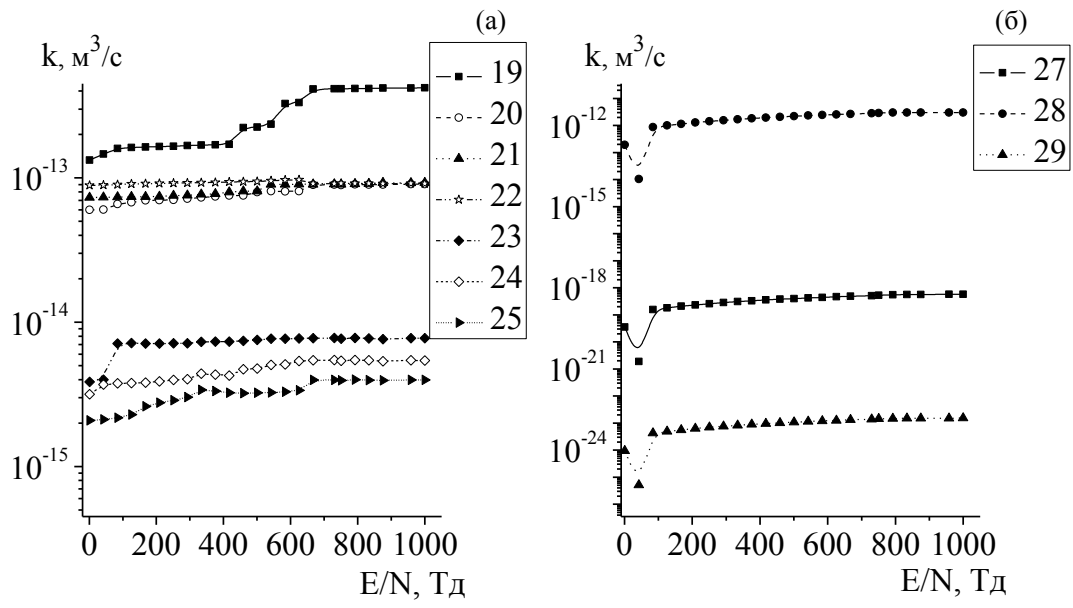


Рис. 3.42. Константи швидкості іонізації (а) та дисоціативного прилипання електронів до молекули CCl_4 (б).

При значеннях параметру $E/N > 80$ Тд сума констант швидкостей утворення від'ємних іонів переважає суму констант швидкостей процесів іонізації. При $E/N > 80$ Тд плазма є електровід'ємною і концентрація електронів внаслідок прилипання до молекул є низькою.

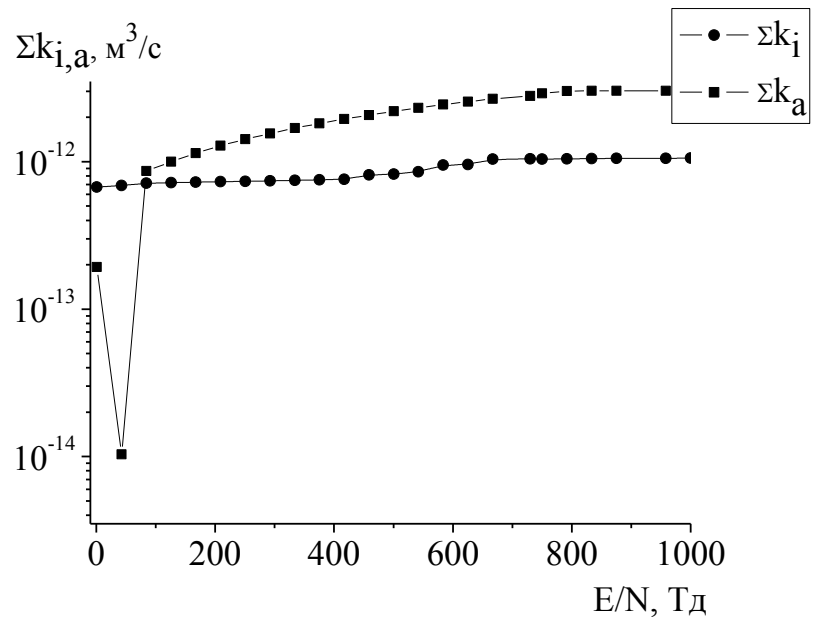


Рис. 3.43. Сумарні константи швидкості іонізації $\sum k_i$ з утворенням додатніх іонів CCl_3^+ , CCl^+ , CCl_2^+ , Cl^+ , C^+ , CCl_3^{2+} , Cl_2^+ , CCl_4^+ і дисоціативного прилипання електронів $\sum k_a$ з утворенням від'ємних іонів CCl_4^- , Cl^- , Cl_2^- .

3.5.3. Розрахунки параметрів плазми бар'єрного розряду в суміші Ar-SF₆

Розраховані електронні кінетичні коефіцієнти для розряду на сумішах Ar-SF₆ = 92-8; 99-1%, які використовуються в газорозрядних ексіплексних лампах. При розрахунках ступінь іонізації плазми складала 10⁻⁵-10⁻⁶, а густина електронів - N_e = 10¹⁰-10¹² см⁻³.

Характерні розподіли питомих втрат потужності розряду на електронні процеси в розряді представлені на рис.3.44.

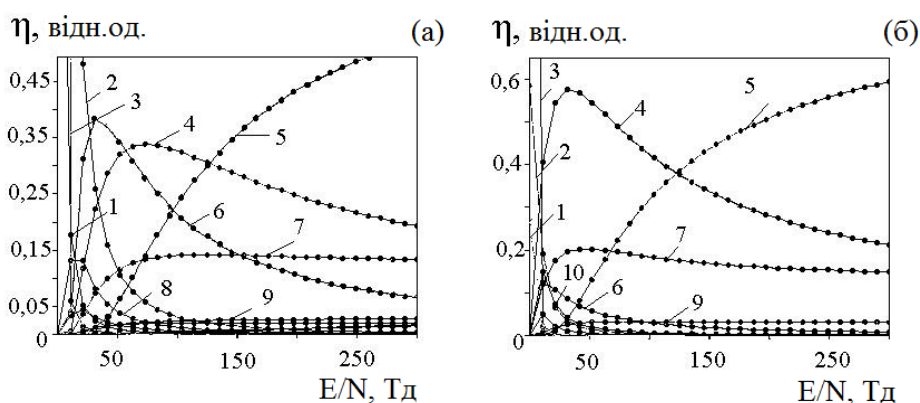


Рис. 3.44. Розподіл питомих втрат потужності розряду на електронні процеси в плазмі на сумішах Ar-SF₆ = 92-8 (а) і 99-1 (б): 1- дисоціативне прилипання електронів до молекул елегазу з утворенням іонів SF₅, 2 - збудження першого коливального рівня основного електронного стану SF₆, 3 -прилипання електронів до молекул SF₆, 4 - збудження перших тринадцяти низькорозташованих енергетичних рівнів атома аргону, 5 – однократна іонізація атома аргону, 6 - збудження електронного рівня молекули SF₆ з енергією E_п = 10.0 eB, 7 - збудження рівня аргону з енергією E_п = 11.62 eB, 8 - дисоціативне збудження молекули SF₆ з утворенням негативних іонів, відмінних від SF₅, 9 - збудження двох низькорозташованих рівнів атома аргону, 10 - пружне розсіяння електронів на атомах аргону.

При малих E/N (1-30 Тд) основними були питомі втрати потужності розряду на прилипання і збудження коливальних рівнів елегазу. Вони зменшувалися з ростом параметра E/N. При збільшенні ж E/N від 10 до 60 Тд проявляється збудження електронних рівнів Ar і SF₆. Найбільшими були втрати потужності розряду на збудження низькорозташованого електронного стану молекули SF₆. Іонізація атома аргону починає проявлятися при E/N > 30 Тд. Втрати потужності розряду на іонізацію атома аргону досягають 50% при E/N = 250 Тд. Зменшення вмісту елегазу в

суміші з 8 до 1% призводить до збільшення втрат потужності розряду на збудження та іонізацію аргону. Діапазон же E/N , де є суттєвими втрати на прилипання і коливальне збудження елегазу досить різко зменшується (на рівні 10% втрат - від 50 до 10 Тд).

На рис.3.45 приведені залежності констант швидкості електронних процесів в розряді на сумішах Ar-SF₆ від величини параметра E/N .

Найбільшими є константи швидкості пружного розсіювання електронів на молекулах елегазу і атомах аргону - $(2-4) \cdot 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$, збудження коливальних рівнів SF₆ і прилипання електронів до молекул SF₆. При збільшенні вмісту елегазу в суміші константи прилипання і дисоціативного прилипання електронів до молекул елегазу значно збільшувалися (наприклад, для прилипання криві 2,7 на рис.3.45.).

На підставі розрахованих констант швидкості електронних процесів та інших параметрів плазми досліджуваного розряду є можливим складання кінетичної моделі процесів, яка б враховувала тільки найбільш важливі реакції в умовах роботи ексиплексної лампи.

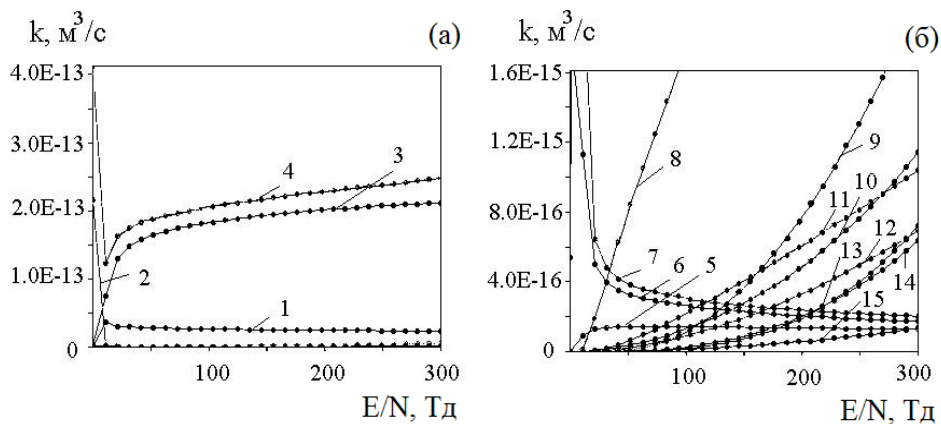


Рис. 3.45. Залежність констант швидкості електронних процесів від величини параметра E/N в розряді на сумішах Ar-SF₆ = 92-8 (а) і 99-1 (б): 1 - коливальне збудження елегазу, 2, 7 - прилипання електронів до SF₆, 3, 4 - пружне розсіяння електронів на атомах аргону і молекулах SF₆, 5 - дисоціативне прилипання електронів (за винятком утворення іонів SF₅), 6 - дисоціативне прилипання (утворення SF₅), 8 - збудження електронного стану елегазу ($E_{II} = 10.0 \text{ eV}$), 9 - іонізація атома аргону, 10 - збудження елегазу ($E_{II} = 11.7 \text{ eV}$), 11 - збудження перших 13-ти енергетичних рівнів аргону, 12 - збудження електронного стану аргону з $E_{II} = 11.62 \text{ eV}$, 13 - іонізація елегазу, 14 - збудження електронного рівня SF₆ ($E_{II} = 15.0 \text{ eV}$), 15 - збудження двох найбільш низькорозташованих енергетичних рівнів атома аргону.

Заклучення по розділу

Дослідження оптичних характеристик наносекундного бар'єрного розряду в сумішах важких інертних газів з молекулами неагресивних галогеноносів (CCl_4 , SF_6) та молекулами води вказало на можливість розробки багатохвильового УФ-ВУВ випромінювача для спектрального діапазону 170-310 нм на основі смуг молекул ArCl , KrCl , KrF , Cl_2 та радикалів гідроксилу; визначено оптимальні тиски і склади найбільш перспективних робочих газових сумішей; найбільша середня потужність випромінювання досягала при роботі в частотному режимі 400-1000 Гц при ресурсі випромінювання лампи в газостатичному режимі роботи близько $(2.5 - 5) \cdot 10^5$ імпульсів; розрахунки кінетики процесів в наносекундному бар'єрному розряді на суміші Ar-CCl_4 показали добре узгодження з експериментом; розрахунки електронних кінетичних коефіцієнтів для сумішей інертних газів з молекулами неагресивних галогеноносів показали, що найбільшими були константи швидкості утворення від'ємного іона галогена, константи швидкості процесів пружного розсіювання електронів на атомах інертних газах, на молекулі галогеноносія і процесів утворення додатніх іонів типу Ar^+ , Kr^+ , CCl_4^+ , CCl_3^+ ; а найменшими – константи швидкості утворення від'ємних молекулярних іонів галогену.

Список використаних джерел

1. Шуаибов А.К. Эмиссионные характеристики барьерного разряда на смеси аргона с парами фреона и воды в УФ-ВУФ области / А.К. Шуаибов, А.И. Миня, З.Т. Гомоки, Р.В. Грицак // Оптика и спектроскопия. – 2013. – Т.114, № 5. – С.30–32.
2. Hrytsak R.V. The characteristics of the lamp the barrier discharge in mixtures of Ar- CCl₄-H₂O and Ar-Kr-CCl₄ / R.V. Hrytsak, A.K. Shuaibov, A.I. Minya, Z.T. Homoki // 26th Symposium on plasma physics and technology, Prague, Czech Republic.– 16-19 June, 2014.– P. 30.
3. Грицак Р.В. Лампа на смугі 175 нм ArCl (В-Х) з накачуванням наносекундним бар'єрним розрядом / Р.В. Грицак, О.К. Шуаїбов, О.Й. Миня, З.Т. Гомоки // В зб.: Програма і тези доповідей Міжнародної конференції молодих учених і аспірантів «ІЕФ-2013», Ужгород ,Україна. – 20-23 травня, 2013. – С.295-296.
4. Hrytsak R.V. Two-band UV-VUF lamp with pumping nanosecond barrier discharge / R.V. Hrytsak, A.K. Shuaibov, A.I. Minya, I.V. Shevera, Z.T. Homoki // Proceedings of the VIII International conference «Electronics and applied physics», Kyiv, Ukraine. – 24-27 October, 2012. - P. 144-145.
5. Шуаибов А.К. Коротковолновой излучатель на системе полос молекул хлорида аргона (175 nm) и хлора (258 nm) с накачкой наносекундным барьерным разрядом / А. К. Шуаибов, А.И. Миня, Р.В. Грицак, З.Т. Гомоки // Журнал технической физики. – 2014. – Т.84, № 1. – С.155–157.
6. Шуаибов А.К. Характеристики и параметры плазмы газоразрядной УФ–ВУФ лампы на системе полос молекул хлорида аргона и хлора / А.К. Шуаибов, А.И. Миня, Р.В. Грицак, З.Т. Гомоки // Теплофизика высоких температур.– 2015.– Т.53, № 3. –С.500–505.
7. Hrytsak R.V. Experimental and calculated characteristics and parameters of the plasma of nanosecond barrier discharge in a mixture of argon-freon // R.V. Hrytsak A.H. Kaliuzhna, O.K. Shuaibov // XIII International scientific conference «Electronics and applied physics», Kyiv, Ukraine. – 24-27 October, 2017.– P.157-158.
8. Бойченко А.М. Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые эксилампы: физика, техника и применения / А.М. Бойченко, М.М. Ломаев, А.Н. Панченко и др. – Томск: SST, 2011. – 512 с.
9. Kogelschatz U. Ultraviolet excimer radiation from nonequilibrium gas discharges and its application in photophysics, photochemistry and photobiology / U. Kogelschatz // J. Opt. Technol. – 2012. – V.79, №8. – P. 484–493.
10. Gundel L.A. Rate constants for specific product channels from metastable Ar(³P_{2,0}) reactions and spectrometer calibration in the vacuum ultraviolet / L.A. Gundel, D. W. Setser, M. A. A. Clyne [et al.] // J. Chem. Phys. – 1976. – V. 64, №11. – P.4390–4410.

11. Tsuji M. Dissociative excitation of CF_4 , CCl_4 , and chlorofluoromethanes by collisions with argon and helium active species / M. Tsuji, M. Furusawa, T. Mizuguchi, T. Muraoka, Y. Nishimura // *J. Chem. Phys.* – 1992. – V. 97, №1. – P. 245–255.
12. Панченко А. Н. Планарная эксилампа на хлоридах инертных газов с накачкой поперечным самостоятельным разрядом / А.Н. Панченко, В.Ф. Тарасенко // *Квантовая электроника* – 2006. – Т.36, № 2. – С.169–173.
13. Möler T. Time and Spectrally Resolved Fluorescence of Cl_2 and ArCl^* in Cl_2 Doped Ar Under State Selective Pulsed Photoexcitation with Synchrotron Radiation / T. Möler, B. Jordan, G. Zimmerer, D. Haaks [et al.] // *Z.Phys.D-Atoms, Molecules and Clusters.* – 1986. – V. 4. – P. 73–87.
14. Грицак Р.В. Лампа на смузї 175 нм ArCl (В-Х) з накачуванням наносекундним бар'єрним розрядом / Р.В. Грицак, О.К. Шуайбов, О.Й. Миня, З.Т. Гомокі // Міжнародна конференція молодих учених і аспірантів (ІЕФ-2013). Ужгород, Україна, 20-23 травня, 2013. – С.295-296.
15. Shuaibov A. The formation of excited molecules chloride argon, chlorine and hydroxyl radicals in the nanosecond barrier discharge / A. Shuaibov, A. Minya, Z. Gomoki, R. Gritzak, G. Laslov, I. Shevera // *Journal of electrical engineering.* – 2014.– №2. –P. 105-109.
16. Hrytsak R.V. Emission and electrical characteristics of a barrier discharge in a Ar-CCl_4 mixture // R.V. Hrytsak, A.K. Shuaibov, A.I. Minya, Z.T. Homoki, G.E. Laslov // IX International conference «Electronics and applied physics», Kyiv, Ukraine. – 23-26 October, 2013.– P.106-107.
17. Hrytsak R.V. The resource and energy characteristics of the multiwavelength UV-VUV lamp barrier discharge in a mixture of Ar - CCl_4 and Kr - Ar - CCl_4 / R.V. Hrytsak, A.K. Shuaibov, A.I. Minya, Z.T. Homoki // *Proceedings of the XIIth International young scientists conference on applied physic, Kyiv, Ukraine.* – 11-14 June, 2014. – P. 234-235.
18. Пикулев А.Л. Исследование законов подобия газового разряда при возбуждении смеси Kr/CCl_4 барьерным разрядом / А.Л. Пикулев, В.М. Цветков // *Журнал технической физики.* – 2010. – Т.80, № 1. – С.45–53.
19. Авдеев С.М. Оптические характеристики плазмы эксиламп барьерного разряда на димерах галогенов I_2^* , Cl_2^* , Br_2^* / С.М. Авдеев, Э.А. Соснин, В.Ф. Тарасенко // *Оптика и спектроскопия.* – 2007. – Т. 103, № 4. – С.546–552.
20. Авдеев С.М. Планарные эксилампы барьерного разряда / С.М. Авдеев, М.В. Ерофеев, Э.Л. Соснин, В.Ф. Тарасенко // *Оптика атмосферы и океана.* – 2008. – Т.21, № 8. – С.725–728.
21. Boyd I.W. Development and application of UV excimer lamps from 354 - 126 nm / I.W. Boyd, I.I. Liaw // *Proc. SPIE 6261, High-Power Laser Ablation VI, Taos, New Mexico, United States.*– 7 June, 2006. – P.626104.
22. Bassett N. L. Effect of Cl_2 additions to an argon glow discharge / N. L. Bassett, D. J. Economou // *J. Appl. Phys.* – 1994. – V. 75, №4. – P. 1931–1939.

23. Словецкий Д.И. Возбужденные атомы и молекулы в физико-химических процессах и диагностике неравновесной плазмы / Д.И. Словецкий // V Международный симпозиум по теоретической и прикладной плазмохимии, Иваново, Россия. – 3 – 8 сентября, 2008 г. – С.58–62.
24. Tsuji M. Formation of ArCl(B,C), Ar(³P₂), and Cl by the threebody ionic recombination reaction of Ar+(²P_{3/2})+Cl⁻+Ar / M. Tsuji, M. Ide, T. Muraoka, Y. Nishimura // J. Chem. Phys. – 1994. – V.101, №1. – P.328–337.
25. Balamuta J. Product distributions in the reactions of excited noble gas atoms with halogencontaining compounds / J. Balamuta, M. F. Golde, A. M. Moyle // J. Chem. Phys. – 1985. – V. 82, №7. – P.3169–3178.
26. Tonkyn R.G. Destruction of carbon tetrachloride in a dielectric barrier/packedbed corona reactor / R.G. Tonkyn, S.E. Barlow, T.M. Orlando // J. Appl. Phys. – 1996. – V. 80, №9. – P. 4877–4886.
27. Ulejczyk B. Decomposition of carbon tetrachloride in the reactor of dielectric barrier discharge with different power supplies / B. Ulejczyk, K. Krawczyk, M. Młotek, K. Schmidt-Szałowski [et al.] // The European Physical Journal Applied Physics. – 2013. – V. 61. – P. 24324.
28. Kim H.J. Decomposition of carbon tetrachloride in air plasma using glow discharge atomic emission spectrometry / H.J. Kim, C.H. Choa, H. Kimb, S.C. Lee // Analyst. – 1998. – V. 123. – P. 607 – 610.
29. Sommerer T. J. Monte Carlo-fluid model of chlorine atom production in Cl₂, HCl and CCl₄ radio-frequency discharges for plasma etching / T. J. Sommerer, M. J. Kushner // J. Vac. Sci. Technol B. – 1992. – V. 10, №5. – P. 2179 – 2187.
30. Gundel L.A. Rate constants for specific product channels from metastable Ar(³P_{2,0}) reactions and spectrometer calibration in the vacuum ultraviolet / L.A. Gundel, D. W. Setser, M. A. A. Clyne [et al.] // J. Chem. Phys. – 1976. – V. 64, №11. – P.4390–4410.
31. Tsuji M. Dissociative excitation of CF₄, CCl₄, and chlorofluoromethanes by collisions with argon and helium active species / M. Tsuji, M. Furusawa, T. Mizuguchi, T. Muraoka, Y. Nishimura // J. Chem. Phys. – 1992. – V. 97, №1. – P. 245–255.
32. Sadeghi N. Comparison of the Ar(³P₂) and Ar(³P₀) reactions with chlorine and fluorine containing molecules: Propensity for ion–core conservation / N. Sadeghi, M. Cheaib, D. W. Setser // J. Chem. Phys. – 1989. – V. 90, №1. – P. 219–231.
33. Tsuji M. Formation of ArCl(B,C), Ar(³P₂), and Cl by the threebody ionic recombination reaction of Ar+(²P_{3/2})+Cl⁻+He / M. Tsuji, M. Ide, T. Muraoka, Y. Nishimura // J. Chem. Phys. – 1993. – V.99, №3. – P.1710–1718.
34. Golde M.F. Chemiionization reactions of metastable Ar(³P_{0,2}) atoms / M.F. Golde, Y.-S. Ho, H. Ogura // J. Chem. Phys. – 1982. – V. 76, №7. – P. 3535–3542.
35. Nee J.B. Pressure effects on the Cl₂(D'-A') transition at 258 nm / J. B. Nee, S. Hubinger // Chemical Physics. – 1996. – V. 211. – P. 403–412.

36. Hrytsak R.V. Optical characteristics of nanosecond barrier discharge in a Kr-Ar-CCl₄ mixture / R.V. Hrytsak, A.K. Shuaibov, A.I. Minya, Z.T. Homoki // Proceedings of the XIIIth International young scientists conference on applied physic, Kyiv, Ukraine. – 12-15 June, 2013. – P. 202–203.
37. Шуайбов А.К. Излучательные характеристики плазмы импульсно-периодического барьерного разряда в смеси криптона, аргона и паров «жидкого» фреона / А.К. Шуайбов, А.И. Миня, Р.В. Грицак, З.Т. Гомоки // Оптика и спектроскопия. – 2014. – Т.116, № 2. – С.230–233.
38. Шуайбов А.К. Характеристики многоволновой УФ-ВУФ лампы на смеси аргона, криптона и паров фреона с накачкой наносекундным барьерным разрядом / А.К. Шуайбов, А.И. Миня, Р.В. Грицак, З.Т. Гомоки // Квантовая электроника. – 2015. – В.45, №2. – С.185–188.
39. Панченко А. Н. Планарная эксилампа на хлоридах инертных газов с накачкой поперечным самостоятельным разрядом / А.Н. Панченко, В.Ф. Тарасенко // Квантовая электроника – 2006. – Т.36, № 2. – С.169–173.
40. Шуайбов А. К. Излучательные характеристики и параметры газоразрядной плазмы на смесях атомов тяжелых инертных газов с молекулами хлора / А.К. Шуайбов, А.Н. Малинин // Оптика и спектроскопия. – 2009. – Т.106, № 4. – С.568–573.
41. Правилон А.М. Фотопроцессы в молекулярных газах / А.М. Правилон. – М.: Энергоатомиздат, 1992. – 352 с.
42. Шуайбов А.К. Эмиссионные характеристики импульсно-периодического барьерного разряда в смесях гелий-йод и аргон-йод / Шуайбов А.К., Миня А.И., Гомоки З.Т., Шевера И.В. // Журнал технической физики. 2011. Т. 81. Вып.3. С.40-44.
43. Джупіна Я.Ю. Імпульсно-періодична безртутна лампа бар'єрного розряду на суміші криптону з елегазом / Джупіна Я.Ю., О.К. Шуайбов О.К. Науковий вісник Ужгородського університету. Сер. Фізика. 2011. Випуск 29. С.233-238.
44. Шуайбов А.К. Безртутный излучатель с накачкой импульсно-периодическим разрядом на молекулах фторида криптона / Шуайбов А.К., Гомоки З.Т., Миня А.И., Шевера И.В., Джупина Я.Ю. // Журнал технической физики. 2012. –Т. 82. Вып.2. – С.156-158.
45. Шуайбов А.К. Импульсно-периодический ультрафиолетовый излучатель с перестройкой длины волны в области главного максимума поглощения молекулы ДНК / Шуайбов А.К., Гомоки З.Т., Миня А.И., Шевера И.В.// Журнал технической физики. 2011.– Т. 81. Вып.11. –С.152-153.
46. Шуайбов А.К. Эмиссионные характеристики ультрафиолетового излучателя с накачкой барьерным разрядом на смесях криптона с малоагрессивными галогеноносителями / А.К. Шуайбов, З.Т. Гомоки, А.И. Миня, И.В. Шевера // Оптика и спектроскопия. – 2013. – Т. 114, №2, – С. 38-41.
47. Патент України №111581, МПК H01S 3/097 (2006.01). Багатохвильова ультрафіолетова лампа бар'єрного розряду на молекулах фториду і

- хлориду криптона / Шуаїбов О.К., Миня О.Й., Гомокі З.Т., Шевера І.В. // №а 2012 06295; Заявл. 24.05.2012.; Опубл. 25.05.2016, Бюл. №10.– 4 с.
48. Словецкий Д.И. Функция распределения электронов по энергиям и взаимодействие электронов с многоатомными фторсодержащими газами / Д.И. Словецкий, А.А. Дерюгин // Химия плазмы. Вып. 13. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – С.240 – 277.
49. BOLSIG+ 2005 CPAT: <http://www.codiciel.fr/plateforme/plasma/bolsig/bolsig.php>.
50. SIGLO database: <http://www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr>.
51. Sierra B. Electron-impact dissociative ionisation of the CCl_4 molecule / B. Sierra, R. Martinez, C. Redondo, F. Castano // International Journal of Mass Spectrometry. – 2005. – V.246, № 1-3.– P. 105–112.
52. Lindsay B.G. Electron-impact ionization of CCl_4 and CCl_2F_2 / B.G. Lindsay, K.F. McDonald, W.S. Yu, R.F. Stebbings, F.B. Yousif // The Journal of Chemical Physics. – 2004. – V. 121, № 3. – P. 1350–1356.
53. Braun M. High-resolution electron attachment to the molecules CCl_4 and SF_6 over extended energy ranges with the (EX)LPA method / M. Braun // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – V. 42, №12. – 125202 (20 pp).
54. Hrytsak R.V. Modeling of electron kinetic coefficients for the discharge in the working mixtures of exciplex lamp at of bands system of 258 nm Cl_2 ($D'—A'$)/175 nm ArCl ($B→X$) / R.V. Hrytsak, A.K. Shuaibov, L.L. Shimon // Proceedings of the X International young scientists conference on applied physic, Kyiv, Ukraine. – 22-25 October, 2014. – P. 128–129.
55. Грицак Р.В. Числове моделювання електронних кінетичних коефіцієнтів для розряду в робочій суміші Ar-Kr- CCl_4 / Р.В. Грицак, О.К. Шуаїбов, Л.Л. Шимон // Міжнародна конференція молодих учених і аспірантів «ІЕФ-2015», Ужгород, Україна. – 18-22 травня, 2015. – С.96–97.

ПОДЯКА

Автори висловлюють подяку співробітникам Проблемної науково-дослідної лабораторії фізичної електроніки та кафедри квантової електроніки, які приймали участь в одержанні результатів, узагальнених в даній монографії, зокрема: старшому науковому співробітнику *Мині Олександрі Йосиповичу*, науковому співробітнику *Гомокі Золтану Тиборовичу* та старшому викладачу *Шевері Ігору Васильовичу*.

Наукове видання

Шуаїбов Олександр Камілович
Грицак Роксолана Володимирівна

УЛЬТРАФІОЛЕТОВІ ЛАМПИ НА
РАДИКАЛАХ ГІДРОКСИЛУ ТА
ЕКСИПЛЕКСНИХ МОЛЕКУЛАХ З
НАКАЧУВАННЯМ НАНОСЕКУНДНИМ
БАР'ЄРНИМ РОЗРЯДОМ

МОНОГРАФІЯ

Формат 60×84/16. Умовн. друк. арк. Зам. № Наклад 50 прим.
Видавництво УжНУ “Говерла”
88000, м. Ужгород, вул. Капітульна, 18., E: mail: hoverla@i.ua

*Свідотство про внесення до державного реєстру видавців, виготавників
і розповсюджувачів продукції-Серія 3т № 32 від 31 травня 2006 року*



ШУАІБОВ ОЛЕКСАНДР КАМІЛОВИЧ

Фахівець в галузі квантової електроніки, фізики і техніки газових розрядів, оптики і спектроскопії атомів, іонів і молекул та світлотехніки, професор кафедри квантової електроніки, доктор фіз.-мат. наук, старший науковий співробітник.

Сфера наукових інтересів: УФ-ВУФ ексиплексні лазери, газорозрядні лампи на галогенідах інертних газів і ртуті, молекулах і атомах галогенів та радикалах гідроксилу.

Автор понад 500 наукових праць та 40 патентів на винаходи.



ГРИЦАК РОКСОЛАНА ВОЛОДИМИРІВНА

Фахівець в галузі квантової електроніки, фізики і техніки газових розрядів, оптики і спектроскопії атомів, іонів і молекул. Асистент кафедри квантової електроніки, науковий співробітник.

Сфера наукових інтересів: УФ-ВУФ газорозрядні лампи на молекулах води і фреону.

Автор 20 статей та 4 патентів на винаходи.