

ШУАІБОВ О.К, ГРАБОВА І.А., ШЕВЕРА І.В.

ГАЗОРОЗРЯДНІ УФ-ВУФ ЕКСИПЛЕКСНІ І ГАЛОГЕННІ ЛАМПИ НИЗЬКОГО ТИСКУ

Xe-Cl
XeCl Cl₂(Br)
vacuum ultraviolet
Kr-Cl vacuum Kr-Cl(X-B)
discharge
Ar(Kr Br SF₆ lamps
Kr Xe RX ClBCl
Ar source X-B XeCl(X-B CF₂Cl
Kr-Cl SF₆/HCl
visible HCl radiation
ultraviolet
nanosecond

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

ШУАІБОВ О.К., ГРАБОВА І.А., ШЕВЕРА І.В

ГАЗОРОЗРЯДНІ УФ–ВУФ ЕКСИПЛЕКСНІ І
ГАЛОГЕННІ ЛАМПИ НИЗЬКОГО ТИСКУ

Монографія

Ужгород-2017

УДК 537.53: (546.283 + 546.295 + 546.13).585. 373.186

Газорозрядні УФ–ВУФ ексіплексні і галогенні лампи низького тиску. Монографія. //Шуаїбов О.К., Грабова І.А., Шевера І.В. – Ужгород, ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Видавництво «Говерла». – 261 с. –Іл. 149; –таблиць 25. – Бібл.: 206 назв. –Укр. мовою. –2017 р.

В монографії узагальнено результати експериментальних розробок та оптимізації вихідних характеристик газорозрядних ламп низького тиску, які проводились на кафедрі квантової електроніки та Проблемній науково-дослідній лабораторії фізичної електроніки УжНУ. Лампи випромінюють на електронно-коливальних переходах галогенідів важких інертних газів, молекул галогенів та атомах галогенів в спектральній області 150-355 нм. Випромінювання УФ-ВУФ ламп, в залежності від режимів роботи, може концентруватись в одній вузькій смузі шириною 3-10 нм або у широких смугах (30-50 нм) на переходах різних ексіплексних і галогенмістких молекул.

Матеріали, що публікуються в монографії, можуть бути застосовані фотобіології, фотомедицині, фотохімії, мікро-наноелектроніці та екології, а також використані в навчальному процесі підготовки магістрів і аспірантів спеціалізації «фізична електроніка».

Рецензенти: доктор фізико-математичних наук, професор
Кельман Володимир Андрійович;
доктор фізико-математичних наук, професор
Опачко Іван Іванович;
доктор фізико-математичних наук, професор
Малінін Олександр Миколайович.

Рекомендовано до друку: Редакційно-видавничою радою ДВНЗ «Ужгородський національний університет» (протокол №5 від 14 листопада 2017 р.).
Вченою радою ДВНЗ "Ужгородський національний університет" (протокол №14 від 21 листопада 2017 р.).

ISBN 978-617-7333-64-6

© ШУАІБОВ О.К, ГРАБОВА І.А., ШЕВЕРА І.В., 2018.
© ВИДАВНИЦТВО УЖНУ «ГОВЕРЛА», 2018.

Монографію присвячено світлій пам'яті науковців:

**Шеври Василя Степановича,
Дащенко Аркадія Йосиповича,
Щедрина Анатолія Івановича.**

які зробили вагомий внесок у дослідження фізичних процесів у газорозрядних ультрафіолетових лампах на ексиплексних молекулах.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	6
ПЕРЕДМОВА.....	7
1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ШИРОКОСМУГОВИХ УФ-ВУФ ЛАМП ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ НА ЕЛЕКТРОННО-КОЛИВАЛЬНИХ ПЕРЕХОДАХ МОЛЕКУЛ ГАЛОГЕНІВ (X₂)	11
1.1. Методика, техніка і умови дослідження джерел УФ випромінювання з накачуванням тліючим та вольєрним розрядами	16
1.2. Характеристики УФ-ВУФ- ламп на смугах молекул хлора та продуктах розпаду молекул фреона з накачуванням повздовжним тліючим розрядом.....	25
1.3. Характеристики УФ ламп на смугах молекули хлора з накачуванням коротким тліючим і вольєрним розрядами	37
1.4. Характеристики широкосмугової лампи тліючого розряду на парах брома	46
1.5. Характеристики широкосмугової лампи низького тиску з накачуванням повздовжним тліючим розрядом на парі йода.....	58
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ ДО РОЗДІЛУ	72
2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ШИРОКОСМУГОВИХ УФ-ВУФ ЛАМП ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ НА СУМІШАХ ІНЕРТНИХ ГАЗІВ З МОЛЕКУЛАМИ ГАЛОГЕНІВ.....	80
2.1. Газорозрядні лампи на хлоридах і фторидах інертних газів з накачуванням повздовжним тліючим розрядом в подвійних сумішах «інертний газ-хлор(фтор)вмісна молекула»	80
2.2. Спектроскопічні характеристики бромідів і йодидів важких інертних газів та характеристики відповідних газорозрядних ламп	90
2.3. Характеристики широкосмугових УВ-ВУФ ламп на моногалогенідах важких інертних газів і молекулах хлора	96
2.4. Характеристики широкосмугової лампи низького тиску на сумішах інертних газів з парою брома	107
2.5. Характеристики широкосмугової лампи низького тиску на сумішах інертних газів з парою йода.....	118
2.6. Характеристики широкосмугової лампи тліючого розряду на складних сумішах інертних газів з парою брома та йода.....	129
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ ДО РОЗДІЛУ	138
3. ХАРАКТЕРИСТИКИ БАГАТОХВИЛЬОВИХ УФ-ВУФ ЛАМП НА ПАРІ ЙОДА І ЙОДИДА ГАЛІЯ З НАКАЧУВАННЯМ НАНОСЕКУНДНИМ ЄМНІСНИМ РОЗРЯДОМ	143
3.1. Загальні відомості про УФ-ВУФ лампи з накачуванням ємнісним розрядом на парі галогенів.....	143

3.2.	Методика і техніка дослідження ламп імпульсно-періодичного ємнісного розряду на сумішах інертних газів з парою йода та йодида галію.....	148
3.3.	Характеристики ламп ємнісного розряду наносекундної тривалості на сумішах інертних газів з парою йода і йодида галію	156
3.4.	Електронні кінетичні коефіцієнти в імпульсній газорозрядній лампі низького тиску на сумішах інертних газів з парою йода.....	166
3.5.	Кінетичні моделі малоцільної плазми газового розряду на основі сумішей «гелій - йод» та «ксенон – йод».....	178
	СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ ДО РОЗДІЛУ	187
4.	ХАРАКТЕРИСТИКИ, ПАРАМЕТРИ ТА ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В ЛАМПАХ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ НА РАДИКАЛАХ ГІДРОКСИЛА	189
4.1.	Характеристики ОН*-лампи з накачуванням повздовжним тліючим розрядом на суміші гелія з парою води.....	191
4.2.	Електронні кінетичні коефіцієнти в газорозрядній плазмі на основі пари води.....	198
4.3.	Моделювання параметрів плазми ОН*- лампи тліючого розряду на суміші He/H ₂ O низького тиску	209
4.4.	Характеристики ємнісних ламп на сумішах інертних газів і пари води (H ₂ O, D ₂ O) з накачуванням високовольтним наносекундним розрядом.....	216
	СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ ДО РОЗДІЛУ	224
5.	ЕКСИМЕРНО-ГАЛОГЕННІ ЛАМПИ З НАКАЧУВАННЯМ ВИСОКОЧАСТОТНИМ РОЗРЯДОМ.	229
5.1.	Методика і техніка дослідження ламп низького тиску з високочастотним накачуванням	229
5.2.	Характеристики високочастотної УФ-ВУФ лампи на молекулах хлору.	233
5.3.	Розробка та оптимізація ламп на молекулах ХеСl* і КrСl* з накачуванням повздовжним високочастотним розрядом.	238
5.4.	Характеристики потужних ламп на молекулах ХеСl* і АrСl* з накачуванням поперечним високочастотним розрядом.	245
5.5.	Фізика процесів в плазмі високочастотних ламп на хлоридах Аr, Кr і Хе та в лампі на молекулі хлору.....	254
	СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ ДО РОЗДІЛУ	258

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- ВАХ** – вольт-амперна характеристика;
- ВГЗС** – вакуумна газозмішувальна система;
- ВУФ** – вакуумне ультрафіолетове випромінювання;
- ВШІХ** – високошвидкісна іонізаційна хвиля;
- ГІГ** – галогеніди інертних газів (**RХ**, де: **R** – **Ar, Kr, Xe**; **X** – **F, Cl**);
- ДН** – дільник напруги;
- ЕГЛ** – ексіплексно-галогенна лампа;
- ЕКК** – електронні кінетичні коефіцієнти;
- ЕЛ** – ексіплексна лампа;
- ЕМ** – ексіплексна молекула;
- ККД** – коефіцієнт корисної дії;
- КТР** – короткий тліючий розряд;
- НВЧР** – надвисокочастотний розряд;
- ПР** – пояс Роговського;
- СО** – система охолодження;
- ТР** – тліючий розряд;
- УФ** – ультрафіолетове випромінювання;
- ФН** – форвакуумний насос;
- ФРЕЕ** – функція розподілу електронів за енергіями.

ПЕРЕДМОВА

Ексиплексна лампа (ЕЛ) – це газорозрядне джерело спонтанного видимого, ультрафіолетового або вакуумно-ультрафіолетового випромінювання ексиплексних молекул.

Ексиплексні молекули (ЕМ) є нестійкими хімічними сполуками, що мають міцний хімічний зв'язок лише в збуджених електронних станах та швидко розпадаються на окремі атоми при переході в основний стан. Час життя цих молекул у збуджених стійких енергетичних станах знаходиться в діапазоні 1-100 нс. Спонтанний розпад ексиплексних молекул супроводжується інтенсивним випромінюванням на В-Х смугах, які для **моногалогенідів інертних газів (RX^{*}, де R – Ar, Kr, Xe; X – F, Cl, Br, I)** розміщені в **УФ і ВУФ** діапазонах довжин хвиль (175 – 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**, сягають 40 %, а спектр її випромінювання може складатися як з однієї відносно вузької (шириною до 5-10 нм на піввисоті), так і з континууму з різних смуг загальною шириною до 100-130 нм. Питомі потужності випромінювання **ЕЛ** вищі за потужності випромінювання ламп низького тиску на резонансних переходах атомів (**Hg, Xe, Kr**, тощо).

Вперше джерело спонтанного випромінювання на димерах важких інертних газів, яке мало велику робочу поверхню, було розроблено і оптимізовано в 1974 р. (Павловська Е.Н. з співавторами, Ленінградський університет).

Застосовуючи розряди змінного струму в газорозрядних панелях та імпульсний бар'єрний розряди, в Ужгородському університеті були вперше розроблені імпульсно-періодичні джерела видимого і УФ випромінювання на моногалогенідах ртуті та інертних газів і проведені систематичні розрахунки функцій розподілу електронів за енергіями (**ФРЕЕ**) та параметрів плазми ексиплексних ламп (упродовж 1977-78 рр. з ініціативи та під керівництвом доцента Шевера В.С.).

При використанні стаціонарного плазмодинамічного струменя газів вперше потужне джерело випромінювання на ексиплексних молекулах було розроблено в Ужгородському університеті у 1985 році під керівництвом доцента Шевери В.С..

Для накачування **ЕЛ** в подальшому почали широко використовувати теплове випромінювання плазми потужного імпульсного розряду, пучок швидких електронів, розряд, який ініціювався зовнішнім іонізатором, а також самостійний розряд підвищеного тиску. Застосування самостійного електричного розряду наносекундної тривалості є найбільш простим і доступним засобом накачування **ЕЛ**.

На відміну від громіздких плазмодинамічних систем відкритого циклу, створювати прості, ексиплексні випромінювачі з неперервним режимом випромінювання, стало можливим лише при використанні різних видів самостійного тліючого розряду низького тиску. Такі дослідження вперше були проведені в Ленінградському університеті (1992 р., Головицкий А.П. та інші), було розроблені перші **ЕЛ** з неперервним режимом випромінювання на смугах 222 нм **KrCl(X-B)**, 308 нм **HeCl(X-B)** шириною 5-10 нм і середньою потужністю випромінювання до 10 Вт.

Принцип дії газорозрядних **ЕЛ** заснований на збудженні робочої газової суміші, яка міститься у кварцовій колбі лампи, при проходженні електричного струму. У цьому випадку в плазмі формуються ексиплексні молекули, які випромінюють в **УФ – ВУФ** області спектру. Значний коефіцієнт корисної дії (**ККД**) такого джерела випромінювання зумовлений тим, що енергія газового розряду шляхом збудження і іонізації часток трансформується в оптичне випромінювання без значних втрат, а поглинанням складовими цієї плазми в **ЕЛ** можна знехтувати в порівнянні з відповідними лазерами, в яких довжина оптичного середовища на 1-2 порядки більша ніж у лампах.

На даний час, найбільш широко в газорозрядних **ЕЛ** використовуються наступні типи розрядів: ємнісний, бар'єрний, об'ємний наносекундний розряд з передіонізацією або без передіонізації (субнаносекундні розряди з пучками втікаючих

електронів), а також різні типи тліючих розрядів низького тиску.

Для **RX*** - ламп, з точки зору ресурсу їх роботи, важливим є наявність чи відсутність контакту робочої суміші з металевими електродами. Обмеження ресурсу роботи має місце внаслідок взаємодії сполук галогена з металом електродів, що призводить до зменшення вмісту галогеновмісних молекул в робочій суміші. Цей процес супроводжується зниженням концентрації ексиплексних молекул і зменшенням потужності випромінювання лампи. Тому для збільшення ресурсу роботи **ЕЛ** намагаються використовувати безелектродні типи самостійних розрядів (ємнісний, бар'єрний і мікрохвильовий), у яких відсутній контакт електродів з плазмою. Але і розряди в яких електроди контактують з плазмою **ЕЛ**, незважаючи на обмеженість ресурсу їх роботи в газостатичному режимі, досить широко використовуються на практиці. Перевагою, при цьому, є те, що для потужних **ЕЛ** з накачуванням тліючим розрядом низького тиску можливо використовувати прості джерела накачування (постійний чи мережений струм), що важливо при збудженні великих об'ємів робочого середовища в лампах з середньою потужністю випромінювання 1- 1,5 кВт.

Найбільш ефективними газовими середовищами для ексиплексних ламп (смуги випромінювання 222 і 308 нм) – є суміші **Kr-Cl₂** і **Xe-Cl₂**.

З точки зору використання **ЕЛ**, 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 (як правило при низьких тисках сумішей). Основною перевагою **ЕЛ**, порівняно з відповідними лазерами в застосуваннях, які не вимагають транспортування лазерного променя на великі віддалі, є простота у виготовленні і обслуговуванні, високий ККД та широкі можливості вкеруванні спектром випромінювання тощо.

Всі ці переваги **ЕЛ** і відсутність ртуті в їх робочих середовищах роблять їх більш перспективними в порівнянні з широкоживаними ртутними лампами низького тиску. На даний час **ЕЛ** широко використовуються в фотохімії, фотомедицині, мікроелектроніці, очистці та модифікації властивостей поверхонь, для полімеризації лаків і фарб, знезаражуванні промислових відходів, води та повітря. Це стало можливим завдяки значним успіхам в розумінні фізики процесів в газородній плазмі малої щільності на основі інертних та галогенвмісних газів.

В даній монографії наводяться нові результати, що були отримані в Проблемній науково-дослідній лабораторії Ужгородського університету при дослідженні **УФ-ВУФ** ексиплексних ламп низького тиску різними типами розрядів низького тиску. Робочим середовищем **ЕЛ** низького тиску були суміші інертних газів з фтор- хлор-, бром- і йодвмісними молекулами. Основними випромінювачами в такій плазмі були молекули **RX***, які доповнювались випромінюванням двох атомних молекул хлора, брома і йода, а також окремими інтенсивними спектральними лініями атомів брома і йода.

1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ШИРОКОСМУГОВИХ УФ-ВУФ ЛАМП ТЛЮЧОГО РОЗРЯДУ НА ЕЛЕКТРОННО-КОЛИВАЛЬНИХ ПЕРЕХОДАХ МОЛЕКУЛ ГАЛОГЕНІВ (X₂)

Нові технології, до яких належать дезинфекція, активування різних поверхонь, ініціювання хімічних реакцій, різні методи сучасної фотомедицини вимагають використання **УФ** випромінювання в спектральному діапазоні 200-300 нм [1,2]. Відомі досі газорозрядні лампи низького тиску на парах ртуті хоча і мають значний коефіцієнт корисної дії (**ККД**), проте в їх спектрах випромінювання присутні лише дві ультрафіолетові спектральні лінії атома ртуті (253,7; 184,9 нм), у випромінювання яких може перетворюватися до 80 % електричної потужності газового розряду [3]. Незважаючи на високу ефективність ртутних ламп низького тиску, вони мають ряд принципів недоліків, що обмежують їх застосування. Зокрема, це підвищені вимоги до температурного режиму роботи, низька питома потужність випромінювання, а також використання екологічно шкідливої та високотоксичної пари ртуті. Останній чинник створює значні проблеми при утилізації значної кількості ламп денного світла, які відпрацювали свій ресурс. Інші типи **УФ-ВУФ**-ламп, таких як дугові лампи на парах ртуті середнього і високого тиску характеризуються пониженим ресурсом роботи і досить високими температурами колби, а лампи на резонансних спектральних лініях атомів важких інертних газів мають невелику ефективність перетворення електричної потужності розряду у випромінювання з спектрального діапазону 200-300 нм. Тому на даний час актуальним є створення потужних і ефективних безртутних джерел **УФ-ВУФ** випромінювання.

Одними з найбільш ефективними середовищ для безртутних **УФ-ВУФ** газорозрядних ламп виявились молекули інертних газів та галогенідів **Ar**, **Kr**, **Xe**, які з 1970 р. почали інтенсивно розроблятися, в першу чергу, для потреб квантової електроніки. В дальнішому **УФ-ВУФ** лампи на електронно-коливальних переходах ексимерних і ексиплексних молекул знайшли широке застосування в мікроелектроніці, фотохімії та медицині [4,5].

Основне випромінювання двохатомних молекул хлора, брома та йода сконцентровано в бактерицидній ділянці спектру і охоплює спектральний діапазон 150-300 нм. В повздовжному тліючому розряді низького тиску воно може бути основним в спектрах випромінювання ламп на сумішах легких інертних газів (**He, Ne**), або в лампах на сумішах **Ar(Kr,Xe)/Cl₂(Br₂,I₂)**. Випромінювання молекул галогенів ефективно доповнює випромінювання галогенідів інертних газів (**ГІГ**) і розширює спект випромінювання відповідної лампи низького тиску в довгохвильову область довжин хвиль. Такі ексіплексні лампи низького тиску, в яких значний внесок в загальну інтенсивність випромінювання вноситься випромінювання молекул галогенів назвемо **ексіплексно-галогенними лампами (ЕГЛ)**.

Формування плазмового середовища в потужних джерелах **УФ-ВУФ** випромінювання, до яких належать і лампи на галогенідах інертних газів (**RX***), відбувається за допомогою високовольтних електронних пучків [6], і поперечних об'ємних розрядів тривалістю 0,01-1,00 мкс [5,7]. Для розробок неперервних ультрафіолетових джерел спонтанного випромінювання на переходах ексіплексних молекул перспективним виявилось застосування плазмодинамічних методів накачування [8]. Проте всі перераховані вище способи накачування робочих середовищ джерел випромінювання на ексіплексних молекулах, за виключенням газорозрядних, характеризуються складністю конструкції, великими габаритами, значними витратами коштовних робочих газів (**Kr, Xe**), імпульсним режимом роботи з низькою частотою повторення і не знайшли широкого застосування при розробках **УФ-ВУФ** ламп широкого застосування.

Розроблені на даний час газорозрядні імпульсно-періодичні **RX*** - лампи випромінюють переважно на одній фіксованій **X-B** смузі ексіплексної молекули. Багатохвильовий режим роботи ексіплексних ламп, коли одночасно спостерігається випромінювання на двох і більше переходах різних молекул **RX*** з близькими за величиною інтенсивностями, раніше практично не досліджувалися.

В малопотужному розряді газорозрядної індикаторної панелі змінного струму через діелектрик нами ще в 1978 році

було виявлено та досліджено багатохвильовий режим роботи ексиплексного джерела випромінювання з різними типами галогеноносіїв в плазмі, які були пізніше опубліковані в праці [9]. В газорозрядних лазерах на моногалогенідах інертних газів аналогічний режим випромінювання отримано на газових середовищах з двома різними важкими інертними газами та одним галогеноносієм [10-12]. В праці [12] вказувалося на несумісність найбільш ефективних фтор- (F_2) і хлорносіїв (HCl) між собою, що пов'язано з швидкою конверсією молекул F_2 в молекули HF і зменшенням ефективності та ресурсу генерації цього лазера. Застосування в RX^* - лазерах або лампах складних робочих середовищ, які включали б дві різнорідні молекули галогеноносії (типу SF_6 і HCl), або комплексного галогеноносія (молекула якого включає декілька різних атомів галогенів) на початку наших досліджень також було практично не дослідженим.

Для одночасного утворення молекул RF^* і RCl^* в плазмі спонтанних джерел випромінювання з накачуванням поперечним розрядом нами запропоновано використання сумішей галогеноносіїв: SF_6/HCl , CF_2Cl_2/F_2 або молекул CF_2Cl_2 , як спільного носія атомів фтора і хлора [13], які доцільно поширити і на лампи тліючого розряду.

Для ряду застосувань в імпульсній фотометрії **УФ-ВУФ** діапазона спектру, фото- та біохімії багатохвильові ексиплексні лампи представляють значний інтерес, зокрема для калібрування імпульсних швидкодіючих фотоприймачів, одночасної і селективної дії потужного коротуохвильового випромінювання малої тривалості на різні молекулярні зв'язки хімічно- чи біологічно активних сполук.

Ексиплексні лампи на довжині хвилі $\lambda=175$ нм **ArCl(X-B)** характеризуються максимальною величиною енергії квантів випромінювання, що особливо важливо для використання в фотолітографії та хімії високих енергій. Найбільш ефективні хлорносії (HCl , BCl_3) для **KrCl** і **XeCl** джерел випромінювання не є оптимальними для **ArCl** лазерів чи імпульсних ламп [3]. Оптимізація роботи спонтанних джерел випромінювання на молекулах **ArCl** та багатохвильового режиму в **УФ-ВУФ** області

спектру, який включав би всі три смуги $\lambda=175$ нм **ArCl**, 222 нм **KrCl** і 308 нм **XeCl** одночасно, була відсутня.

При низьких тисках газових сумішей важких інертних газів з молекулами **HCl**, **Cl₂** та **NF₃** в останній час були розроблені потужні газорозрядні джерела випромінювання неперервної дії на $\lambda=308$ нм **XeCl** і 222 нм **KrCl** [14-16]. Умови роботи та характеристики газорозрядної **ВУФ** – лампи неперервної дії, що випромінює на довжині хвилі $\lambda=175$ нм **ArCl**, а також багатохвильовий режим випромінювання на його основі теж залишався малодослідженим.

Крім плазми позитивного стовпа тліючого розряду і плазма негативного катодного свічення може бути використана як активне середовище ексіплексно-галогенних ламп. Таку плазму в значних об'ємах можливо сформувати в вольєрному розряді [17], але характеристики вольєрного розряду на сумішах типу **R/Cl₂** та можливості утворення в ньому ексіплексних молекул залишалися не з'ясованими.

В умовах значного нагрівання кварцової трубки плазмою тліючого розряду, відбувається прискорення дифузії хлору в кварц [18], що приводить до зниження ресурсу **ЕЛ**. Тому актуальним є пошук таких схем запалювання розряду в лампі, коли її активне середовище не торкається внутрішньої поверхні трубки. Для вирішення цієї проблеми в праці [19] повідомлялось про застосування слабострумовевого високочастотного розряду в **XeCl** - лампі низького тиску, а в праці [20] наведено деякі характеристики лампи на 308 нм **XeCl(X-B)** з накачуванням стаціонарним об'ємним розрядом низького тиску.

Вище перераховані задачі роблять актуальним дослідження умов формування і дослідження характеристик повздовжнього і короткого тліючих розрядів, а також вольєрного розряду в сумішах інертних газів з молекулами хлора і фреона, які перспективні для розробок багатохвильових і широкосмугових ламп на основі хлоридів інертних газів та молекули хлора.

Дослідження плазми ексіплексних джерел випромінювання на кафедрі квантової електроніки Ужгородського університету були розпочаті в 1977-78 роках. На

початковому етапі робіт вивчалися умови утворення галогенідів інертних газів в поверхневому розряді, імпульсному бар'єрному розряді [21] та розряді змінного струму через діелектрик [8, 22]. Починаючи з 1979 р., проводилися роботи по числовому моделюванню характеристик плазми газорозрядних експлексних джерел випромінювання.

Коротко розглянемо основні особливості тліючого розряду в середовищі електровідємних газів [23]. На ранніх стадіях тліючого розряду (ТР) ($t < 10^{-5}$ - 10^{-3} с) та в короткотривалих розрядах у електровід'ємних газах основним механізмом загибелі електронів виступає прилипання. Відлипання, при цьому, відсутнє, оскільки ще не накопилась достатня кількість часток, які активні в процесах відлипання електронів. Тиск у таких розрядах повинен бути не занадто низьким ($p > 10$ Торр), щоб дифузні втрати були малими. Струм і густина електронів не мають бути дуже великими ($N_e < 10^{12}$ - 10^{13} см⁻³), щоб процеси рекомбінації не переважали над процесами прилипання.

В переважній більшості випадків прилипання має дисоціативний механізм із витратами енергії. Наприклад, для робочої суміші **CO₂** – лазерів: **He-N₂-CO₂**, в якій відбувається реакція **CO₂ + e – CO + O⁻** необхідно затратити приблизно 3,85 еВ. При цьому частота і константа прилипання (v_a і $k_a=v_a/v_d$) досить сильно збільшуються при збільшенні параметра **E/p**, але менш різко ніж частота і константа іонізації (v_i і α), оскільки потенціал іонізації в декілька разів вищий (самий менший потенціал іонізації в цій газовій суміші **I(CO₂) = 13,8** еВ). Стаціонарному стану тліючого розряду відповідає рівність швидкостей народження і гибелі електронів. В праці [23] наведені результати розрахунку коефіцієнтів іонізації та прилипання для тліючого розряду в суміші **He-N₂-CO₂** на основі кінетичного рівняння Больцмана. Точка перетину кривих іонізації та прилипання визначає величину параметра **E/N**, яка необхідна для підтримання розряду, який контролюється прилипанням. Ці експериментальні результати були отримані у імпульсному розряді між плоскими мідними електродами (**S = 29** см; **d = 1,2-1,4** см; **p = 100-1200** Торр). Напруга на електродах розряду при таких тисках досягала 10 кВ, а катодне падіння напруги становило лише біля 200 В. Майже вся напруга

живлення розряду приходилася на позитивний стовп. При часах менших за 100 нс встановлювалась квазістаціонарна стадія розряду тривалістю до 10 мкс. Напруга і параметр E/p не залежали від величини струму при його зміні на декілька порядків, $j/p \approx 10^{-1} - 10^2$ мА/(см² Торр). Оскільки молекула CO_2 характеризується досить слабким прилипанням електронів порівняно з галогенами і киснем, тиски вище розглянутих сумішей значні ($p > 10$ Торр), то наведені в [23] результати не можуть прямо використовуватися для аналізу плазми ексиплексних ламп тліючого розряду. Вони лише окреслюють загальну картину запалювання TP в електровід'ємних газах.

В цьому розділі наведено результати систематичного дослідження вихідних характеристик широкосмугових ламп низького тиску на електронно-коливальних переходах молекул хлора, брома та йода, які збуджувались за допомогою повздовжнього тліючого і короткого об'ємного розрядів низького тиску (де розрядна трубка відсутня) в сумішах легких інертних газів з молекулами галогенів (за виключенням молекули фтора внаслідок її високої хімічної активності).

1.1. Методика, техніка і умови дослідження джерел УФ випромінювання з накачуванням тліючим та вольєрним розрядами

Для дослідження характеристик ексиплексно-галогенних ламп низького тиску, які працюють в неперервному і імпульсно-періодичному режимах, в Проблемній лабораторії фізичної електроніки при кафедрі квантової електроніки ДВНЗ «Ужгородський національний університет» було виготовлено експериментальну установку для дослідження **УФ-ВУФ** ламп з накачуванням тліючим та вольєрним розрядами.

Блок-схема цієї установки наведена на рис.1.1. Вона включала вакуумний спектрометр, циліндричну розрядну трубку з кварцу, яка була встановлена в металеву вакуумну камеру, вимірювачі струму та напруги на електродах розрядної трубки і абсолютної потужності випромінювання лампи.

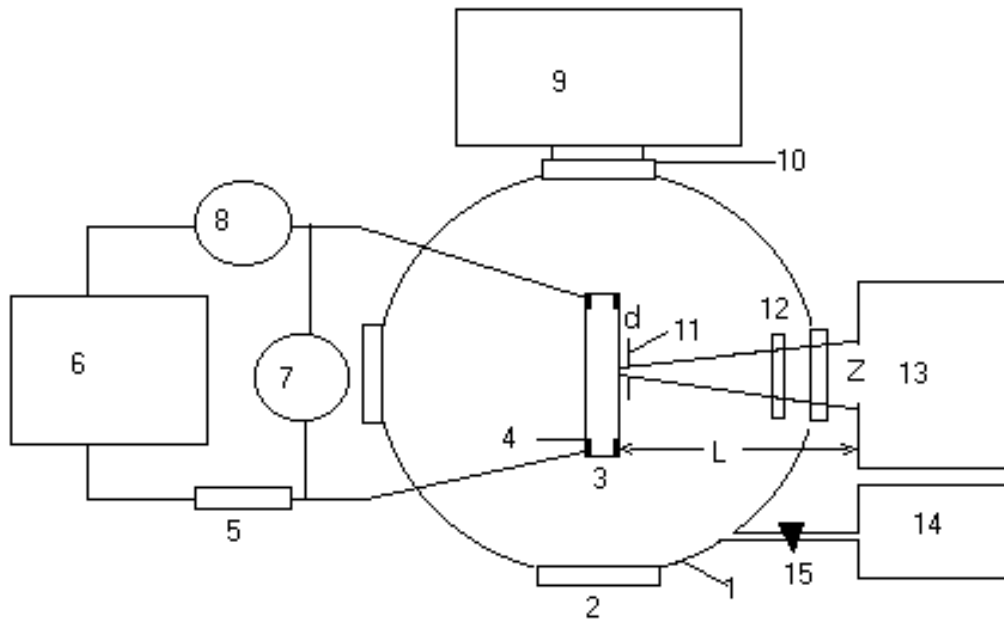


Рис.1.1. Блок-схема експериментальної установки для дослідження **УФ-ВУФ** лампи з накачуванням повздовжнім тліючим розрядом: 1 - розрядна камера, 2 - кварцові вікна, 3 - розрядна трубка, 4 - електроди, 5 - баластний опір $r = 0,4-0,5$ МОм, 6 - високовольтний випрямляч, 7 - міліамперметр, 8 - кіловольтметр, 9 - вакуумний спектрометр, 10 - вікно з MgF_2 (чи CaF_2), 11 - діафрагма, 12 - фільтр, 13 - вимірювач потужності випромінювання "Кварц-01", 14 - вакуумна та газозмішувальна система, 15 - вакуумний кран [24].

Досліджувалися вольт-амперні характеристики (**ВАХ**) тліючого розряду, вимірювалася потужність, яка вноситься в розряд ($W_{ел} = I_{ch} \cdot U_{ch}$, де I_{ch} , U_{ch} - величини струму та напруги на електродах трубки), спектральні характеристики випромінювання плазми в області довжин хвиль $\Delta\lambda = 130-350$ нм, залежності величини інтенсивності випромінювання молекулярних смуг від парціального тиску робочих сумішей, абсолютна величина потужності **УФ-ВУФ** випромінювання лампи та її **ККД** ($\eta = W_{випр} / W_{ел} \cdot 100$ %). Спектри, коригувалися на величину відносної спектральної чутливості системи "вакуумний монохроматор + фотопомножувач (**ФЭУ-142**)".

Вимірювання абсолютної потужності лампи проводилося шляхом відбору випромінювання з невеликої ділянки поверхні лампи діаметром d , яка розміщала на віддалі L від голівки вимірювача потужності "Кварц-01". При $L > 10 \cdot d$ цю ділянку можливо розглядати як точкове джерело випромінювання.

В такому разі геометричний фактор складав $4 \cdot \sin^2 \beta$ (де: $\beta = \arctg(z/2 \cdot L)$, z - діаметр вхідного отвору голівки приладу "Кварц-01"). Між діафрагмою і голівкою вимірювача "Кварц-01" встановлювався світлофільтр **УФС-5** з коефіцієнтом пропускання 0,99 в області 280-350 нм, який відфільтровував видиме та інфрачервоне випромінювання плазми розряду. Внесок видимого та інфрачервоного випромінювання не переважав 10-12%, тому для робочих середовищ типу **Ar/Cl₂** і **Kr/Cl₂**, для яких спектр короткохвильового випромінювання знаходився в області $\lambda \leq 260$ нм, виміри абсолютної величини потужності випромінювання проводились без фільтра **УФС-5**. З врахуванням величини повної поверхні джерела випромінювання, та спектральної чутливості приладу "Кварц-01" робоча формула для визначення потужності випромінювання ексимерно-галогенної лампи має вигляд [24]:

$$W = S_{\Sigma} / S_d \cdot 4 \cdot \sin^2 \beta \cdot k_{\phi}^{-1} \cdot k_1 \cdot k_2 \cdot W_0, \quad (1.1)$$

де: $S_{\Sigma} = \pi \cdot d \cdot H$ - повна бічна поверхня циліндричного джерела випромінювання довжиною H ; S_d - площа діафрагми; $k_{\phi} = 0,98$. Наявність спектральних коефіцієнтів - k_1 і k_2 пов'язана з тим, що прилад "Кварц-01" реєструє випромінювання лише в області 240-350 нм (коефіцієнт k_1), а в робочому діапазоні голівка вимірювача "Кварц-01" має свою криву залежності відносної спектральної чутливості (коефіцієнт k_2). Величина коефіцієнта k_1 рівна відношенню повної інтенсивності випромінювання в спектральній області 170-350 нм до інтенсивності на ділянці 350-240 нм, а k_2 - це відношення площі під спектром на ділянці 350-240 нм, який коригувався по кривій відносної спектральної чутливості вимірювача "Кварц-01", до відповідної площі, зареєстрованої фотопомножувачем. Величина W_0 - показ величини потужності випромінювання на приладі "Кварц-01".

Тліючий розряд запалювався в циліндричній кварцовій трубці з внутрішнім діаметром (5-14) мм і міжелектродною віддалю 100 мм. Катод і анод розрядної трубки були виготовлені з нікелю і мали однакову циліндричну форму. Зовнішній діаметр електродів складав (5-14) мм, а їх довжина 10 мм. Розрядна трубка встановлювалася в буферній камері з

MgF₂ або **CaF₂** - вікном і трьома кварцовими вікнами діаметром 50 мм. Об'єм камери дорівнював 10 л. Камера через вікно з **MgF₂** (**CaF₂**) з'єднувалась з однометровим вакуумним спектрометром так, що центр розрядної трубки знаходився на одному рівні з центрами його вхідної і вихідної щілин. Розряд запалювали при допомозі високовольтного випрямляча ($U \leq 30$ кВ; $I \leq 100$ мА). Напруга на анод розрядної трубки подавалась через баластний опір $r_6 = 400-500$ кОм. Із-за значного нагрівання розрядної трубки та баластного опору величина розрядного струму не переважала 50 мА. Для заміни нагрітої газової суміші і виключення ефекту катафорезу торцеві частини розрядної трубки залишались відкритими. Конструкція та характеристики широкосмугової лампи з накачуванням тліючим розрядом захищені патентом на винахід України [25].

Оскільки застосування водяного охолодження зовнішньої сторони розрядної трубки сильно ускладнює конструкцію лампи і обмежує спектральний діапазон її випромінювання з боку коротких довжин хвиль, то використовуються коаксіальні розрядні системи, які успішно застосовувалася в імпульсно - періодичних азотних лазерах та в ВУФ- лампах на інертних газах з накачуванням імпульсним розрядом [26]. В подібних лампах застосовуються дві кварцові трубки різних діаметрів ($d_1 < d_2$), які розташовані коаксіально одна в другій. Тліючий розряд запалювали в проміжку між трубками. Оптимальна величина такого проміжку, яка рівна $1/2 \cdot (d_2 - d_1)$, складає 2,5-4,5 мм при $d \leq 60$ мм та міжелектродній віддалі 35-60 см.

Для різних застосувань необхідні **УФ-ВУФ** – лампи різних розмірів і з різною формою поверхні, що випромінює світло. Експлексні лампи нормального тліючого розряду (постійного чи імпульсного струму), хоча і мають менші ККД (η), проте за рахунок значного збільшення струму через проміжок, а також довжини розряду і діаметру розрядної трубки, забезпечують вищі енергетичні внески в робочу суміш і, відповідно, велику середню потужність **УФ**-випромінювання. Простота конструкції цих ламп та джерел їх живлення дозволяє масштабувати її конструкцію і одержувати кіловатні потужності **УФ** – випромінювання у «вузькому» спектральному інтервалі.

Так в лабораторії оптичного випромінювання інституту сильнотрмової електроніки Сибірського відділення РАН були розроблені циліндричні ексилампи, які випромінювали на смугах 222 і 308 нм з середньою потужністю 1,0-1,5 кВт [27]. Багатосекційна ексиплексна лампа тліючого розряду складалась з трьох паралельно включених ланок, кожна з яких включала чотири окремі секції, що вмикались послідовно. Повна довжина кожної ланки складала 4 м. Для її збудження застосувалися три незалежних і регульованих від нуля до 15 кВ джерела змінної напруги мережевої частоти.

Блок-схема джерела випромінювання на основі вольєрного розряду наведена на рис.1.2.

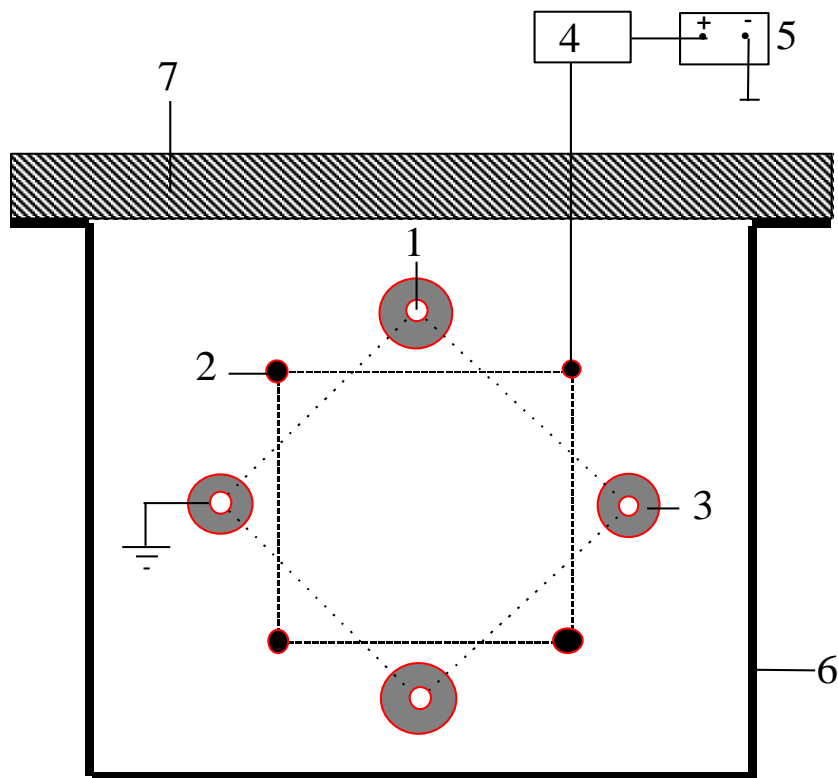


Рис.1.2. Схема джерела неперервного **УФ-ВУФ** випромінювання з накачуванням вольєрним розрядом: 1 - катоди, 2 - аноди, 3 - плазма негативного катодного свічення, 4 - баластний опір, 5 - джерело постійної напруги, 6 - розрядна камера, 7- діелектричний фланець [28].

Електроди розряду склалися з чотирьох катодних та чотирьох анодних стержнів. Довжина робочої частини електродів з нержавіючої сталі складала 156 мм, а їх діаметр був

рівним 3 мм. Електроди були рівномірно встановлені по поверхні циліндру діаметром 30 мм. Постійна напруга додатної полярності подавалася на аноди через баластний опір 1 кОм, а всі катоди були заземлені. Система електродів встановлювалася на діелектричному фланці і розміщувалася в буферній камері об'ємом 10 л. Камера приєднувалася до однометрового вакуумного монохроматора. Випромінювання відбиралося з центральної частини одного з катодних стержнів, який розміщався навпроти вхідної щілини вакуумного монохроматора. Для запалювання розряду використовувалося джерело напруги на 1200 В і середній струм розряду до 300 мА. Методика експеримента і система реєстрації характеристик розряду були аналогічними до наведеної вище для повздовжнього тліючого розряду. Конструкція та параметри лампи з вольєрним розрядом захищені патентом на винахід України [29].

Короткий тліючий розряд (КТР) в сумішах інертних газів з різними хлорвмісними молекулами формувався в системі електродів “сферичний анод-плоский катод”. Міжелектродна віддаль складала 1,5-6,0 см (рис.1.3). Діаметр катода становив 9 см, а анода, який мав радіус заокруглення робочої поверхні 3 см, дорівнював 7 см. Постійна напруга додатної полярності величиною $U < 1$ кВ подавалась на анод. Електроди було виготовлено з дюралюмінію і встановлено на діелектричному фланці металевій розрядної камери об'ємом 10 л. Камера була герметично з'єднана з півметровим вакуумним монохроматором, у якого вхідне віконце з LiF. Часові дослідження випромінювання плазми здійснювалися за допомогою швидкісного імпульсного фотопомножувача “Фотон” і імпульсного осцилографа С1-99. Часове розділення не перевищувало 7-10 нс. Система фотопомножувач “Фотон”+осцилограф С1-99” встановлювалась за кварцовим вікном навпроти вхідної щілини вакуумного монохроматора. Частота повторення імпульсів струму короткого тліючого розряду контролювалась за допомогою частотоміра ИЗ-37. Первинним перетворювачем при реєстрації осцилограм струму та змінної складової напруги на розрядному проміжку були відповідно малоіндуктивний шунт з опором 1-5 Ом та

малоіндуктивний ємнісний дільник напруги з коефіцієнтом ділення 400.

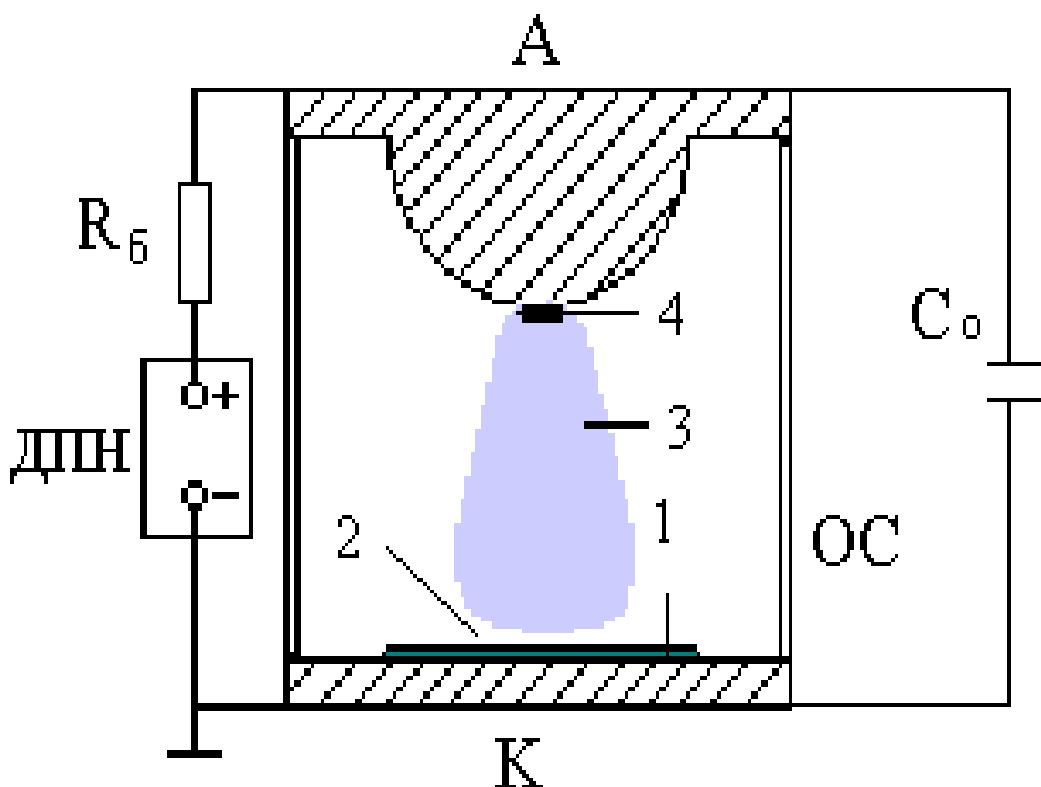


Рис.1.3. Схема ексіплексно-галогенної лампи низького тиску та розподіл інтенсивності випромінювання плазми короткого об'ємного розряду в сумішах $p(Kr)/p(Cl_2)=80/40$ Па, де: катод (К), анод (А), оболонка скляна (ОС), баластний опір (R_6), джерело постійної напруги (ДПН), негативне катодне свічення розряду (1), темний простір (2), плазма позитивного стовпа (3), анодне свічення (4) [30].

Просторові характеристики **КТР** реєструвалися шляхом реєстрації світлин з подальшою обробкою зображення на персональному комп'ютері. В окремих експериментах для регулювання тривалості, амплітуди і частоти повторення імпульсів струму розряду розрядний проміжок додатково (до паразитної ємності 20 пФ і вхідної ємності дільника напруги 200 пФ) шунтувався імпульсним малоіндуктивним конденсатором **КВИ-2** або **КВИ-3**. Сумарна величина шунтуючої ємності складала 600-3500 пФ.

Середній струм розряду змінювався в межах 2-50 мА, тиск газових сумішей знаходився в діапазоні 01-1,5 кПа. Лампа з накачуванням **КТР** працювала переважно в газостатичних умовах з великим буферним об'ємом ($V=10$ л) робочої суміші.

В деяких експериментах застосовувалась система поперечних електродів низького тиску, яка складалась з металевої половини труби, діаметром 4 см, та плоскою металевою пластиною.

Суміші інертних газів з галогеновмісними молекулами (Cl_2 , CF_2Cl_2 , пари брома) попередньо готувалися у вакуумній газозмішувальній системі, з якої заправлялися відповідні лампи.

Для дослідження характеристик широкосмугових ламп тліючого розряду на сумішах інертних газів з парами йода та брома були застосовані циліндричні кварцові трубки довжиною 10, 19 та 50 см.

В експериментах використовувались також розрядні трубки, що знаходились зовні розрядної камери, але були вакуумноз'єднані з нею. В цьому випадку розрядні трубки розміщувались безпосередньо перед монохроматором **МДР-2** на подвійній фокусній відстані лінзи. Ультрафіолетове випромінювання реєструвалось як з торця, так і впоперек розрядної трубки за допомогою фотопомножувача **ФЭУ-106** та підсилювача **У5-9** і **КСП-4**.

Кристалічний йод високої чистоти був розміщений в окремій кюветі, що знаходилась в розрядній камері, або у спеціальному відростку, який знаходився за анодом розрядної трубки (для трубок при зовнішньому розміщенні) (рис.1.4). Інертні гази і пари брома напускались із вакуумної газозмішувальної системи, де був встановлений спеціальний балончик із хімічно чистим бромом і вакуумним краном. Тиск насиченої пари йоду в розрядній трубці визначався за температурою найбільш холодної частини розрядної камери і знаходились в межах 100-200 Па. Газові суміші готувалися у газозмішувальній системі з точністю (за парціальним тиском компонент) 30 Па.

В схемі запалювання повздовжного тліючого розряду використовувався обмежуючий опір величиною 2.4 кОм. Розряд запалювався з використанням високовольтного випрямляча постійної напруги, розрахованого на напругу до 30 кВ і середній струм навантаження до 100 мА.

При дослідженні випромінювання газорозрядної плазми на суміші інертних газів з парами йода ми використовували два типи розрядних трубок. Перші були розміщені в середині розрядної камери (рис.1.1), а інші розміщувались зовні камери. Схематичне зображення трубки для одержання повздовжнього тліючого розряду, що розміщувалась зовні камери, представлено на рис.1.4. Вона складалась з циліндричної кварцової трубки (2), електродів (1), відростка (6) з кристалами йоду (5). До аноду лампи було приєднане джерело постійної напруги (3) через обмежувальний опір (4). Величина розрядного струму вимірювалась міліамперметром (7).

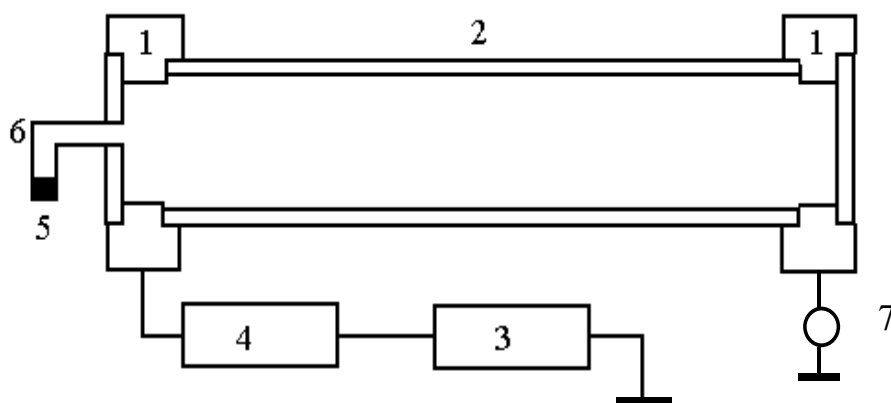


Рис.1.4. Схема ексімерно-галогенної лампи на сумішах інертних газів з парами йоду: 1 – електроди, 2 - розрядна кварцова трубка, 3 – джерело постійної напруги, 4 – обмежувальний опір, 5 - кристалічний йод, 6 - відросток з кристалами йоду, 7 – міліамперметр [31-37].

В наших експериментах використовувались трубки довжиною 10 см, 19 см, 50 см і зовнішнім діаметром 1.4 см. Пропускання кварцу розрядної трубки на $\lambda = 200$ нм складало 70-75 %. Трубка приєднувалася до анода (2) і катода (3) за допомогою ущільнювачів з вакуумної гуми. За анодом був розміщений спеціальний відросток (4) з хімічно чистим кристалічним йодом. З боку катода знаходилось кварцове вікно (5). Корпуси аноду і катода були виготовлені з дюралю і мали циліндричні вставки з нікелю (6) довжиною 1.5 см і зовнішнім діаметром 1.4 см. Кварцова трубка з системою електродів охолоджувалася за допомогою вентилятора так, що

температура відростка з йодом лише на 10-20°C була вищою за кімнатну.

Безпосередньо до анода був вмонтований вакуумний кран ДУ-8, через який відбувалося відкачування розрядної трубки і напуск газової суміші за допомогою газозмішувальної системи. Анод і катод мали також глухі отвори (не вказані на рисунку) для встановлення термометрів, за показами яких оцінювався парціальний тиск пари йода.

1.2. Характеристики УФ-ВУФ- ламп на смугах молекул хлора та продуктах розпаду молекул фреона з накачуванням повздовжним тліючим розрядом

Результати досить ретельного і повного дослідження спектральних характеристик позитивного стовпа **ТР** в хлорі наводяться в [38]. Проте в цій праці були відсутні дані про випромінювання молекул хлора в найбільш ефективній бактерицидній ділянці спектру (180-200 нм) і відсутні дані про спектральні характеристики повздовжного **ТР** в сумішах **He/Cl₂ (CF₂Cl₂)** та оптимальні парціальні тиски і склади цих робочих сумішей.

На даний час основним методом дослідження плазми газорозрядних **УФ-ВУФ** ламп і плазмохімічних реакторів на основі галогеновмісних молекул є емісійна спектроскопія, яка дозволяє отримати абсолютні та відносні концентрації активних часток у такій сильно агресивній плазмі. Тому і основні дослідження ексиплексних та галогенних газорозрядних **УФ-ВУФ** ламп виконані різними модифікаціями метода емісійної спектроскопії.

Хлор і його сполуки, крім використання в ексиплексних і галогенних лампах, широко використовується в мікроелектроніці як плазмоформуєчий газ для сухого травлення напівпровідникових сполук типу **A^{III}B^V**. Для плазмохімії важливим є і дослідження релаксаційних процесів та «швидких» хімічних реакцій між реагентами у високозбуджених електронно-коливальних станах. Тому важливо мати універсальний і досить ефективний спосіб їх формування. В працях [39,40] запропоновано використання

імпульсно-періодичного субмікросекундного розряду в форму високошвидкісної іонізаційної хвилі (**ВШІХ**) в хлорі і фреоні (**CCl₄**). Подібний розряд низького тиску формується в довгих розрядних трубках, якщо на один із електродів подати високовольтний імпульс з тривалістю переднього фронту на рівні 1-10 нс [41]. Фронт іонізаційної хвилі має порівняно малі просторові розміри, а основний спад напруги відбувається на фронті **ВШІХ**. Напруженість електричного поля на ділянці фронту **ВШІХ** висока (досягає 10 кВ/см), енергія електронів досягає сотень електрон-вольт, тому за фронтом хвилі залишається однорідна плазма з досить високою провідністю та значна кількість молекул чи радикалів знаходиться у високозбуджених енергетичних станах.

Одним із найпростіших варіантів розробки безртутних ламп низького тиску є використання молекулярних смуг хлора або продуктів розпаду фреонів, які доповнюють смуги випромінювання ексиплексних **УФ**-джерел на основі тліючого або імпульсного розрядів. В подібних лампах використовується переважно хлор або його суміші з **He** і **Ne**, тому вони можуть працювати і в режимі повільної зміни робочої суміш, оскільки в останніх не містяться коштовні гази типу **Kr** або **Xe**.

Емісійні характеристики тліючого та імпульсно-періодичного субмікросекундного розрядів (в формі **ВШІХ**) низького тиску в хлорі і фреоні були досліджені в [38-40]. Основними в спектрах випромінювання були широкі смуги з максимумом при 256; 307 і 510 нм, дві групи інтенсивних спектральних ліній атома хлора в синій ділянці спектру (432; 436; 437; 438 і 452 нм – спектральні лінії з потенціалом збудження 11,8-11,9 еВ) та групи більш довгохвильових ліній (726; 741; 755 нм; потенціал збудження 10,6 еВ) [38]. Для випромінювання молекул хлора в **ТР** були характерні три смуги з першими максимумами при 200; 256,6 та 307 нм, які зумовлені переходами із стійких верхніх станів **Cl₂**** в нижні розлітні стани. Випромінювання смуги 256,6 нм зумовлено спонтанним розпадом стабільного електронно-збудженого стану молекули хлора - $^3\Pi_g$ ($E \approx 8,1$ еВ) з переходом молекули хлора на розлітну гілку стану - $^3\Pi_u$.

З метою ідентифікації смуг випромінювання молекули хлора з максимумами при 307,4 нм та 510 нм в праці [38] було досліджено вплив умов запалювання **ТР** на інтенсивність випромінювання цих смуг. При зміні струму **ТР** в діапазоні 2-12 мА і тиску хлора від 20 до 120 Па відношення інтенсивностей смуг $I(307,4 \text{ нм})/I(256,6 \text{ нм})$ залишалось майже сталим. Це вказує на близькість енергій верхніх енергетичних станів для цих спектральних переходів при електронному збудженні молекул хлора.

Аналіз схеми потенційних кривих молекули хлора вказує, що таке випромінювання можливе при переході з стійкого $3^1\Pi_g$ стану в розлітний $2^1\Pi_g$ стан (але цей перехід заборонений) або з стійкого $2^3\Pi_g$ у розлітний $2^3\Sigma^+_u$. В деяких працях (див. посилання в статті [38]) смугу випромінювання 307 нм віднесено до смуг молекулярного іона Cl_2^+ (з $E_{\text{Верх.}} = 2,81 \text{ eV}$), проте експериментальні результати праці [38] з таким допущенням не узгоджуються. Крім цього, концентрація іонів Cl_2^+ в позитивному стовпі **ТР** майже на п'ять порядків менша концентрації молекул хлора. Тому цю смугу молекули хлора можливо віднести до переходу $2^3\Pi_g - 2^3\Sigma^+_u$ (нижній стан – розлітний, а верхній – стійкий і має енергію порядку 9,7 eV). Аналогічно, континуум 370-520 нм з максимумом при довжинах хвилі 435-450 нм та максимум при $\lambda=510 \text{ нм}$ теж не належать переходам в системі потенційних кривих іона Cl_2^+ . Вони можуть бути віднесені до переходів з рідбергівських на нижні розлітні стани молекули хлора. Повна ідентифікація спектральних ліній атома хлора, які спостерігаються в спектрах випромінювання **ТР**, наведена в праці [38].

Емісійні характеристики плазми субмікросекундного імпульсно-періодичного повздовжнього розряду досліджувався при тиску хлора 266 Па в праці [39]. Максимальний внесок енергії в розряд складав 90 мДж за імпульс збудження, а з врахуванням частоти повторення середня питома потужність, що вносились в плазму, досягала $1,4 \text{ Вт/см}^3$. Як впливає з порівняння спектрів **ТР** та імпульсно-періодичного розрядів, вони значно відрізняються між собою. Зокрема в **ВШХ**- розряді спостерігався перерозподіл інтенсивності випромінювання в бік зменшення довжини хвиль випромінювання. Основною тут

є смуга молекули хлора з основним максимумом випромінювання при $\lambda=256,6$ нм і з вторинними максимумами при 220; 231 і 245 нм. Спостерігались також і інші смуги молекули Cl_2 (307; 510 нм), але їх інтенсивність порівняно з даними для **ТР** була меншою. Основною відмінністю між емісійними характеристиками цих розрядів була відсутність у **ВШХІ**- розряді континууму в спектральному діапазоні 370-510 нм. Біля 50 % енергії імпульсно-періодичного розряду в хлорі випромінювалось в спектральному діапазоні 210-280 нм. Питома потужність випромінювання **ВШХІ**- розряду в спектральному діапазоні 200-1100 нм складала біля 30 мВт/см³. В діапазоні початкових тисків хлора порядку 300 Па одержано максимальну інтенсивність випромінювання на смугах молекули хлора з максимумами при $\lambda=256,6$ і 307 нм [39].

Спектральні характеристики імпульсно-періодичного розряду короткої тривалості в парах CCl_4 приводяться в праці [40]. Розряд формувався в кварцовій трубці довжиною 80 см і внутрішнім діаметром 1,8 см. Імпульси напруги додатної полярності з амплітудою 15 кВ, переднім фронтом 20 нс і тривалістю 77 нс з частотою 1,2 кГц подавалися на високовольтний електрод. При тиску пари CCl_4 0,5 Торр і середній потужності розряду 200-300 Вт плазма ізотропно заповнювала весь внутрішній об'єм трубки. Чіткої залежності енергії, яка вносилась в розряд, від тиску газу не виявлено. Максимальна швидкість **ВШХІ** досягала 1,5 см/нс при $p(\text{CCl}_4) = 0,3$ Торр, а при зростанні тиску фреона вона зменшувалась. Втрати енергії електронів і зменшення напруги за фронтом **ВШХІ** визначалась провідністю плазми за фронтом. Оскільки молекули CCl_4 сильноелектровід'ємні (константа швидкості дисоціативного прилипання порядку 10^{-7} см³/с), то у слабкому електричному полі уже через 30-50 нс електрони прилипають і провідність плазми різко зменшується, оскільки визначається уже не електронами а малорухливими від'ємними іонами. Тому фактично область існування цього розряду співпадає з максимальним тиском фреону-10, при якому фронт **ВШХІ** встигає переміститися до заземленого електрода трубки.

В плазмі **ВШХІ** до 60 % потужності випромінювання плазми з області спектру 215-650 нм приходить на

спектральний діапазон 215-275 нм. Питома потужність випромінювання в цій ділянці складала 0,2 мВт/см³. Із спектру випромінювання також впливає, що в **УФ**-ділянці випромінюють переважно радикали хлорметана, тому доля енергії, яка витрачається на випромінювання плазми порівняно невелика, оскільки значна її частина іде на іонізацію і дисоціацію молекули **CCl₄**.

З метою переходу в **ВУФ** - область спектру перспективним є використання складних галогеновмісних молекул типу фреона-12, оскільки продукти їх дисоціації випромінюють в області $\lambda \leq 200$ нм [42], що може знайти застосування і при розробці джерел постійного в часі випромінювання.

Розглянемо основні результати оптимізації **УФ-ВУФ** лампи тліючого розряду на переходах молекули хлора, яка була розроблена в Ужгородському університеті.

Тліючий розряд в суміші **He/Cl₂** існував в формі однорідного плазмоутворення, яке заповнювало весь внутрішній об'єм розрядної трубки лише при тисках робочої суміші $p \leq 4$ кПа і парціальному тиску хлора $p(\text{Cl}_2) \leq 1,0$ кПа. При вищих тисках суміші **He/Cl₂** розряд стискався в шнур діаметром 1-2 мм. Як впливає з вольт - амперних характеристик розряду (рис.1.5), при струмах розряду $I_{ch} \leq 10$ мА величина спаду напруги на електродах (U_{ch}) зменшувалась з ростом розрядного струму [43 36]. При більших струмах розряд переходив в нормальний режим горіння, коли величина U_{ch} практично не залежала від I_{ch} .

Спектр випромінювання лампи тліючого розряду в **УФ-ВУФ** області складався з широких смуг з максимумами при 258 нм **Cl₂(A'-D')**, 160-195 нм **Cl₂(¹Π-¹Σ)** та максимума випромінювання молекул хлора при $\lambda=200$ нм (рис.1.6). Половина потужності цього випромінювання плазми була зосереджена в спектральному діапазоні $\Delta\lambda \leq 200$ нм. Оптимальний парціальний тиск хлора знаходився в діапазоні 0,6-1,0 кПа (рис.1.7.а). Для стадії однорідного тліючого розряду (коли тиск $p \leq 2$ кПа) оптимальна величина парціального тиску гелія складала 0,6-0,7 кПа, а для контрагованого розряду він становив 6,0 кПа (рис.1.7.б). Інтенсивності смуг

випромінювання з максимумами при 258 і 200 нм були рівні між собою в режимі однорідного розряду, а в контрагованому розряді інтенсивність смуги 258 нм в 2,5 рази переважала інтенсивність смуги 200 нм.

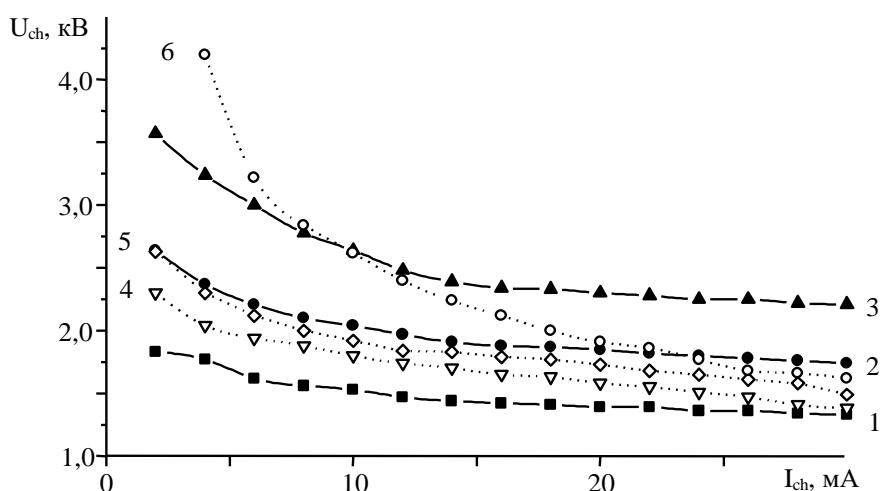


Рис.1.5. Вольт-амперні характеристики повздовжнього тліючого розряду на сумішах He/Cl_2 : 1,33/0,27 (1); 1,33/0,67 (2); 1,33/1,33 (3); 4,0/0,2 (4); 6,7/0,2 (5); 20/0,2 (6) кПа [43].

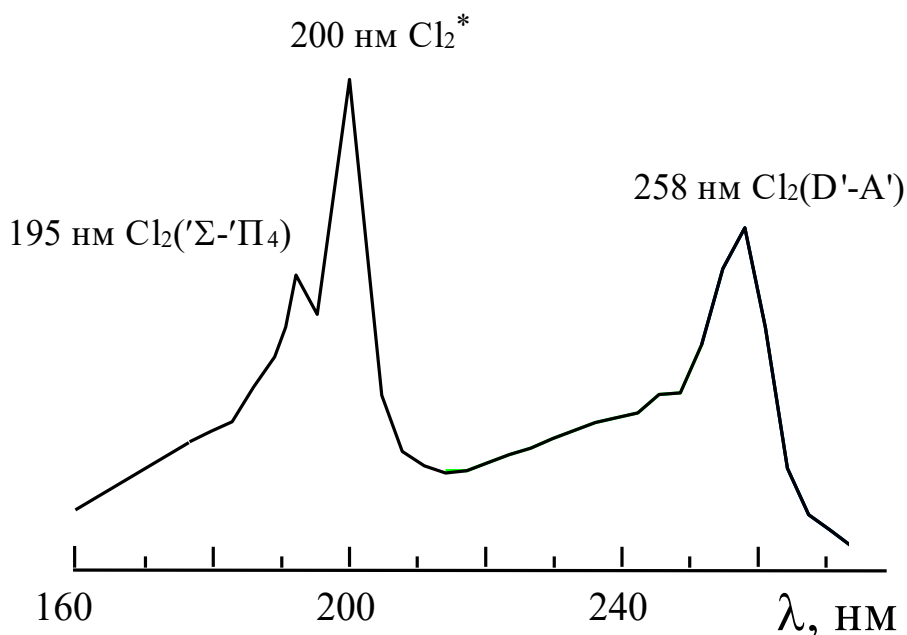


Рис.1.6. Спектр випромінювання лампи тліючого розряду постійного струму на суміші $p(\text{He})/p(\text{Cl}_2)=1,33/0,53$ кПа [43].

Як відомо [44], плазма контрагованих розрядів на сумішах інертних газів з хлором є іон – іонною. В такому плазмовому шнурі присутні іони Cl^+ та Cl^- , рекомбінація яких може приводити до утворення молекул Cl_2^* та випромінювання

системи смуг 258/200/195-160 нм. В тліючому розряді на суміші $p(\text{He})/p(\text{Cl}_2)=1,33/0,53$ кПа залежність інтенсивності смуги випромінювання 258 нм від величини струму була лінійно зростаючою, а для смуги 200 нм вона приходила в насичення при $I_{\text{ch}} \geq 20$ мА. Для розряду в суміші $p(\text{He})/p(\text{Cl}_2)=4,0/0,2$ кПа при $I_{\text{ch}}=20-25$ мА спостерігалася стрибкоподібна зміна стану тліючого розряду в результаті якої інтенсивність смуги 258 нм продовжувала збільшуватись, а смуги 200 нм - приходила в насичення і зменшувалася.

Величина повної потужності випромінювання лампи на молекулах хлора в діапазоні 160-280 нм досягала 2-3 Вт при ККД 3-5%.

Наведемо результати дослідження лампи на основі контрагованого повздовжного розряду в фреоні-12 та суміші He/CF₂Cl₂. Повздовжний розряд в фреоні-12 і сумішах гелій/фреон-12 при $p(\text{CF}_2\text{Cl}_2) \geq 0.1$ кПа був контрагованим. Діаметр плазмового шнуру складав 1-2 мм. Контрагування розряду хоча і приводило до зменшення поверхні циліндричного джерела випромінювання, але викликає інтерес в зв'язку з можливим збільшенням його ресурсу роботи на одній газовій суміші. Інтерес до дослідження контрагованого розряду в електронегативних газах зумовлений і тим, що така плазма є іон - іонною, яка значно відрізняється від електрон - іонної плазми. В області струмів $I_{\text{ch}}=2-15$ мА на ВАХ спостерігалася оберненопропорційна залежність спаду напруги на електродах від величини розрядного струму. При $I_{\text{ch}} \geq 15$ мА розряд переходив в нормальний режим горіння. При збільшенні $p(\text{CF}_2\text{Cl}_2)$ і тиску суміші гелій/фреон спостерігалася зростання потенціалів запалювання розряду і величини квазістаціонарної напруги U_{ch} в нормальному режимі запалювання цього розряду. Величина потужності, що вносила в плазму, збільшувалася при збільшенні тиску газової суміші, вмісту фреона-12 в ній і досягала 30-65 Вт.

Для розряду в чистому фреоні-12 при збільшенні його тиску від 130 до 670 Па квазістаціонарне значення напруги на електродах збільшувалося з 1.7 до 2.5 кВ, а потенціал запалювання розряду збільшувався від 2.0 до 3.5 кВ [45, 38]. Спектр випромінювання плазми (рис.1.8) був подібним в

області $\lambda \geq 200$ нм до спектру тліючого розряду на суміші **He/Cl₂**. На фоні **ВУФ** смуг випромінювання молекули **Cl₂**** в спектральному діапазоні 140-170 нм спостерігалось випромінювання інтенсивних спектральних ліній однозарядних іонів хлора.

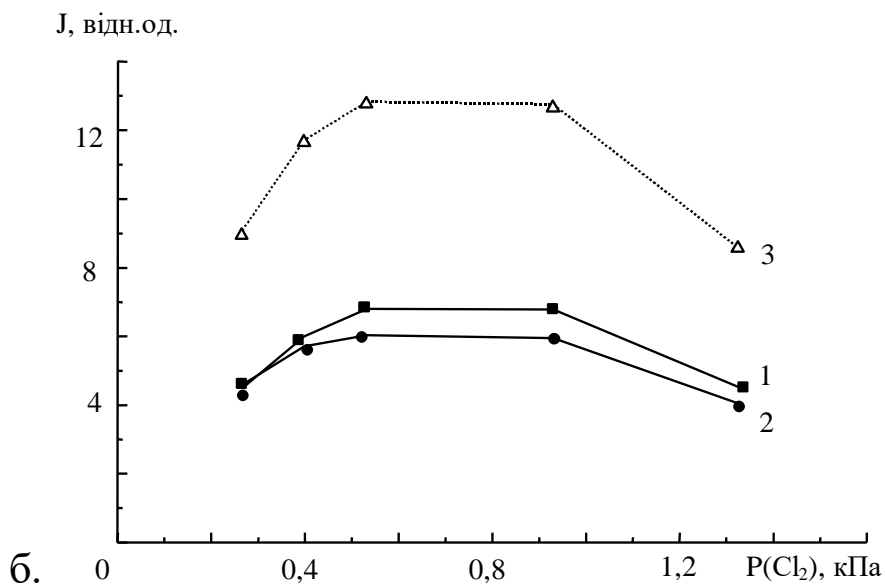
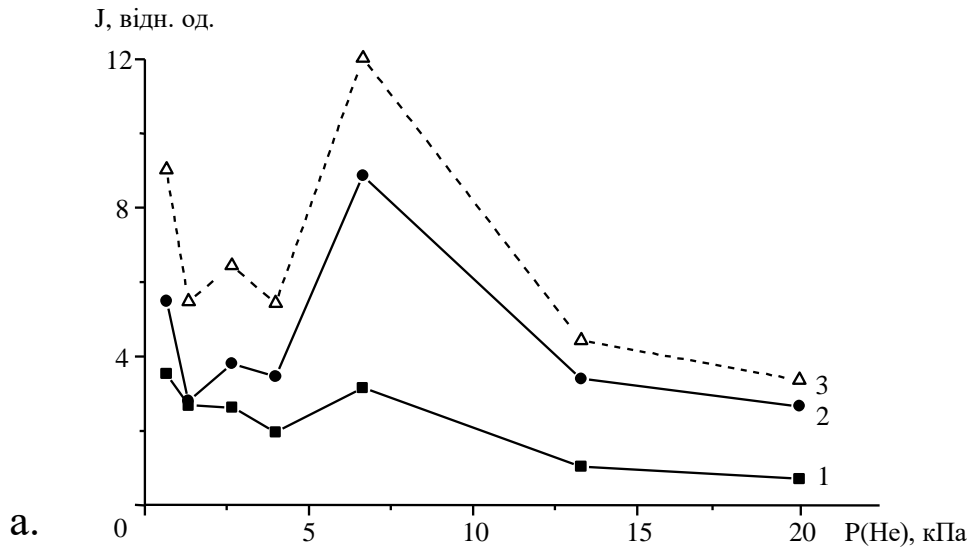


Рис.1.7. Залежність інтенсивності випромінювання лампи на смугах молекули хлора з $\lambda=200$ (1), 258 нм (2) та її сумарної інтенсивності на суміші He/Cl₂ в спектральному діапазоні 160-280 нм (3) від величини парціального тиску He при $p(\text{Cl}_2)=0,2$ кПа (а) і хлора при $p(\text{He})=1,33$ кПа (б) ($I_{\text{ch}}=20$ мА) [43].

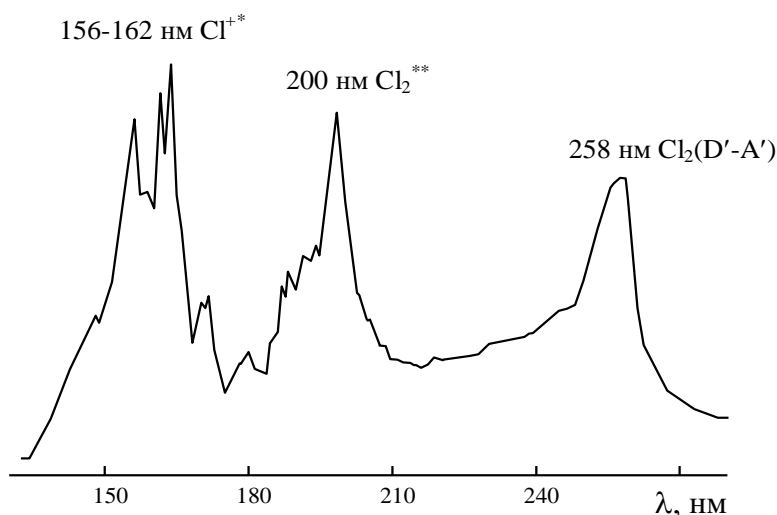


Рис.1.8. Спектр УФ-ВУФ випромінювання лампи на основі контрагованого повздовжнього розряду в суміші He/CF₂Cl₂ [46].

Результати оптимізації інтенсивності УФ-ВУФ випромінювання лампи на молекулах фреона (рис.1.9) і на суміші He/CF₂Cl₂ приведені на рис.1.10. Оптимальний тиск фреона в лампі на чистому фреоні знаходився в діапазоні 200-250 Па (рис.1.9).

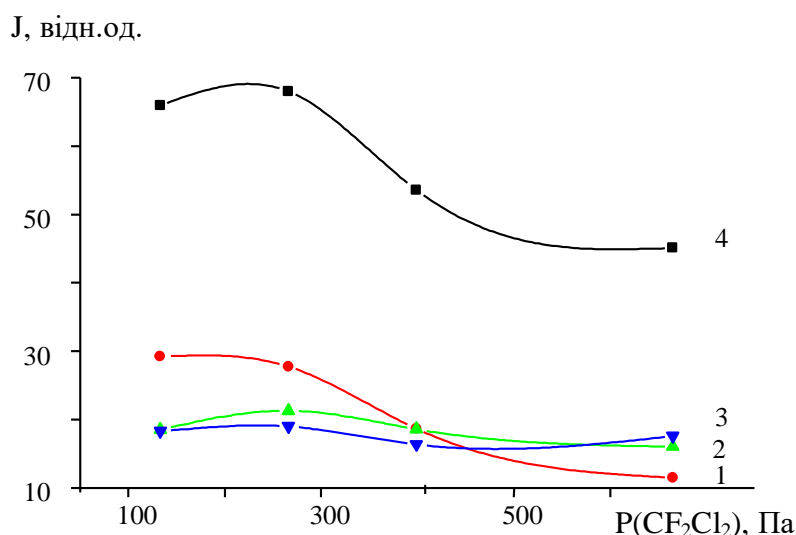


Рис.1.9. Залежність інтенсивності випромінювання лампи від тиску фреона-12 в спектральних діапазонах 130-175 (1), 175-215 (2), 215-280 нм (3) і сумарної інтенсивності всього УФ-ВУФ випромінювання в спектральній області 130-280 нм (4) [46].

Результати розшифровки лінійчатих спектрів випромінювання наведені в нашій праці [46]. Група нерозділених спектральних ліній Cl^{+*} формувала найбільш короткохвильову частину спектру випромінювання з $\Delta\lambda=156\text{-}162\text{ нм}$.

В суміші фреона з гелієм оптимальний парціальний тиск фреона-12 знаходився в діапазоні 100-250 Па (рис.1.10).

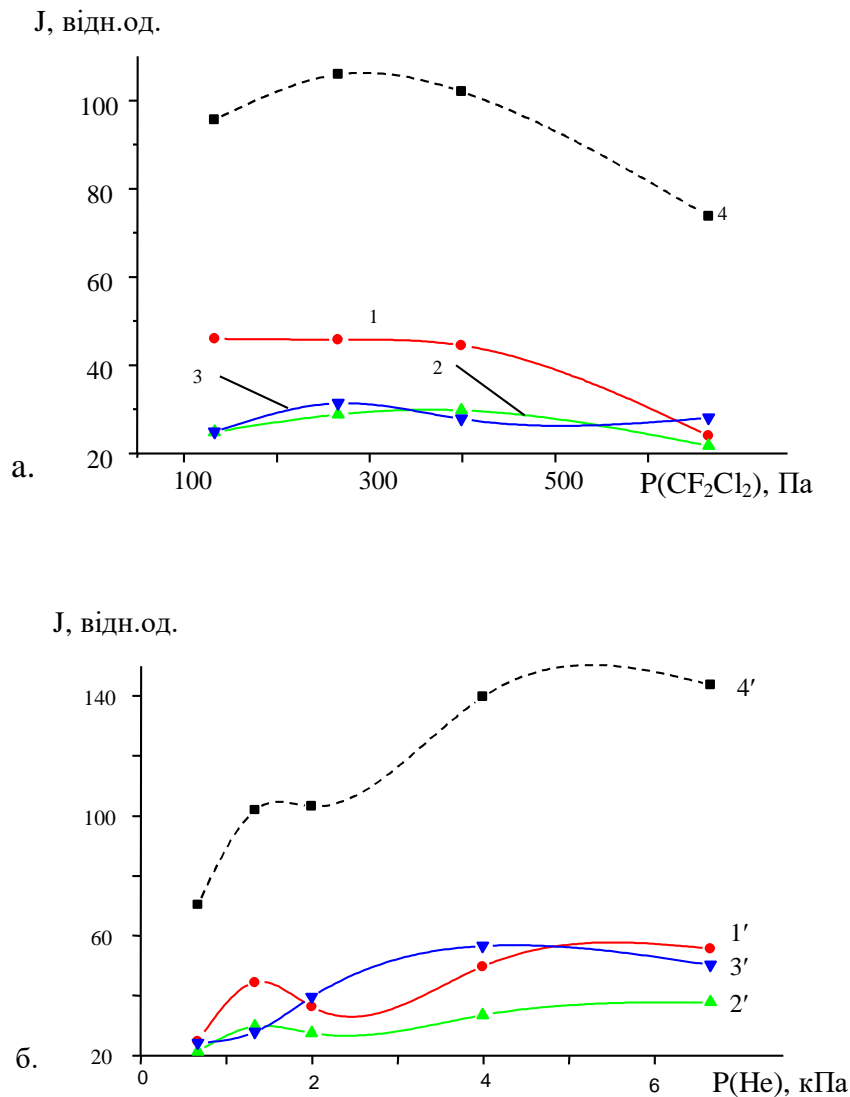


Рис.1.10 Залежність інтенсивності випромінювання лампи на суміші $\text{He}/\text{CF}_2\text{Cl}_2$ від парціального тиску фреона-12 при $p(\text{He})=1.33$ кПа (а) і парціального тиску гелія при $p(\text{CF}_2\text{Cl}_2)=0.40$ кПа (б) в спектральних діапазонах 130-175 нм (1, 1'), 175-215 нм (2, 2'), 215-280 нм (3, 3') та сумарної інтенсивності в спектральному діапазоні 130-280 нм (4, 4') [46].

При збільшенні тиску фреона-12 ($p \geq 250$ Па) спостерігалось зменшення інтенсивності випромінювання на переходах іонів Cl^+ та сумарної інтенсивності всього УФ-ВУФ випромінювання, що імовірно пов'язано з контрагуванням повздовжного розряду. Найбільш імовірним процесом утворення збуджених молекул хлора в іон - іонній плазмі є рекомбінація іонів Cl^+ та Cl^- .

Оптимальний парціальний тиск фреона-12 в суміші знаходився в діапазоні 0.3-0.5 кПа [45]. При подальшому збільшенні $p(CF_2Cl_2)$ в суміші спостерігалось зменшення інтенсивності випромінювання молекулярних смуг хлора та сумарної інтенсивності в спектральному діапазоні 130-280 нм. Найбільш чутливим до вмісту молекул фреона-12 в суміші було випромінювання іонів хлору (рис.1.8.а). В залежності від парціального тиску He, інтенсивність на ділянці, де переважало випромінювання іонів Cl^{+*} , характеризувалася вузьким максимумом при $p(He)=1.3-1.4$ кПа та широким максимумом при $p(He)=5-6$ кПа. Випромінювання смуги з $\lambda=258$ нм $Cl_2(A'-D')$ характеризувалось широким максимумом при $p(He)=4$ кПа, а інтенсивність смуги з максимумом при $\lambda=200$ нм Cl_2^{**} слабо зростала при збільшенні $p(He)$. При низьких тисках гелія переважало ВУФ випромінювання іонів хлора. Оптимальний тиск He в суміші знаходився в межах 5-6 кПа. Такий характер залежності інтенсивності УФ-ВУФ випромінювання від величини $p(He)$ для іон - іонної плазми контрагованого розряду може бути пов'язаний з значним внеском процесів передачі енергії від метастабільних атомів та молекул гелія молекулам фреону-12, а також ефективним перебігом рекомбінації іонів Cl^+ і Cl^- .

Збільшення струму розряду в лампі на фреоні-12 з 1 до 30 мА приводило до збільшення інтенсивності всіх складових спектру УФ-ВУФ випромінювання. Зменшення парціального тиску фреона-12 з 670 Па до 130 Па найбільш сильно впливало на залежності інтенсивності спектральних ліній Cl^+ і було значно слабшим для смуги 200 нм Cl_2^{**} . Насичення швидкості збільшення інтенсивності УФ-ВУФ випромінювання в умовах нашого експеримента не проявлялося. Збільшення струму в діапазоні 2-30 мА приводило до збільшення інтенсивності

випромінювання молекул та інтенсивності випромінювання іонів хлора. При охолодженні розрядної трубки лише газовим середовищем контрагованого розряду насичення інтенсивності УФ-ВУФ випромінювання при струмах $I_{ch} \leq 30$ мА не спостерігалось.

Ресурсні характеристики УФ-ВУФ випромінювання лампи з накачуванням повздовжним контрагованим розрядом представлені на рис.1.11.

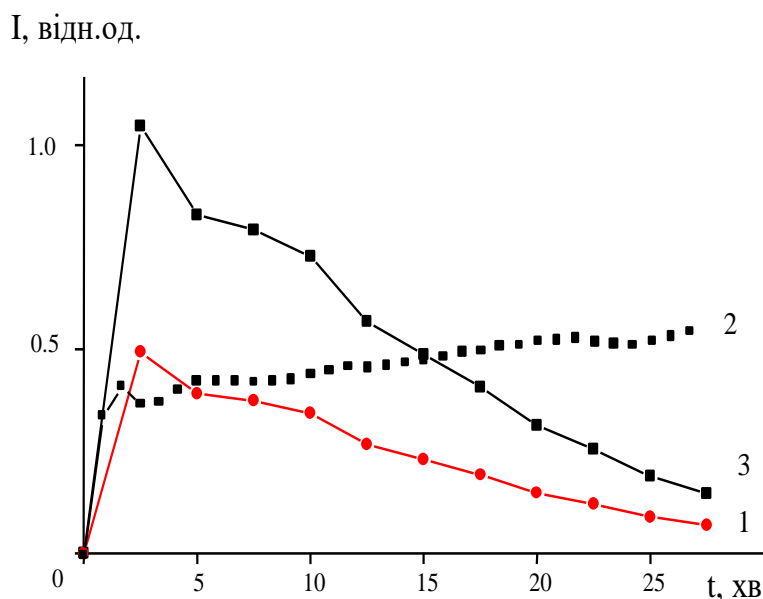


Рис.1.11. Залежність максимуму інтенсивності УФ-ВУФ випромінювання лампи на $\lambda=258$ (1), 200 (2) и 162 нм (3) від часу горіння розряду в суміші $\text{He}/\text{CF}_2\text{Cl}_2$ [46].

Кожна крива на рис.1.11 отримана при роботі лампи на новій суміші $p(\text{He})/p(\text{CF}_2\text{Cl}_2)=1.33/0.4$ кПа ($I_{ch}=20$ мА). Ресурс джерела випромінювання для спектральної лінії з $\lambda=162$ нм та смуги 258 нм не переважав 15 хвилин, а для смуги з $\lambda=200$ нм ресурс був більшим за 60 хвилин. З цього випливає, що для роботи в газостатичному режимі найбільший інтерес представляє випромінювання смуги 200 нм Cl_2^{**} . Для випромінювання на $\lambda=258$ нм та на переходах іонів хлора перспективно використання режиму повільної заміни робочої суміші в розрядній трубці. Середня потужність випромінювання в діапазоні 130-280 нм не переважала 1-1.5 Вт при ККД $\leq 3\%$.

1.3. Характеристики УФ ламп на смугах молекули хлора з накачуванням коротким тліючим і вольєрним розрядами

В пункті розглянемо основні характеристики **УФ**-ламп з накачуванням коротким тліючим і вольєрним розрядами. Схема запалювання вольєрного розряду приведена на рис.1.2, а **КТР** з сферичним анодом - а на рис.1.3. В експериментах використовувався також і поперечний тліючий розряд низького тиску між напівциліндричним металевим електродом та плоским металевим електродом. Особливістю цих джерел випромінювання було те, що при живленні постійною напругою за рахунок розвитку нестійкості в плазмі тліючий розряд горів в імпульсно-періодичному режимі з частотою на рівні десятків кілогерц. Основні результати цих досліджень приведені в наших працях [47-56].

Об'ємний розряд низького тиску у фреоні і суміші **Ar-CF₂Cl₂** мав форму утнутого конуса (система електродів на рис.1.3). Мала основа плазмоутворення щільно прилягала до анода, а його нижня частина мала сферичну форму і була відділена від катода темним простором розміром 1-7 мм. Величина діаметра нижньої частини плазмоутворення досягала 3.0 см, а верхньої ≤ 2.0 см (див.рис.1.3). Зі збільшенням тиску фреона чи суміші аргон-фреон поперечні розміри плазмоутворення зменшувалися в 3-5 разів.

Статична **ВАХ** розряду у фреоні відповідала нормальному режимові запалювання. Величина середньої напруги на аноді випромінювача не перевищувала 1 кВ. Динамічна **ВАХ** на своїй початковій ділянці відповідала аномальній стадії тліючого розряду. Надалі струм розряду сягав максимуму і починав зменшуватись, що призводило до формування ділянки **ВАХ** з негативним нахилом.

Дослідження спектрів випромінювання плазми показало, що основна частина інтенсивності випромінювання короткого тліючого розряду (≥ 70 %) зосереджена в спектральному діапазоні 150-300 нм. У плазмі на основі чистого фреона-12 спектр випромінювання складався із широких смуг з максимумами при 257 і 200 нм, що перекривалися між собою.

Дане випромінювання може бути віднесено до випромінювання смуг $\text{Cl}_2(\text{A}' - \text{D}')$, $\text{Cl}_2(\Sigma - \Sigma)$ і радикалів CCl^* .

На рис.1.12. представлені спектри випромінювання лампи з накачуванням **КТР** на основі молекул фреона. Для порівняння з випромінюванням ексиплексно-галогенної лампи низького тиску, наведено і спектр випромінювання розряду в суміші кrypton-фреон.

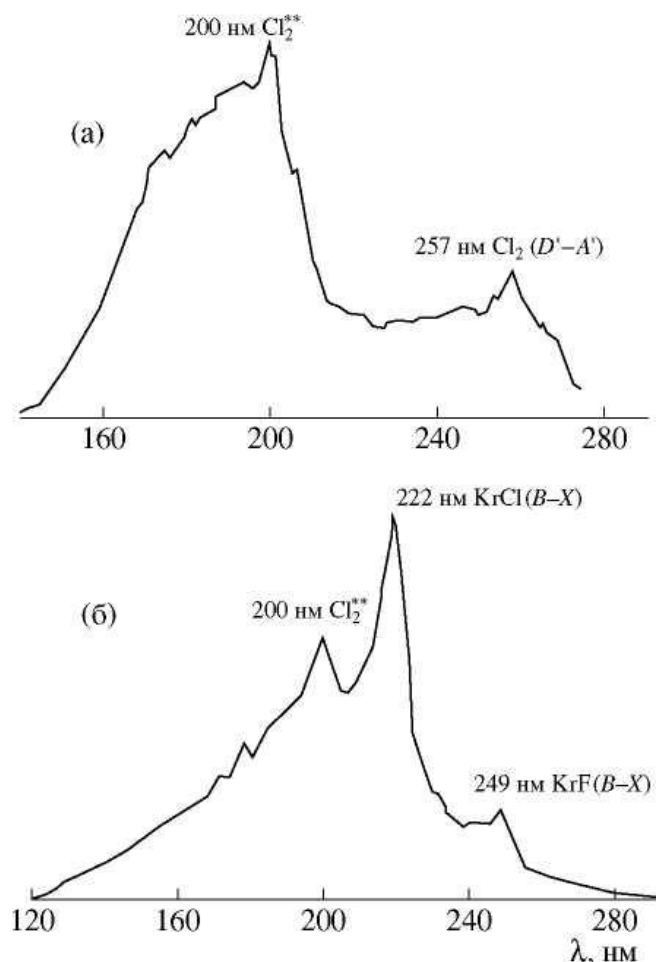


Рис.1.12. Спектри випромінювання лампи з коротким тліючим розрядом у фреоні при $p(\text{CF}_2\text{Cl}_2) = 80$ Па (а) і суміші $p(\text{Kr})/p(\text{CF}_2\text{Cl}_2) = 640/120$ Па (б).

Інтенсивність **УФ** випромінювання лампи на основі чистого фреона була в 4-5 разів нижчою за інтенсивність лампи на суміші **Kr/CF₂Cl₂**. Спектр випромінювання плазми на основі молекули фреона включав дві широкі смуги з максимумами при 257 нм $\text{Cl}_2(\text{A}' - \text{D}')$ і 200 нм Cl_2^{**} , які перекривали спектральний діапазон 170-270 нм. Найбільш інтенсивною в спектрі була система смуг з $\lambda_{\text{max}}=200$ нм, що крім смуг $\text{Cl}_2(\Sigma - \Sigma)$, можливо

включає і смуги радикала CCl^* . У спектрі випромінювання лампи на основі суміші $\text{Kr-CF}_2\text{Cl}_2$ (рис.1.12) найбільш інтенсивними були смуги 222 нм KrCl(X-B) і 200 нм Cl_2^{**} . Також в спектрі спостерігалася і смуга випромінювання 249 нм KrF(X-B) . Фторид криптона утворювався в плазмі на основі продуктів дисоціативного прилипання електронів до молекул фреона. Вихід негативних іонів фтора в реакції дисоціативного прилипання приблизно на порядок менший ніж негативних іонів хлора, що, імовірно, і слугувало основною причиною низької інтенсивності випромінювання смуги 249 нм KrF(X-B) (у припущенні, що основним процесом утворення ексиплексних молекул є реакція іон-іонної рекомбінації типу $\text{Kr}^+ + \text{Cl}^- + (\text{Kr}) \rightarrow \text{KrCl}^* + (\text{Kr})$). Одержання максимальної інтенсивності УФ випромінювання лампи на суміші $\text{Kr-CF}_2\text{Cl}_2$ можливо при $p(\text{CF}_2\text{Cl}_2)=80-120$ Па і $p(\text{Kr})=400-600$ Па. Залежності інтенсивності випромінювання молекул KrCl і Cl_2^{**} від величини середнього струму КТР в діапазоні $I_{\text{ch}} = 2-50$ мА мали зростаючий характер без ознак насичення.

На рис.1.13 представлені імпульсні характеристики розряду і сумарного випромінювання лампи на основі чистого фреона при різних його тисках, середніх струмах розряду і різній величині ємності конденсатора, який шунтував розрядний проміжок. При мінімальній величині ємності шунтуючого конденсатора тривалість і амплітуда імпульсів струму були мінімальними ($\Delta t \leq 50$ нс за основою осцилограми і $I_{\text{max}} \leq 1.5$ А). Імпульс випромінювання мав тривалість ≤ 300 нс і знаходився в ближньому післясвітінні струму. Зі збільшенням середнього струму амплітуда імпульсів зменшувалася. Збільшення величини шунтуючої ємності C_0 до 900 пФ призводило до збільшення тривалості імпульсів струму удвічі, а його амплітуди до 25 А. Струм формувався протягом переднього фронту імпульсу змінної складової напруги. При низькому тиску CF_2Cl_2 час досягнення максимуму імпульсу струму і максимум світлового імпульсу збігалися. В області часів $t=100-200$ нс струм тече проти прикладеної напруги. Це пов'язано з нестійкістю катодного шару КТР, що по своїй фізичній природі аналогічний формуванню імпульсів Трічела. Тривалість імпульса випромінювання досягала 500 нс.

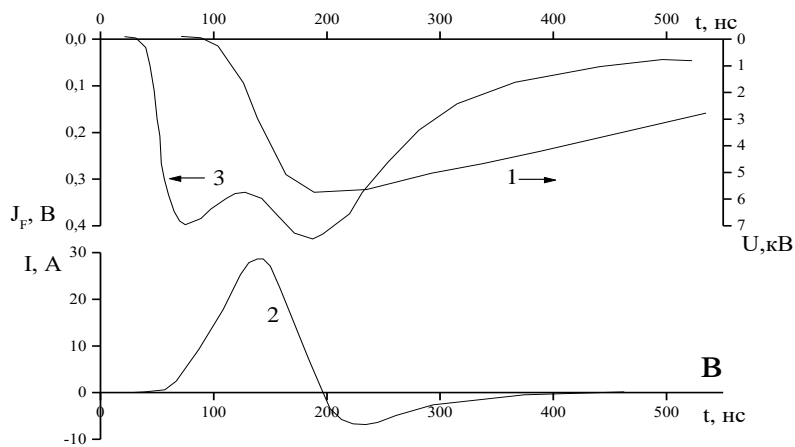
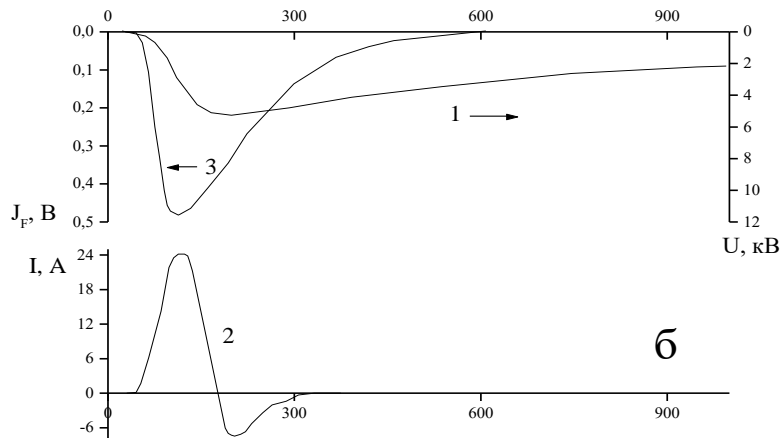
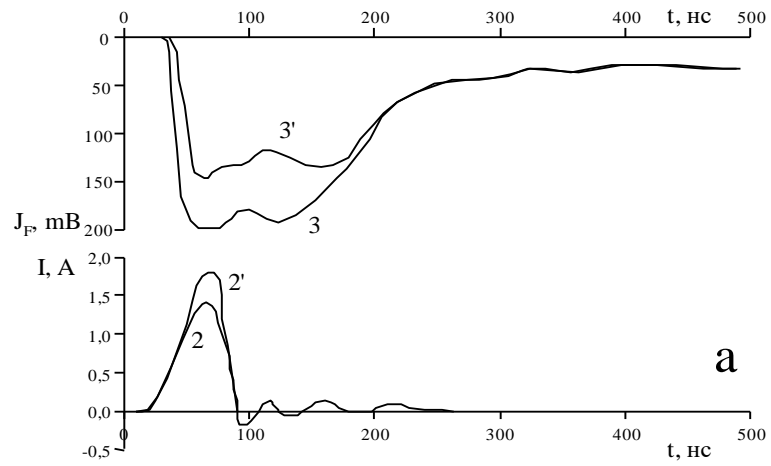


Рис.1.13. Осцилограми напруги (1), струму (2) і випромінювання лампи (3) з коротким тліючим розрядом у фреоні при $p(\text{CF}_2\text{Cl}_2)=160$ Па і $C_0=20$ пФ (2, 3 при $I_{\text{ch}}=10$ мА і 2', 3' при $I_{\text{ch}}=30$ мА) (а); $p(\text{CF}_2\text{Cl}_2)=80$ Па, $C_0=900$ пФ ($I_{\text{ch}}=30$ мА) (б); $p(\text{CF}_2\text{Cl}_2)=400$ Па, $C_0=900$ пФ (1-3 при $I_{\text{ch}}=6$ мА і 2', 3' при $I_{\text{ch}}=30$ мА) (в).

При цих умовах величини діаметрів плазмоутворення складали 1.5 (біля анода) і 2.0 см (біля катода), а сам розряд був однорідним. Зі збільшенням $p(\text{CF}_2\text{Cl}_2)$ до 0.4 кПа плазма була однорідною тільки в прианодній половині діаметром 0.5 см, а його прикатодна частина представляла собою пучок тонких стрімерних каналів з діаметром пучка в області катода - 2.0 см. У цьому випадку на імпульсі випромінювання з'являлися два максимуми, а його тривалість збільшувалася в 2.0-2.5 рази. Перший з максимумів оптичного імпульсу спостерігався в області переднього фронту імпульсу струму, а другий - в області заднього фронту. Форма імпульсу напруги залишалася при цьому без змін.

В чистому хлорі досліджувались характеристики **УФ**-лампи на основі поперечного розряду в системі електродів "площина-циліндр". В залежності від величини тиску хлора в розрядній камері спостерігалися різні форми **КТР**. При низькому тиску ($p < 60$ Па) розряд існував у вигляді страт, що рухаються, які досить однорідно заповнювали велику частину міжелектродного об'єму. Схематичне зображення поперечного перерізу розряду наведено на рис.1.14.

Страти у формі двох протяжних плазмоутворень довжиною до 16 см формувалися біля країв анодної пластини. Кількість страт у стовпі не перевищувала 10-12 шт. Величина темного катодного простору складала 2-3 мм. У центральній частині міжелектродного простору плазма практично була відсутною. Негативне катодне світіння формувалось в периферійній ділянці катода. При збільшенні тиску хлора спостерігався режим розряду у вигляді нерухомих страт і при $p(\text{Cl}_2)=100-120$ Па в міжелектродному просторі формувалося єдине плазмоутворення, поперечний переріз якого мав форму схожу на букву «Л» (рис.1.14.б.). Довжина плазмоутворення (у напрямку перпендикулярному площині) складала 3 см. Воно, як правило, формувалося в області однієї з торцевих частин системи електродів. При більш високих тисках хлора відмічено формування плазми у вигляді утнутого конуса (рис.1.14.в.). Верхня частина плазмоутворення мала діаметр 4-5 мм, а нижня - 8-10 мм. Воно було відділено від негативного катодного світіння темним простором ($d=1$ мм). Плазма

характеризувалася високою однорідністю й інтенсивно випромінювала в **УФ** і видимій областях спектру. Збільшення тиску хлора призводило до зменшення поперечних розмірів плазмоутворення.

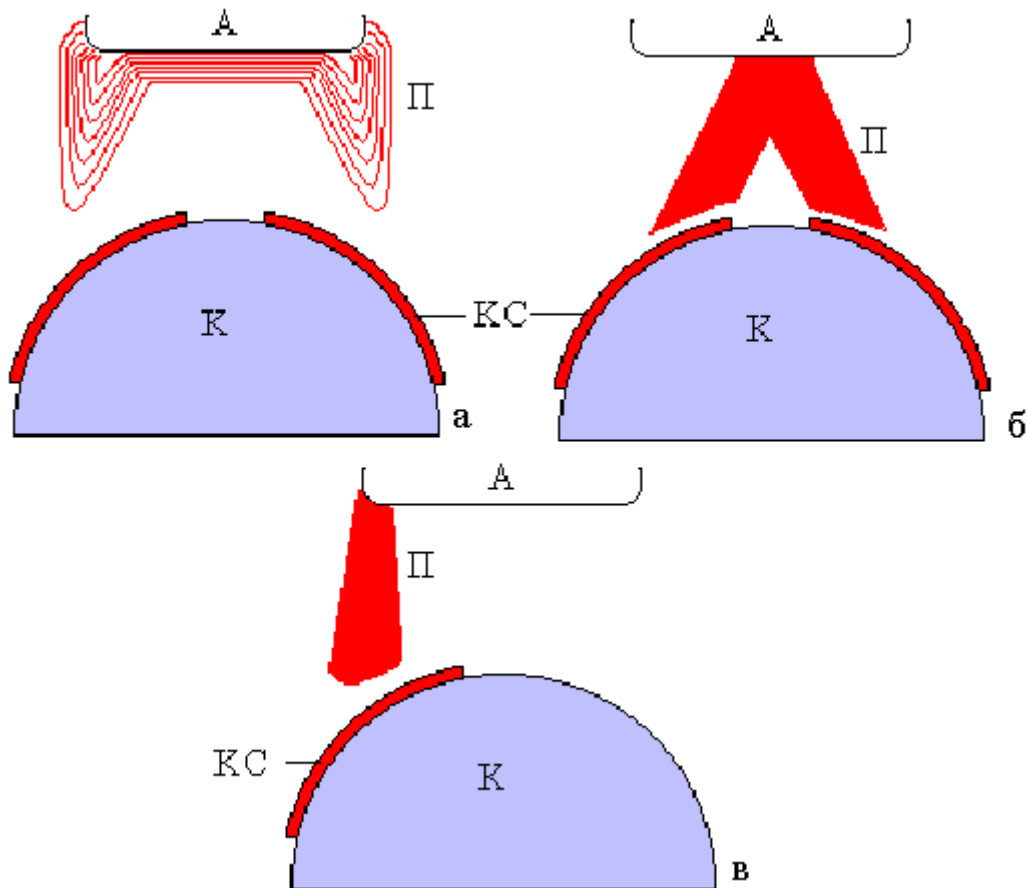


Рис.1.14. Схематичне зображення поперечного перерізу лампи з поперечним розрядом низького тиску при $p(\text{Cl}_2) = 40$ (а); 120 (б); 160 Па (в) і $I_{\text{сн}} = 50$ мА.

УФ-ВУФ спектри випромінювання плазми поперечного тліючого розряду в хлорі склалися із широких смуг молекули хлора при 257 нм $\text{Cl}_2(\text{A}' - \text{D}')$ і 200 нм Cl_2^{**} (рис.1.15).

Через низький тиск і незавершеність коливальної релаксації, всередині збуджених станів молекули хлора смуги випромінювання були сильно розширені і перекривалися між собою. Найбільш інтенсивною була смуга 200 нм Cl_2^{**} при співвідношенні інтенсивностей смуг 257 нм і 200 нм рівному 1/2. Збільшення тиску хлора з 40 Па до 120 Па призводило до зміщення короткохвильової границі випромінювання плазми хлора з 170 нм до 147 нм, що досягалося за рахунок збудження

електронно-коливальних смуг з високорозміщених станів молекули хлору.

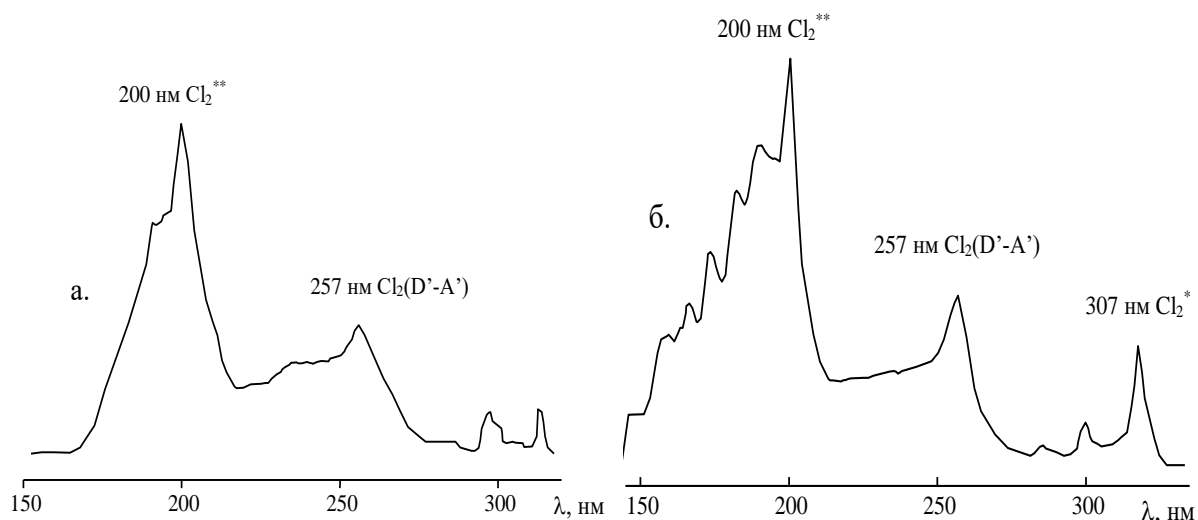


Рис.1.15. Спектри випромінювання лампи при $p(\text{Cl}_2)=40$ (а) і 120 Па (б).

Залежності інтенсивності смуг випромінювання лампи на основі хлору від величини середнього струму розряду були зростаючими (рис.1.16).

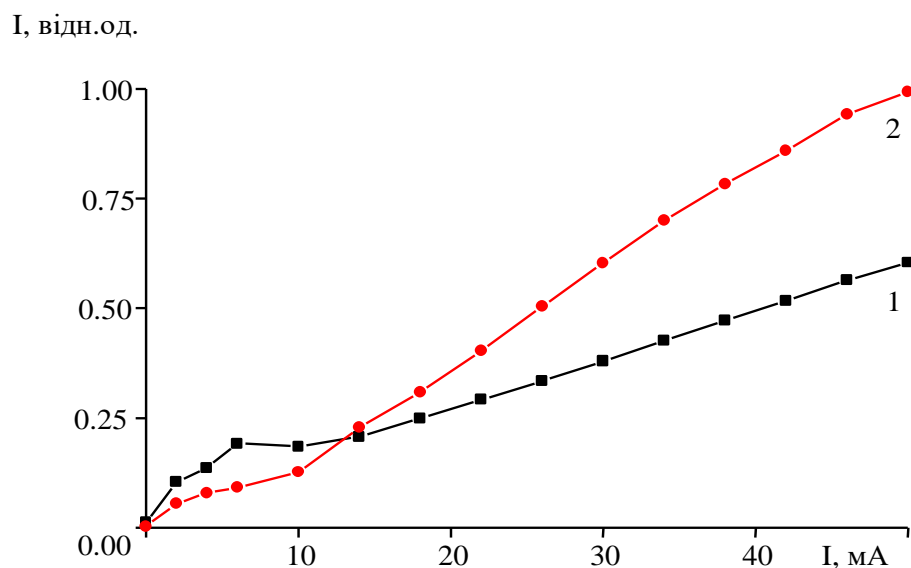


Рис.1.16 Залежність інтенсивності випромінювання смуг 257 нм $\text{Cl}_2(\text{A}'-\text{D}')$ (1) і 200 нм Cl_2^{**} (2) від величини струму поперечного ТР при $p(\text{Cl}_2) = 120$ Па.

При малих розрядних струмах ($I_{ch} < 15$ мА) переважало випромінювання смуги 257 нм $Cl_2(A'-D')$, а при великих струмах основним ставало випромінювання смуги 200 нм Cl_2^{**} .

Розглянемо основні характеристики УФ-лампи з накачуванням вольєрним розрядом, яка працювала на сумішах $He(Kr)/Cl_2$ [57-59]. Вольєрний розряд на сумішах He і Kr з молекулами Cl_2 запалювався при тисках 100-1500 Па. Він існував у вигляді чотирьох плазмоутворень білого кольору циліндричної форми довжиною по 156 мм та діаметром 5-10 мм. Формування спільної області негативного катодного свічення у внутрішній частині системи електродів не спостерігалось. Тому в досліджуваній нами лампі можливо використання лише випромінювання протяжної приелектродної плазми, яка утворюється навколо катодних стержнів [57,58].

ВАХ вольєрного розряду наведені на рис.1.17.

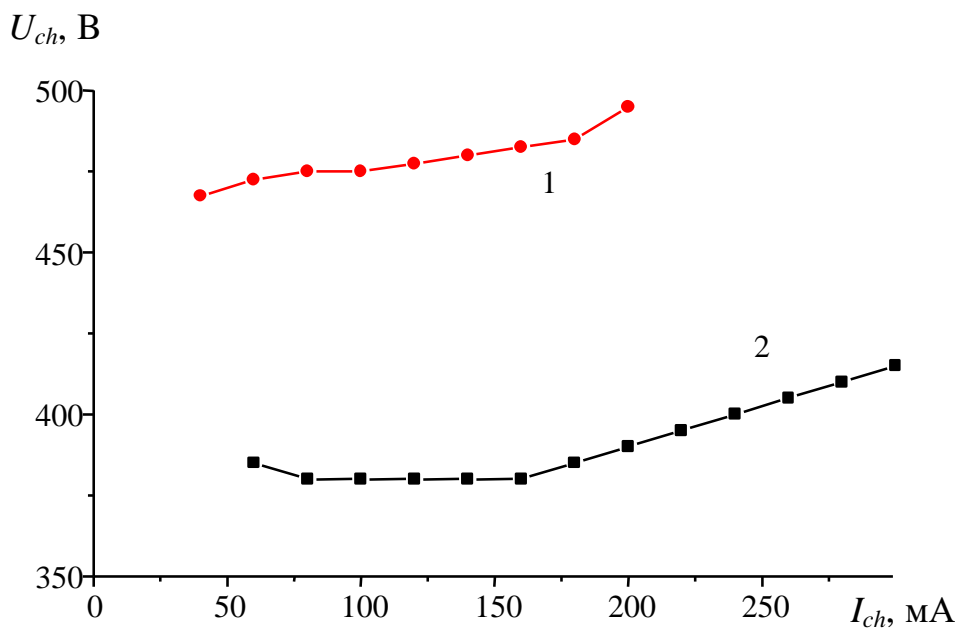


Рис.1.17. Вольт - амперні характеристики вольєрного розряду на сумішах $p(He)/p(Cl_2)=670/130$ (1) і $p(Kr)/p(Cl_2)=270/130$ Па (2) [57].

В значній мірі форма **ВАХ** була типовою для аномального тліючого розряду. У вольєрному розряді на суміші Kr/Cl_2 спостерігався також піднормальний (при $I_{ch} \leq 80$ мА) і

нормальний ($I_{ch}=8-160$ мА) режими горіння. Для струмів $I_{ch}\leq 300$ мА величина спаду напруги на електродах не переважала 500 В. Потужність, яка вноситься в плазму вольерного розряду, лінійно зростала з збільшенням розрядного струму і досягала 100-125 Вт.

Система електродів при розрядних струмах ≤ 300 мА сильно не нагрівається, оскільки енергія, яка втрачається на формування швидких нейтральних частинок у вольерному розряді значно нижча в порівнянні з тліючим розрядом [53]. Спектри випромінювання плазми включали широкі смуги з максимумами при $\lambda=195$ нм $Cl_2(^1\Pi_4-^1\Sigma)$, 200 нм Cl_2^{**} , 222 нм $KrCl(X-B)$ і 258 нм $Cl_2(D'-A')$ [51,52].

Внаслідок незавершеності процесів коливальної релаксації при низьких тисках газового середовища смуги випромінювання молекул хлора і $KrCl$ об'єднувалися в один континуум з межами 170-270 нм. В розряді на суміші He/Cl_2 при понижених парціальних тисках He в спектрах переважали смуги молекули хлора в **ВУФ** області довжин хвиль. Збільшення інтенсивності випромінювання смуги з $\lambda=258$ нм при зростанні тиску суміші He/Cl_2 пов'язано з синглет - триплетною релаксацією високозбуджених молекул хлора в низько розташований D' стан. Збільшення парціального тиску $p(Kr)$ у вольерному розряді на суміші Kr/Cl_2 приводило до зростання інтенсивності випромінювання смуги 222 нм $KrCl$ та інтенсивності всього випромінювання в діапазоні 164-267 нм, а інтенсивність випромінювання молекул хлора, при цьому, зменшувалася. Залежності інтенсивності смуг випромінювання молекул Cl_2 та $KrCl$ від величини розрядного струму були лінійно зростаючими. Максимальна інтенсивність **УФ-ВУФ** випромінювання вольерного розряда в суміші He/Cl_2 досягалася при парціальному тиску $p(He)=1200-1500$ Па і $p(Cl_2)=300-400$ Па, а для лампи на суміші Kr/Cl_2 при $p(Kr)=500-700$ Па і $p(Cl_2)=200-270$ Па [50,51]. Величина середньої потужності **УФ-ВУФ** випромінювання з одного катодного стержня досягала 2-3 Вт (суміш Kr/Cl_2) і ≤ 1 Вт (суміш He/Cl_2). ККД цих джерел випромінювання досягали відповідно 10% і 4%.

1.4. Характеристики широкосмугової лампи тліючого розряду на парах брома

До наших досліджень в газорозрядних лампах на основі молекул брома використовувалось лише випромінювання молекулярної смуги 289 нм $\text{Br}_2(\text{A}'\text{-D}')$, а ВУФ-випромінювання молекулярних смуг з високорозміщених енергетичних станів молекули брома, розпад яких приводить до випромінювання в спектральному діапазоні 140-270 нм, не використовувалось. Особливий інтерес представляє дослідження характеристик тліючого розряду на парах брома, оскільки суттєвий внесок у випромінювання плазми можуть вносити спектральні лінії атома брома, що розміщені в спектральному діапазоні 150-170 нм.

При кімнатній температурі тиск насиченої пари бром у розрядній трубці перевищує 1 кПа, тому лампа може достатньо ефективно працювати на чистих парах брома без використання інертних газів в якості буферних. Характеристики повздожнього тліючого розряду на парі брома, особливо в ВУФ області спектру, на даний час досліджені не повно. Це стримує розроблення нових бактерицидних ламп на основі спектральних ліній атома брома і смуг молекули брома, оскільки основне випромінювання в спектрі газорозрядної плазми на основі пари брома формується між смугою 289 нм $\text{Br}_2(\text{A}'\text{-D}')$ і спектральними лініями атома брома в спектральному інтервалі 158-164 нм.

В даному пункті наведено результати дослідження характеристик широкосмугової УФ-ВУФ лампи з накачуванням повздожнім тліючим розрядом в парі брома та їх сумішах з легкими інертними газами

Схеми енергетичних рівнів атома та молекули брома, які дозволяють ідентифікувати випромінювання лампи низького тиску на парі брома, приведені на рис.1.18-1.20. З них випливає, що для двоатомної молекули Br_2^* основною в спектрі випромінювання лампи повинна бути смуга молекули Br_2^* з максимумом при $\lambda=291$ нм, яка відповідає переходу $\text{A}'(^3\Pi_{2u}) - \text{D}'(^3\Pi_{2g})$.

Димер Br₂

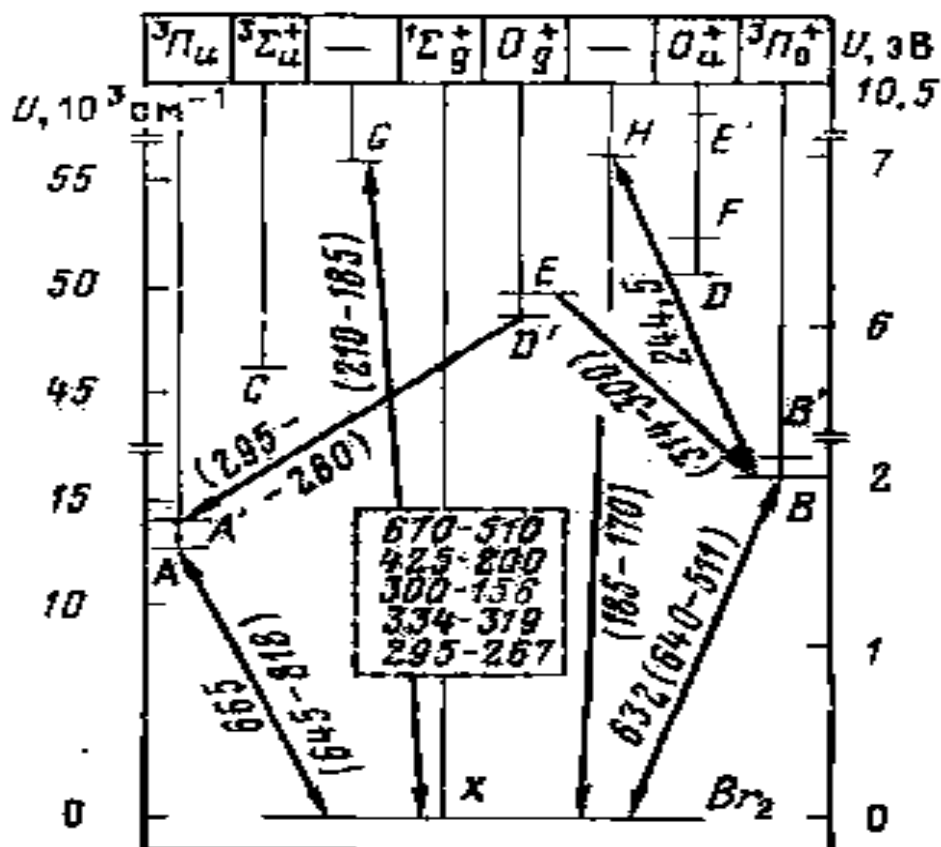


Рис.1.18. Діаграма енергетичних рівнів двоатомної молекули Br₂ [58].

Розглянемо основні характеристики лампи тліючого розряду на парі брома, що працює на суміші **He/Br₂**. Дослідження проводилось з використанням короткої розрядної трубки з відкритими торцями ($L=100$ мм; $d=14$ мм), яка встановлювалась в вакуумну камеру. Остання була сполучена через віконце з **LiF** з вхідною частиною вакуумного монохроматора, що дозволило провести дослідження оптичних характеристик лампи в спектральному діапазоні 130-350 нм.

Однорідний повздовжний тліючий розряд на чистій парі брома формувався при $p(\text{Br}_2)=50\text{-}400$ Па і середньому струмі 30-60 мА. При менших значеннях розрядного струму діаметр плазми всередині розрядної трубки зменшувався з 10-12 до 2-3 мм.

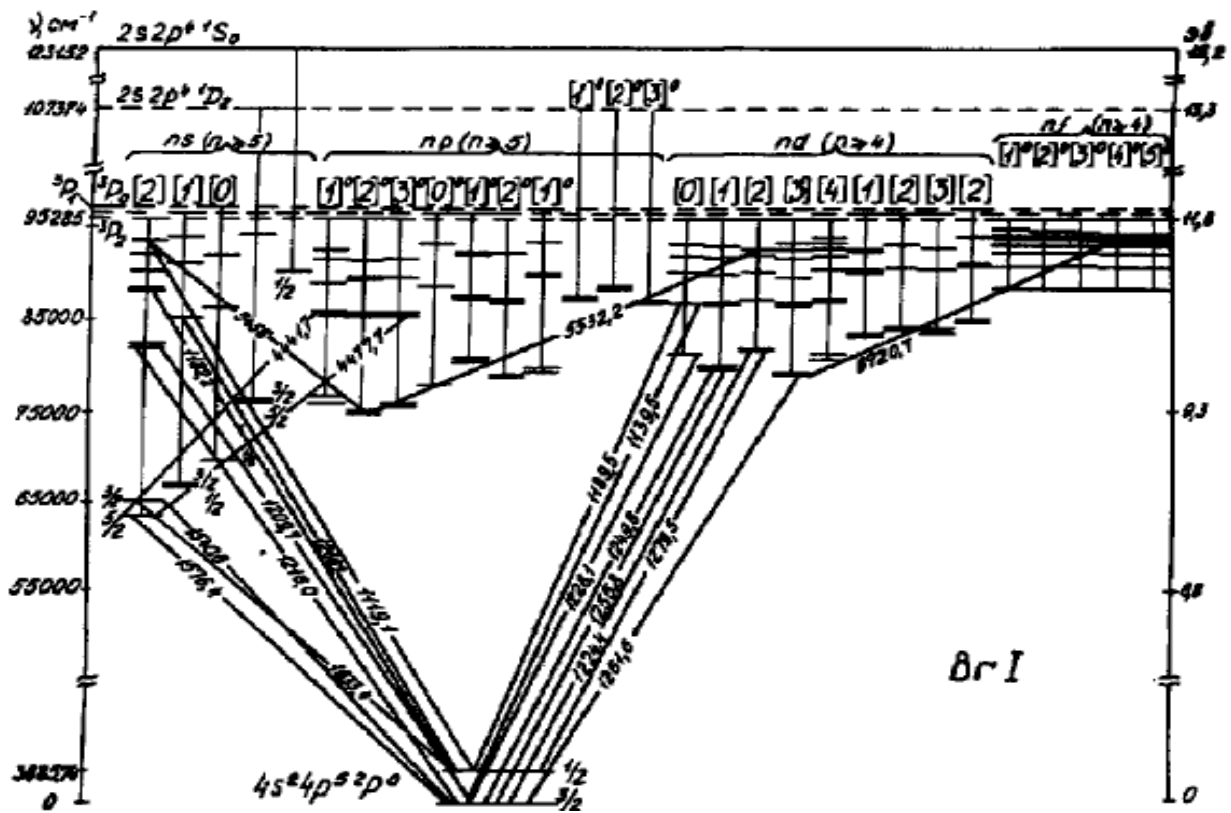


Рис.1.19. Діаграма енергетичних рівнів атома брома [59].

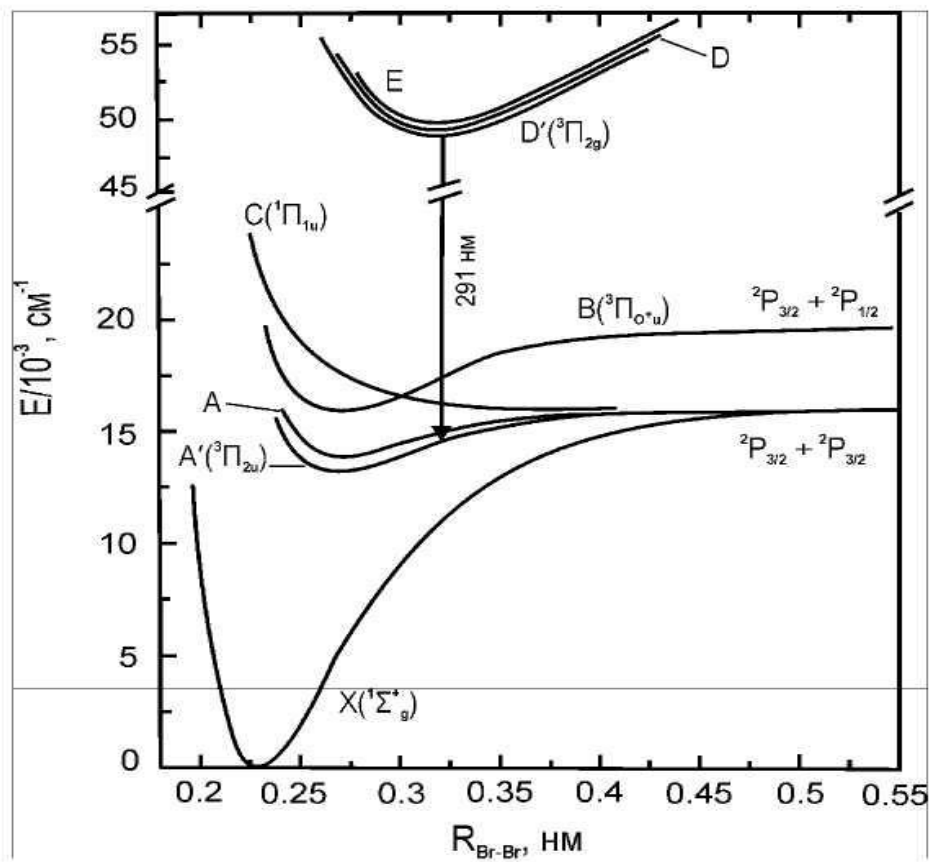


Рис.1.20. Схема потенціальних кривих молекули брома [60].

ВАХ повздожнього тліючого розряду в парі брома при $I_{ch} = 5-60$ мА представлені на рис.1.21. При високих $p(\text{Br}_2)$ **ВАХ** включали піднормальну (при $I_{ch} = 5-10$ мА) і нормальну стадію тліючого розряду (при $I_{ch} = 10-60$ мА) (рис.1.21; крива 1). Для розряду при $p(\text{Br}_2) = 80-600$ Па (рис.1.21; криві 2 і 3) спостерігалась лише нормальна стадія горіння розряду. Потенціал запалювання розряду при збільшенні тиску пари брома з 80 до 600 Па збільшувався від 700 до 1400 В. На основі **ВАХ** розряду визначалась потужність, яка вносилась в лампу, і даній серії експериментів вона складала: $W = 4-80$ Вт.

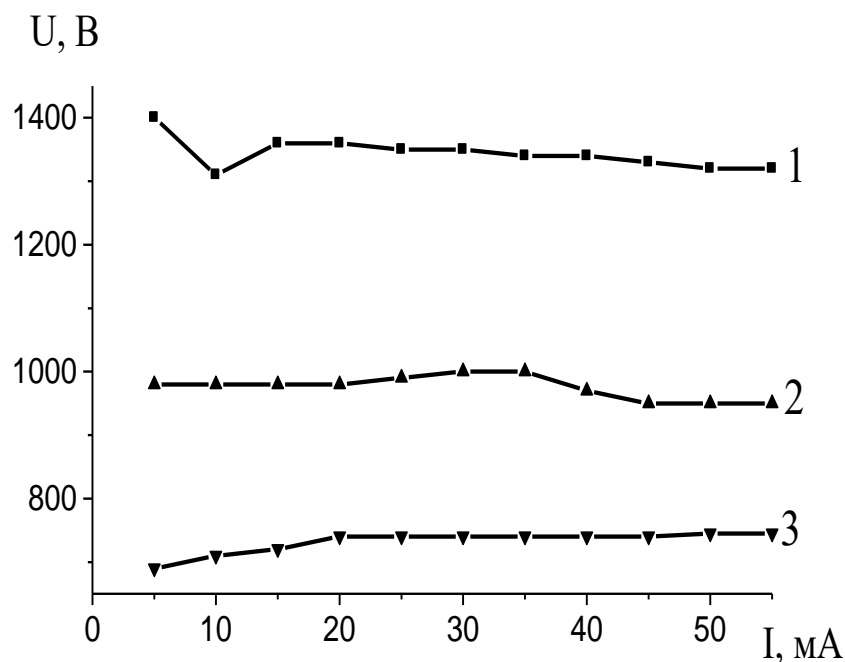


Рис.1.21. Вольт-амперні характеристики тліючого розряду на парах брому при: $p(\text{Br}_2) = 600$ (1), 400 (2) і 80 (3) Па [61].

Спектри випромінювання лампи на парах брома при різних тисках (без врахування спектральної чутливості системи реєстрації) представлені на рис.1.22. Спектральні характеристики лампи сильно залежали від тиску пари брома. При $p(\text{Br}_2) < 80$ Па (спектр на рис.1.22.а.) основними (з врахуванням відносної спектральної чутливості монохроматора і ФЭУ) були спектральні лінії атома брома 163.3 і 157.6 нм. Друга спектральна лінія є резонансною для атома брома і сильно поглинається плазмою.

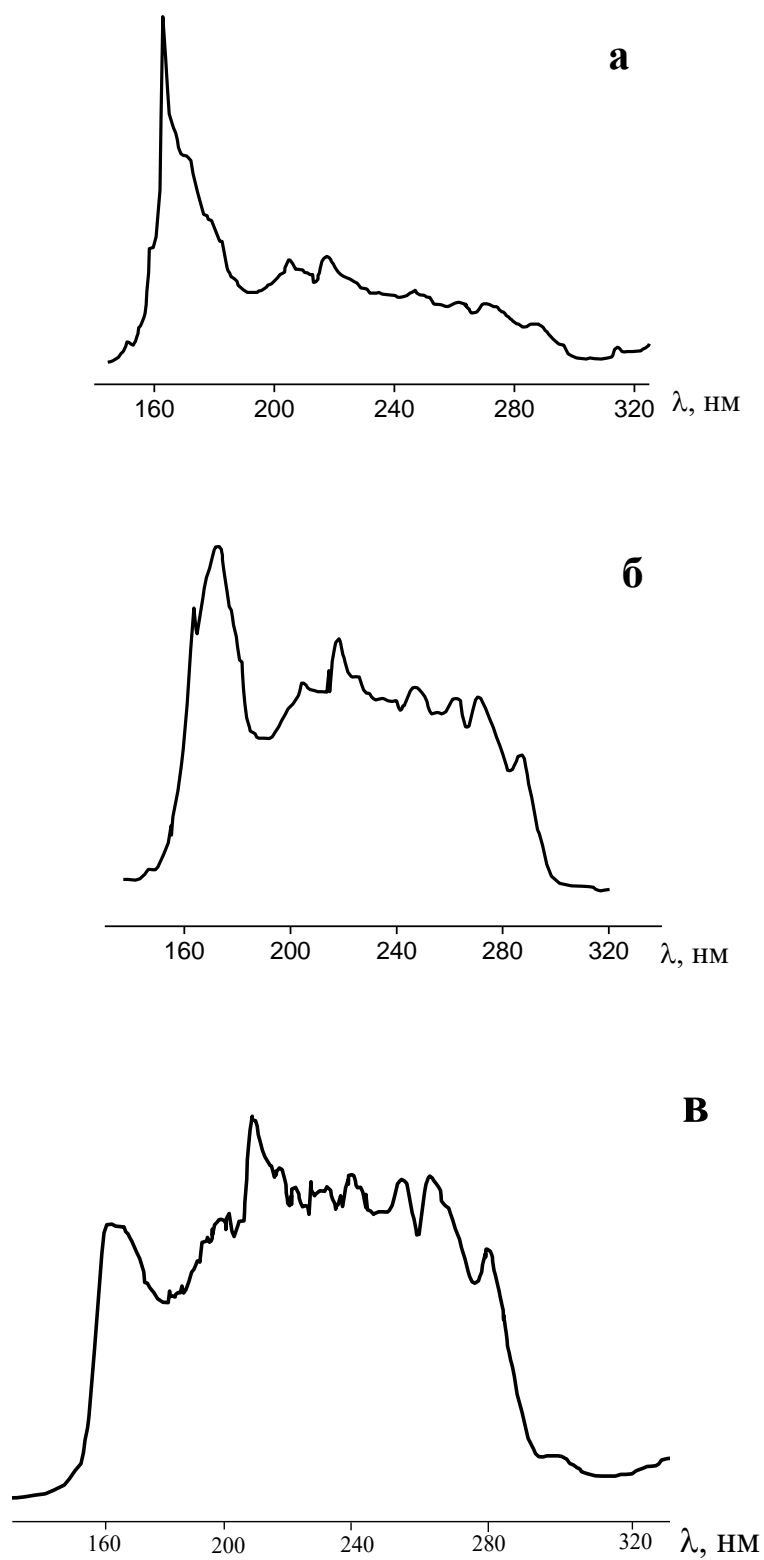


Рис.1.22. Спектри випромінювання широкосмугової **УФ-ВУФ** лампи на парах брома при середньому струмі 30 мА і тиску $p(\text{Br}_2) = 80$ Па ($W_{\text{ел.}} = 20$ Вт) (а), 120 Па ($W_{\text{ел.}} = 25$ Вт) (б) і 400 Па ($W_{\text{ел.}} = 30$ Вт) (в) [61].

Енергетична щілина між нижніми енергетичними станами для спектральної лінії 163.3 нм і лінії 157.6 нм складала близько 0.5 еВ. В більш довгохвильовій області спектру за цих умов спостерігалось слабе випромінювання смуг молекули брома, які практично повністю перекривались між собою. Збільшення тиску пари брома до 120 Па приводило до послаблення випромінювання спектральної лінії 163.3 нм і до повного зникнення з спектру спектральної лінії 157.6 нм. Інтенсивність континуума, який був сформований на основі смуг молекули брома в діапазоні спектру 165-300 нм значно збільшувалась. При тисках пари брома більших за 150-200 Па все випромінювання лампи концентрувалось переважно в континуумі з межами 160-300 нм.

Основний внесок в формування **УФ-ВУФ** континуума брома дають молекулярні спектральні смуги: (185-170) нм **Br₂(X-H)**, (210-185) нм **Br₂(X-G)**, (222-207) нм **Br⁺²(A-E)**, (300-156) і (295-267) нм **Br₂(X-¹Σ⁺_g)**, та (295-280) нм **Br₂(A'-D')**.

На рис.1.23 представлені залежності відносної інтенсивності спектральної лінії 163.3 нм **BrI** і амплітуди смуг, які формують **УФ-ВУФ** континуум брома, від електричної потужності розряду при низькому (рис.1.23) та високому (рис.1.24) тисках пари брома. При малій величині тиску парів брома (рис.1.23) найбільша швидкість збільшення інтенсивності випромінювання спектральної лінії 163.3 нм спостерігалась в діапазоні $W_{\text{ел}} = 3-10$ Вт. При подальшому збільшенні електричної потужності розряду інтенсивність випромінювання атомів брома приходила в насичення. Для амплітуди смуг молекули брома, що складають його **УФ-ВУФ** континуум, характерною була слабозростаюча залежність від величини $W_{\text{ел}}$. Оскільки випромінювання реєструвалось із торцевої частини плазмового стовпу, то насичення інтенсивності випромінювання спектральної лінії 163.3 нм **BrI** може бути пов'язане з самопоглинанням. Для амплітуди смуг **УФ-ВУФ** континууму брома при збільшеному тиску пари брома (рис.1.24) характерною була майже лінійна залежність від електричної потужності тліючого розряду.

При тиску пари бром у діапазоні 100-400 Па і середньому розрядному струмі 10-50 мА спостерігалось коливання струму і

випромінювання. Дані вимірювання проводились за допомогою осцилографу **С1-99**. Випромінювання в спектральному діапазоні 250-400 нм реєструвалось фотопомножувачем «**Фотон**» через світлофільтр **УФС-5** і кварцове вікно. Осцилограми струму розряду і сумарної інтенсивності випромінювання при середньому розрядному струмі 30 мА і тиску пари брома 400 Па приведені на рис.1.25.

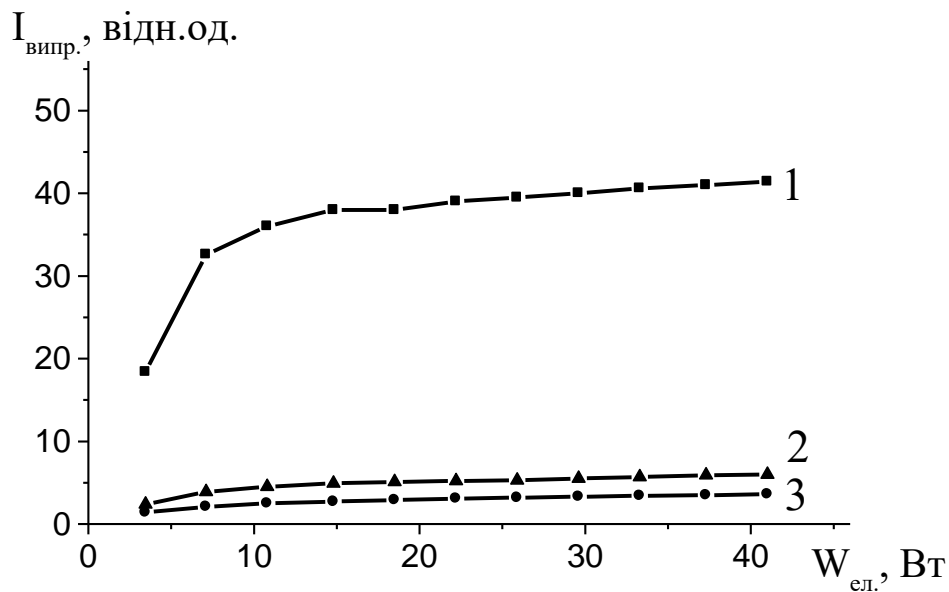


Рис.1.23. Залежність інтенсивності випромінювання спектральної лінії 163.3 нм **BrI** (1) і амплітуди смуг молекули брома з $\lambda = 220$ нм (2) і 289 нм (3) від електричної потужності тліючого розряду при $p(\text{Br}_2) = 80$ Па [61].

Найбільш імовірною причиною реалізації самоініціюючого імпульсно-періодичного режиму роботи лампи є перерозподіл напруги електричного поля за довжиною розрядної трубки. В цьому випадку механізм нестійкості розряду подібний до механізму формування імпульсів Трічела в коронному розряді в повітрі [62]. В короткому тліючому розряді (при міжелектродній відстані 2-4 см) такий режим роботи ексимерно-галогенних ламп нами ретельно досліджувався при роботі на сумішах інертних газів з молекулами хлора, фреона та елегаза.

В тліючому розряді на парах брома при $p(\text{Br}_2) = 300\text{-}400$ Па і потужності, яка вносилась в розряд, рівній 30-40 Вт, середня потужність **УФ-ВУФ** випромінювання з всієї поверхні розрядної трубки не перевищувала 3-5 Вт. Ресурс роботи лампи в газостатичному режимі досягав 400 годин.

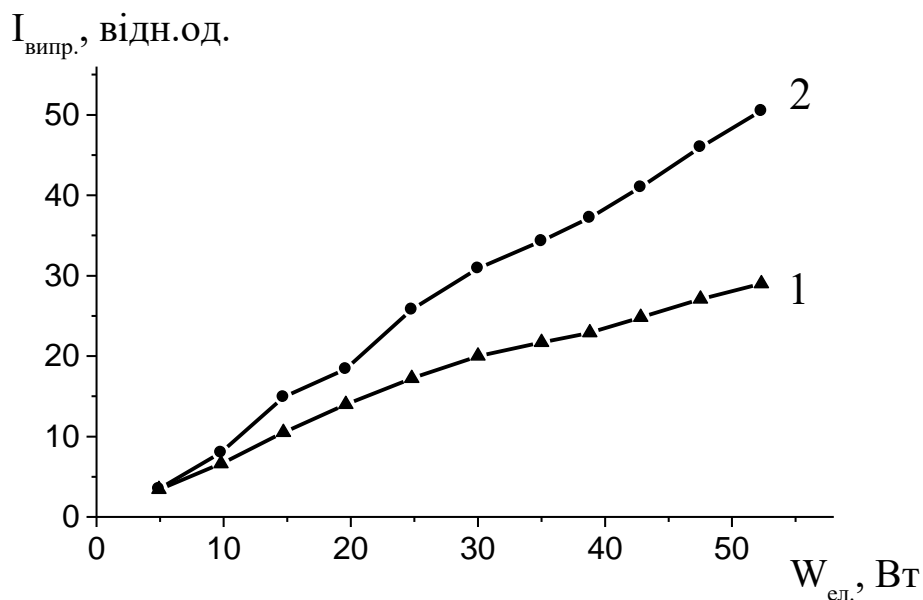


Рис.1.24. Залежність амплітуди смуг молекули брома з $\lambda = 220$ нм (1) і 289 нм (2) від електричної потужності тліючого розряду при $p(\text{Br}_2) = 120$ Па [61].

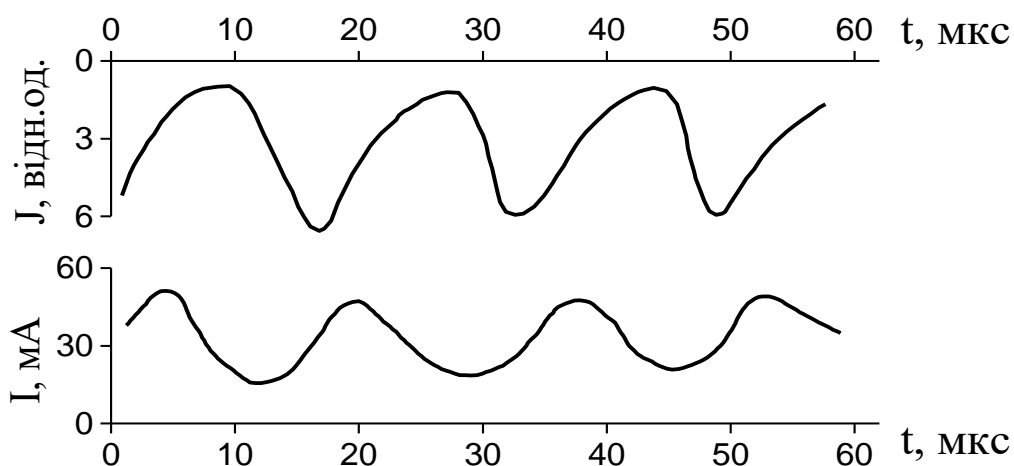


Рис.1.25. Осцилограми струму і випромінювання широкоспектрової лампи на парах брома при $p(\text{Br}_2) = 400$ Па і середньому струмі тліючого розряду 30 мА [61].

Розглянемо вплив **He** на вихідні характеристики широкосмугової **УФ-ВУФ** лампи тліючого розряду на парі брома, при тих же умовах накачування, що і для лампи на парі чистого брома. Кварцова трубка з відкритими торцями заповнювалась робочою сумішшю **He/Br₂** при сумарному тиску 0.2–1.0 кПа.

Розподіл плазми всередині розрядної трубки при різному складі пари брома в суміші **He/Br₂** був наступним: при **p(Br₂) < 100 Па** діаметр плазмового стовпа досягав 10–12 мм, а при **p(Br₂) = 200–600 Па** – зменшувався до 2–3 мм. При збільшенні середнього струму розряду від 2 до 60 мА при **p(Br₂) = 200–600 Па** діаметр плазмового стовпа збільшувався з 2–3 до 9–12 мм. Збільшення парціального тиску гелію (при **p(Br₂) = 100 – 400 Па**) від 100 до 1000 Па приводило до зменшення діаметра плазми в розрядній трубці з 9–12 до 3–4 мм.

ВАХ лампи тліючого розряду на суміші **He/Br₂** при різних тисках компонентів суміші представлені на рис.1.26 [63].

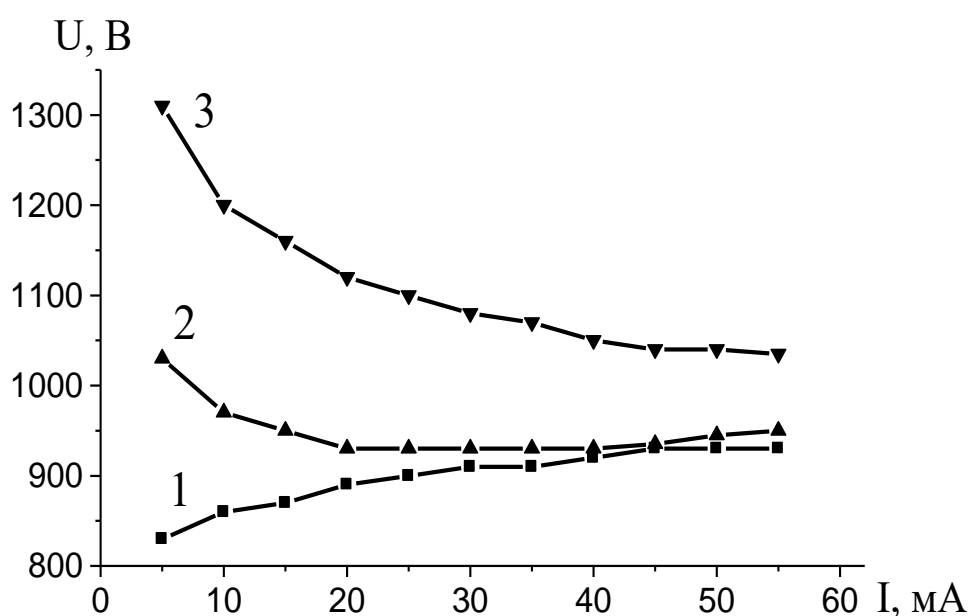


Рис.1.26. ВАХ лампи тліючого розряду на суміші **He/Br₂** при тисках складових **p(He)/p(Br₂) = 530-80 (1), 530-240 (2) і 530-400 Па (3)** [63].

Піднормальна стадія **ТР**, яка переходила в нормальну при середньому струмі розряду **I > 10–20 мА**, спостерігалась лише

при відносно високому парціальному тиску пари брома ($p(\text{Br}_2) > 200$ Па) в лампі (рис.1.26, криві 2 і 3). При $p(\text{Br}_2)$ в межах 50–100 Па розряд горів в аномальному режимі, при якому при збільшенні середнього струму розряду збільшувалось падіння напруги на розрядному проміжку. При збільшенні $p(\text{Br}_2)$ з 80 до 400 Па потенціал запалювання тліючого розряду збільшувався з 850 до 1300 В, а напруга стійкого горіння (при струмах розряду 40–60 мА) зростала від 900 до 1100 В. Електрична потужність тліючого розряду знаходилась в межах 5–70 Вт. При збільшенні струму тліючого розряду і парціального тиску парів брому вона зростала.

На рис.1.27. приведено спектри випромінювання широкосмугової лампи на суміші He/Br_2 при малому і великому парціальних тисках пари брома. Спектри нормовані з врахуванням відносної спектральної чутливості системи реєстрації. При невеликому тиску пари брома в суміші He/Br_2 основними в спектрі випромінювання лампи були спектральні лінії атома брома 163.3 і 157.6 нм. При збільшенні $p(\text{Br}_2) > 100$ –150 Па ці інтенсивності цих спектральних ліній значно зменшувалась, а в спектрі випромінювання формувался континуум з різкими краями при $\lambda = 165$ нм і $\lambda = 290$ нм. УФ-ВУФ - континуум брома формувался на основі смуг молекули брома, аналогічно, як і у лампі на чистих парах брома. Смуги випромінювання молекули брома при низькій густині плазми були сильно уширені, що приводило до формування єдиного континуума.

На рис.1.28 представлені, для порівняння, інтенсивності випромінювання спектральної лінії 163.3 нм BrI при роботі широкосмугової лампи на парах брома низької густини і на суміші He/Br_2 . На слабострумовій стадії тліючого розряду більш ефективна робота цього джерела випромінювання на чистих парах брому, але при збільшенні потужності, внесеної в розряд до 40–55 Вт, ефективність лампи на суміші He/Br_2 була в 2.5 рази вища, ніж лампі на чистій парі брома.

При великому парціальному тиску парів брома (рис.1.29), коли лампа випромінює континуум в діапазоні 165–300 нм, інтенсивності випромінювання смуг молекул брома (фактично

інтенсивності континууму на цих довжинах хвиль) в залежності від електричної потужності тліючого розряду лінійно зростають.

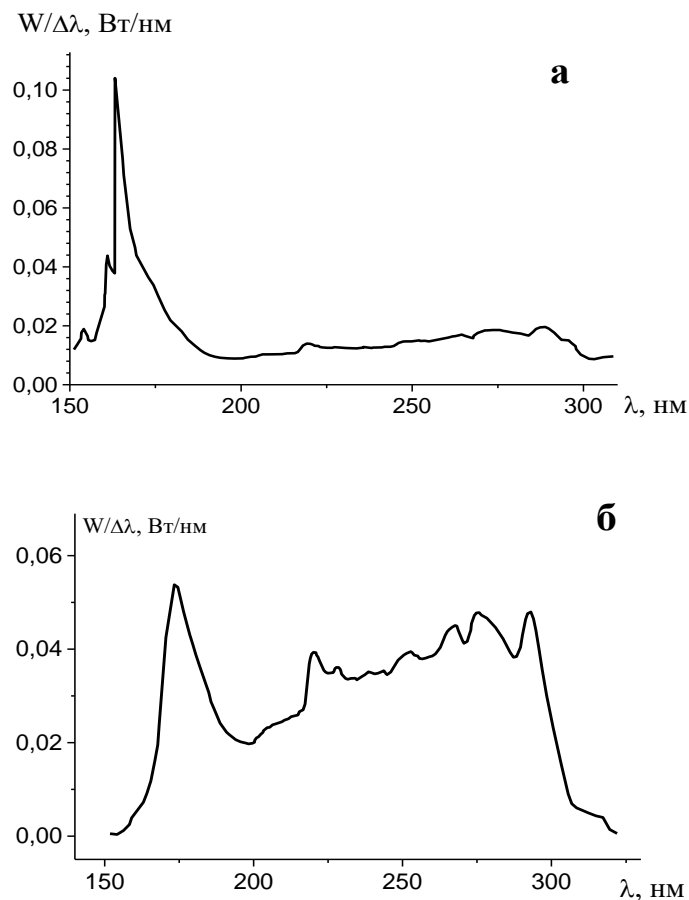


Рис.1.27. Спектри випромінювання широкосмугової галогенної лампи низького тиску на суміші **He/Br₂** при парціальних тисках компонент: **p(He)/p(Br₂) = 530/80 Па (а)** і **530/400 Па (б)** і середньому струмі 30 мА [63].

Таким чином, випромінювання низькотемпературної плазми пари брома низької густини порівняно рівномірно і повністю перекривало всю бактерицидну ділянку спектра, тому такі джерела випромінювання з отриманими спектральними характеристиками можуть бути використані при розробленні більш потужних (100–1000 Вт) ламп для промислових систем очищення питної води, повітря, та використання в фотохімії, екології і медицині. В діапазоні тисків пари брома 100–400 Па і при середньому струмі 10–50 мА спостерігалось коливання струму і випромінювання, як і в лампі на парі чистого брома.

Максимальна середня потужність випромінювання цієї лампи досягала 4–5 Вт при електричній потужності розряду 50–60 Вт та оптимальній суміші гелію з парами брома: $p(\text{He})/p(\text{Br}_2) = (500\text{--}600)/(200\text{--}400)$ Па.

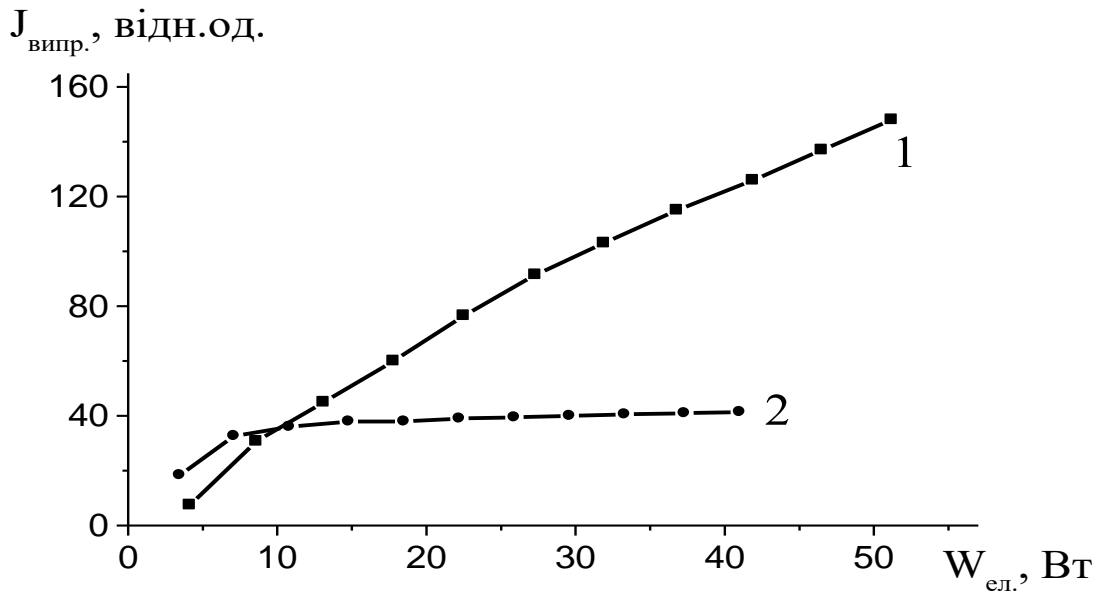


Рис.1.28. Залежність інтенсивності випромінювання спектральної лінії атома брома 163.3 нм від електричної потужності тліючого розряду на суміші $p(\text{He})/p(\text{Br}) = 530\text{--}80$ Па (1) та в чистих парах брома при $p(\text{Br}_2) = 80$ Па (2) [63].

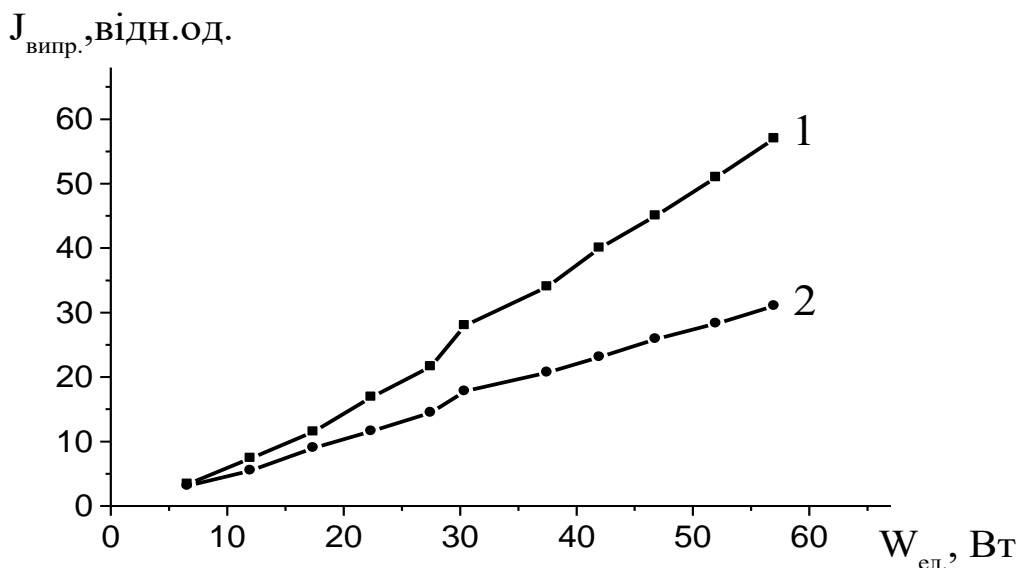


Рис.1.29. Залежність інтенсивності смуг випромінювання молекули бромf 289 (1) і 220 нм (2) від електричної потужності тліючого розряду в суміші $p(\text{He})/p(\text{Br}_2)=530\text{--}400$ Па [63].

1.5. Характеристики широкопсмугової лампи низького тиску з накачуванням повздовжним тліючим розрядом на парі йода

Перші спроби створення лампи при використанні атомів йода були проведені авторами [64]. Аналізуючи діаграму енергетичних рівнів атома йода (рис.1.30), можна побачити, що вона містить багато інтенсивних спектральних ліній в **УФ** області спектру від 206.2 нм до більш коротких довжин хвиль. Із діаграми випливає, що інтенсивна спектральна лінія 206.2 нм відповідає переходу $6s\ 2P_{3/2} - 5p^5\ 2P_{1/2}$ і не є резонансною. Наступними після цієї спектральної лінії є $\lambda=187.6, 184.4$ та 183.0 нм. Тиск пари йода при кімнатній температурі був ідеальним при використанні в газорозрядній лампі [64].

Для роботи монохроматичної йодної лампи авторами [65] використовувався електричний розряд в парі йода при тиску 66.5 Па. Розряд створювався за допомогою надвисокочастотного генератора ($f = 2450$ МГц) з потужністю випромінювання 50 Вт. Випромінювання йодної лампи складалось з інтенсивної спектральної лінії атомарного йоду 206.2 нм і більш слабих спектральних ліній 187.6, 184.4, 183.0, 179.9 і 178.3 нм (Табл.1.1), а також спостерігались смуги молекули йода.

На рис.1.31-1.32 наведені діаграми енергетичних рівнів та схема нижніх потенціальних кривих молекули йода.

Авторами [66] була створена і досліджена йодна і ртутно-йодна радіочастотна лампа. Спектри випромінювання для цих ламп представлені на рис.1.14. Верхній спектр показує чотири спектральні лінії випромінювання йода $\lambda = 183.038, 184.445, 187.641$ і 206.163 нм в спектральній області 180-210 нм.

Таблиця 1.1. Найбільш інтенсивні лінії йодної лампи [65].

Довжина хвилі, нм	Відносна інтенсивність	Довжина хвилі, нм	Відносна інтенсивність
206.2	1.00	183.0	0.53
187.6	0.26	179.9	0.28
184.4	0.33	178.3	0.25

На нижньому спектрі чітко виділені дві емісійні лінії **HgI** при $\lambda = 184.950$ і 197.294 нм. Домінує також резонансна лінія $\lambda = 253.652$ нм, яка не представлена на даному спектрі. Відносно слабшими є лінії ртуті **Hg⁺** $\lambda = 194.227, 202.697$ і 205.293 нм. Емісійні лінії, які спостерігались, і їх спектральні переходи представлені в таблиці 1.2.

Таблиця 1.2. Емісійні лінії атомів йода і ртуті в лампі [66].

№	Елемент	λ , нм	Перехід
1.	I	183.038	$5p^4 6s(^4P_{5/2}) - 5p^5(^2P_{3/2})$
2.	I	184.445	$5p^4 6s(^4P_{3/2}) - 5p^5(^2P_{1/2})$
3.	I	187.641	$5p^4 6s(^4P_{1/2}) - 5p^5(^2P_{1/2})$
4.	I	206.163	$5p^4 6s(^2P_{3/2}) - 5p^5(^2P_{1/2})$
5.	Hg	184.950	$6s 6p(^1P_1) - 6s 6p(^1S_0)$
6.	Hg ⁺	194.227	$6p(^2P_{1/2}) - 5d^{10} 6s(^2S_{1/2})$
7.	Hg ⁺	202.697	$5d^9_{5/2} 6s_{1/2} 6p_{1/2} (^4D_{3/2}) - 5d^9 6s(^2S_{5/2})$
8.	Hg ⁺	205.293	$5d^9_{5/2} 6s_{1/2} 6p_{1/2} (^4D_{5/2}) - 5d^9 6s(^2S_{5/2})$

Вплив буферних газів на інтенсивність випромінювання молекул йода на смугах 342 і 510 нм при збудженні робочих газових сумішей випромінюванням на довжині хвилі 206.2 нм досліджувався авторами [67,68]. В якості джерела збудження використовувалось збудження надвисокочастотним розрядом (**НВЧ**) в парі йода. Спектр випромінювання такого джерела містив дві спектральні лінії 206.2 і 187.6 нм при співвідношенні їх інтенсивностей 10/1. Для всіх буферних газів в досліджуваній області тисків 10-700 мм рт. ст. інтенсивність люмінесценції в смузі 342 нм була в 7 разів вища інтенсивності люмінесценції на 510 нм.

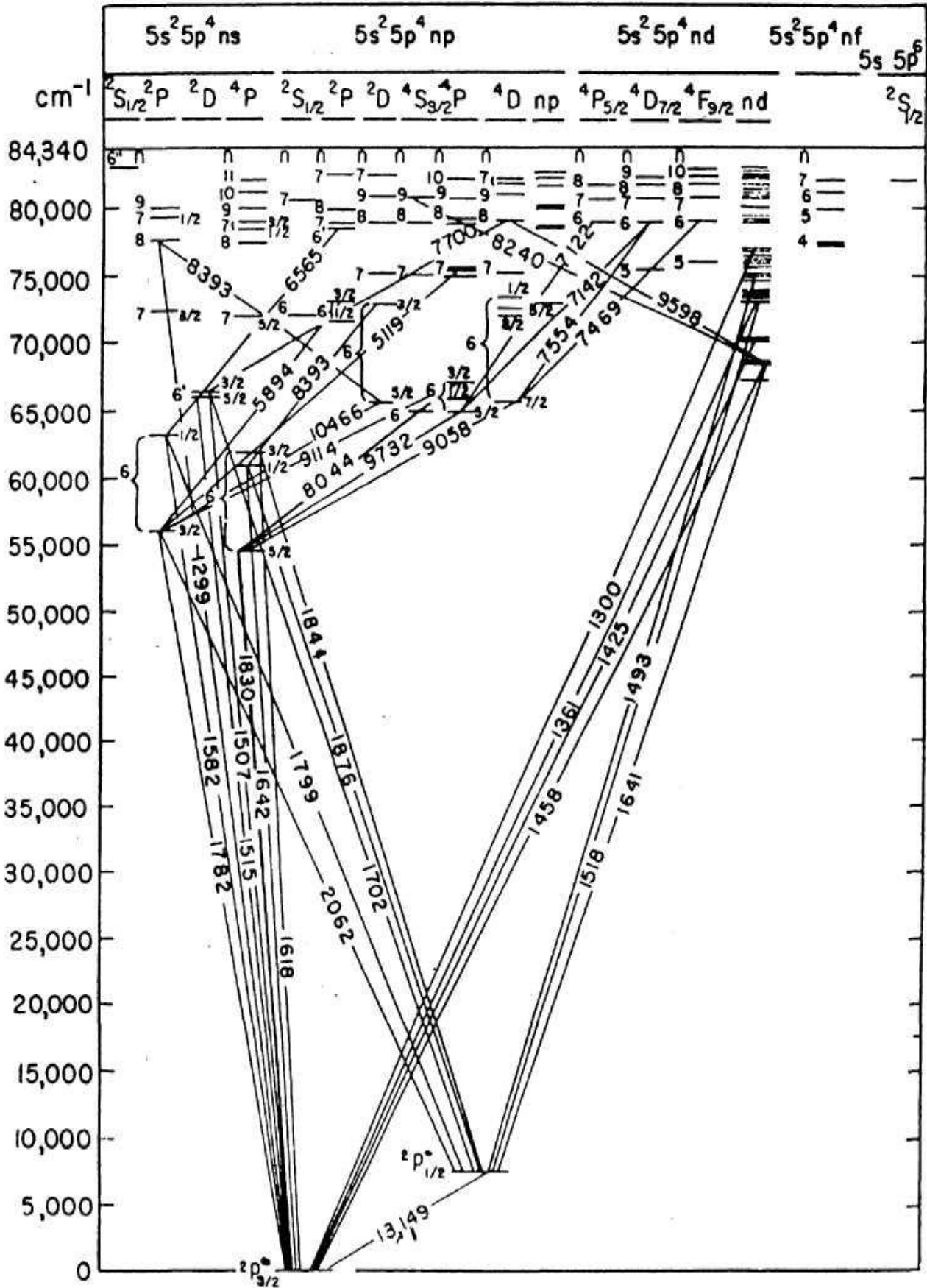


Рис.1.30. Діаграма енергетичних рівнів атому йода [64].

Димер I₂

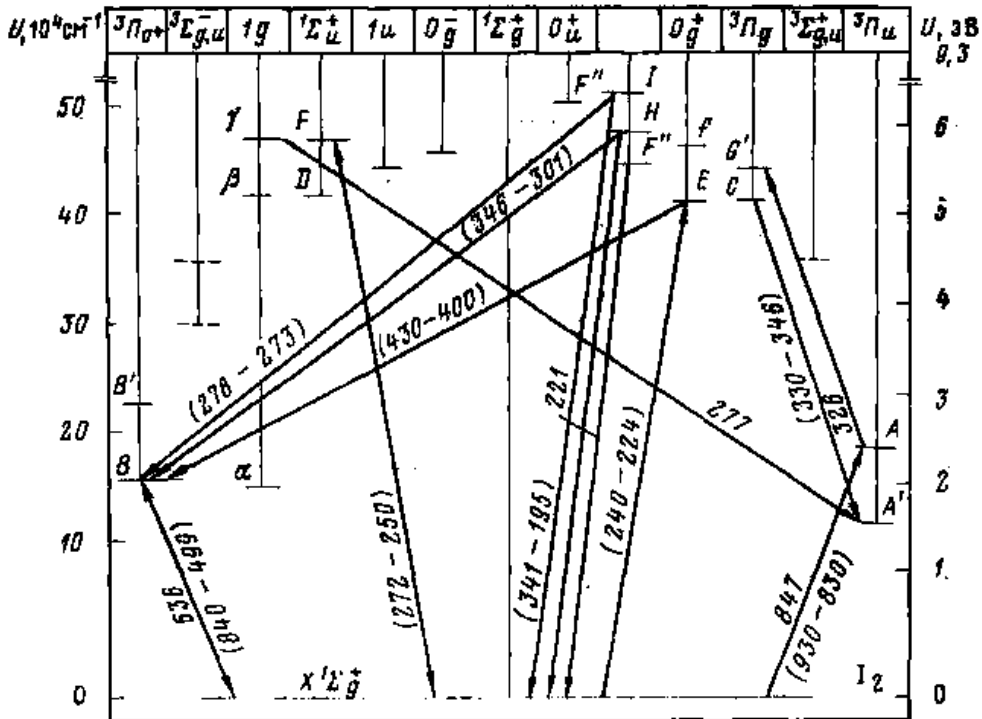


Рис.1.31. Діаграма енергетичних рівнів двоатомної молекули I₂ [58].

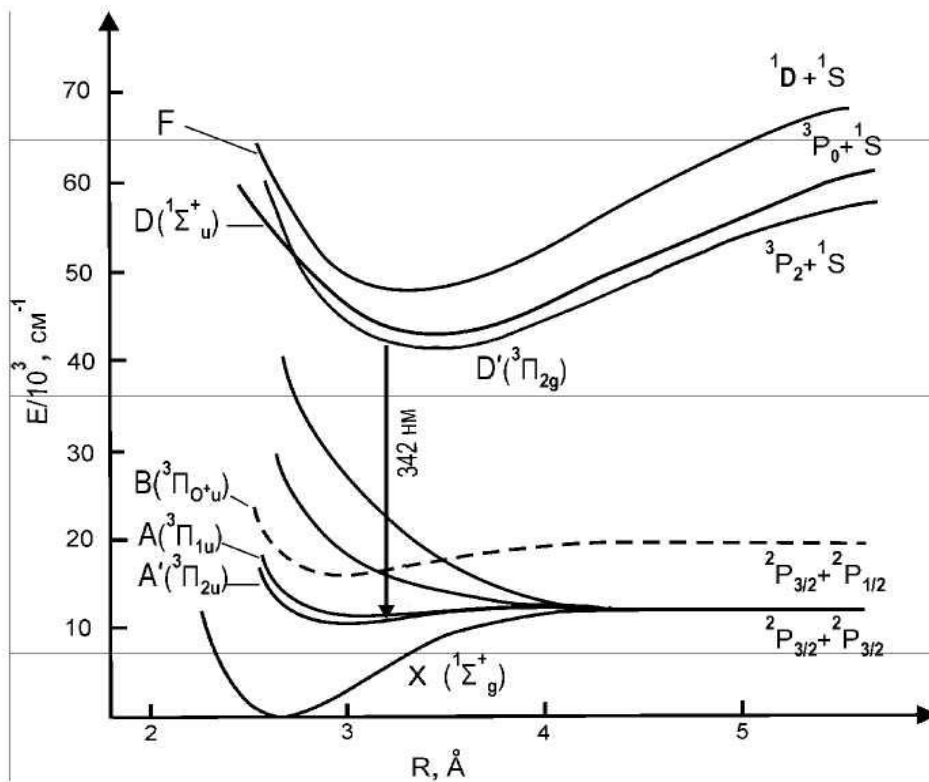


Рис.1.32. Схема потенціальних рівнів молекули йода [65].

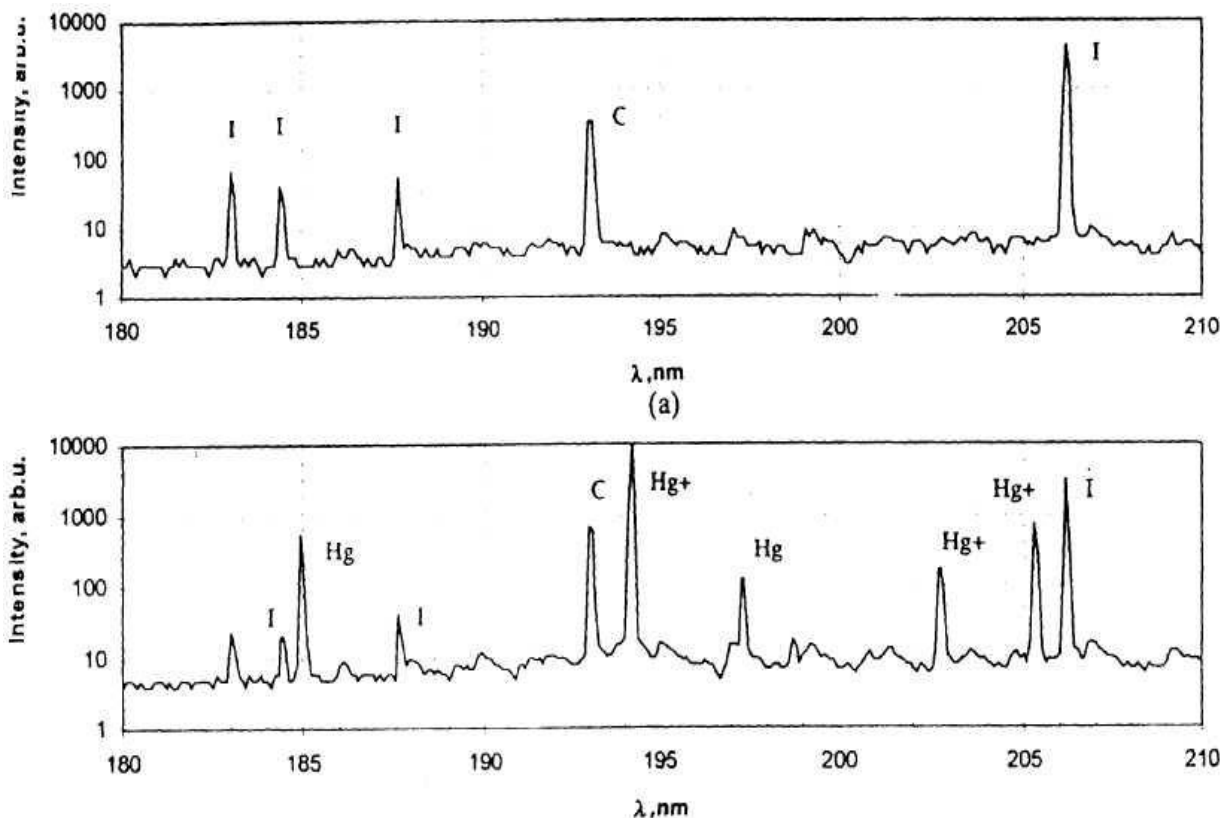


Рис.1.33. Спектри випромінювання йодної і ртутно-йодної радіочастотної лампи [66].

Таким чином, для більш рівномірного перекриття всього **УФ** діапазона довжин хвиль та збільшення ресурсу роботи газорозрядної лампи перспективним є використання менш агресивних галогеноносіїв, ніж молекули хлора – молекул брома та йода. При цьому, в **УФ-ВУФ** випромінюванні широкосмугової галогенної лампи, крім молекулярних смуг галогенів, значну роль відіграє випромінювання спектральних ліній атомів брома і йода. У випадку йодвмісних сумішей континуум на основі ексиплексних молекул доповнюється випромінюванням I^* на $\lambda = 206.2$ нм. Основну увагу при дослідженнях йодних джерел **УФ-ВУФ** випромінювання до даного часу приділяли розробкам таких ламп лише на атомних спектральних лініях випромінювання [69], а робота лампи в широкосмуговому режимі, коли суттєвим є і внесок інтенсивності смуг 253 нм $XeI^*(X-B)$ та 342 нм $I_2^*(X-B)$ в загальне **УФ** випромінювання лампи, залишався не дослідженим.

Розглянемо основні характеристики лампи тліючого розряду на суміші He/I_2 , яка була розроблена на кафедрі квантової електроніки ДВНЗ «Ужгородський національний університет». Експерименти проводились з сумішами He/I_2 (при загальному тиску сумішей $p=250-2000$ Па), які збуджувались повздовжним тліючим розрядом в розрядній трубці з міжелектродною відстанню 50 см. Результати цих досліджень опубліковані в працях [70,71] та захищені патентом [33].

При формуванні повздовжного тліючого розряду на суміші He/I_2 в розрядній трубці довжиною 50 см візуально однорідний плазмовий стовп циліндричної форми спостерігався тільки при тиску газової суміші, який не перевищував 300-500 Па і середньому струмі розряду $I \geq 50$ мА. Для менших розрядних струмів на фоні дифузного свічення в центрі розрядної трубки завжди формувалася яскравий плазмовий шнур. При збільшенні струму з 5 до 50 мА діаметр плазмового шнура збільшувався з 2 до 12 мм. Збільшення парціального тиску гелія більше за 1000-1200 Па приводило до того, що тліючий розряд і при більших струмах ($I = 50-70$ мА) існував у вигляді плазмового шнура на фоні порівняно однорідного розряду в периферійній області розрядної трубки. Такий вигляд тліючого розряду в електровід'ємних газових середовищах пов'язаний з формуванням в центральній частині розрядної трубки «іон-іонної» плазми, яка складається переважно з додатних однозарядних іонів важких інертних газів та від'ємних іонів йода. Це зумовлено різними швидкостями дифузії електронів і іонів плазми (вздовж радіуса розрядної трубки), оскільки швидкість дифузії електронів значно перевищує швидкість дифузії негативних і позитивних іонів, то електрони швидко покидають центральну частину розрядної трубки, де залишаються тільки іони.

ВАХ повздовжного тліючого розряду на суміші He/I_2 при різних парціальних тисках гелія зображені на рис.1.34. При значеннях $p(\text{He}) \leq 130$ Па на **ВАХ** тліючого розряду виявлено піднормальну ($I \leq 10$ мА), нормальну і аномальну ($I \geq 40$ мА) стадії. При збільшенні парціального тиску гелія до 1200 Па на його піднормальній стадії спостерігалось збільшення

потенціалу запалювання **ТР** розряду при збільшенні **p(He)** (рис.1.34, кр.2-4). Аномальна стадія **ТР** при таких величинах тиску **p(He)** і струму не досягалась. При **p(He) ≥ 1600** Па розряд переходив у режим контрагування і потенціал його запалювання зменшувався. Для нормальної стадії тліючого розряду (**I = 50-70** мА) при **p(He) = 800-1600** Па **ВАХ** практично співпадали між собою (рис.1.34, кр.2-4).

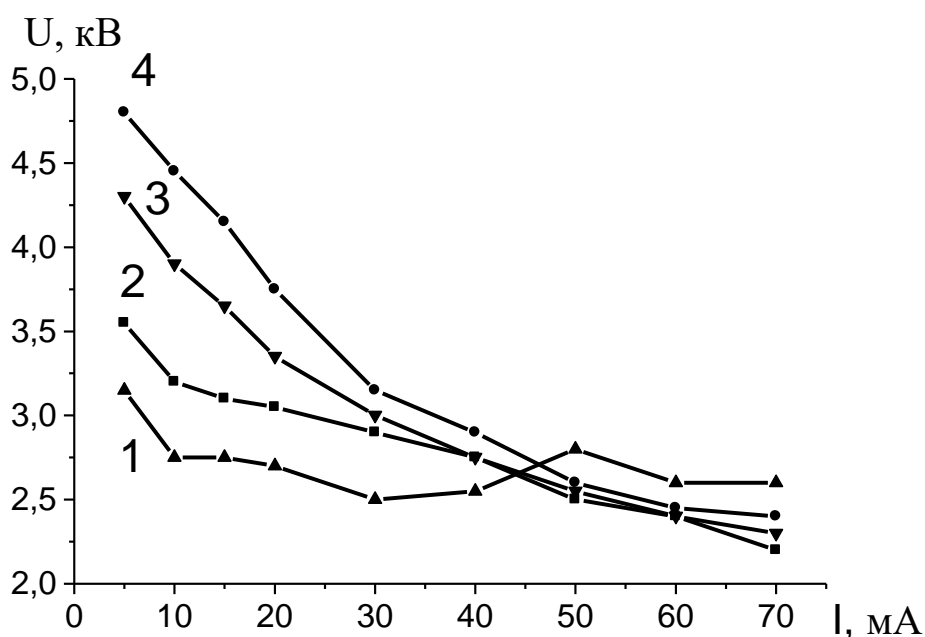


Рис.1.34. ВАХ тліючого розряду газорозрядної галогенної лампи на суміші гелія з паром йода при **p(He)=130** (1), **800** (2), **1600** (3) і **1200** Па (4) [33,70].

Спектр випромінювання плазми тліючого розряду в суміші **He/I₂** (не нормований на спектральну чутливість системи реєстрації випромінювання) представлений на рис.1.35.а. В спектрі виділялась спектральна лінія атома йода з $\lambda = 206.2$ нм і система електронно-коливальних смуг молекули йода в діапазоні довжин хвиль $\Delta\lambda = 320-342$ нм. При **p(He) = 400** Па розподіл потужності **УФ** випромінювання плазми складав відповідно: $W(206.2 \text{ нм})/W(342 \text{ нм}) = 52-48 \%$. За рахунок великої ширини смуг випромінювання молекули йода близько половини потужності **УФ** випромінювання газорозрядної плазми в цій лампі представлена у вигляді молекулярних смуг.

Ширина контура спектральної лінії випромінювання атома йода 206.2 нм складала 0.12 нм. Контур цієї спектральної лінії (рис.1.35.б.) був асиметричним з слабо вираженою структурою на короткохвильовій ділянці контуру спектральної лінії. При зменшенні струму розряду і величини парціального тиску гелія ширина контуру спектральної лінії 206.2 нм зменшувалась до 0.10-0.08 нм.

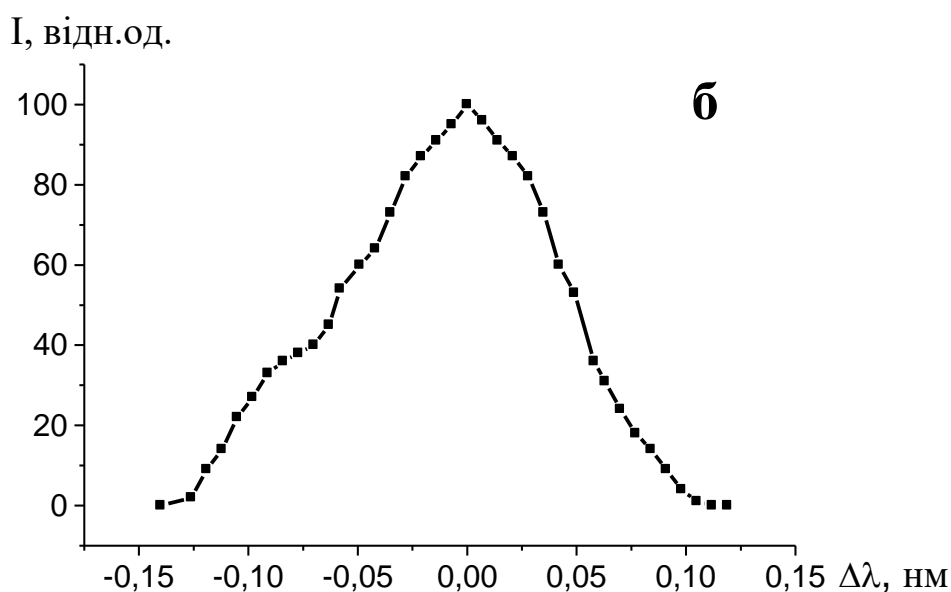
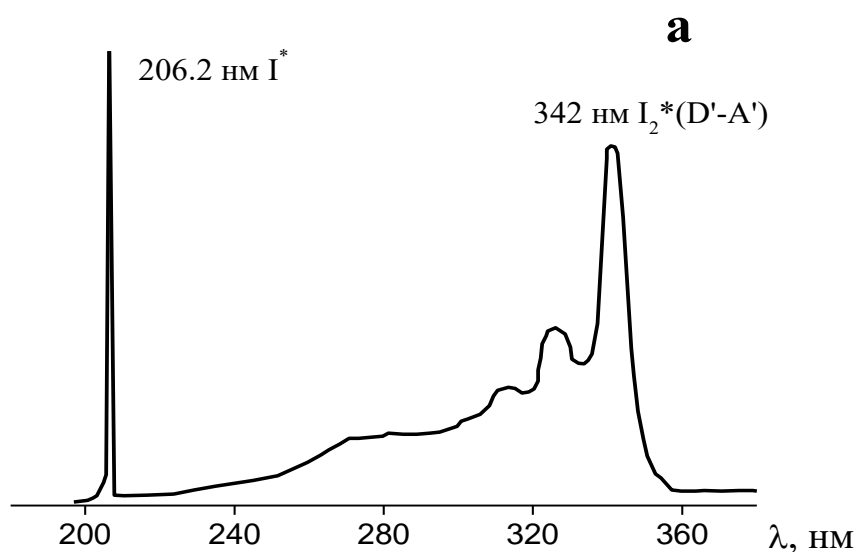


Рис.1.35. Спектр випромінювання лампи на суміші **He/I₂** (а) і контур спектральної лінії атома йода 206.2 нм (б) при **p(He) = 400 Па** і струмі тліючого розряду 70 мА [33,70].

Оптимальна величина парціального тиску гелія, при якій досягались максимальні значення потужності **УФ** випромінювання, знаходились в діапазоні $p(\text{He})=400-800$ Па (рис.1.36.). Залежності потужності **УФ** випромінювання лампи від величини електричної потужності розряду (для тліючого розряду в суміші з оптимальною величиною парціального тиску гелія) приведені на рис.1.37. Всі залежності мали зростаючий вигляд при збільшенні величини потужності, яка вноситься в розряд.

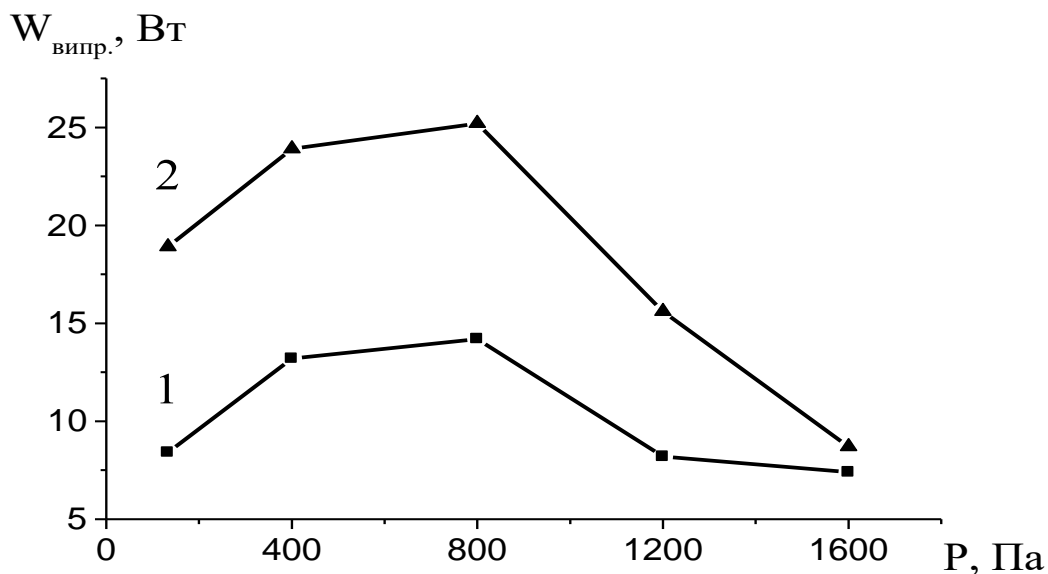


Рис.1.36. Залежність потужності випромінювання спектральної лінії атома йода 206.2 нм (1) і повної потужності **УФ** випромінювання лампи (2) в спектральному інтервалі 200-350 нм від величини парціального тиску гелія при $W_{\text{ел}} = 200$ Вт [33,70].

Залежність потужності сумарного **УФ** випромінювання лампи і потужності випромінювання спектральної лінії атома йода від потужності, внесеної в плазму тліючого розряду на суміші He/I_2 при $p(\text{He}) = 400$ Па представлені на рис.1.38. Найбільша швидкість збільшення потужності **УФ** випромінювання була отримана при електричній потужності розряду 15-50 Вт. При подальшому збільшенні електричної потужності тліючого розряду потужність **УФ** випромінювання атомів і молекул йоду зростала приблизно за лінійним законом без ознак насичення. Оптимальний парціальний тиск гелія в розряді, при якому отримана найбільша потужність **УФ**

випромінювання атомів йоду, складав 130 Па, а для УФ випромінювання молекул йоду він знаходився в діапазоні 130-800 Па (рис.1.38).

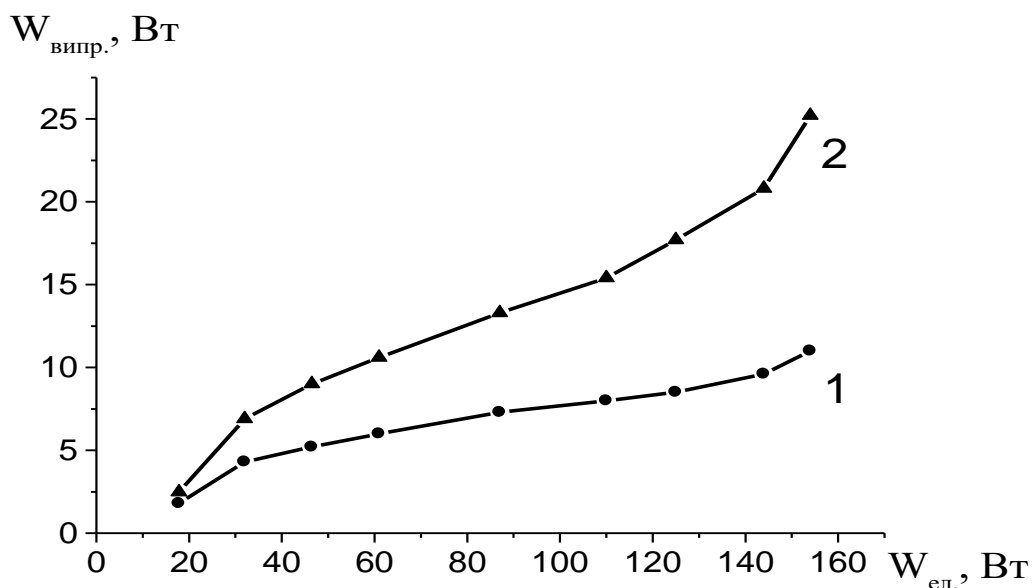


Рис.1.37. Залежність потужності випромінювання спектральної лінії атома йоду 206.2 нм (1) і потужності сумарного УФ випромінювання лампи (2) від величини потужності, яка вноситься в розряд при парціальному тиску гелія 800 Па [70].

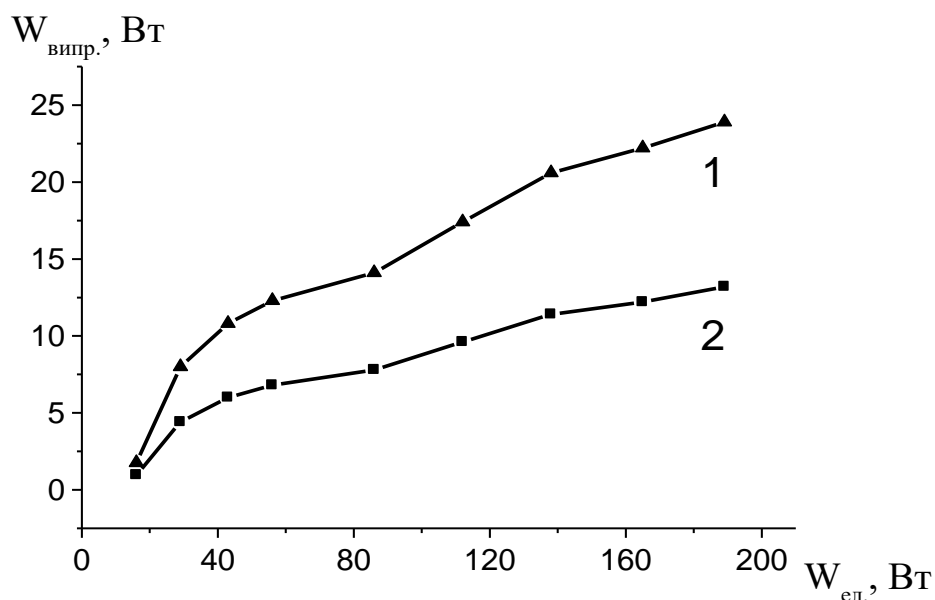


Рис.1.38. Залежність повної потужності УФ випромінювання лампи (1) і потужності випромінювання спектральної лінії атома йода 206.2 нм (2) від потужності тліючого розряду при $p(\text{He}) = 400$ Па [71].

Максимальна величина сумарної потужності УФ випромінювання лампи тліючого розряду з усієї робочої апертури розрядної трубки досягала 27 Вт при $\text{ККД} \leq 18\%$ при потужності, яка вноситься в розряд ($W_{\text{ел.}} \leq 200$ Вт), Ресурс випромінювання тліючого розряду у газостатичному режимі горіння досягав 1000 годин.

На основі цих досліджень було створено лабораторний макет йодної лампи з наступними характеристиками: лампа випромінювала в спектральному діапазоні 206-350 нм на спектральній лінії атома йода шириною ≤ 0.12 нм і системі уширених електронно-коливальних смуг молекули йоду з максимумом при $\lambda=342$ нм; потужності атомарного і молекулярного **УФ** випромінювання лампи були приблизно рівні між собою; оптимальний парціальний тиск гелія знаходився в діапазоні $p(\text{He})=400-800$ Па; максимальна величина потужності сумарного УФ випромінювання лампи досягала 27 Вт при величині $\text{ККД} \leq 18\%$; ресурс роботи лампи в газостатичному режимі складав 500-1000 годин.

Розглянемо внесок **ВУФ**-випромінювання в вихідні характеристики лампи на парі йода, які були одержані в тліючому розряді з довжиною розрядної трубки 100 мм (трубка з відкритими торцями). В цих експериментах використовували газові суміші **He(Ne)/I₂** при тиску $p=250-2000$ Па. Однорідний тліючий розряд запалювався тільки при загальному тиску газових сумішей, який не перевищував 400-600 Па і розрядному струмі 40-50 мА. Для менших значень струму розряду в центральній частині розрядної трубки формувався яскравий плазмовий шнур, а в периферійній області розряду спостерігалось лише слабе свічення газової суміші синього кольору. Діаметр плазмового шнура збільшувався з 3 до 12 мм при збільшенні струму з 5 до 50 мА. При тиску газових сумішей більшому 1000-1200 Па, тліючий розряд при максимальній величині струму існував в контрагованому стані (діаметр плазмоутворення був рівним 2-3 мм).

Такий вигляд тліючого розряду в електровід'ємних газових сумішах пов'язаний з формуванням в центральній частині розрядної трубки "іон-іонної" плазми. **ВАХ** були

близькими за формою до приведених нами вище для сумішей гелія з парою йода для розрядної трубки довжиною 50 см .

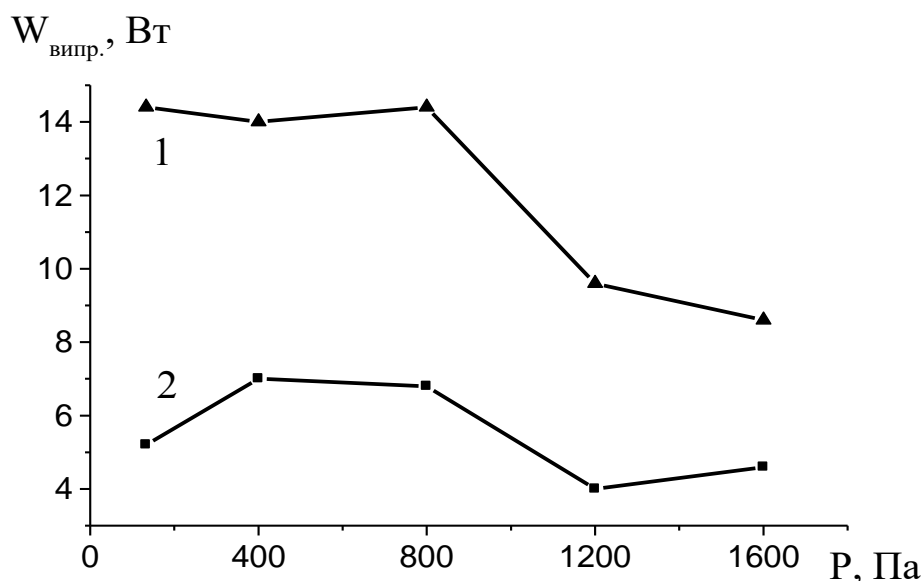


Рис.1.39. Залежність потужності сумарного УФ випромінювання тліючого розряду (1) і потужності випромінювання спектральної лінії атома йоду (2) від величини парціального тиску гелію в суміші [71].

Спектри випромінювання лампи тліючого розряду на сумішах гелію з парою йода (без врахування відносної спектральної чутливості системи реєстрації випромінювання) представлені на рис.1.40. В спектрі випромінювання лампи на суміші **He/I₂** виділялась спектральна лінія атома йода 206.2 нм і система смуг молекули йоду в спектральному діапазоні 320 - 342 нм. При **p(He) = 400 Па** відношення потужностей **УФ-випромінювання лампи** складало: **W(206 нм)/W(342 нм) = 52/48 %**.

В таблиці 1.3. представлені відносні інтенсивності спектральних ліній атома йода в **ВУФ**-області спектру. Вони були отримані з врахуванням відносної спектральної чутливості вакуумного монохроматора і фотопомножувача і представлені в порівнянні з інтенсивністю спектральної лінії 206.2 нм. Спектральні лінії атома йода 150.7 нм і 161.8 нм за інтенсивністю були співрозмірні з інтенсивністю спектральної лінії 206.2 нм.

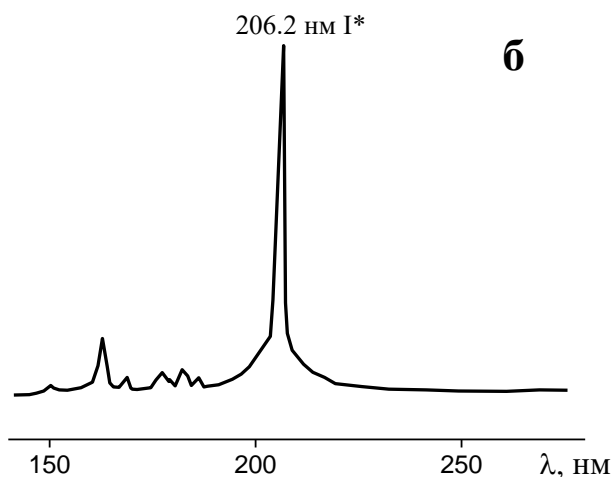


Рис.1.40. Спектр випромінювання лампи короткого тліючого розряду на суміші **He/I₂** при **p(He)=500-1300 Па** і струмі розряду 30 мА [72,73].

Таблиця 1.3. Інтенсивності спектральних ліній атома йода в тліючому розряді на суміші гелію з паром йоду при **p(He) = 500 Па** [39,45].

λ, нм	150.7	161.8	170.2	178.2	179.9	183	187.6	206.2
J, відн. од.	60	38	12	2	2	6	2	100

На рис.1.41 представлені залежності інтенсивності випромінювання спектральних ліній атома йода від величини струму тліючого розряду на суміші **He/I₂**. При збільшенні струму інтенсивність випромінювання атомів йоду збільшувалась без ознак насичення.

Найбільша інтенсивність випромінювання спектральної лінії 206.2 нм була отримана в суміші **He/I₂**, при струмі тліючого розряду 50 мА. Оптимальний тиск легких інертних газів знаходився в діапазоні 400-600 Па. Відношення інтенсивності спектральних ліній 161.8 і 206.2 нм в тліючому розряді на сумішах пари йода з гелієм та неоном (при тиску інертного газу 500 Па і струмі розряду 50 мА) в даній серії експериментів відповідно були рівні 0.80/0.46. Для **ВУФ**-випромінювання лампи тліючого розряду на парі йода найбільш оптимальною була суміш на основі гелія.

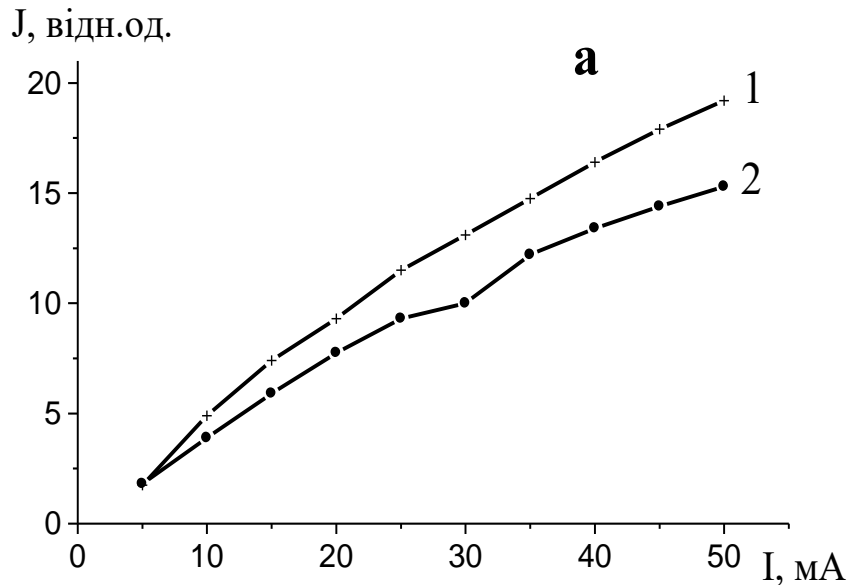


Рис.1.41. Залежність відносної інтенсивності випромінювання спектральних ліній атома йода 206.2 (1) і 161.8 нм (2) від струму тліючого розряду на сумішах He/I_2 при $p(\text{He}) = 500$ Па [73].

Таблиця 1.4. Залежність інтенсивності спектральних ліній атомів йода від струму при тиску легких інертних газів 500 Па [72,73].

Суміш	λ , нм	$I_{\text{роз}} = 30$ мА		$I_{\text{роз}} = 50$ мА	
		$W_{\text{вкл}}$, Вт	J , відн.інт.	$W_{\text{вкл}}$, Вт	J , відн. інт.
He/I_2	206.2	26.4	69.3	45	100
He/I_2	161.8	26.4	56.8	45	79.7
Ne/I_2	206.2	22.8	69.3	38	85.4
Ne/I_2	161.8	22.8	30	38	39

Абсолютна величина повної потужності випромінювання (з всієї поверхні розрядної трубки і її торцевих частин) досягала 6-7 Вт при ККД 15-20%. Ресурс роботи лампи на одній суміші при об'ємі буферної камери 10 літрів складав 800 годин.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ ДО РОЗДІЛУ

1. Ломаев М.В., Панченко А.Н., Соснин Э.А., Тарасенко В.Э. Газоразрядные источники спонтанного ультрафиолетового излучения: Физика процессов и экспериментальная техника. Эксилампы.// 1999. Томский госуниверситет. Изд. ТГУ. Учебное пособие. 106 с.
2. Шуаїбов О.К., Шевера І.В., Шимон Л.Л., Соснін Е.А. Сучасні джерела ультрафіолетового випромінювання: розробка та застосування. Ужгород-Томськ, 2006. Видавництво УжНУ «Говерла». 225 с.
3. Миленин В.М., Тимофеев Н.А. Плазма газоразрядных источников света низкого давления Л: Изд-во. ЛГУ. 1991.
4. Boyd I.W. and Zhang J.-Y. Photo-induced Large Area Growth of Dielectrics wich Excimer Lamps // Materials Research Society/ - 2000.V.617. P.4.4.1-4.4.12.
5. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю. Электроразрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов -М.: Энергоатомиздат, 1988. С.180-203.
6. Рокни М., Джакоб Дж. Х. Лазеры на галогенидах инертных газов // Газовые лазеры: перевод с англ., под ред. Мак-Даниеля И., Нигэна У.-М.: Мир, 1986. С.332-382.
7. Клайн Л.Э., Дэн Л.Ж. Самостоятельные разряды с предыонизацией, используемые для накачки лазерных сред // Газовые лазеры: перевод с англ., под ред. Мак-Даниеля И., Нигэна У. -М.: Мир, 1986. С.461-502.
8. Рогулич В.С., Стародуб В.П., Шевера В.С. Излучение эксимеров KrF и XeF в плазменной струе // Письма в ЖТФ. 1986. Т.12, № 10. С.606-609.
9. Шевера В.С., Шуаибов А.К. Исследование образования моногалогенидов инертных газов в поперечном электрическом разряде переменного тока // ЖТФ. 1980. Т.50, вып. 4. С.728-736.
10. Shusen Ma, Yongbang Yao, Xinxin Shan The double laser oscillation wich KrCl and XeCl // Rev. Roum. Phys. 1986. V.31, № 9-10. P.881-894.
11. Chaltakov I.V., Minkovski N.I., Mirtshev T.P., Tomov I.V. Simultaneous lasing on KrCl and XeCl in an ultraviolet preionized

- electrodischarge laser // Opt. and Quant. Electron. 1988. V.20. P.215-218.*
12. Атежев В.В., Букреев В.С., Вартапетов С.К. Жуков А.И. и др. Многоволновой импульсно-периодический электроразрядный лазер // Краткие сообщения по физике. 1987. № 9. С.19-21.
13. Шуаібов О.К. Оптична діагностика активних середовищ електророзрядних джерел випромінювання на атомах інертних газів та їх галогенідах (рукопис). Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фіз.-мат. наук (рукопис). спеціальність: 01.04.04- фізична електроніка. Ужгород. 2003. 337 с.
14. Головицкий А.П., Кан С.Н. Характеристики ультрафиолетового эксимерного излучения непрерывного тлеющего разряда низкого давления. // Оптика и спектроскопия. 1993. Т.75, вып. 3. С.604-609.
15. Головицкий А.П., Лебедев С.В. Радиальные распределения плазменнооптических характеристик эксимерных ультрафиолетовых излучателей тлеющего разряда в смеси $\text{Xe} + \text{Cl}_2$ // Оптика и спектроскопия. 1997. Т.82, № 2. С.251-255.
16. Панченко А.Н., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Мощные коаксиальные эксилампы со средней мощностью более 100 Вт // Письма в ЖТФ. 1995. Т.21, вып. 20. С.77-80.
17. Волков Н.В., Бейлис И.И. Протяженная плазма отрицательного свечения в коротком тлеющем разряде // Теплофизика высоких температур. 1992. Т.30, № 4. С.664-672.
18. Светцов В.И., Максимов А.И., Куприяновская А.П., Зимина И.Д. Жестчание и долговечность приборов, наполненных хлором // Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. -1977. -№ 7. -С.36-39.
19. Головицкий А.П. Индуктивный высокочастотный разряд низкого давления в смеси инертных газов и галогенов для экономичных безртутных люминисцентных источников света // Письма в ЖТФ. 1988. Т.24, № 6. С.63-67.
20. Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Планарная эксилампа с накачкой тлеющим разрядом низкого давления // ЖТФ. 1997. Т.67, № 12. С.43-46.
21. Шевера В.С., Шуаібов А.К., Малинин А.Н., Герц С.Ю. Исследование эффективности образования моногалогенидов

- инертных газов в импульсном электрическом разряде через диэлектрик // *Оптика и спектроскопия* -1980. -Т.49, вып. 5. - С.1205-1206.
22. Шуаибов А.К., Шевера В.С. Образование фторидов инертных газов в электрическом разряде переменного тока // *ЖТФ*. 1979. Т.49, № 8. С.1747-1748.
23. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука. 1987. 592 с.
24. Шуаибов А.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.Й., Шевера И.В. Экцимерный излучатель низкого давления для спектральной области 170-310 нм. // *ПТЭ*. 2002. № 1. С.104-106.
25. Шуаибов О.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.Й., Шевера И.В. Електророзрядна екцимерна лампа низького тиску // *Опис до деклараційного патента на винахід № 47628 А. Україна, МКИ Н01S 3/097. 3с, фіг.4; заявлено 28.05. 2001, опубл. 15.07.2002. Бюлетень № 7.*
26. Баюнов В.И., Волкова Г.А., Подмошенский И.В. Импульсная коаксиальная лампа для ВУФ облучения // *ЖПС*.1991. Т.54, № 1. С.164-166.
27. Ломаев М.М., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Эксилампы эффективные источники спонтанного УФ- и ВУФ- излучения // *Энциклопедия низкотемпературной плазмы 2005. Серия Б. Том.Х1-4. V.3. С.522-546. М.: Физматлит, 2005. ISBN 5-9221-0571-6.*
28. Шуаибов О.К., Дащенко А.Й., Шевера И.В. Джерело УФ-ВУФ випромінювання на основі молекул хлору і хлориду криптону з накачуванням у плазмі негативного катодного свічення // *УФЖ*. 2002.-Т.47, № 4.-С.346-349.
29. Шуаибов О.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.Й., Шевера И.В. Екцимерно-галогенна лампа з накачуванням вольєрним розрядом // *Опис до деклараційного патента на винахід № 53509 А, Україна, МКИ Н01S 3/097. 5с, фіг.4; заявлено 20.06. 2002, опубл. 15.01.2003. Бюлетень № 1.*
30. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В. Самоиницирующий импульсно-периодический излучатель на молекулах хлора и хлорида криптона. *ПТЭ*. 2003. №.2 С.78-82.
31. Деклараційний патент на винахід та його опис. Україна. № 62723 А, 7Н01S3/097. Бактерицидна лампа // Шуаибов О.К.,

- Шимон Л.Л., Грабова І.А. Подано 12.05.2003; Опубл. 15.12.2003. Бюл. № 12. - 4 с. Фіг.3.
32. Деклараційний патент на винахід та його опис. Україна. № 69754 А, H01S3/097. Лінійно-смугова ексимерно-галогенна лампа // Шуайбов О.К., Шимон Л.Л., Грабова І.А. Подано 04.11.2003; Опубл. 15.09.2004. Бюл. № 9. - 4 с. Фіг.4.
33. Патент на винахід та його опис. Україна. № 76008, МПК (2006). Ультрафіолетова лампа неперервної дії // Шуайбов О.К., Шимон Л.Л., Грабова І.А. Подано 07.07.2004; Опубл. 15.06.2006. Бюл. № 6. - 4 с. Фіг.5.
34. Патент на винахід та його опис. Україна. № 77029, МПК (2006), H01S3/097. Електророзрядна короткохвильова лампа на парах йоду // Шуайбов О.К., Шимон Л.Л., Грабова І.А. Подано 04.06.2004; Опубл. 16.10.2006. Бюл. № 10. - 4 с. Фіг.2. Табл.1.
35. Патент на винахід та його опис. Україна. № 77762, МПК (2006), H01S3/097. Електророзрядна ультрафіолетова лампа // Шуайбов О.К., Шимон Л.Л., Грабова І.А. Подано 20.09.2004; Опубл. 15.01.2007. Бюл. № 1. - 8 с. Фіг.5.
36. Патент на винахід та його опис. Україна. № 62723, МПК (2006), H01S3/097. Бактерицидна лампа // Шуайбов О.К., Шимон Л.Л., Грабова І.А. Подано 12.05.2003; Опубл. 10.04.2007. Бюл. № 4. - 7 с. Фіг.3. Табл. 1.
37. Патент на корисну модель та його опис. Україна. № 21894, МПК (2006), H01S3/097. Газорозрядна експлексно-галогенна ультрафіолетова лампа // Шуайбов О.К., Грабова І.А. Подано 09.10.2006; Опубл. 10.04.2007. Бюл. № 4. - 8 с. Фіг.4.
38. Ефремов А.М., Куприяновская А.П., Светцов В.И. Спектр излучения тлеющего разряда в хлоре // ЖПС. 1993. Т. 59. №3-4. С.221-225.
39. Василяк Л.М., Костюченко С.В., Красночуб А.В., Кузьменко М.Е., Куркин Г.А. Экспериментальное исследование электродинамических и спектральных характеристик наносекундного импульсно-периодического разряда в хлоре // ТВТ. 1995. Т.33. №6. С.826-832.
40. Василяк Л.М., Костюченко С.В., Красночуб А.В., Кузьменко М.Е. Излучение импульсного и тлеющего разрядов в CCl_4 // ЖПС. 1998. Т.65. №2. С.302-305.

41. Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В. *Высокоскоростные волны ионизации при электрическом пробое* // УФН. 1994. Т.164. №3. С.263-286.
42. Шуаибов А.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.И., Шевера И.В. *Характеристики поперечного объемного разряда в CF_2Cl_2 и смеси Ar/CF_2Cl_2* // ТВТ. 2000. Т.38, № 3. С.386-389.
43. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В. *Стационарный электроразрядный излучатель низкого давления на смеси He/Cl_2* // ТВТ. 2001. Т.39, № 4. С.833-835.
44. Цендин Л.Д. *Расслоение газоразрядной плазмы в электроотрицательных газах* // ЖТФ. 1989. Т.59, вып.1. С.21-28.
45. Шуаибов А.К., Шимон Л.Л., Шевера И.В., Дащенко А.И. *Стационарный источник УФ-ВУФ - излучения с накачкой продольным разрядом* // Прикладная физика. -2002. -№ 2. - С.51-56.
46. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В. *Оптические характеристики стационарной плазмы продольного разряда на смеси гелий/фреон-12* // ЖТФ. 2002. Т.72, вып. 4. С.32-35.
47. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шимон Л.Л., Шевера И.В. *Импульсно-периодический объемный разряд низкого давления на смеси криптона с хлором* // Письма в ЖТФ. 2002. Т.28, вып. 16. С.85-89.
48. Шуаибов А.К. *Импульсно-периодический объемный разряд низкого давления на смеси Ar/Cl_2 , иницируемый прилипательной неустойчивостью* // ЖТФ. 2002. Т.72, № 10. С.138-142.
49. Шуаібов О.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.Й., Шевера І.В. *Імпульсно-періодична ексимерно-галогенна лампа* // Деклараційний патент на винахід. (висновок про встановлення дати подання заявки на винахід, номер заявки 2002054285 від 25 травня 2002 р.).
50. Shuaibov A. K., Dashchenko A. I., Shevera I. V. *Pulsed-Periodic UV-VUV Radiator on Molecules Chlorine and Freon -12.* // XIV International Symposium On Gas Flow & Chemical Lasers and High Power Laser Conference (GCL-HPL 2002). August 26 - 30, 2002. Wroclaw. Poland. P.1.

51. Шуаибов А.К., Шевера И.В., Дащенко А.И. Импульсно-периодический объемный разряд низкого давления в хлоре и смеси ксенон/хлор // ЖПС. 2003. Т.70. № 1. С.129-133.
52. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В. Самоиницирующий импульсно-периодический излучатель на молекулах хлора и хлорида криптона // ПТЭ. 2003. № 2, С.78-82.
53. Шуаибов А.К., Шевера И.В., Дащенко А.И. Оптические характеристики импульсно-периодического разряда низкого давления на смеси криптона и фреона-12 // Оптика и спектроскопия. 2003. Т.95. № 3. С.360-363.
54. Деклараційний патент на винахід (та його опис) № 55724 А. Україна, МПК 7 H01S3/097, Импульсно-періодична ексимерно-галогенна лампа / Шуаїбов О.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.Й., Шевера І.В. (Україна); Стр.5, фіз.6, опубліковано 15. 04. 2003 р., Бюл. № 4.
55. Шевера И.В., Шуаибов А.К., Л.Л. Шимон Л.Л., Дащенко А.И. Импульсно-периодический источник УФ - ВУФ излучения с накачкой самоиницирующимся тлеющим разрядом низкого давления. IV Международная конференция « Импульсные лазеры на переходах атомов и молекул.» 15 -19 сентября 2003 г. г. Томск, Россия.
56. Шуаибов А.К., Шимон Л.Л., Шевера И.В., Дащенко А.И., Спектроскопическая диагностика плазмы электроразрядной лампы на хлоридах аргона, криптона и ксенона /IV российский семинар “Современные средства диагностики плазмы и их применение для контроля веществ и окружающей среды”, Москва, МИФИ, 12-14 ноября 2003 г.
57. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В. Характеристики вольерного разряда на смеси гелий/хлор // Письма в ЖТФ. 2002. Т.28. Вып.6. С.23-28.
58. 80 Смирнов Б.М., Яценко А.С. Химия плазмы. Сб. статей под ред. Смирнова Б.М. Вып.15. М.: Энергоатомиздат. 1989, С.93-126.
59. 81 Прокопьев В.Е., Яценко А.С. // Уровни энергии и радиационные переходы нейтральных атомов. Препринт № 161. Инст. Автом. и Электрметрии Сибирское отделение АН СССР. Новосибирск, 1981. 58с.

60. 83 Авдеев С.М. Узкополосные источники спонтанного ультрафиолетового излучения на основе барьерного разряда: исследование, создание и применение. Диссертация на соискание научной степени кандидата физико-математических наук // Томский государственный университет. Томск. –2007. –151 с.
61. Шуаибов А.К., Грабовая И.А. Оптические характеристики электроразрядной плазмы низкой плотности на парах брома в ВУФ-УФ диапазоне спектра // Оптика и спектроскопия. 2006. Т.101, №3. С. 408-411.
62. Peres I., Pichford L.C. //J. Appl. Phys. 1995. V. 78. №2. P. 774-782.
63. Шуаибов А.К., Грабовая И.А. Широкополосная коротковолновая лампа с накачкой тлеющим разрядом // ПТЭ. 2006. №3. С.125-128.
64. Harteck P., Reeves R.R., Thompson B.A. The iodine lamp: a light source for selective excitation of CO//Zeitschrift fur Naturforschung. 1964. v.19 a. P.2-6.
65. Брау Ч. Экцимерные лазеры на галогенидах инертных газов // Экцимерные лазеры. Перевод с англ. под. ред. Ч. Роудза. // М.: Мир, 1981. 200 с.
66. Gross U., Ubelis A., Spietz P., Burrows J. Iodine and mercury resonance lamps for kinetics experiments and their spectra in the far ultraviolet///// J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. v.33. №13 P.1588-159.
67. Стойлов Ю.Ю. Исследование флуоресценции молекулярного йода в полосе 340 нм Квантовая электроника. 1978.Т. 5, №2. С. 388-393.
68. Бобошин В.Н., Михеев Л.Д., Павлов А.Б., Фоканов В.П., Ходарковский М.А., Широких А.П. Исследование люминесценции и спектра возбуждения молекулярного йода // Квантовая электроника. 1981.Т. 8. №5. С. 1138-1141.
69. Lomaev M.I., Tarasenko V.F. Xe (He)-I₂ glow and capacitive discharge excilamps // Proc. of SPIE. 2002. V. 4747. P. 390-398.
70. Шуаибов А.К., Грабовая И.А. Электроразрядная ультрафиолетовая лампа с непрерывным режимом излучения // Приборы и техника эксперимента. - 2005. - №1. - С. 119-121.

71. Шуаибов А.К., Грабовая И.А., Шимон Л.Л. Мощная ультрафиолетовая лампа на парах иода с накачкой тлеющим разрядом // Письма в ЖТФ. - 2005. - Т.31, Вып.3. - С. 31-35.
72. Шуаибов О.К., Шимон Л.Л., Грабова І.А. Емісійні характеристики електророзрядної плазми малої щільності на сумішах інертних газів з парами йоду // Журнал фізичних досліджень. 2004. Т.8, №4, С.338-345.
73. Шуаибов А.К., Грабовая И.А. Электроразрядный источник стационарного УФ-ВУФ излучения атомов йода и йодсодержащих молекул // Оптический журнал. 2005. Т.72, №7, С.52-56.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ШИРОКОСМУГОВИХ УФ-ВУФ ЛАМП ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ НА СУМІШАХ ІНЕРТНИХ ГАЗІВ З МОЛЕКУЛАМИ ГАЛОГЕНІВ

При заміні легких інертних газів на важкі (**Ar, Kr, Xe**) в газових сумішах з галогенами в спектрах випромінювання ламп тліючого розряду появляються інтенсивні смуги моногалогенідів важких інертних газів. Такі лампи доцільно називати експлексно-галогенними (**ЕГЛ**) **УФ-ВУФ** лампами низького тиску. Основні результати цього розділу приведені в дисертаціях [1,2].

2.1. Газорозрядні лампи на хлоридах і фторидах інертних газів з накачуванням повздовжнім тліючим розрядом в подвійних сумішах «інертний газ-хлор(фтор)вмісна молекула»

Позитивний стовп тліючого розряду в сумішах інертних газів з галогеновмісними молекулами систематично досліджується уже на протязі останніх тридцяти років [3], що було зумовлено широким використанням такої плазми в хімії високих енергій і мікроелектроніці [4,5]. Тліючий розряд (**ТР**) являє собою розряд, який смопідтримується в газовому середовищі, має холодний катод, що емітує електрони за рахунок вторинної електронної емісії, переважно під дією додатних іонів. Нормальний **ТР** характеризується рівномірним розподілом потенціалу вздовж ділянки, яку займає позитивний стовп. Головною особливістю нормального **ТР** виступає наявність характерних просторових зон: зона, де падає основна частина напруги живлення (катодний шар, протяжністю d_k). У нормальному **ТР** напруга горіння майже не залежить від величини струму, оскільки частина поверхні катоду, яка приймає участь в підтримці розряду зростає пропорційно до збільшення струму. Найбільш характерні параметри нормального **ТР**, який використовується для накачування експлексних ламп, є такими [6,7]: ступінь іонізації газу 10^{-6} - 10^{-5} , напруженість електричного поля близька до 10 В/см, енергія

електронів 0,5-2 еВ, концентрація електронів 10^8 - 10^{12} см⁻³, тиск до 10 Торр.

В даному пункті наведено характеристики ексіплексних ламп повздовжного тліючого розряду, які випромінюють переважно на одній В-Х смузї молекули **RX***. **ТР** запалювали в циліндричних або коаксіальних конструкціях з кварцу.

Газорозрядні ексіплексні лампи з накачуванням **ТР**, які мали практично важливий **ККД**, були досліджені в працях Головіцького А.П. з співавторами (Ленінградський університет). Вперше на високу ефективність утворення молекул **XeCl*** і значну середню потужність випромінювання (**W**=8 Вт) на довжині хвилі $\lambda=308$ нм було звернуто увагу в праці [8]. Далі ці дослідження групи з Ленінградського університету були розвинуті в праці [9]. Тліючий розряд запалювали в кварцових трубках довжиною **L**=170-280 мм з внутрішнім діаметром 12 мм. При середніх розрядних струмах 20-30 мА, тисках сумішей **Kr/Cl₂**, **Xe/Cl₂** рівних 0,5-1,5 кПа була отримана середня потужність випромінювання молекул **XeCl(X-B,D)** та **KrCl(X-B,D)** на рівні 10-20 Вт при **ККД** 12-23%.

Типова величина добутку **pd** (**p**-тиск; **d**-віддаль між електродами) у коаксіальних і циліндричних лампах тліючого розряду на молекулах **XeCl***, **XeF***, **KrCl*** не переважала 500-800 Торр см.

Як впливає із таблиці 2.1, середня потужність типових **XeCl**- і **KrCl**-ламп тліючого розряду знаходиться в діапазоні 5-130 Вт при **ККД** $\leq 14\%$. При накачуванні тліючим розрядом суміші **He/Cl₂** на $\lambda=258$ нм **Cl₂(D'-A')** була отримана потужність ≤ 40 Вт з **ККД** рівним 6%.

Розглянемо основні характеристики ексіламп тліючого розряду, які були розроблені в Томському інституті сильнотримової електроніки **СО РАН** [6,7].

Тиски і склади простих (як правило, подвійних) газових сумішей **R/X₂** і цих лампах знаходились в межах від «3 – 1» до «10-1» і сильно залежали від умов збудження. В окремих випадках робоча суміш включала і буферні гази (гелій, неон). Це забезпечувало зменшення напруги пробою, що дозволяло застосовувати джерела живлення з меншою вихідною напругою; ефективність і потужність випромінювання лампи

зростали при збільшенні питомої потужності збудження в потрібній суміші порівняно з подвійною. Максимальна ефективність цих джерел досягала при тисках 50-250 Па. Максимальна ефективність ексилампи тліючого розряду досягається при питомій потужності збудження на рівні 0,3 Вт/(см³Торр), що складало приблизно 7x10¹⁸ Вт на частинку [7].

Типові вихідні характеристики подібних ламп тліючого розряду наведені в таблиці 2.1.

Таблиця 2.1. Характеристики ексиплексних ламп на фторидах і хлоридах інертних газів, які накачувалися поздовжнім тліючим розрядом (**L**, **d**-довжина і внутрішній діаметр розрядної трубки, **W**-середня потужність випромінювання лампи).

Молекула λ , нм	Робоче середовище (тиск в кПа)	I, мА; U, кВ	L; d, мм	W, Вт	ККД %	Літ- ра.
XeCl; 308	Ne/Xe/HCl = 85-10-4,5; (p=15)	30; 3,1	280; 30	0,60	-	[8]
XeCl; 308	Xe/Cl ₂ =4,8-0,8; (p=0,75)	30; 3,1	280; 30	7,70	-	[8]
XeCl; 308	Xe/Cl ₂ =9-1,2; (p=1,36)	30; 40	280; 12	8,80	14	[8]
KrCl; 222	Kr/Cl ₂ =18-2; (p=2,66)	16; 4,2	280; 12	6,30	14	[8]
XeCl; 308	Xe/Cl ₂ =6-0,25; (p=0,83); Xe/Cl ₂ =18-1; (p=2,53)	35; 1,5	170 ; 12	19,0 10,3	10	[9]
XeCl; 308	Xe/Cl ₂ =3-1; (p=0,4)	150;-	350; 60 $\frac{1}{2}(d_2-d_1)=2,5-8,8$	110, 0	11,5	[9]
KrCl; 222	Kr/Cl ₂ =10-1; (p=0,8)	300;-	350; 60 $\frac{1}{2}(d_2-d_1)=2,5-8,8$	130, 0	14	[9]
Cl ₂ ; 258	He/Cl ₂ =1-1; (p=0,8)	200;-	350; 60 $\frac{1}{2}(d_2-d_1)=2,5-8,8$	40,0	6	[9]
KrCl; 222	Kr/Cl ₂ =3-1; (p=1,2)	100; 2,5-4,5	200-800; 9-60	12,0	6	[10]
XeCl; 308	Xe/Cl ₂ =60-1; (p=0,8)	5; 6	400; $\frac{1}{2}(d_2-d_1)=2,5-4,5;$	7,0	27	[116 2]
KrCl; 222	Kr/Cl ₂ =40-1; (p=0,8)	3-4; 5	400; $\frac{1}{2}(d_2-d_1)=2,5-4,5;$	8,0	30	[11]
XeF; 353	Xe/NF ₃ =3-1; (p=1,2)	30; 4	200; 400; 9	6,0	3	[12]
XeF; 353	He/Xe/NF ₃ =5-3-1; (p=1,2)	50; 7	200; 400; 9	20,0	6	[12]

Для ексиламп тліючого розряду спостерігалось досить значне падіння інтенсивності **УФ**-випромінювання в області катода, яке було зумовлено зменшенням швидкості утворення ексиплексних молекул при великих параметрах **Е/р**. Із-за високого катодного падіння, напруга на електродах та **ККД** ексиламп тліючого розряду була меншою за 15 % (хоча ефективність світіння хлоридів інертних газів у позитивному стовпі наближалась до 25 %) [6]. Ексилампи з накачуванням нормальним **ТР**, що працювали на смугах молекул **KrCl*** і **XeCl*** (розробки Томського **ІСБ СВ РАН**), при питомій потужності накачування порядку 1 Вт **KrCl*** характеризувалися питомою потужністю випромінювання меншою за 160 мВт/см³.

При тривалій роботі (більше 2-5 годин) у сумішах з галогенами спостерігалось зменшення потужності випромінювання, що зумовлено зменшення концентрації молекул галогена переважно із-за його взаємодії з металевими електродами.

У циліндричній і коаксіальній конструкціях ексиламп повздовжного тліючого розряду перспективним виявилось використання для накачування піднормального тліючого розряду. Цей тип **ТР** характеризується підвищеною напругою на електродах і низькими струмами, що дозволяє одержувати в ексилампах високі **ККД** (25-30 %). Його основними особливостями при використанні в ексилампах є: зменшення розрядного струму, при якому запалюється цей розряд, при збільшенні діаметра циліндричної трубки і/або при зростанні віддалі між двома коаксіальними трубками [7].

Основною умовою запалювання піднормального **ТР** є використання баластного опору величиною в сотні кОм, в протилежному випадку зразу ж після подання високої напруги на анод трубки, запалюється нормальний **ТР** [6]. Перехід від нормальної до піднормальної стадії **ТР** (і навпаки) відбувається стрибкоподібно при зменшенні (збільшенні) струму розряду. Максимальний струм піднормального **ТР** одержується при малому зазорі між кварцовими трубками коаксіальної ексилампи.

Експериментальне дослідження KrCl^* - і XeCl^* -ламп, які збуджувались з використанням піднормального ТР, виявило наступне:

- а). більш рівномірне свічення по всій довжині розряду, при якому питома потужність випромінювання однакова по всій поверхні розрядної трубки;
- б). нелінійне збільшення потужності випромінювання ексиплексних молекул при збільшенні струму розряду.

Наприклад, залежності потужності випромінювання і **ККД** випромінювання ексилампи з піднормальним тліючим розрядом (при струмах 2-4 мА) мали квадратичний характер, що зумовлено нелінійним збільшенням швидкості іонізації та збудження в плазмі при збільшенні напруженості електричного поля в розрядному проміжку.

Як впливає з таблиці 2.1, середня потужність типових XeCl - і KrCl -ламп тліючого розряду знаходиться в діапазоні 5-130 Вт при **ККД** $\leq 14\%$. При накачуванні тліючим розрядом суміші He/Cl_2 на $\lambda=258$ нм $\text{Cl}_2(\text{D}'\text{-A}')$ була отримана потужність ≤ 40 Вт з **ККД** рівним 6% [11].

Основні характеристики ексиламп тліючого розряду, які були розроблені в Томському інституті сильнотрумової електроніки **СО РАН**, наведені в працях [6,7].

Тиски і склади подвійних газових сумішей R/X_2 в цих лампах знаходились в межах від «3 – 1» до «10-1» і сильно залежали від умов збудження. В окремих випадках робоча суміш включала і буферні гази (гелій, неон).

Найбільш повне теоретичне дослідження фізичних процесів та параметрів тліючого розряду в сумішах важких інертних газів з молекулами галогена (Cl_2) проведена в працях [13,14] на основі гідродинамічної моделі плазми відповідного позитивного стовпа повздовжного тліючого розряду.

Кількісний опис ексиламп тліючого розряду на основі традиційних моделей плазми електровід'ємних розрядів зробити важко, оскільки вони не враховують сильної радіальної неоднорідності газової температури, що призводить до неоднорідності параметра E/N (де: **E** – напруженість електричного поля; **N** – концентрація частинок в плазмі) та констант швидкості плазмохімічних процесів. В них також не

враховано дисоціацію електровід'ємних молекул, яка послаблює прилипання електронів.

В праці [13] наведено нову гідродинамічну модель позитивного стовпа тліючого розряду в суміші ксенона з хлором, яка побудована наступних допущеннях:

- повздовжня складова електричного поля є просторово-однорідною;

- для направленої радіальної швидкості U_j заряджених частинок j -сорту ($j = e, p, n$ – електрони, додатні і від'ємні іони) виконується наступне співвідношення $U_j \mu_{ja} v_{ja} = \Delta(n_j T_j) / n_j + z_j e E_r$, де E_r – радіальне електричне поле, μ_{ja} та v_{ja} – приведена маса і частота зіткнень частинок j – сорту з нейтральними атомами, $z_p = +1$, $z_n = z_e = -1$.

Направлена швидкість електронів повинна бути малою відносно їх хаотичної швидкості. Що для таких розрядів завжди справедливо. Щоб ця умова була справедливою і для іонів необхідно щоб напруженість радіального електричного поля була теж невеликою (наприклад, для розряду в суміші Xe/Cl_2 при тиску $p = 10$ Торр та $T_i = 2000$ К $E_r \ll 450$ В/см). Зовнішніми параметрами моделі є парціальні тиски газів, радіус розрядної трубки R і величина струму розряду I_b . Розподіл газової температури за радіусом трубки взято з експерименту. Рівняння потоків заряджених частинок та неперервності, а також кінцеві рівняння моделі та методика їх вирішення наведені в праці [13].

Коротко розглянемо основні результати моделювання. Розподіл n_e за радіусом при $I_b < 10$ мА був близький до плоского і лише біля стінок трубки швидко прямував до нуля. При збільшенні струму «плоска» частина розподілу електронів стягувалась до центру. А область звичайної «електрон-іонної» плазми займала все більший об'єм від периферії. В центральній області розряду при значних струмах зачення $N_0 = n_{no} / n_{eo} \approx 1$, таким чином, плазма не є чисто «іон - іоною» (нижній індекс рівний «0» відповідає значенню даного параметра в центрі трубки, тобто при $r = 0$). «Сильно електровід'ємним» тліючий розряд в суміші $p(Xe) / p(Cl_2) = 6 / 0,25$ Торр був лише при струмах менших за 10-15 мА. При струмі $I_b \approx 25$ мА, що є оптимальним для роботи ексилампи ступінь

електровід'ємності розряду зменшувалась внаслідок сильного зменшення концентрації молекул хлора при підвищених струмах (особливо в центрі трубки). Це зумовлено процесом дисоціації молекул хлора електронами.

Дисоціація молекул хлора також впливала на форму радіальних розподілів $n_e(\mathbf{r})$, які задовільно корелюються з даними експериментів. При «виключенні» з моделі дисоціації молекул хлора, розподіл $n_e(\mathbf{r})$ всюди був близьким до плоского і не відповідав експериментальним результатам при $I_D > 10$ мА.

Якщо для контролю покласти $T_p = T_n = T_g$, то радіальні розподіли від'ємних іонів хлора будуть більш «гострими» і сильно стягнутими до центру, ніж коли T_p і T_n розраховані за даною моделлю. Те ж саме відносилось і до розподілів електронів, хоча і в меншій ступені. Приведене вище співставлення вказує на сильний вплив напруженості поздовжнього електричного поля E_z на іонні температури та просторові розподіли концентрацій заряджених частинок в такій плазмі.

Врахування іонних струмів приводило лише до слабких змін в концентраціях заряджених частинок (менше 1 % при $I_D > 25$ мА). Це зумовлено тим, що відношення величин n_n, n_p до n_{e0} особливо велике в центрі розряду, а при циліндричній геометрії основний внесок в струм тліючого розряду дає його периферійна область, де це співвідношення значно менше. Аналіз виявив також малість впливу електрон-іонної рекомбінації на концентрації електронів і додатних іонів, що зумовлено домінуванням дифузії як базового механізму втрат цих частинок в даному типі тліючого розряду.

Для ефективних констант дифузії електронів і додатних іонів – D_{ae}, D_{ap} в периферійній зоні розряду (де формувалась «електрон – іонна» плазма, $n_n(\mathbf{r}) \rightarrow 0$, при $r/R > 0,5$ для струму $I_D > 45$ мА і $r/R > 0,8$ для $I_D = 10$ мА) спостерігалось зближення значень D_{ae} і D_{ap} до деякої сталої величини коефіцієнта амбіполярної дифузії D_a . В центрі же плазми: $D_{ae} < D_a < D_{ap}$. Строгість останньої нерівності зростала при зменшенні струму розряду. Незначне збільшення величини D_a до стінки трубки зумовлено збільшенням долі молекул хлора в складі нейтрального газу біля стінки, що приводило до збільшення

рухливості і дифузії заряджених частинок. При цьому, дифузійні частоти для електронів і додатних іонів були майже на два порядки більші за всі інші частоти загибелі цих частинок. В балансі же від'ємних іонів знехтувати іон-іонною рекомбінацією неможливо, оскільки це єдиний механізм їх гибелі. В балансі електронів не можна знехтувати прилипанням, так як частота прилипання в периферійній області розрядної трубки може бути порівняною з частотою дифузії електронів.

Таким чином, в моделі, що запропонована Головицьким А.П., обґрунтовано врахування дисоціації молекул хлора і впливу повздовжнього електричного поля на іонні температури (тобто останні не співпадають з температурою газу); при оцінці іонних температур можна не враховувати радіальне поле; неможливо ввести єдиний коефіцієнт дифузії плазми, але можливо знехтувати електрон-іонною рекомбінацією, а в балансі додатних іонів також іон-іонною рекомбінацією; іонним струмом відносно до електронного теж можна знехтувати.

Розглянемо основні результати моделювання вихідних характеристик лампи на смузі 308 нм **XeCl(B-X)** з накачуванням повздовжнім тліючим розрядом, модель позитивного стовпа якого була наведена вище. При розрахунках концентрації ексиплексних молекул допускалось, що вони утворюються в результаті гарпунних реакцій між метастабільними і збудженими **-Xe(6p)** атомами ксенона та молекулами хлора [14].

Розрахунки показали, що внесок атомів ксенона в не метастабільних станах в утворення молекул **XeCl(B)** переважає 3 % лише при струмах $I_b < 6$ мА, проте ця «гарпунна» реакція сильно зменшує концентрацію атомів **Xe(6p)**, що приводить до низької інтенсивності випромінювання розряду у видимій ділянці спектру.

Збільшення концентрації електронів при збільшенні струму викликало збільшення потужності **УФ**-випромінювання. Але при дальнішому збільшенні струму і концентрації електронів відбувалось зменшення концентрації молекул хлора, що призводило до залежності концентрації ексиплексних молекул від концентрації молекул хлора. Внаслідок дисоціації

молекул хлора при підвищених n_e , концентрація ексиплексних молекул і потужність випромінювання лампи зменшувались.

Максимум потужності випромінювання лампи на смузі **HeCl(B-X)** в тліючому розряді в суміші **He/Cl₂** досягала при таких струмах, коли швидкість основних процесів гібелі метастабільних атомів **He** – іонізації і «гарпунної» реакції стають співмірними за величиною. Концентрації електронів і молекул хлора, а також швидкість дисоціації хлора не постійні в перерізі трубки і залежать від радіальної координати: величина n_e спадала від центру до периферії розряду, а концентрація молекул хлора – зростала. Це приводило до зменшення концентрації молекул **HeCl(B)** в центрі розряду, що і спостерігалось на експерименті.

Збільшення вмісту молекул хлора в суміші (при однакових розрядних струмах) приводило до зменшення n_e внаслідок зростання частоти прилипання. Це приводило до зменшення потужності **УФ**- випромінювання лампи, що корелювалось з дослідними даними і відтворювалось теоретичною моделлю.

В експерименті [13] спостерігалась тенденція до зміщення максимуму залежності потужності **УФ**-випромінювання від струму при збільшенні вмісту молекул хлора у суміші в сторону більших струмів, що відтворювалось і моделлю.

При підвищенні тиску робочої суміші із збереженням вмісту хлора, доля молекул **Cl₂** в розряді при тому ж струмі була вищою, ніж при меншому тиску внаслідок збільшення об'ємної атом-атомної рекомбінації. Порівняння потужності **УФ**-випромінювання лампи на основі сумішей $p(\text{He})/p(\text{Cl}_2) = 6 / 0,25; 18 / 0,7$ Торр показало, що максимум потужності випромінювання зміщувався в сторону більших струмів розряду внаслідок тих же причин, що і при збільшенні вмісту молекул хлора в робочій суміші. Форми радіальних розподілів концентрації молекул **HeCl(B)** при струмах розряду, що відповідають максимальній потужності випромінювання смуги 308 нм є близькими при малих і підвищених тисках сумішей, але вони значно відрізнялись при малих розрядних струмах. При невеликих струмах розподіл концентрації за радіусом трубки ексиплексних молекул має чіткий центральний максимум та характеризується «плечеподібним» спадом біля

стілки трубки, що відповідало і експериментальним даним. Це ж стосується і розподілів концентрації електронів за радіусом трубки. Пояснюється така відмінність форми цих розподілів від плоских неоднорідністю газової температури за радіусом, яка найбільше проявлялась при малих струмах. Якщо для контролю припустити, що в моделі газова температура є просторово однорідною, то для розряду в суміші $p(\text{Xe})/p(\text{Cl}_2) = 18 / 0,7$ Торр при $I_D = 10$ мА рішення системи модельних рівнянь для концентраційних потоків заряджених частинок просто не існує. Причина такого стану розряду зумовлена тим, що при усередненій за радіусом газовій температурі величина параметра E/N у всьому об'ємі буде настільки малою, що іонізація не зможе компенсувати прилипання. При врахуванні реального розподілу $T_g(r)$ і реального параметра E/N , який більший в центрі розряду, ніж середній за радіусом, швидкість народження електронів в центральній частині трубки перевищувала швидкість прилипання.

Таким чином, на периферію розряду електрони лише зносяться дифузією з центра. Прилипаючи в об'ємі, вони поступово гинуть при дифузійному русі до стінок трубки, оскільки там швидкість їх народження за рахунок процесу іонізації недостатньо велика. В результаті цього формується не плоский, а загострений в центрі радіальний профіль концентрації електронів з спадом від центру розряду. Подібний ефект проявлявся і при великому діаметрі розрядних трубок, в яких розряд на периферії не горить, оскільки там прилипання переважає іонізацію. Такий розподіл $n_e(r)$ визначав радіальний розподіл концентрації ексиплексних молекул, для якого теж характерним є загострений в центрі профіль, що відповідало результатам експериментів. Наявність подібних розподілів концентрацій електронів і ексиплексних молекул може бути адекватно пояснена лише за допомогою реального розподілу газової температури за радіусом. При підвищених струмах розрахунок плазових і випромінювальних характеристик тліючого розряду в суміші Xe/Cl_2 значно гірше відповідає даним експериментів, ніж при малих струмах ($I_D < 30$ мА). Причини такої невідповідності детально розглянуто в праці [14].

2.2. Спектроскопічні характеристики бромідів і йодидів важких інертних газів та характеристики відповідних газорозрядних ламп

Розглянемо схеми енергетичних рівнів, потенціальні криві моногалогенідів важких інертних газів та характеристики відповідних ексиламп на основі подвійних газових сумішей.

В працях [15,16] приведені результати дослідження характеристик розрядної плазми в подвійних газових сумішах **Kr(Xe)/I₂**. На рис.2.1 і 2.2 приведена схеми енергетичних рівнів атомів і молекул - компонентів плазми на цих сумішах, які відіграють важливу роль у формуванні **УФ-ВУФ** спектрів таких ламп. В спектрах випромінювання розряду в суміші **Xe/I₂** присутня інтенсивна смуга молекули **XeI*** ($\lambda=253$ нм), а для лампи на основі суміші **Kr/I₂** більш характерним було випромінювання атомів йоду ($\lambda=206,2; 185$ нм).

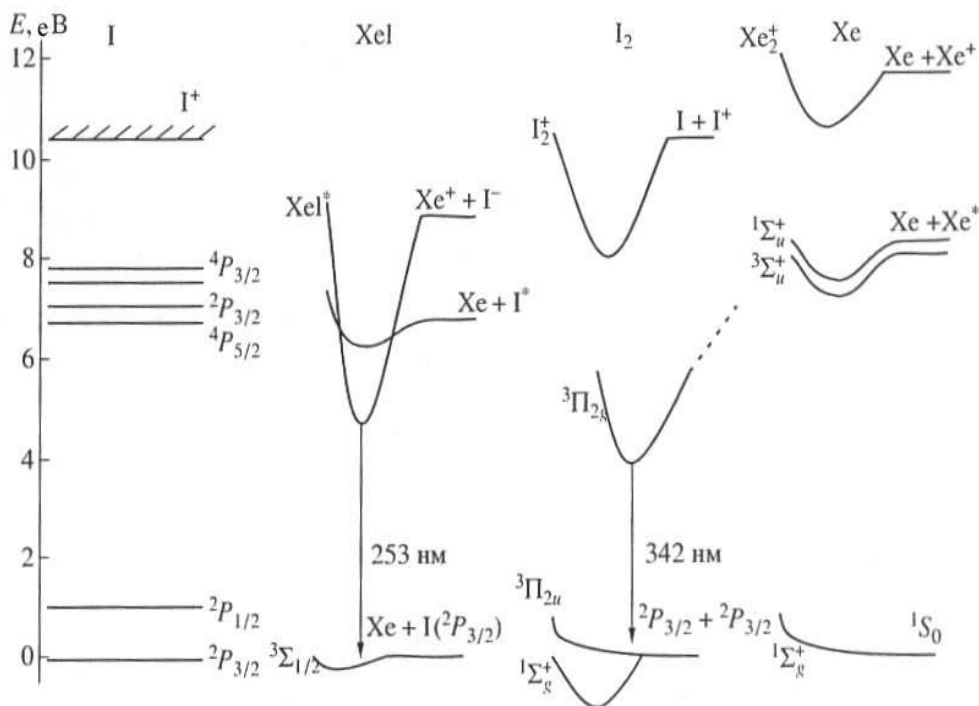


Рис.2.1. Спрощена схема енергетичних рівнів компонентів плазми на суміші **Xe/I₂** [15].

При дослідженні плазми на сумішах бромідів і йодидів інертних газів при збудженні бар'єрним розрядом були

отримані спектральні характеристики, які представлені на рис.2.3 та рис.2.4 [17]. Оптимізація енергетичних характеристик при цьому не проводилась.

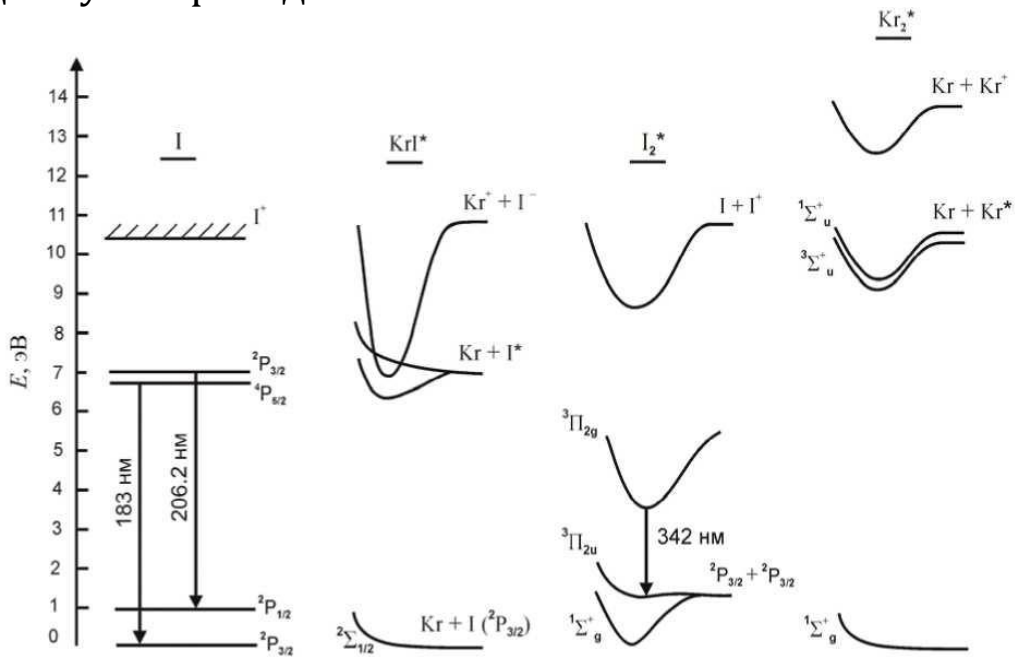


Рис.2.2. Спрощена схема потенціальних кривих та енергетичних рівнів атомних і молекулярних компонентів в газорозрядній лампі на основі газової суміші Kr/I₂ [16].

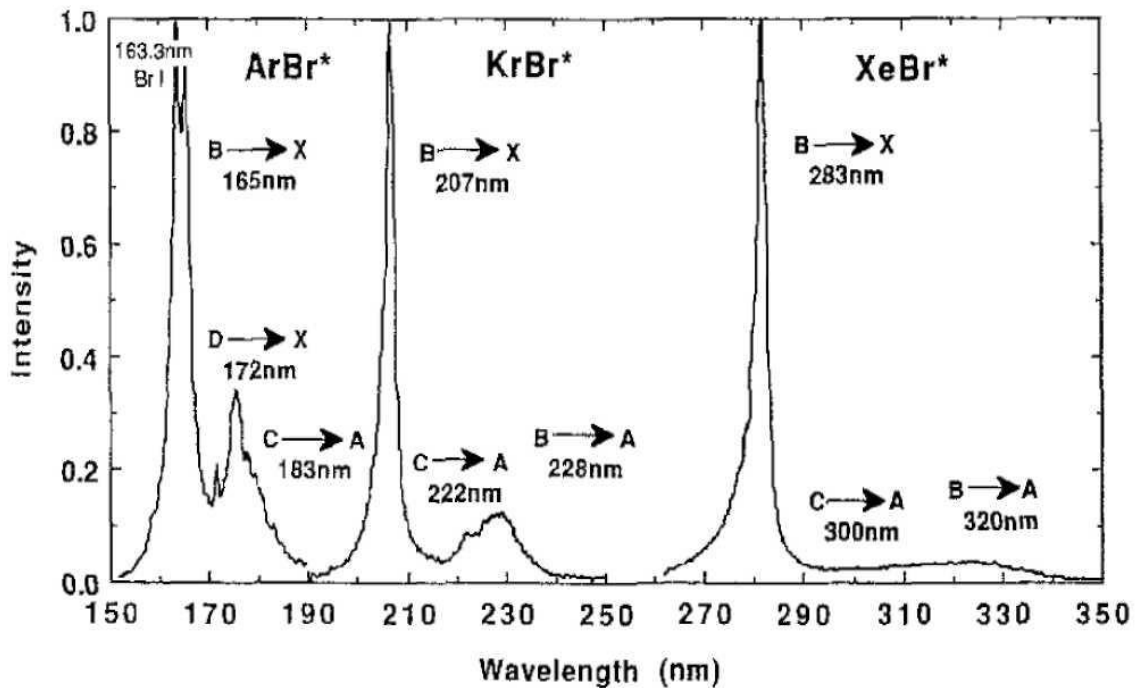


Рис.2.3. Спектри випромінювання Ar/Br-, Kr/Br-, Xe/Br- газорозрядних ексиламп [17].

Авторами [4] досліджувалось випромінювання плазми на суміші Kr/I₂ при збудженні бар'єрним розрядом. Основна увага приділялась вивченню ефективності ексиплексної молекули KrI* (191 нм) і атомарних спектральних ліній йоду 183 і 206 нм та смуги I₂* (342 нм) (рис.2.5).

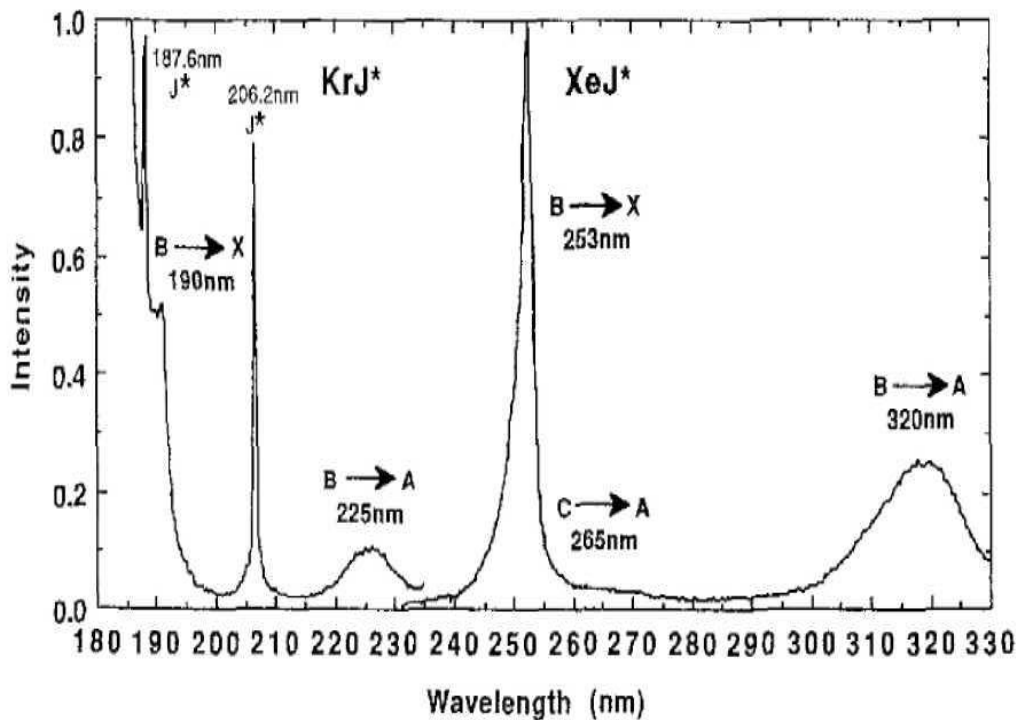


Рис.2.4. Спектри випромінювання Kr-I-, Xe-I- газорозрядних ексиламп [17].

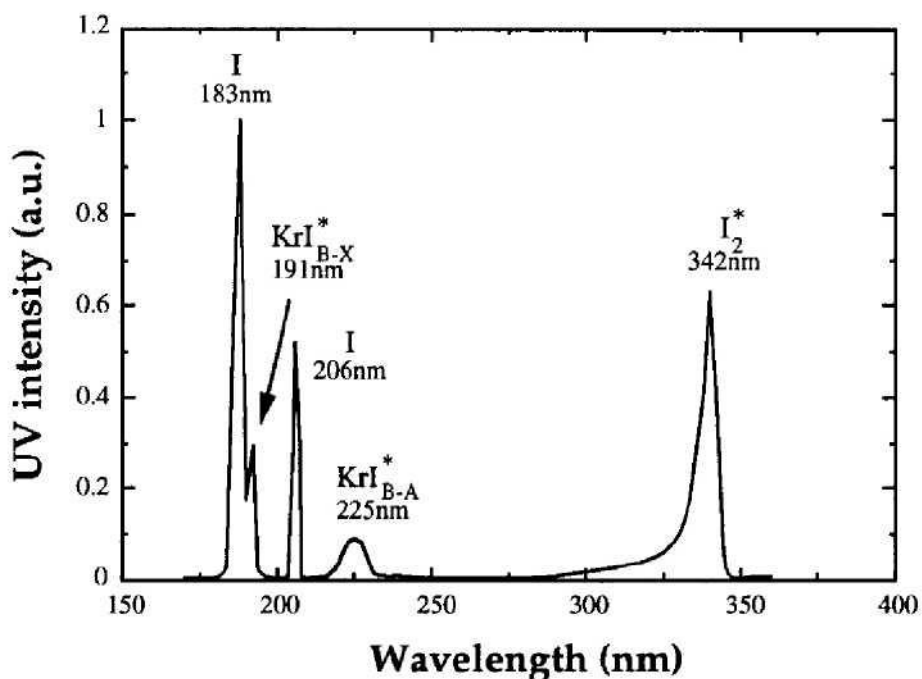


Рис.2.5. Спектри випромінювання плазми на основі суміші криптон-йод при загальному тиску суміші 40 кПа [18].

В праці [5] досліджувались емісійні спектри різних експлексних молекул, які збуджувались в розряді в протоці газів при тисках до 600 Па. В спектрах випромінювання плазми на основі сумішей **Ar**, **Kr** з йодовмісними молекулами домінували переважно атомарні спектральні лінії йода при $\lambda=183$ і 206 нм. В деяких сумішах спостерігались спектри експлексної молекули **KrI*** та смуги молекули **XeI***.

При дослідженні газорозрядної лампи на сумішах інертних газів з йодом, в спектрах випромінювання плазми на суміші **Xe/I₂** ($p = 53$ кПа) [17] в області спектру 180-300 нм спостерігалась смуга молекули **XeI***, а в плазмі на основі суміші **Kr/I₂** переважали атомарні лінії йоду. В праці [18] було проведено детальне дослідження параметрів бар'єрного розряду на сумішах **Xe/I₂** та **Xe/Ar/I₂** в діапазоні тисків 10-90 кПа при тиску парів йода ≤ 1 кПа. В цих спектрах домінувала смуга **XeI*** ($\lambda=253$ нм). Ефективність та інтенсивність випромінювання цієї смуги мали максимум при тиску 50 кПа і складала 22.5 % та 0.1 Вт/см², відповідно.

При дослідженні лампи на сумішах **Kr/I₂** та **Kr/Ar/I₂** із збудженням бар'єрним розрядом [19] ($p = 20-95$ кПа) показано, що при низьких тисках та в присутності буферного газу **Ar** в спектрах домінувало випромінювання молекул йода при $\lambda=342$ нм та атомарної лінії йоду при $\lambda=206$ нм, тоді як при високих тисках суміші найбільшу інтенсивність мала лінія йоду при $\lambda=183$ нм. Абсолютна інтенсивність випромінювання цієї лампи в **УФ** діапазоні складала 100 мВт/см².

В [20] досліджувались спектри випромінювання молекули **XeI***, які збуджувались в радіочастотному розряді при тисках 65-650 Па. Відмічалось, що низькі тиски забезпечують менші напруги горіння розряду і більш однорідне свічення об'єму. В праці [21] досліджувався мікророзряд постійного струму в сумішах **Kr/I₂**, **Xe/I₂** при тисках 6.5 кПа. Спектри випромінювання плазми на основі суміші **Kr/I₂** містили атомарні лінії йода та інтенсивну смугу молекули **I₂** ($\lambda=342$ нм), а випромінювання молекули **KrI*** не спостерігалось внаслідок її переддисоціації. В спектрі випромінювання плазми на суміші **Xe/I₂** домінувала смуга **XeI*** ($\lambda=253$ нм).

Результати дослідження ексиплексних ламп на основі молекул XeBr^* із збудженням бар'єрним розрядом було проведено в праці [22]. Відповідна схематична потенціальна діаграма для молекули XeBr наведена на рис.2.6. Спектр випромінювання бар'єрного розряду в суміші Xe/Br_2 приведений на рис.2.7. При дослідженні ексиплексної лампи на суміші Kr/Br_2 авторами [23] використовувався для збудження бар'єрний розряд на молекулах KrBr^* (207 нм) і Br_2^* (289 нм). Спектр випромінювання даної лампи приведений на рис.2.8.

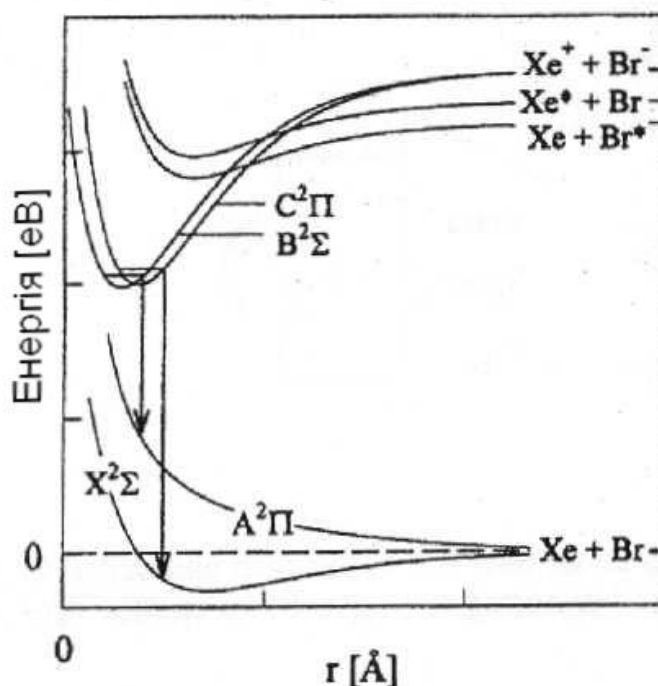


Рис.2.6. Основні потенціальні криві для ексиплексної молекули XeBr^* [22].

В праці [24] досліджувались ексилампи тліючого та ємнісного розряду на подвійних сумішах пари йода з інертними газами і потрійній суміші $\text{He}/\text{Xe}/\text{I}_2$. Найкращі результати отримані при використанні сумішей Xe/I_2 та He/I_2 . У спектрі випромінювання лампи ємнісного розряду на суміші Xe/I_2 при $p(\text{Xe})=130$ Па домінувала спектральна лінія атому йода 206 нм, а при збільшенні тиску ксенона зростав внесок смуги 253 нм $\text{XeI}(\text{X-B})$. Ефективність перетворення потужності, яка вноситься в розряд, в УФ випромінювання досягала 12 %. Потужність випромінювання тліючого розряду складала 10 Вт, а ККД - 10 %. Ресурс роботи відпаяних ексиламп перевищував 1000 годин.

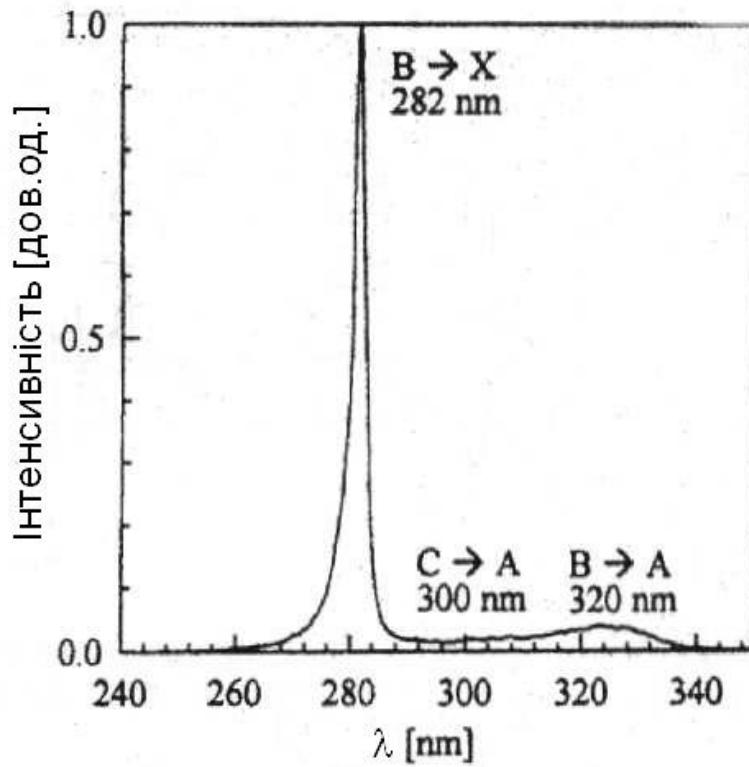


Рис.2.7. Спектр випромінювання лампи бар'єрного розряду на суміші Хе-Br₂ [22].

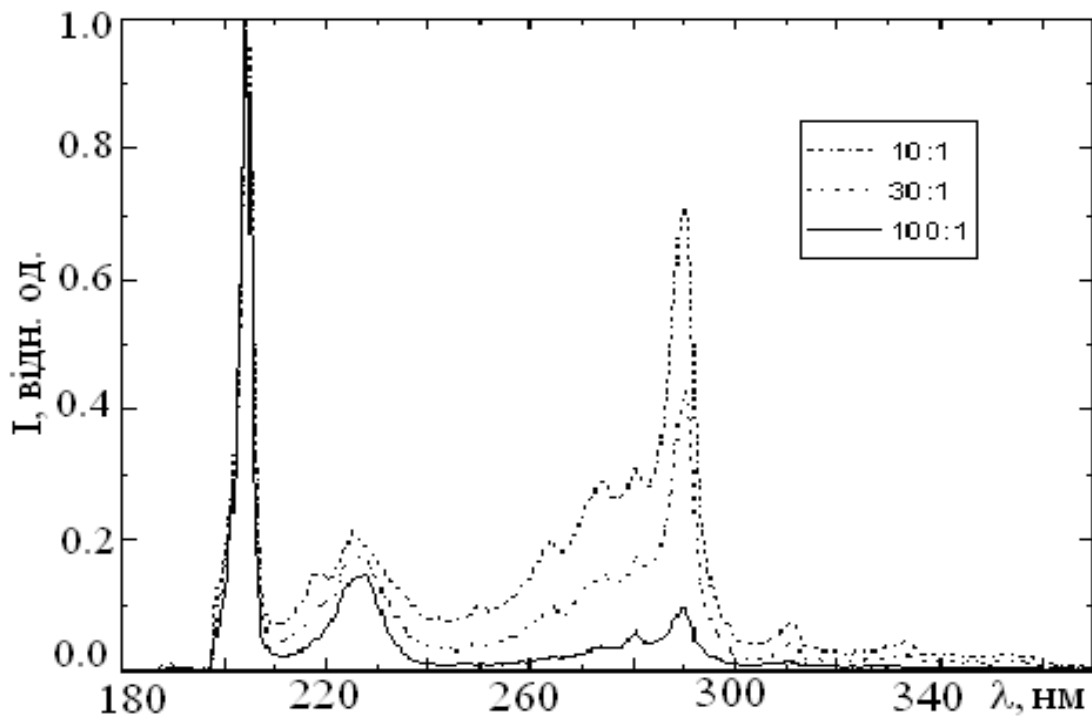


Рис.2.8. Спектр випромінювання ексіплексної лампи бар'єрного розряду на суміші Kr/Br₂ при різних складах газової суміші [23].

При дослідженні спектрів випромінювання тліючого розряду в сумішах інертних газів з молекулами CH_3Br або I_2 в праці [11] було отримано випромінювання на смугах 282 і 221 нм молекули XeBr^* , на $\lambda=206$ нм молекули KrBr^* , на $\lambda=253$ нм молекули XeI^* , на $\lambda=342$ нм молекули I_2 та на $\lambda=386$ нм молекули IBr^* . Найбільша потужність **УФ** випромінювання досягала 3 Вт при ефективності до 2.5 %. Вона була отримана на $\lambda=282$ нм **X-B** переходу молекули XeBr^* .

Таким чином для більш рівномірного покриття всього **УФ** діапазона довжин хвиль та збільшення ресурсу роботи газорозрядної лампи перспективним є використання менш агресивних галогеноносіїв, ніж молекули хлора – молекул брома і йода. При цьому, в **УФ-ВУФ** випромінюванні ексіплексно-галогенної лампи, крім молекулярних смуг ексіплексних молекул і молекул галогенів, значну роль відіграє випромінювання спектральних ліній атомів брома і йода. У випадку йодовмісних сумішей континуум на основі ексіплексних молекул доповнюється випромінюванням атома йода на $\lambda = 206.2$ нм. Основну увагу при дослідженнях йодних джерел **УФ-ВУФ** випромінювання до даного часу приділяли розробкам таких ламп лише на атомних спектральних лініях випромінювання, а робота лампи в широкосмуговому режимі, коли суттєвим є і внесок інтенсивності смуг 253 нм $\text{XeI}^*(\text{X-B})$ та 342 нм $\text{I}_2^*(\text{X-B})$ в загальне **УФ** випромінювання лампи, залишався не дослідженим. Умови утворення молекул XeI^* та XeBr^* в тліючому розряді низького тиску на сумішах важких інертних газів з парами йоду і броду також малодосліджені.

2.3. Характеристики широкосмугових **УВ-ВУФ** ламп на моногалогенідах важких інертних газів і молекулах хлора

В даному пункті наводяться результати дослідження ексиламп неперервної дії, які збуджувались в повздовжному тліючому розряді і працювали на газових сумішах Ar/Cl_2 , Kr/Cl_2 , Xe/Cl_2 , $\text{Ar}/\text{Kr}/\text{Cl}_2$, $\text{Ar}/\text{Xe}/\text{Cl}_2$, $\text{Kr}/\text{Xe}/\text{Cl}_2$ та $\text{Ar}/\text{Kr}/\text{Xe}/\text{Cl}_2$.

В спектрах випромінювання цих ламп присутні одночасно як смуги хлоридів важких інертних газів, так і смуги молекули

хлора, що при низьких тисках робочих сумішей призводило до уширення смуг випромінювання та їх взаємного перекриття. В результаті цих процесів в спектрі випромінювання лампи формується одна широка смуга випромінювання на межі **УФ** і **ВУФ** ділянок спектру.

Приготування робочих газових сумішей для широкосмугових ексиплексно-галогенних ламп (**ШЕГЛ**) відбувається, як правило, при умовах недостатньо високого вакууму ($p \leq 10$ Па) або з використанням газів технічної чистоти, тому вплив на оптичні характеристики такої лампи малих домішок повітря міг бути значним. З метою вивчення впливу домішок повітря на роботу **ШЕГЛ** було проведено дослідження утворення молекул **ArCl*** і **XeCl*** при невеликих домішках повітря в їх робочих сумішах. В позначеннях газових сумішей «повітря» подано як - **[N₂:O₂]**. Близькі результати для стаціонарного джерела **УФ**-випромінювання на молекулах **KrF**, яке працювало на суміші криптон/елегаз/повітря, наведено в нашій праці [26].

Розглянемо вплив на оптичні характеристики **ШЕГЛ** на основі смуг молекул **ArCl***, **XeCl*** та **Cl₂***. Піднормальний тліючий розряд на сумішах **Ar/Xe/Cl₂/[N₂:O₂]** запалювався в межах $I_{ch}=2,0-6,0$ мА, а при $I_{ch}>6$ мА переходив в режим нормального тліючого розряду. Спектри випромінювання плазми тліючого розряду на основі суміші **Ar/[N₂:O₂]** склалися з вузьких молекулярних смуг ($\Delta\lambda=1,5$ нм) з характерним відтіненням в короткохвильову область довжин хвиль і різким кантом з протилежної частини спектру.

В таблиці 2.2 наведено інтенсивності даних смуг, які були отримані з врахуванням відносної спектральної чутливості системи "вакуумний монохроматор + **ФЭУ-142**".

Таблиця 2.2. Відносні інтенсивності випромінювання смуг молекули азота в плазмі тліючого розряду на суміші **P(Ar)/([N₂:O₂])=4,00/0,013** кПа при $I_{ch}=5$ мА [26,27].

λ , нм	176	186	194	204	215	227	237	247	259	271
I/k, відн.од.	0,07	0,07	0,11	0,36	0,62	0,76	1,00	0,71	0,38	0,20

Найбільш інтенсивними були смуги з довжинами хвиль при $\lambda=227; 237; 247$ нм. Ототожнення спектрів випромінювання розряду показала, що найбільш інтенсивні смуги в області 214 - 271 нм належать до третьої системи Каплана $N_2(A^3\Sigma-E)$ і четвертої позитивної системи $N_2(B^3\Pi_g-D^3\Sigma^+_u)$.

При невеликих домішках молекул хлора до сумішей $He/[N_2:O_2]$ і $Ar/[N_2:O_2]$ спостерігалось одночасне випромінювання молекул $ArCl(B)$, $HeCl(D,B)$, $Cl_2(D')$ і випромінювання відмічених вище вузьких молекулярних смуг в спектральному діапазоні 176-271 нм [27]. При збільшенні парціального тиску хлора в даних сумішах до 250-300 Па і тиску Ar чи He до 2-4 кПа в спектрах випромінювання плазми залишилися лише смуги ексиплексних молекул та смуга при $\lambda=258$ нм $Cl_2(A'-D')$. В плазмі тліючого розряду на сумішах $Ar/Cl_2/[N_2:O_2]$ і $Ar/He/Cl_2/[N_2:O_2]$ при низьких парціальних тисках хлора виявлено одночасне утворення хлоридів Ar , He та молекул Cl_2^* з збудженими молекулами азота [27]. При збільшенні парціального тиску хлора в робочих сумішах ($p > 0,2$ кПа) інтенсивність молекулярних смуг значно зменшувалась, а їх спектральна ширина зростала (рис.2.9).

Більш детально залежність інтенсивності випромінювання смуг $ArCl(B-X)$, $HeCl(B-X)$ та смуги 247 нм N_2^* наведено на рис.2.10. Оскільки експеримент проводився при значному тиску Ar , то збільшення парціального тиску He в суміші вище за 0,13 Па приводило до контрагування розряду і зменшенню інтенсивності всіх смуг. При $p(He)=0,08$ кПа отримано наближено однакові інтенсивності смуг випромінювання ексиплексних молекул, а інтенсивність смуги 247 нм не перевищувала 25-30% від інтенсивності смуги 308 нм $HeCl(X-B)$.

Повздовжний тліючий розряд на сумішах Ar , Kr і He з хлором існував в формі слабострумової та сильнострумової стадій. При збільшенні струму швидкість спаду напруги на електродах U_{ch} зменшувалась і розряд переходив в нормальний режим горіння (рис.2.11). З ростом тиску газової суміші та парціального тиску хлора в ній спостерігалось збільшення величини U_{ch} .

Зменшення тиску газової суміші Xe/Cl_2 до 0,5-0,7 кПа приводило до формування стоячих страт в катодній частині розрядної трубки. При зменшенні величини I_{ch} від 10 до 3 мА страти рівномірно заповнювали весь міжелектродний проміжок.

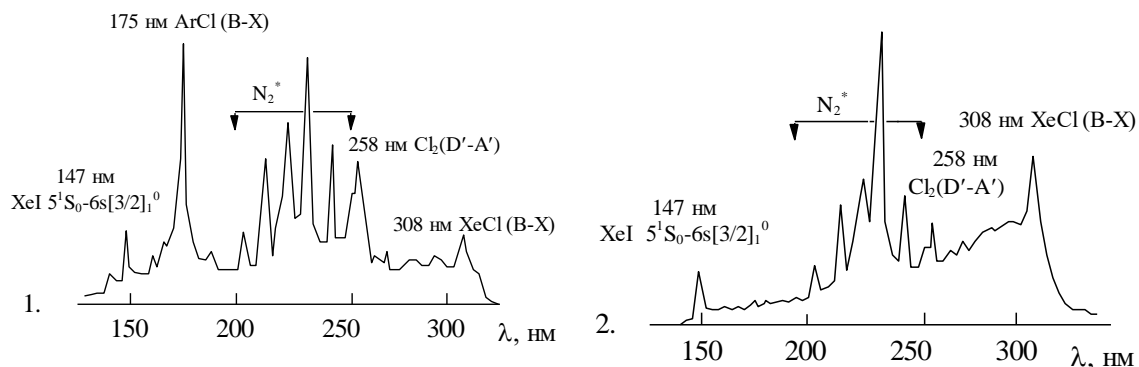


Рис.2.9. Спектри випромінювання широкосмугової лампи на сумішах: $p(\text{Ar})/p(\text{Xe})/p(\text{Cl}_2)/p([\text{N}_2:\text{O}_2])=4,00/0,008/ 0,040/0,013$ (1) та $6,00/0,40/0,008/0,13$ кПа (2) при $I_{\text{ch}} = 8$ мА [28 68].

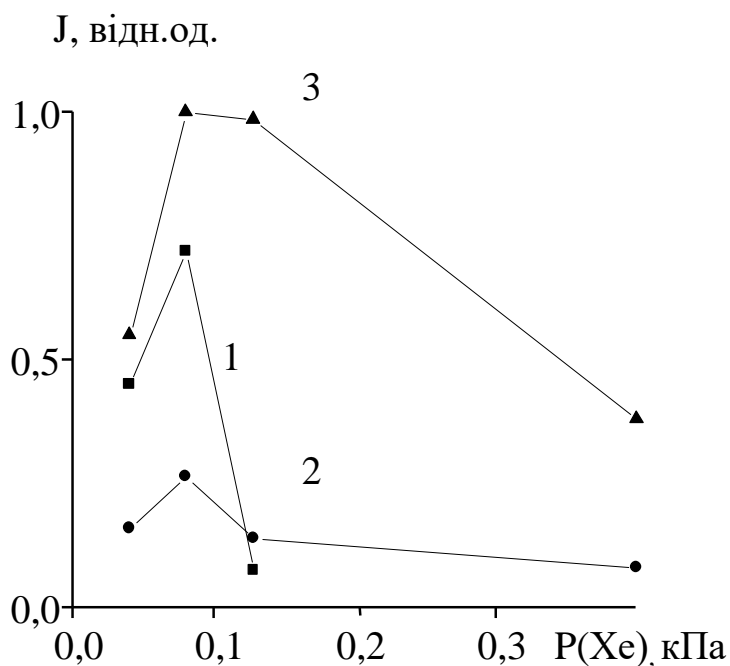


Рис.2.10. Залежність інтенсивності випромінювання смуг ексиплексних молекул і молекул N_2^* від парціального тиску ксенона в широкосмуговій лампі тліючого розряду на суміші $p(\text{Ar})/p(\text{Xe})/p(\text{Cl}_2)/p([\text{N}_2:\text{O}_2]) = 6,00/p(\text{Xe})/0,080/0,013$ кПа: 1-175 нм ArCl ; 2-247 нм N_2^* ; 3-308 нм XeCl [28].

Вольт-амперні характеристики повздовжного тліючого розряду в потрійних і четверній суміші важких інертних газів з хлором були подібними до **ВАХ**, які наведені на рис.2.11. Отримані **ВАХ** використовували для визначення потужності, яка вносилася в плазму повздовжного розряду ($W_{ел}$) і коефіцієнтів корисної дії лампи.

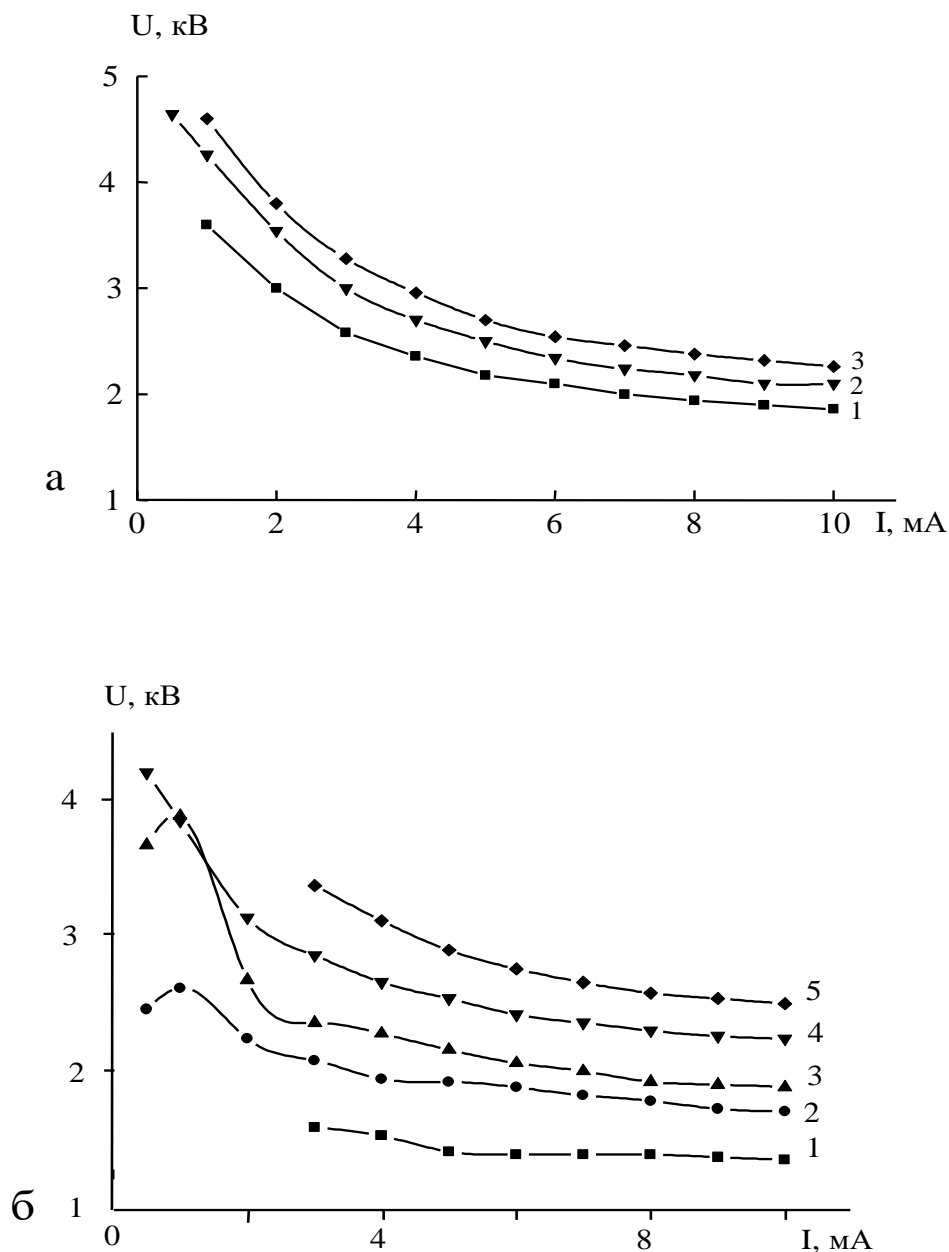


Рис.2.11. Вольт-амперні характеристики повздовжного тліючого розряду в сумішах **Ar/Cl₂** [29] (а) і **Xe/Cl₂** (б) [30]: а) $p(\text{Ar})=2.8$ кПа; парціальний тиск **Cl₂** -0.28 (1); 0.48 (2); 0.60 (3) кПа; б) $p(\text{Xe})/p(\text{Cl}_2)=0.6/0.08$ (1); 2.0/0.04 (2); 2.0/0.16 (3); 2.0/0.4 (4); 2.0/0.56 (5) кПа.

Типові спектри випромінювання плазми тліючого розряду низького тиску (рис.2.12) включали значно уширені смуги молекул **ArCl(X-B)**, **KrCl(X-B,D)**, **XeCl(X-B,D)** та **Cl*₂**. Випромінювання збуджених молекул хлора було представлено в спектрі смугою з $\lambda=195-180$ нм **Cl₂(¹Π₄-¹Σ)**, максимумом континуума **Cl₂** при $\lambda = 200$ нм та смугою 258 нм **Cl₂(A'- D')** (рис.2.12.a). За рахунок сильного перекриття смуг випромінювання дане джерело випромінювання можливо розглядати як широкосмугове в діапазоні $\Delta\lambda=170-320$ нм з максимумами при 175/200/308 нм (суміш **Ar/Cl₂**), 199/222/258 нм (**Kr/Cl₂**), 236/308 нм (**Xe/Cl₂**) і 175/199/222/258 нм (суміш **Ar/Kr/Cl₂**). Основною причиною формування широкосмугового випромінювання в складних робочих середовищах низького тиску є незавершеність процесів коливальної релаксації в межах **B** і **D** станів молекул **RCl** та **D'** молекули хлора. Для оптимізації даного багатохвильового джерела випромінювання весь діапазон в області 170-320 нм розділявся на окремі складові з максимумами в області кантів смуг і врахуванням форми окремих смуг так, що при їх зшивці отримувалися вихідні спектри. Розподіли парціальних внесків інтенсивності випромінювання для типових потрійних аргонвмісних плазмових середовищ були наступними [32]: 175 нм (15%), 199 нм (17%), 222 нм (44%), 258 нм (24%) (суміш $P(\text{Ar})/P(\text{Kr})/P(\text{Cl}_2)=1,33/0,4/0,16$ кПа) та 175 нм (23%), 200 нм (10%), 236 нм (13%), 258 нм (30%) і 308 нм (24%) (суміш $p(\text{Ar})/p(\text{Xe})/p(\text{Cl}_2)=2,8/1,2/0,16$ кПа). При використанні в робочому середовищі лампи криптона і ксенона (суміш $p(\text{Kr})/p(\text{Xe})/p(\text{Cl}_2)=2,8/1,2/0,16$ кПа) парціальні внески окремих складових в сумарну інтенсивність смуги з $\Delta\lambda=200-310$ нм були наступними [33]: 199 нм (5%), 222 нм (11%), 236 нм (8%), 258 нм (12%) та 308 нм (64%). Для лампи на основі четверної робочої суміші ($p(\text{Ar})/p(\text{Kr})/p(\text{Xe})/p(\text{Cl}_2)=1,30/0,24/0,24/0,16$ кПа) розподіл парціальних внесків в сумарну інтенсивність широкосмугового випромінювання був наступним: 175 нм (5%), 200 нм (6%), 222 нм (11%), 236 нм (9%), 258 нм (16%) та 308 нм (53%).

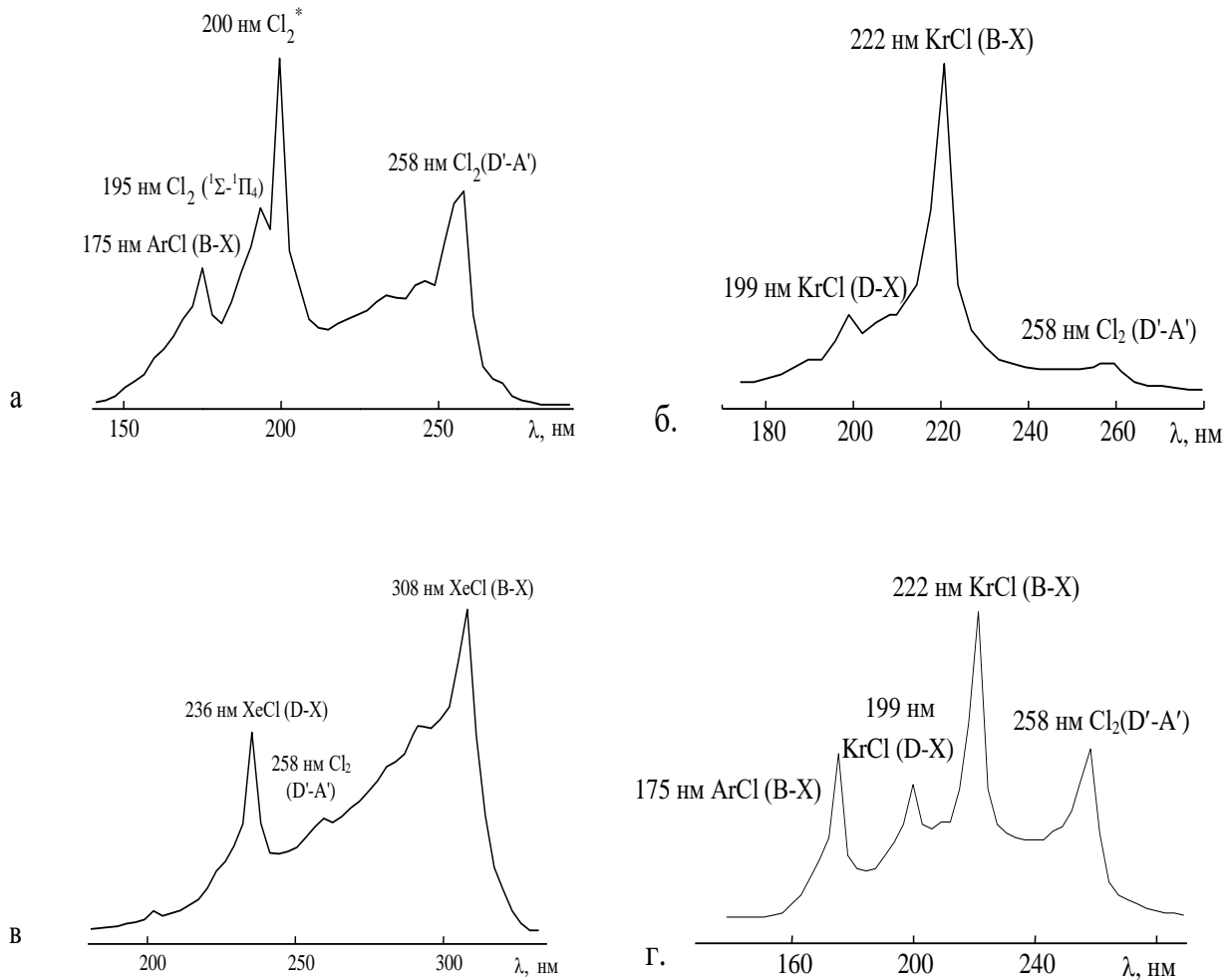


Рис.2.12. Спектри випромінювання широкосмугової лампи тліючого розряду на сумішах: Ar/Cl₂ (а), Kr/Cl₂ (б), Xe/Cl₂ (в) і Ar/Kr/Cl₂ (г) [29-31].

Типові результати оптимізації робочого середовища ексимерного джерела випромінювання на подвійних сумішах наведено на рис 2.13-2.15. Оптимальний парціальний тиск хлора в газових сумішах знаходився в діапазоні 250-320 Па (рис.2.13.а). Внесок смуги з кантом при $\lambda=236$ нм **XeCl(X-D)** в сумарне **УФ** випромінювання лампи на суміші **Xe/Cl₂** складав 10-20 % (рис.1.24). Оптимальний парціальний тиск основних робочих газів (**Ar**, **Kr** і **Xe**) в подвійних сумішах зростає з зменшенням атомної ваги ексиплексноформуєчих інертних газів в межах 2-4 кПа. Оптимальний тиск аргона для отримання максимальної інтенсивності смуг з $\lambda=200$ і 258 нм **Cl₂** в

широкосмуговій лампі тліючого розряду на суміші Ar/Cl_2 був рівним 2 кПа. (рис.2.14).

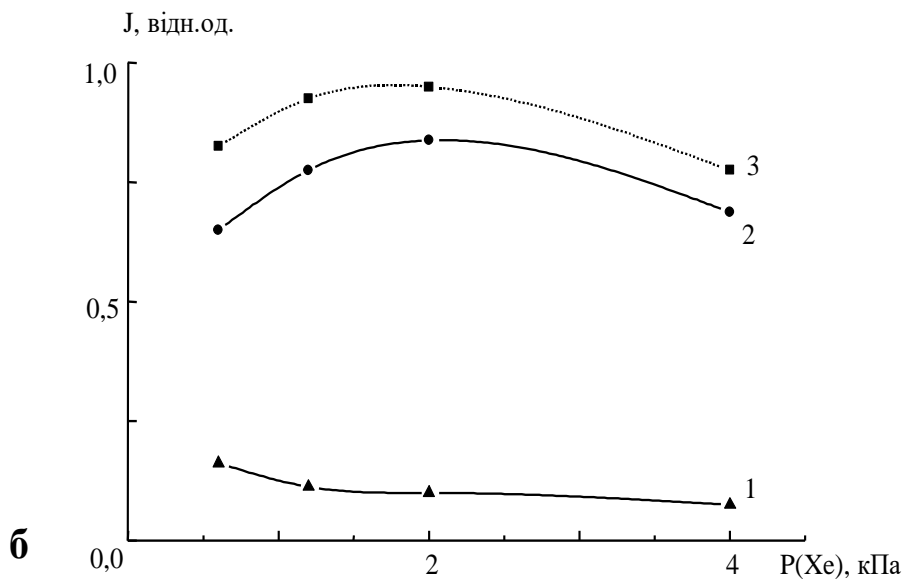
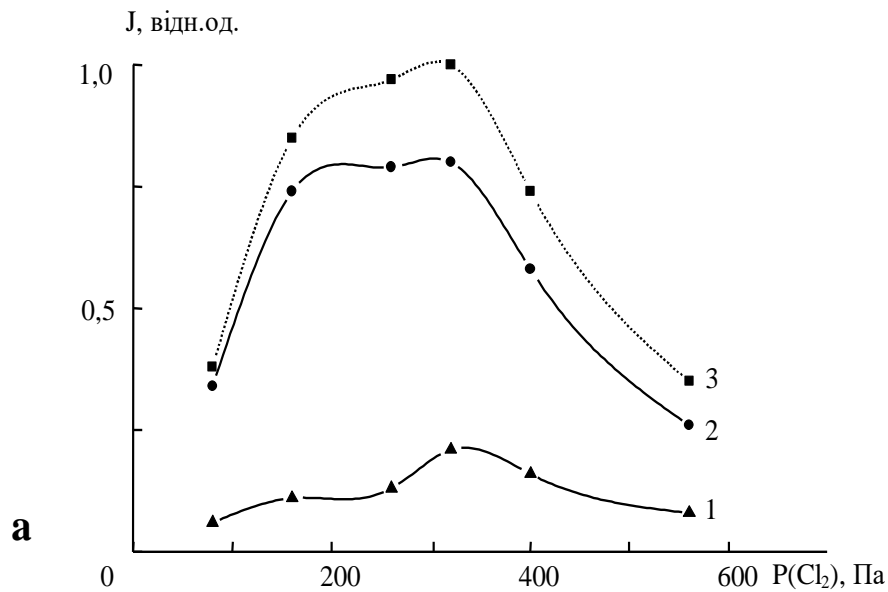


Рис.2.13. Залежність інтенсивності смуг $\text{XeCl}(\text{X-B,D})$ та сумарної інтенсивності випромінювання широкосмугової лампи тліючого розряду в області $\Delta\lambda=180\text{-}340$ нм від величини парціального тиску хлора при $p(\text{Xe})=2,0$ кПа (а) і парціального тиску ксенона при $p(\text{Cl}_2)=80$ Па (б): 236 (1), 308 (2) та $\Delta\lambda=180\text{-}340$ нм (3) при $I_{\text{ch}}=8$ мА [30].

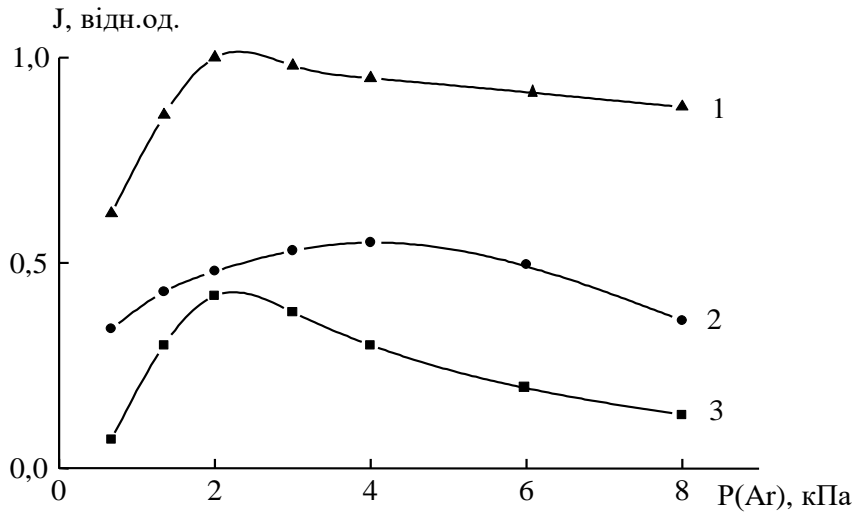


Рис.2.14. Залежність інтенсивності випромінювання смуг з кантами при $\lambda=175$ (1), 200 (2) та 258 (3) нм від величини парціального тиску аргону в широкопсмуговій лампі на суміші **Ar/Cl₂** при $p(\text{Cl}_2)=0,4$ кПа і $I_{\text{ch}}=10$ мА [29, 34].

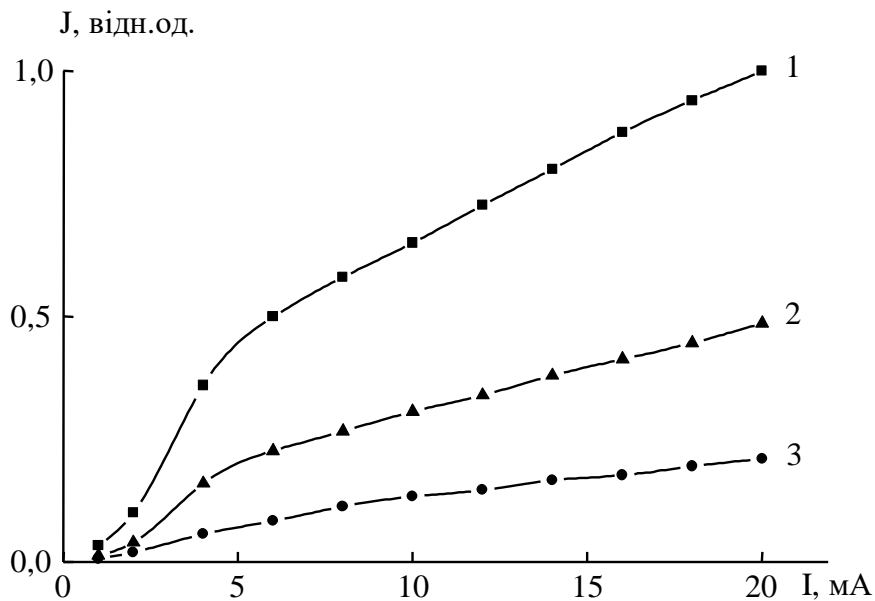


Рис.2.15. Залежність інтенсивності випромінювання широкопсмугової лампи тліючого розряду на суміші $p(\text{Ar})/p(\text{Cl}_2)=4,0/0,16$ кПа з максимумами при $\lambda=175$ (1), 200 (2) і 258 (3) від величини розрядного струму [29,34].

Максимальна швидкість зростання інтенсивності смуг випромінювання **ArCl(X-B)** та **Cl₂(D'-A')** до 30-35% від максимальної інтенсивності отримана в діапазоні розрядних струмів 1-4 мА (рис.1.23) коли на електродах трубки досягався максимальний спад напруги. При більших розрядних струмах спостерігалася лінійна залежність інтенсивності всіх смуг випромінювання розряду від величини стуму, що вказує на відсутність значного нагрівання робочої суміші. При струмах $I_{ch} \geq 24$ мА виявлено зменшення інтенсивності випромінювання експлексних молекул із-за нагрівання робочої суміші.

Залежності інтенсивності основних смуг випромінювання плазми тліючого розряду на суміші **Ar/Kr/Cl₂** від парціальних тисків **Ar** і **Kr** наведені на рис.2.16, 2.17. Інтенсивності смуг **KrCl(X-B)** та **Cl₂(A'-D')** наближено рівні між собою і в 2,0-2,5 рази переважають інтенсивність смуг **KrCl(X-D)** і **ArCl(X-B)**. Оптимальний тиск аргона знаходився в межах 2,5-3,5 кПа, а для смуги з $\lambda=199$ нм він дорівнював 4,0 кПа (кр.2 рис.2.16). При збільшенні парціального тиску криптону в суміші **Ar/Kr/Cl₂** зареєстровано збільшення інтенсивності смуг 258 і 222 нм, а для смуги 175 нм максимум інтенсивності знаходився при $p(\text{Kr})=0,4$ кПа. Інтенсивності смуг були наближено рівними між собою при $p(\text{Kr})=0,5$ кПа (рис.2.17). Подальше збільшення вмісту криптону в лампі тліючого розряду на суміші **Ar/Kr/Cl₂** приводило до спаду інтенсивності смуги 175 нм **ArCl(X-B)** (кр.1. рис.2.17).

Для джерел випромінювання на сумішах **Ar/Xe/Cl₂** [35] та **Kr/Xe/Cl₂** [36] оптимальний парціальний тиск хлора знаходився в межах 150-300 Па і $p(\text{Ar}) \leq 1,33$ кПа. Співвідношення парціальних тисків важких інертних газів, при яких у формуванні широкосмугового **УФ-ВУФ** випромінювання приймають участь різні хлориди **Ar**, **Kr**, **Xe** і молекули **Cl₂***, було наступним: $p(\text{Ar})/p(\text{Xe})= 30/1-3$ та $p(\text{Kr})/p(\text{Xe}) = 10-15/3-4$. Для суміші **Ar/Kr/Xe/Cl₂** оптимальний загальний тиск не перевищував 2 кПа, а парціальний тиск криптону та ксенона знаходився в межах 0,10-0,25 кПа [33]. Близьке до оптимального співвідношення $p(\text{Xe})/p(\text{Kr})$ складало 1.0-1.5/1.5-2.5.

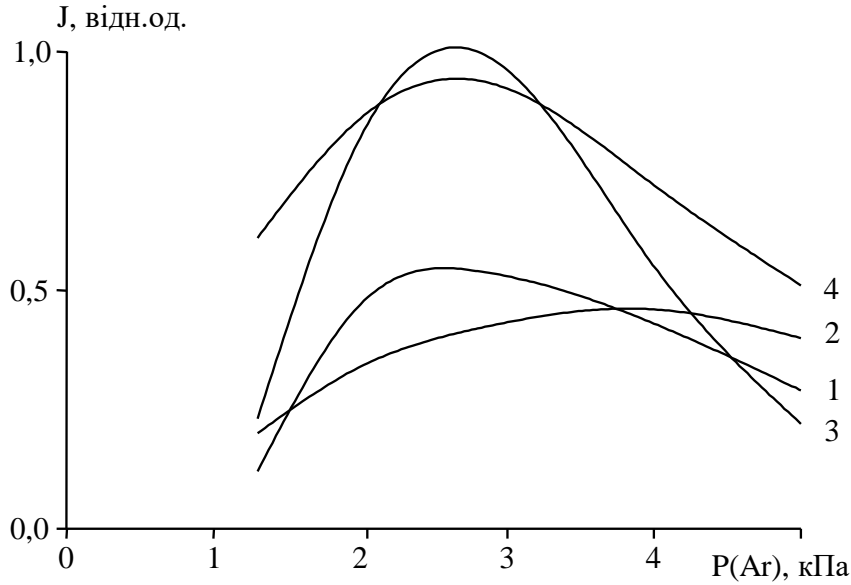


Рис.2.16. Залежність інтенсивності випромінювання смуг 175 (1), 199 (2), 222 (3) та 258 (4) від парціального тиску аргону в широкосмуговій лампі тліючому розряді на суміші $p(\text{Ar})/p(\text{Kr})/p(\text{Cl}_2)=p(\text{Ar})/0,40/0,16$ кПа ($I_{\text{ch}}=10$ мА) [31].

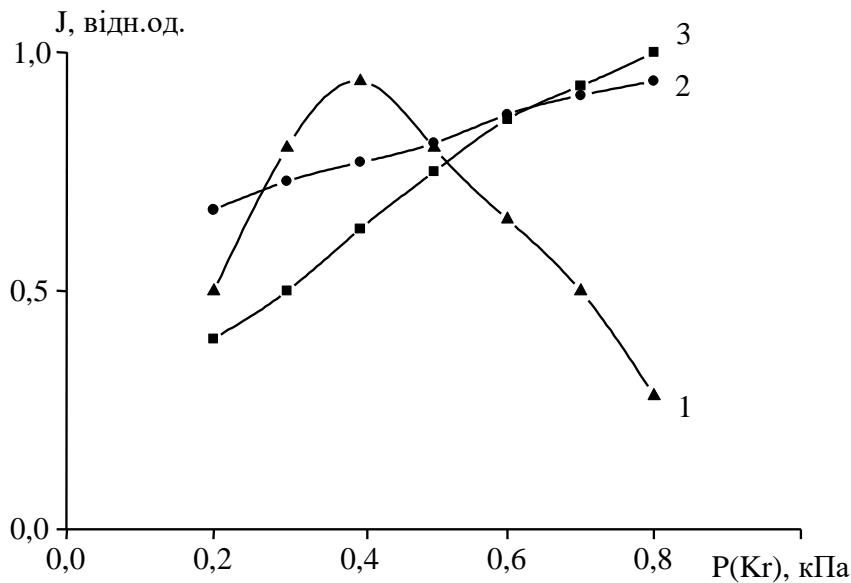


Рис.2.17. Залежність інтенсивності випромінювання смуг 175 (1), 222 (2) і 258 нм (3) широкосмугової ексилампи від величини парціального тиску криптона в тліючому розряді на суміші $p(\text{Ar})/p(\text{Kr})/p(\text{Cl}_2) = 6,0/p(\text{Kr})/0,08$ кПа ($I_{\text{ch}} = 6$ мА) [31].

В джерелах випромінювання на основі багатокомпонентних газових сумішей важливу роль відіграють

реакції заміщення (типу $\text{ArCl}^* + \text{Kr}(\text{Xe}) \rightarrow \text{KrCl}^*(\text{XeCl}^*) + \text{Ar}$; $\text{KrCl}^* + \text{Xe} \rightarrow \text{XeCl}^* + \text{Kr}$) та процеси передачі енергії типу $\text{Ar}(m) \rightarrow \text{Kr}, \text{Xe}$ та $\text{Kr}(m) \rightarrow \text{Xe}$ [37].

Енергетичні і спектральні характеристики ширококугових ексимерно-галогенних ламп на хлоридах важких інертних газів та молекулах хлора з накачуванням повздовжним тліючим розрядом наведені в таблиці 2.3.

Таблиця 2.3. Характеристики стаціонарного джерела випромінювання на сумішах інертних газів з молекулами хлора при $I_{\text{ch}}=24$ мА [37, 38].

Робочі суміші (склад і парціальний тиск в кПа)	λ_{max} , нм	W, Вт	η , %
$p(\text{Ar})/p(\text{Cl}_2)=4.0/0.16$	175/258	2	7
$p(\text{Kr})/p(\text{Cl}_2)=3.6/0.16$	199/222/258	3	10
$p(\text{Xe})/p(\text{Cl}_2)=3.6/0.16$	236/258/308	8	21
$p(\text{Kr})/p(\text{Xe})/p(\text{Cl}_2)=2.8/0.08/0.16$	199/222/236/258/308	5	15
$p(\text{Ar})/p(\text{Kr})/p(\text{Cl}_2)=4.0/0.4/0.16$	175/199/222/258	5	15
$p(\text{Ar})/p(\text{Xe})/p(\text{Cl}_2)=2.8/0.8/0.16$	175/199/236/258/308	3	20
$p(\text{Ar})/p(\text{Kr})/p(\text{Xe})/p(\text{Cl}_2)=2.0/0.24/0.24/0.08$	175/199/222/236/258/308	6	25

Середня потужність випромінювання розряду на подвійних сумішах знаходиться в діапазоні 2-8 Вт при зміні величини ККД в межах 7-21 %. Ширококугові лампи низького тиску на сумішах Ar/Kr/Xe/Cl_2 за величиною потужності випромінювання та ККД ($\eta \leq 25$ %) близькі до характеристик лампи на молекулах XeCl (робоча суміш Xe/Cl_2), але вони досить рівномірно охоплюють широку ділянку спектру $\Delta\lambda=170-310$ нм і є менш вартісними.

2.4. Характеристики ширококугової лампи низького тиску на сумішах інертних газів з парою брома

В цьому пункті наведені характеристики малогабаритної УФ-ВУФ газорозрядної лампи тліючого розряду на подвійних сумішах Xe(Kr)/Br_2 та потрійній суміші Ar/Xe/Br_2 , яка

випромінює в спектральному діапазоні 160-300 нм. В даній серії експериментів тліючий розряд запалювався в кварцовій циліндричній трубці з міжелектродною відстанню 10 см.

Одним з найбільш ефективних газорозрядних джерел низького тиску є лампа на основі суміші **Xe/Br₂**, в плазмі якої ефективно утворюються молекули **XeBr(B,D)**. За рахунок широкого короткохвильового крила **X-B** смуги і смуги 220 нм **XeBr(X-D)**, що потрапляють в максимуми поглинання молекул ДНК [39], такі лампи мають високу бактерицидну ефективність [40]. Але їх оптичні характеристики досліджувались лише в спектральному діапазоні 200-300 нм, а в області вакуумного ультрафіолету їх оптичні характеристики не досліджувалось. В ексиплексно-галогенних лампах низького тиску на суміші **Xe/I₂**, крім смуги 253 нм **XeI(X-B)** в **УФ**-області спектра, достатньо ефективним є випромінювання атома йода на спектральній лінії 206.2 нм.

Таким чином, найбільше уваги заслуговує дослідження ефективності випромінювання спектральних ліній атома брома, які знаходяться в **ВУФ**-діапазоні спектра, що є аналогом відомої лінії атому йоду 206.2 нм. Умови утворення збуджених атомів брома в повздовжному тліючому розряді на суміші **Xe/Br₂** і можливий внесок відповідних спектральних ліній атома брома у випромінювання лампи на молекулах бромиду ксенона теж раніше не вивчались.

Розглянемо результати оптимізації емісійних характеристик газорозрядної лампи тліючого на суміші **Xe/Br₂**

Тліючий розряд на суміші **Xe/Br₂** існував при струмах менших 10 мА у вигляді піднормального, а при більших струмах – у вигляді нормального розряду. В нормальному режимі горіння розряду спад напруги на трубці практично не залежав від величини струму.

В газовій суміші **Xe/Br₂** при парціальних тисках компонент **p(Xe)/p(Br₂) = 30/80** Па потенціал запалювання тліючого розряду складав 630 В. Збільшення парціального тиску пари брома і сумарного тиску робочої газової суміші приводило до значного збільшення потенціалу запалювання і горіння розряду. Так в суміші **p(Xe)/p(Br₂) = 260-260** Па потенціал запалювання складав 1800 В, а горіння 1400-1600 В.

Спектральні характеристики газорозрядної лампи на сумішах Xe/Br_2 різного складу і тиску приведені на рис.2.18 [41] (наведено спектри з врахуванням відносної спектральної чутливості системи реєстрації випромінювання).

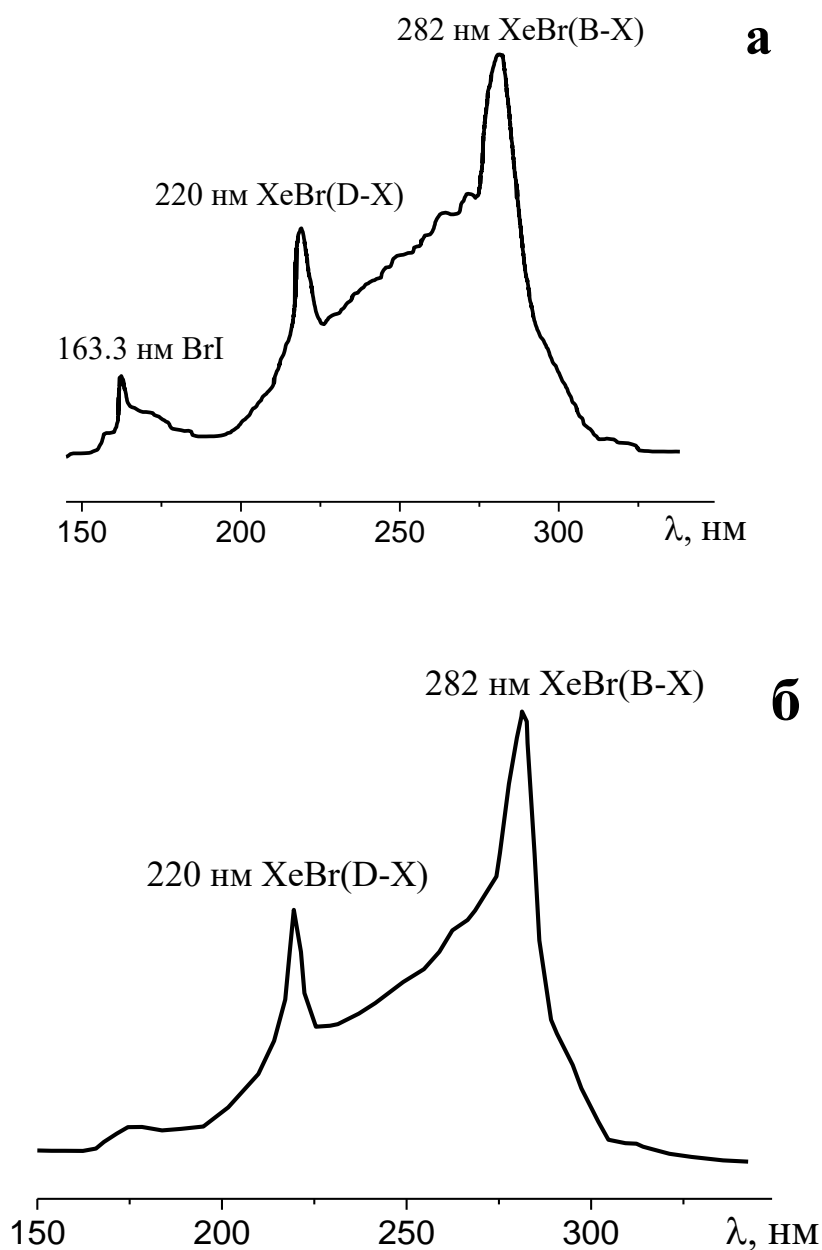


Рис.2.18. Спектри випромінювання лампи тліючого розряду на сумішах ксенона з молекулами брома: $p(\text{Xe})/p(\text{Br}_2)=130/80$ Па (а) і $800/80$ Па (б) при середньому струмі тліючого розряду 30 мА [41].

В **УФ-ВУФ** діапазоні спектра зосереджено не менше ніж 80 % сумарної потужності випромінювання плазми тліючого розряду. Як впливає з рис.2.18, основними в спектрі випромінювання цієї лампи були смуги молекули **XeBr(X-B;X-D)** з максимумами при $\lambda = 282; 220$ нм. При малому тиску суміші в **ВУФ**-області спектру певний внесок робить також випромінювання спектральної лінії атому брома (163.3 нм) і континуум на основі смуг молекули брома в діапазоні довжин хвиль 165-200 нм. Збільшення парціального тиску ксенона в діапазоні 100-800 Па в суміші **Xe/Br₂** (при **p(Br₂) = 80** Па) приводило до збільшення **УФ-ВУФ** потужності випромінювання всіх молекулярних складових спектру. Інтенсивність випромінювання спектральної лінії атома брома, при цьому, зменшується. Оптимальний парціальний тиск пари брома знаходився в діапазоні 50-100 Па, а ксенона: 600-800 Па.

На рис.2.19 приведена залежність інтенсивності випромінювання спектральних смуг броміду ксенона в лампі тліючого розряду на робочій суміші, що була близькою до оптимальної, від електричної потужності розряду. Збільшення електричної потужності розряду з 5 до 50 Вт приводило до збільшення інтенсивності смуги (за законом близьким до лінійного) приблизно в п'ять разів. Інтенсивність випромінювання смуги з максимумом при $\lambda = 220$ нм **XeBr(X-D)** була малочутлива до збільшення електричної потужності розряду. Насичення інтенсивності **УФ** випромінювання лампи при цих енергетичних внесках в розряд не спостерігалось. Лампа могла працювати при природному охолодженні повітрям або при використанні слабого вимушеного охолодження стременим повітря від вентилятора.

Повна потужність **УФ**-випромінювання розряду на сумішах **Xe/Br₂** досягала 7 Вт. Ресурс випромінювання лампи на одній робочій суміші в умовах даної серії експериментів не перевищував 500 годин.

При заміні **Xe** на **Kr** в подвійній газовій суміші спектр випромінювання лампи тліючого розряду визначався молекулярними смугами 207 нм **KrBr(X-B)** і 289 нм **Br₂**.

Результати дослідження вихідних характеристик такої лампи опубліковані в працях [42,43].

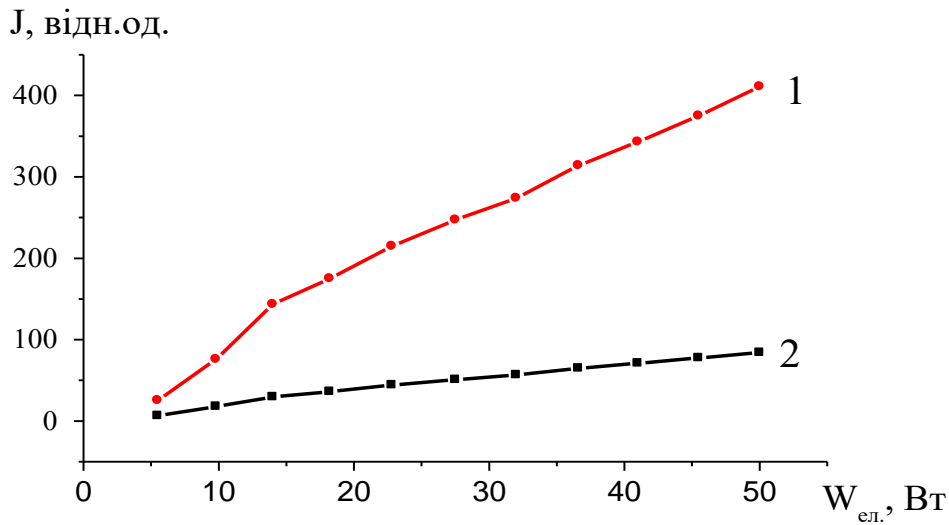


Рис.2.19. Залежність яскравості випромінювання спектральних смуг 282 нм ХеВr(Х-В) (1) і 220 нм ХеВr(Х-Д) від величини потужності, яка вноситься в розряд на суміші $p(\text{Xe})/p(\text{Br}_2) = 800/80$ Па [41].

Особливий інтерес представляє дослідження утворення молекул **KrBr*** в газорозрядній плазмі низької густини, які розпадаються з випромінюванням смуги 207 нм. Таке випромінювання знаходиться поблизу короткохвильової границі пропускання **УФ**-випромінювання повітрям і представляє значний інтерес для використання в мікроелектроніці, фотохімії та біології. Ширина смуги випромінювання молекули **KrBr*** не менша ніж на порядок перевищує ширину спектральної лінії атому йода (206.2 нм) і може ефективно доповнювати випромінювання **УФ** йодних ламп низького тиску. Випромінювання смуги 207 нм **KrBr(Х-В)** досі використовувалось лише в імпульсно-періодичних ексіплексних лампах із збудженням ємнісним чи бар'єрним розрядом. Умови отримання молекул **KrBr*** в плазмі тліючого розряду на даний час малодосліджені, що стримує розробку простих молекулярних **УФ** ламп для спектрального діапазону 200-210 нм.

Візуально однорідний розряд на суміші криптону з молекулами брома запалювався при парціальних тисках інертних газів не вищих за 150-300 Па і середньому струмі $I \geq$

30 мА. В діапазоні розрядних струмів 3-30 мА на фоні дифузного розряду завжди існував яскравий плазмовий шнур діаметром 2-12 мм.

На рис.2.20 представлений спектр випромінювання тліючого розряду на суміші **Kr/Br₂** [42]. Найбільш інтенсивною в спектрі випромінювання цієї лампи була смуга 207 нм **KrBr(X-B)**. Комбінація випромінювання смуги **KrBr*** і системи смуг молекули **Br₂** приводили до формування континуума в спектральному діапазоні 200-300 нм, що може бути використано для створення універсальної бактерицидної лампи низького тиску. В такій лампі, на відміну від йодної, відсутнє випромінювання в спектральному діапазоні 300-350 нм, яке в деяких випадках є небажаним при використанні лампи в якості бактерицидної.

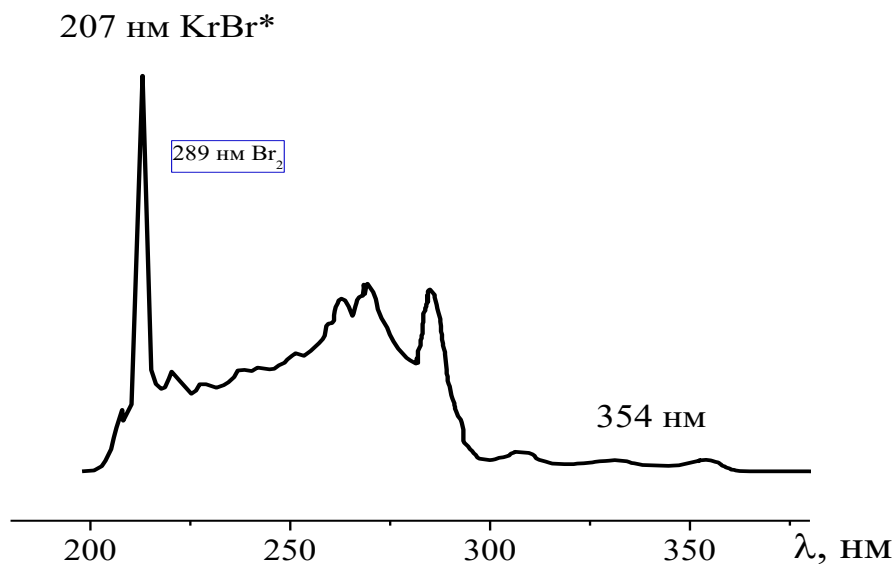


Рис.2.20. Спектр випромінювання лампи тліючого розряду на суміші $p(\text{Kr})/p(\text{Br}_2) = 800-70$ Па при потужності, яка внесена в розряд 20 Вт [42].

Результати оптимізації випромінювання молекулярних смуг **KrBr*** і **Br₂***, в залежності від величини парціального тиску брома в суміші криптон-бром приведені на рис.2.21. Оптимальний парціальний тиск пари брома знаходився в діапазоні 50-150 Па. Залежність інтенсивності випромінювання смуг від величини парціального тиску криптона була не такою різкою як для чистої пари брома, тому плазма ефективно

випромінювала континуум в спектральному діапазоні 200-300 нм при тиску $p(\text{Kr}) = 200\text{-}800$ Па. Сумарна потужність УФ випромінювання лампи тліючого розряду на суміші криптон-бром не перевищувала 4-5 Вт при потужності, яка вноситься в плазму тліючого розряду до 50 Вт. Зменшення інтенсивності випромінювання молекулярних смуг 207 нм $\text{KrBr}(\text{X-B})$ і 289 нм $\text{Br}_2(\text{X-B})$ при парціальному тиску $p(\text{Br}_2) \geq 150$ Па зумовлене реакціями гасіння цих молекул молекулами брома.

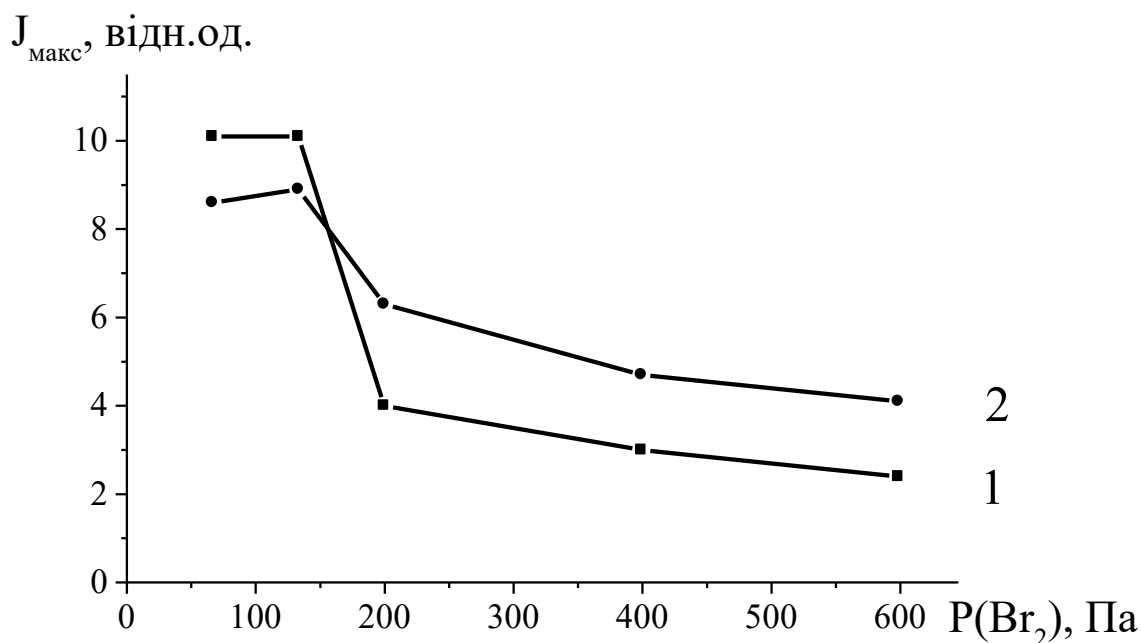


Рис.2.21 Залежність інтенсивності випромінювання смуг 207 нм (1) і 289 нм (2) від величини парціального тиску пари брома в лампі тліючого розряду на суміші криптон-бром при $p(\text{Kr}) = 400$ Па [42].

На сьогоднішній час важливим є отримання випромінювання і в більш короткохвильовій області довжин хвиль (**ВУФ** область спектру) за рахунок смуг молекул брома в спектральному діапазоні 140-250 нм і спектральної лінії атома брома 163.3 нм. Слід відмітити важливість оптимізації випромінювання лампи на смузі 207 нм KrBr^* для використання в фотобіології. Це зумовлено тим, що спектр поглинання молекул **ДНК** має два чіткі максимуми в області довжин хвиль 200 нм і 260 нм.

Спектри випромінювання лампи тліючого розряду на суміші **Kr/Br₂** різного тиску і складу приведені на рис.2.22 (без врахування спектральної чутливості системи реєстрації випромінювання - пунктирна лінія, і з врахуванням – суцільна).

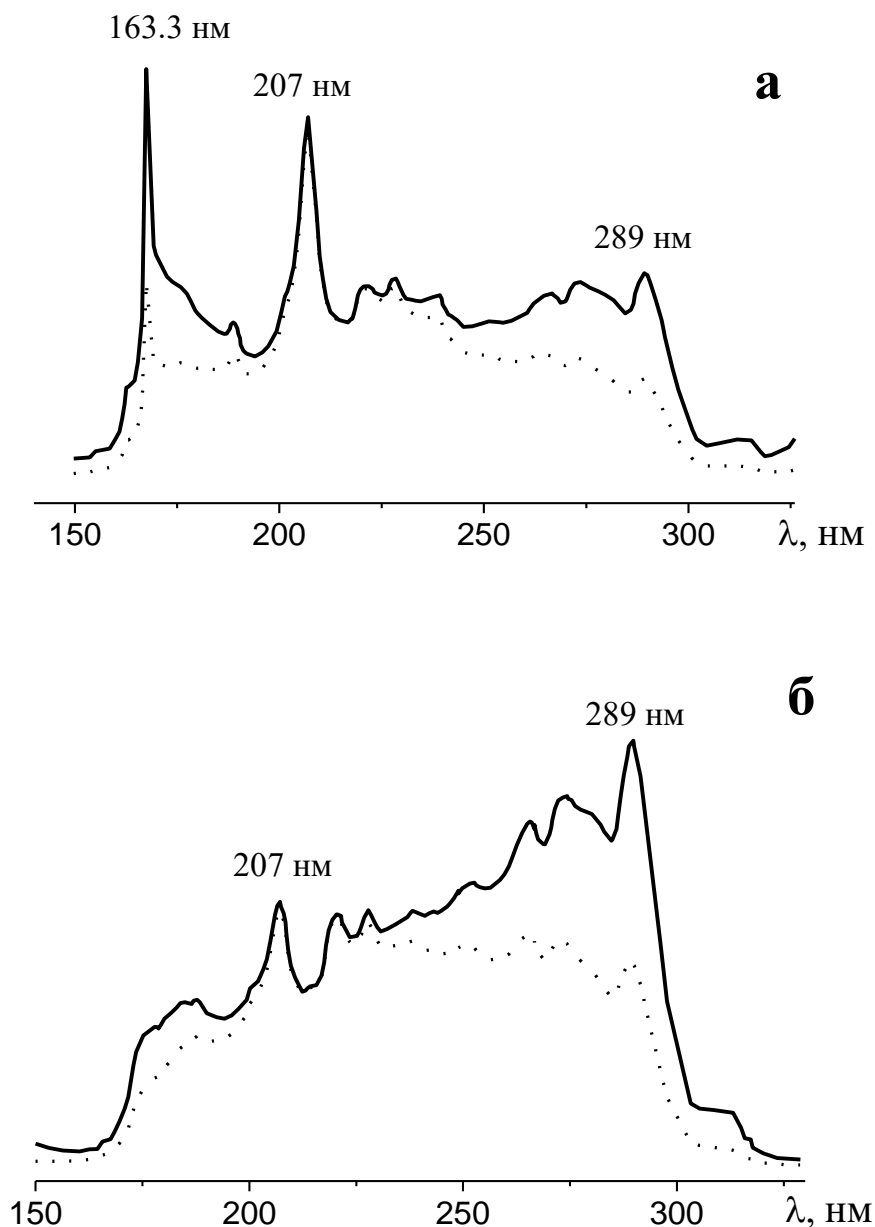


Рис.2.22 Спектри випромінювання **УФ-ВУФ** ексиплексно-галогенної лампи на сумішах криптону з молекулами брома: $p(\text{Kr})/p(\text{Br}_2) = 480/120$ Па (а) і $800/270$ Па (б) при середньому струмі тліючого розряду 30 мА [43].

В **УФ-ВУФ** області спектру сконцентровано не менше 80 % загальної потужності випромінювання лампи. При малому

парціальному тиску пари брома (≤ 100 Па) в спектрі випромінювання основними є спектральні лінії атома брома 163.3 нм, 157.6 нм **BrI** і смуга 207 нм **KrBr (X-B)**. При збільшенні парціального тиску пари брома в розряді спостерігається зменшення ефективності утворення молекул **KrBr*** і повне зникнення випромінювання атомів брома. Такий характер поведінки випромінювання спектральних ліній брома і молекул **KrBr** в залежності від парціального тиску пари брома зумовлений реакціями гасіння атомів **Br*** молекулами **Br₂**. При цьому, слід враховувати, що найбільшими є константи швидкості гасіння для процесу: **Br* + Br₂ → продукти реакції**.

Континуум в спектральному діапазоні 160-300 нм формувався на основі уширених (при низькому тиску газової суміші) смуг випромінювання молекул брома. Тому отримання вузькосмугового випромінювання у вигляді смуги 207 нм **KrBr*** або на спектральних лініях атома брома в лампі при збудженні тліючим розрядом є ускладненим. Така лампа може використовуватись в спектроскопії поглинання **УФ-ВУФ** випромінювання або для технологій не селективних до довжини хвилі в межах $\Delta\lambda=160-300$ нм.

На рис.2.23 приведена залежність інтенсивності випромінювання спектральної лінії атома брома і максимумів смуг молекул **KrBr***, **Br₂** від величини потужності, яка вносилась в розряд. Збільшення струму тліючого розряду приводило до значного збільшення інтенсивності **ВУФ-УФ** випромінювання. При струмах більших за 50 мА, розрядну трубку необхідно примусово охолоджувати струменем повітря від вентилятора.

На рис.2.24 представлені **ВАХ** повздожнього тліючого розряду на сумішах **Ar/Xe/Br₂** різного складу і тиску. При помірному складі парів бромf піднормальний режим горіння розряду спостерігався при струмі $I_{\text{ел.}} = 5-20$ мА, а при більше великих струмах ($I_{\text{ел.}} = 25-60$ мА) розряд існував в нормальному режимі.

Потенціал запалювання розряду для сумішей, які досліджувалися, знаходився в діапазоні 720-770 В, а напруга горіння в нормальному режимі знаходилось в межах 550-570 В.

Найбільш чутливими ці параметри були до парціального тиску пари броду в робочій газовій суміші.

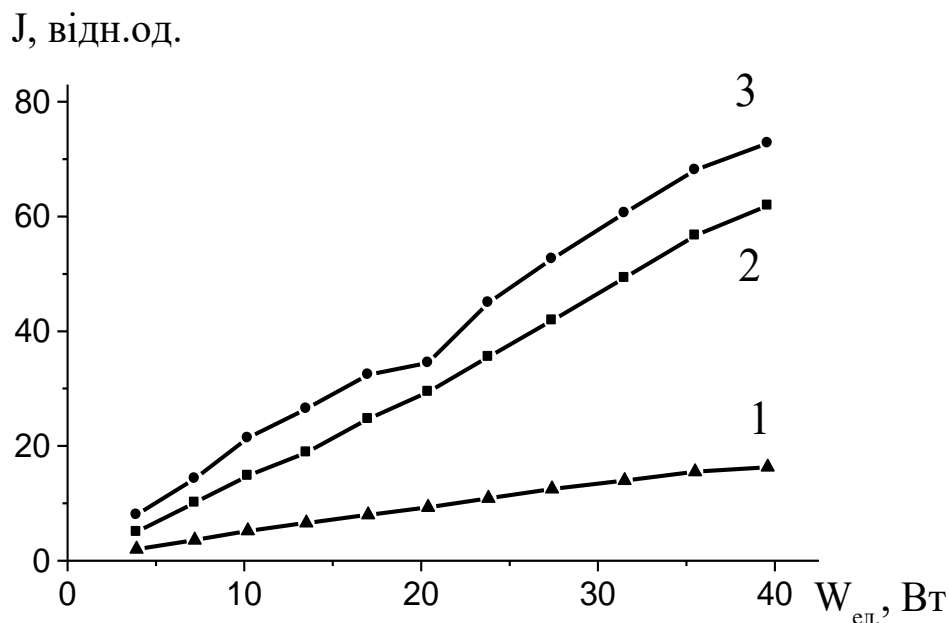


Рис.2.23 Залежність відносної інтенсивності спектральної лінії атома броду, амплітуди молекулярної смуги броду, а також бродіду криптона від електричної потужності розряду на суміші $p(\text{Kr})/p(\text{Br}_2) = 480/120$ Па: 163.3 нм BrI (1), 289 нм Br₂ (2), і 207 нм KrBr(3) [43].

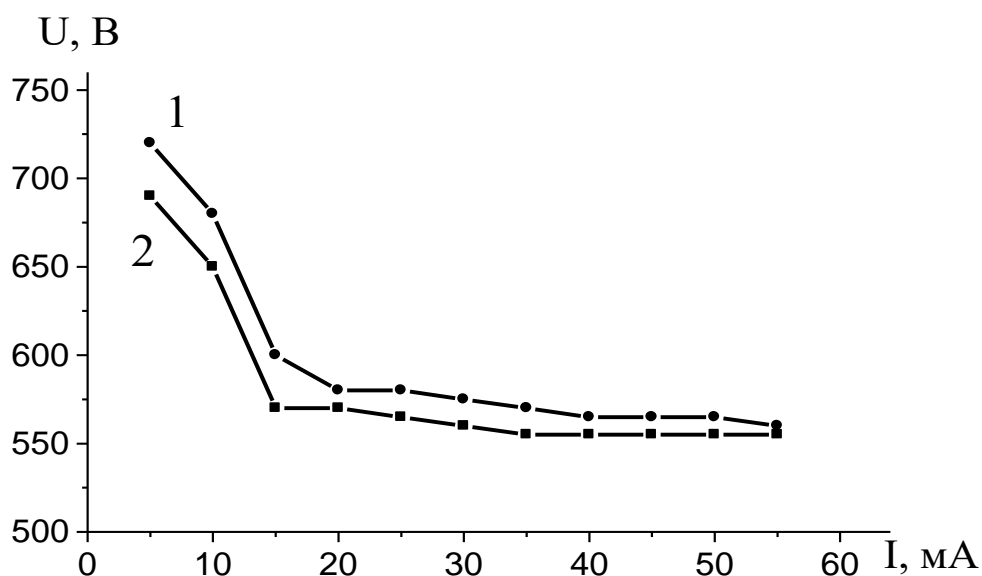


Рис.2.24 ВАХ тліючого розряду на сумішах Ar/Xe/Br₂ при тиску $p(\text{Ar})/p(\text{Xe})/p(\text{Br}_2) = 530/80/80$ (1) і $800/40/80$ Па (2).

Спектральні характеристики лампи тліючого розряду на суміші Ar/Xe/Br₂ приведені на рис.2.25.

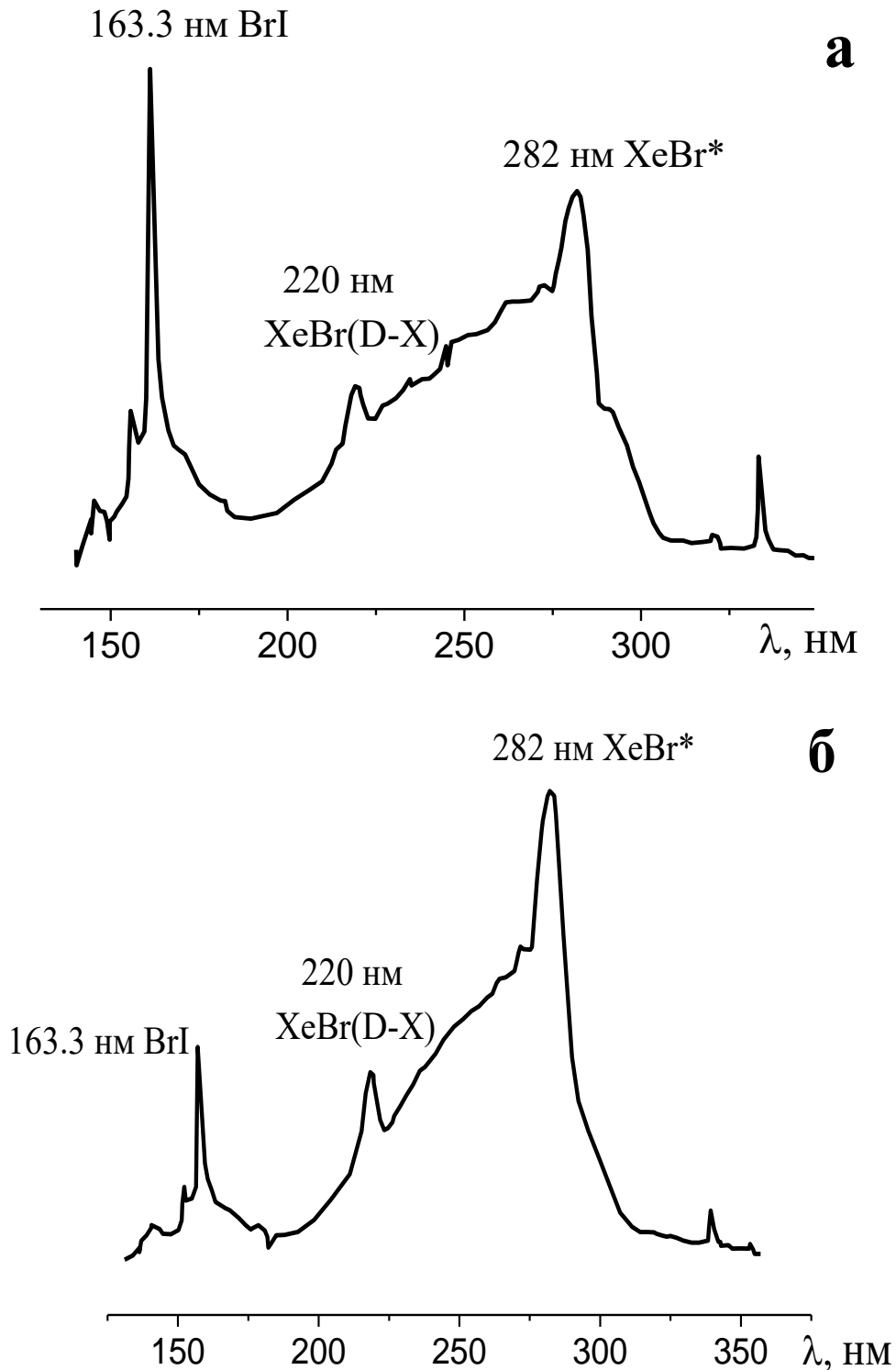


Рис.2.25. Спектральні характеристики лампи на сумішах $p(\text{Ar})/p(\text{Xe})/p(\text{Br}_2) = 530/80/80$ (а) і $800/40/80$ (б) Па при середньому струмі розряду 30 мА.

Спектри представлені з врахуванням відносної спектральної чутливості вакуумного спектрометра. Внаслідок процесів гасіння, збільшення парціального тиску парів брома > 100 Па приводило до різкого зниження інтенсивності випромінювання спектральних ліній атома брому 163.3 нм і 157.6 нм. Тому парціальний тиск пари брома було вибрано на рівні $60-130$ Па, що є близьким до оптимального для утворення молекул **XeBr(B,D)** і збуджених атомів брома. При нижчих тисках інертних газів (**Ar;Xe**) в спектрі (рис.2.25.б.) з'являлось і випромінювання смуги 289 нм **Br₂(X-B)**. Основний внесок в потужність випромінювання експлексно-галогенної лампи дають широкі смуги випромінювання системи при 282 нм **XeBr(X-B)** і 220 нм **XeBr(X-D)**. Суттєву роль в даному випадку відігравав процес передачі енергії від метастабільних атомів **Ar(m)** атомами **Xe** в основному стані, який вступає в «гарпунну» реакцію з утворенням молекули **XeBr***: **Xe(m,p) + Br₂ → XeBr(B,D) + Br**.

Оптимальне співвідношення між парціальними тисками Ar і Xe в лампі складало відповідно $p(\text{Ar})/p(\text{Xe}) = (60/40)/(3/6)$ відн. од.

Таким чином, оптимальний парціальний тиск криптона в лампі на суміші **Kr/Br₂** складав $400-600$ Па, а пари брома – $50-150$ Па. Сумарна потужність **УФ**- випромінювання лампи досягала $5-7$ Вт при **ККД** $8-10$ %. При оптимальних тисках пари брома $60-130$ Па лампа тліючого розряду на суміші **Ar/Xe/Br₂** при внесенні в плазму потужності до 40 Вт, випромінювала до 5 Вт; ресурс випромінювання плазми на одній робочій суміші досягала $400-500$ годин.

2.5. Характеристики широкопугової лампи низького тиску на сумішах інертних газів з парою йода

В пункті наведено результати дослідження потужної широкопугової лампи низького тиску на сумішах **Xe/I₂**, **He/Xe/I₂** та ламп з коротким тліючим розрядом на сумішах **Kr/I₂**, **Xe/I₂**.

Порівняно однорідний повздовжний тліючий розряд в суміші **Xe/I₂** формувався при парціальному тиску ксенона не

більшому за 300-400 Па і середній величині розрядного струму $I \geq 40$ мА. При менших струмах тліючого розряду на фоні однорідного дифузного свічення виділялась його більш яскрава центральна частина (плазмовий шнур). Діаметр плазмового шнура збільшувався від 2 до 12 мм при збільшенні розрядного струму в діапазоні 5-40 мА. При парціальному тиску ксенона $p(\text{Xe}) \geq 500-600$ Па тліючий розряд навіть при струмах $I \geq 40$ мА існував лише у формі яскравої центральної частини і периферійної області, що слабо світилася і формувалася поблизу внутрішньої поверхні розрядної трубки.

Вольт-амперні характеристики тліючого розряду в сумішах Xe/I_2 різного складу наведені в праці [44]. Збільшення парціального тиску ксенона з 130 до 2000 Па приводило до збільшення потенціала запалювання розряду з 3.2 до 4.5 кВ. При парціальних тисках ксенона $p(\text{Xe}) = 400-800$ Па на ВАХ розряду спостерігались ділянки, які відповідали його піднормальній ($I = 5-20$ мА) і нормальній стадіям горіння. При збільшенні парціального тиску ксенона розряд з піднормальної стадії переходив зразу в стадію аномального горіння, що супроводжувалось стрибком напруги на електродах величиною 0.8-1.0 кВ. При $p(\text{Xe}) \geq 1.5$ кПа аномальна стадія горіння розряду була відсутня, а на ВАХ при $I \geq 50$ мА з'являлась падаюча ділянка, що відповідала переходу тліючого розряду в дуговий режим.

Спектральні характеристики широкосмугової лампи на суміші $\text{Xe}-\text{I}_2$ представлені на рис.2.26 [44]. Спектр випромінювання широкосмугової газорозрядної лампи в УФ-діапазоні складався з спектральної лінії атома йода 206.2 нм і смуг випромінювання 253 нм $\text{XeI}^*(\text{X}-\text{B})$, 342 нм $\text{I}_2^*(\text{A}'-\text{D}')$. Із-за низького тиску газової суміші і малої швидкості коливальної релаксації молекул XeI^* в межах B – стану, смуги випромінювання мають досить значну ширину. Це приводить до концентрації значної частини сумарної потужності УФ випромінювання плазми у вигляді випромінювання молекул $\text{XeI}^*(\text{X}-\text{B})$ та $\text{I}_2^*(\text{A}'-\text{D}')$. При парціальному тиску ксенона 300-400 Па співвідношення потужності випромінювання спектральної лінії атома йода 206.2 нм і молекулярних смуг XeI^* , I_2^* (отримані з врахуванням відносної спектральної

чутливості системи реєстрації **УФ** випромінювання) складало, відповідно, 100-30-70 відн. од.

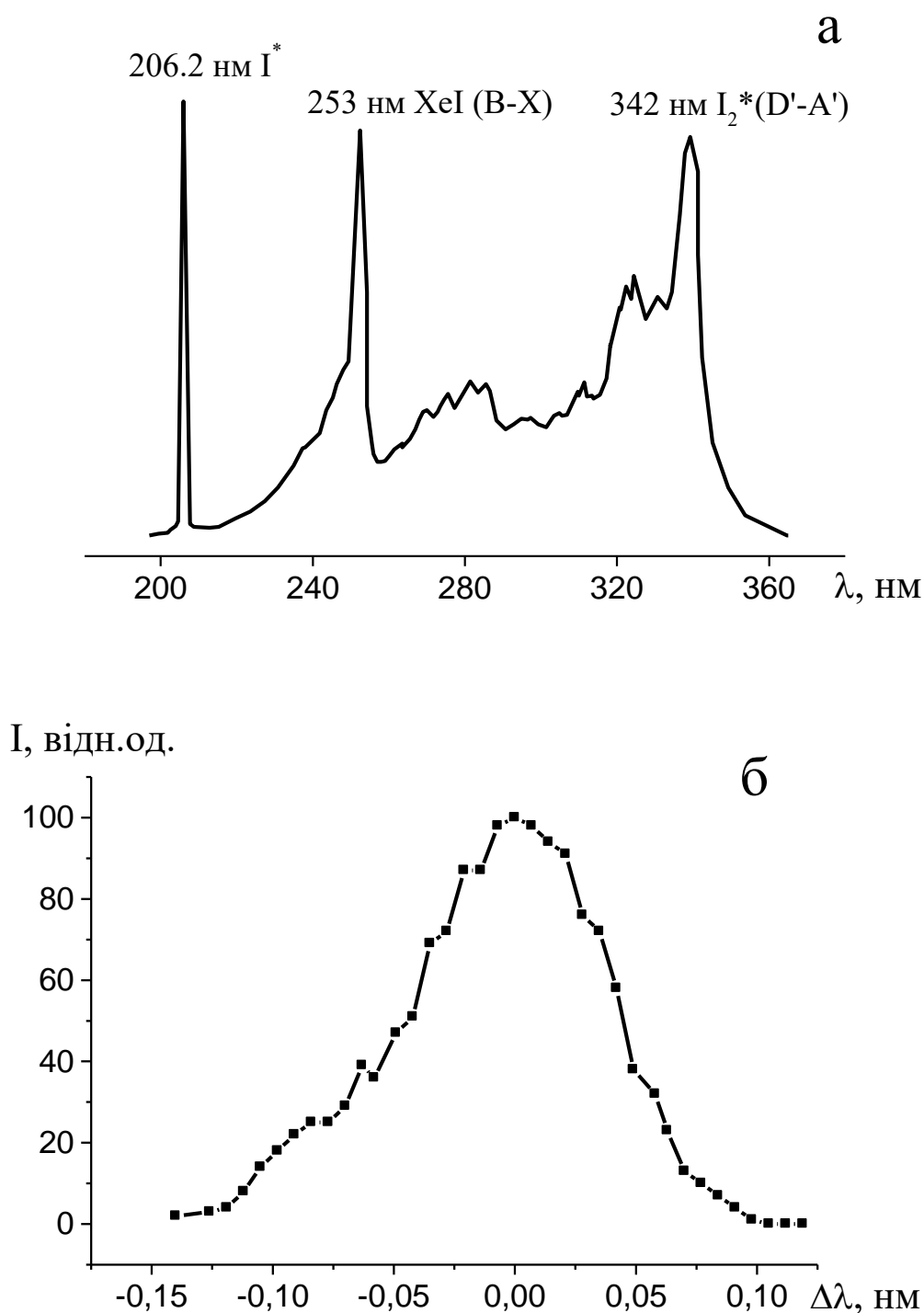


Рис.2.26. Спектр випромінювання широкосмугової газорозрядної лампи низького тиску на суміші **Xe/I₂** (а) і контур спектральної лінії 206.2 нм атома йода (б) при **p(Xe)=400 Па** і струмі розряду 30 мА [44].

З цього випливає, що тільки половина сумарної потужності **УФ** випромінювання лампи існує у виді випромінювання молекул **XeI*(X-B)** і **I₂*(A'-D')**, а друга половина випромінювання лампи сконцентрована в спектральній лінії атома йода 206.2 нм. Ширина контура спектральної лінії атома йода не перевищувала 0.1 нм. При порівнянні з контуром спектральної лінії 253.8 нм **HgI** ртутної лампи низького тиску, яка має також ширину ≈ 0.1 нм, контур спектральної лінії атома йода не був симетричним. Ширина контура спектральної лінії 206.2 нм трохи зменшувалась при зменшенні парціального тиску ксенона і струму розряду.

Залежності повної потужності **УФ** випромінювання лампи тліючого розряду і потужності випромінювання спектральної лінії 206.2 нм атома йода від величини електричної потужності розряду в діапазоні $W_{el} = 30-230$ Вт були лінійно зростаючими. Повна потужність **УФ** випромінювання лампи при $p(\text{Xe}) = 800$ Па збільшувалась від 4 до 22 Вт, а потужність випромінювання спектральної лінії 206.2 нм атома йода, при цьому, зростала від 1,5 до 14 Вт. Оптимальний тиск ксенону в подвійній суміші складав 800 Па [44].

Дослідження залежності потужності сумарного **УФ**-випромінювання лампи (і його **ККД** випромінювання) та потужності випромінювання спектральної лінії 206.2 нм (і її **ККД** випромінювання) (рис.2.27) також підтверджують, що для отримання найбільшої потужності випромінювання лампи оптимальне значення парціального тиску ксенону повинно складати близько 800 Па. Для потужності і **ККД** випромінювання спектральної лінії 206.2 нм оптимальною є величина $p(\text{Xe})$ в діапазоні 400-900 Па. Максимальний **ККД** випромінювання лампи досягав 11 %. Ресурс роботи розрядної трубки на одній суміші досягав 600-800 годин.

Розглянемо вплив легкого буферного газу (**He**) на вихідні характеристики широкосмугової лампи низького тиску на парах йода. Результати дослідження характеристик потужної широкосмугової експлексно-галогенної лампи на суміші гелій-ксенон-йод одержані з використанням кварцової трубки з міжелектродною віддалю 50 см, опубліковані в працях [45,46] та захищені патентом [47].

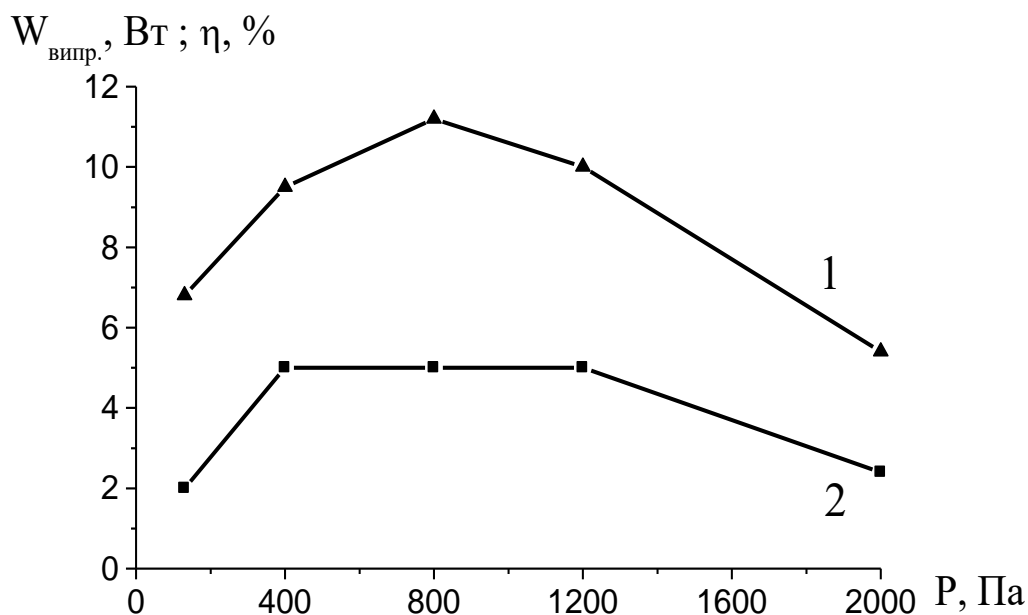


Рис.2.27. Залежність сумарної потужності і ККД УФ випромінювання широкосмугової лампи (1), а також потужності і ККД випромінювання спектральної лінії 206.2 нм (2) від величини парціального тиску ксенона в суміші Хе/І₂ при потужності, внесений в розряд 100 Вт [44].

Візуально однорідний розряд на суміші **He/Xe/I₂** запалювався при парціальних тисках інертних газів, які не перевищували 150-300 Па і середньому струмі $I \geq 30$ мА. В діапазоні розрядних струмів 3-30 мА на фоні дифузного розряду завжди існував яскравий плазмовий шнур діаметром 2-12 мм. Діаметр плазмового шнура збільшувався при збільшенні струму розряду. При сумарному тиску гелія і ксенона більшому 1.0-1.5 кПа тліючий розряд і при більших розрядних струмах існував в формі вузького плазмового шнура на фоні дифузного розряду, який слабо світився.

Типові ВАХ тліючого розряду на суміші **He/Xe/I₂** приведені на рис.2.28. При збільшенні тиску газів в цій суміші потенціал запалювання розряду збільшувався з 2.8 до 4.5 кВ. Для сумішей низького тиску (при $p \leq 300$ Па) розряд існував в піднормальному ($I \leq 10$ мА) і нормальному режимі ($I = 10-70$ мА). Для найбільш оптимальної робочої суміші ексимерно-галогенної лампи (2.28 кр.2,) піднормальна стадія запалювання розряду існувала в діапазоні струмів 10-30 мА. В діапазоні

струмів розряду 30-40 мА величина потенціалу горіння **ТР** різко переходила в майже стаціонарний стан при більш високих струмах. При сумарному тиску **He** і **Xe** більшому за 1.5 кПа, піднормальний режим запалювання розряду не проявлявся, а його **ВАХ** в діапазоні $I_{ch} = 30-70$ мА була спадаючою.

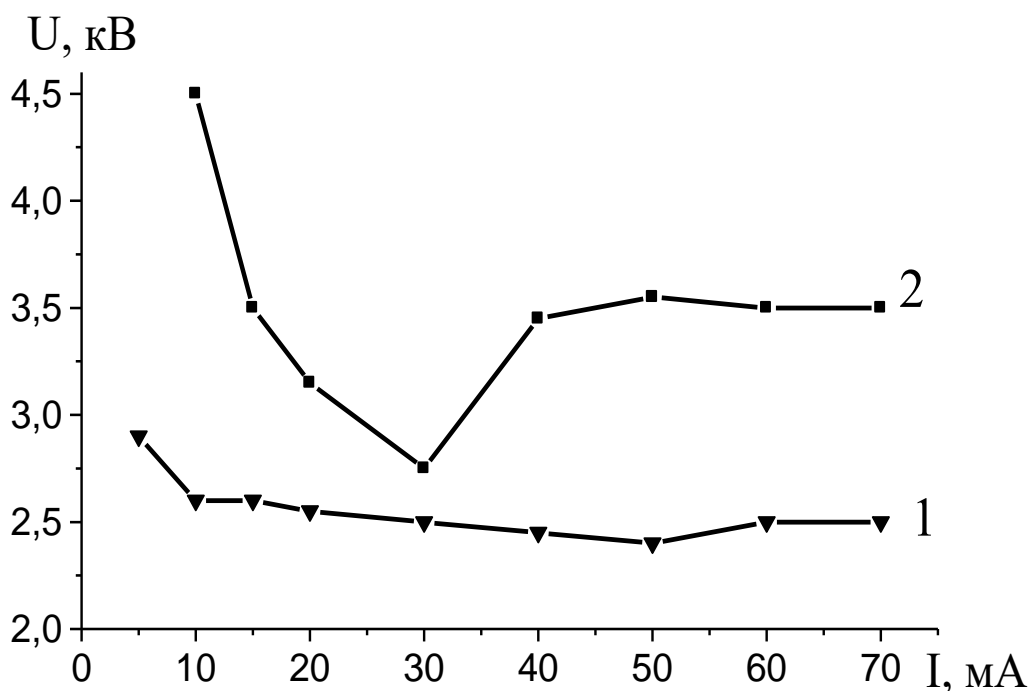


Рис.2.28. ВАХ повздовжнього тліючого розряду в суміші **He/Xe/I₂** при $p(He)/p(Xe)=130/130$ (1) і $800/400$ Па (2) [45,47].

Спектр випромінювання лампи на суміші **He/Xe/I₂** (не виправлений з врахуванням спектральної чутливості монохроматора і фотопомножувача), а також контур спектральної лінії 206.2 нм атома йода і контур випромінювання лінії 253.8 нм **HgI** в ртутній лампі низького тиску представлені на рис.2.29. В спектрі було зареєстровано випромінювання спектральної лінії атома йода 206.2 нм і смуг випромінювання 253 нм **Xel*(X-B)**, 342 нм **I₂** на суміші **He/Xe/I₂**. При порівняно низьких тисках робочої суміші значна частина сумарного **УФ** випромінювання плазми була сконцентрована в цих смугах. Так при $p(He) = 400$ Па, $p(Xe) = 120$ Па розподіл потужності випромінювання в лінії атома йода 206.2 нм і смугах з максимумами при 253 і 342 нм складав: 0.54-0.09-0.37 відн. од.

Ширина контура спектральної лінії 206.2 нм знаходилась в діапазоні 0.08 - 0.10 нм.

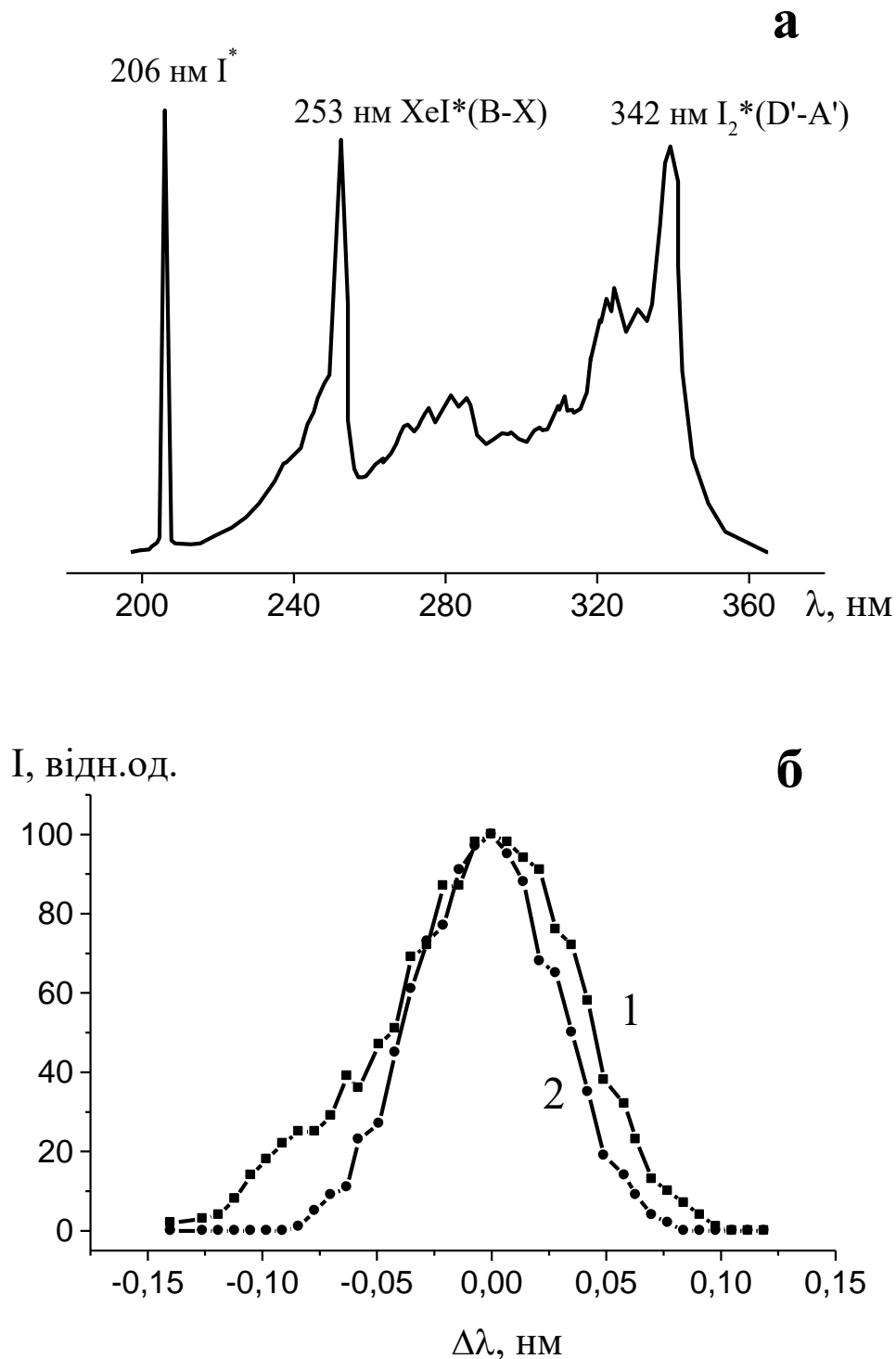


Рис.2.29. Спектр випромінювання широкопasmової лампи на суміші **He/Xe/I₂** при **p(He)/p(Xe)=400-400** Па (а) і контур спектральних ліній (б) атома йода 206.2 нм (1) і атома ртуті 253.8 нм в ртутній лампі низького тиску (2) [45,47].

В таблиці 2.4. представлені потужності і **ККД УФ** випромінювання лампи на сумішах **He/Xe/I₂** різного складу. Залежність повної потужності УФ випромінювання тліючого розряду в суміші **He/Xe/I₂** при **p(He) = 800 Па** і **p(Xe) = 400 Па** і потужності випромінювання спектральної лінії атома йода від величини електричної потужності розряду представлені на рис.2.30.

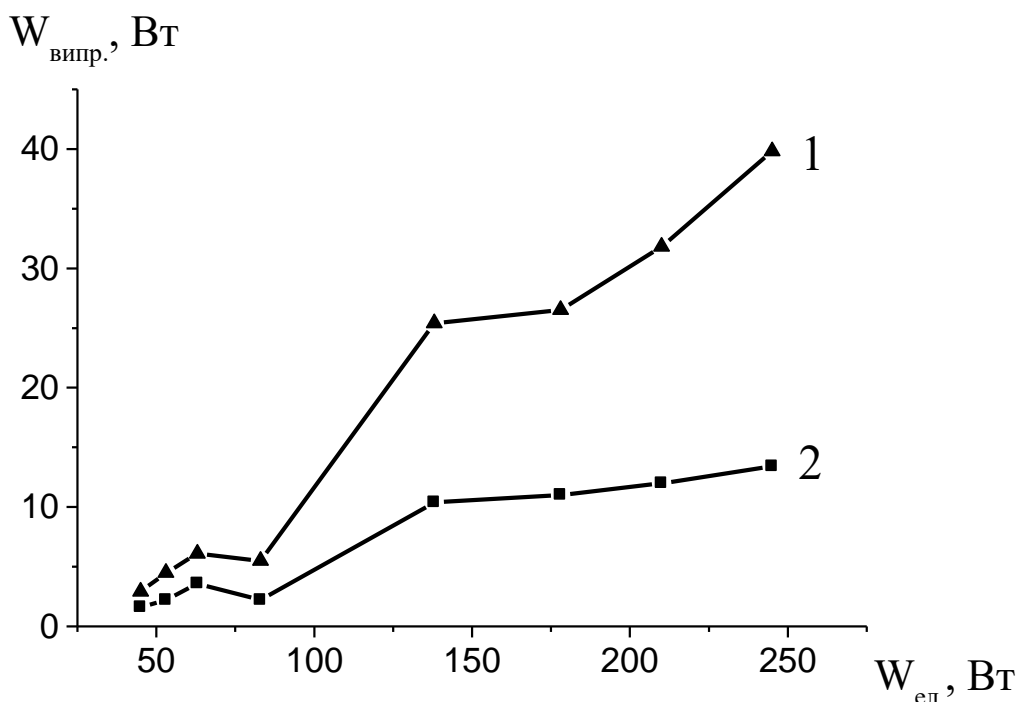


Рис.2.30. Залежність повної потужності **УФ** випромінювання лампи на суміші **He/Xe/I₂** при **p(He) = 800 Па** і **p(Xe) = 400 Па** (1) і потужності випромінювання спектральної лінії атома йода (2) від електричної потужності розряду [45,46].

Для широкопasmової лампи на суміші **He/Xe/I₂** тліючого розряду оптимальні парціальні тиски інертних газів склали: **p(He) = 800 Па** і **p(Xe) = 400 Па** та електричній потужності розряду 250 Вт; максимальна величина сумарного **УФ** випромінювання лампи досягла 37 Вт при ККД – 15 %; 14 Вт потужності випромінювання лампи було сконцентровано в спектральній лінії 206.2 нм (з ККД ≤ 6.5 %); ресурс роботи цієї широкопasmової лампи на одній суміші складав 600-800 годин.

Розглянемо результати дослідження характеристик малогабаритної **УФ-ВУФ** лампи тліючого розряду на сумішах

інертних газів з парою йода при тиску газових сумішей 250-2000 Па. Відстань між анодом і катодом лампи складала 10 см. Торці розрядної трубки, яка була встановлена в металеву розрядну камеру, залишались відкритими [48,49].

Таблиця 2.4. Потужність сумарного УФ випромінювання лампи на суміші He/Xe/I₂ (W₀) і потужність випромінювання спектральної лінії 206.2 нм (W₁), та відповідні ККД випромінювання лампи (η_0, η_1) потужністю 200 Вт [45].

Суміш He/Xe/I ₂ , Па	W ₀ , Вт	η_0 , %	W ₁ , Вт	η_1 , %
p(He)/p(Xe)=400/400	26	13	7	3.5
p(He)/p(Xe)=800/400	30	15	12	6.0
p(He)/p(Xe)=400/1200	21.2	10.5	8.5	4.5

Однорідний тліючий розряд запалювався лише при загальному тиску газових сумішей, який не перевищував 400-600 Па і розрядному струмі 40-50 мА. Для менших значень струму розряду в центральній частині розрядної трубки формувався яскравий плазмовий шнур, а в периферійній області плазми спостерігалось лише слабе свічення газової суміші синього кольору. Діаметр плазмового шнура збільшувався з 3 до 12 мм при збільшенні струму з 5 до 50 мА. При тиску газових сумішей більшому за 1000 Па, тліючий розряд при максимальній величині струму існував в контрагованому стані. ВАХ розряду відповідали піднормальній і нормальній стадіям і були близькими за формою до приведених нами раніше для розряду в сумішах гелію і ксенону з парами йода для трубки з міжелектродною віддаллю 50 см.

Спектри випромінювання широкосмугової лампи тліючого розряду на сумішах гелію і ксенону з парою йоду представлені на рис.2.31. В спектрі випромінювання лампи на суміші Xe/I₂ крім спектральних ліній атома йода зареєстровано випромінювання смуги 253 нм XeI(X-B). Типовий розподіл інтенсивності смуг молекул йода, йодида ксенону і інтенсивності спектральної лінії атома йода 206.2 нм складав: 10/3/7. В таблиці 2.5 представлені відносні інтенсивності спектральних ліній атома йода в області вакуумного ультрафіолету. Вони були отримані з врахуванням відносної

спектральної чутливості вакуумного монохроматора і фотопомножувача і представлені в порівнянні з інтенсивністю спектральної лінії 206.2 нм. Спектральні лінії атома

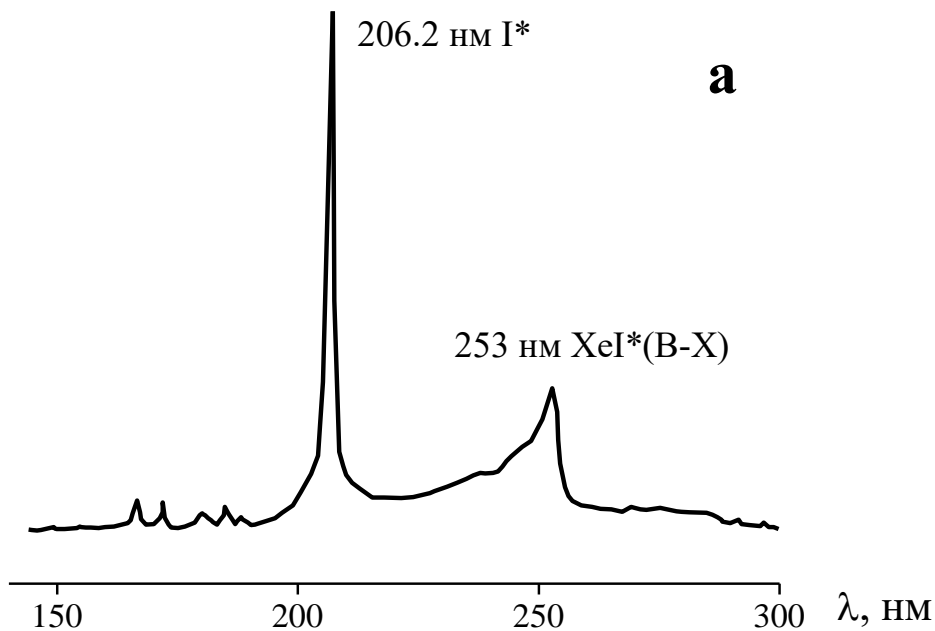


Рис.2.31. Спектри випромінювання лампи з коротким тліючим розрядом на суміші Xe/I_2 при тисках Xe в діапазоні тисків 500-1300 Па і струмі розряду 30 мА [48,49].

йоду 150.7 нм і 161.8 нм за інтенсивністю були співрозмірні з інтенсивністю лінії 206.2 нм.

Залежності відносної інтенсивності випромінювання спектральних ліній атома йода від струму тліючого розряду в суміші Kr/I_2 були лінійними. При збільшенні струму інтенсивність випромінювання атомів йода збільшувалась без ознак насичення. Інтенсивність випромінювання спектральної лінії 206.2 нм була приблизно однакова при використанні в якості буферного газу як гелія, так і криптона [49].

Залежність відносної інтенсивності випромінювання спектральних ліній атома йоду і амплітуди смуги йодиду ксенону від струму тліючого розряду і типу інертного газу представлені на рис.2.32 і в таблиці 2.5. [49]. Всі ці залежності від струму характеризувались насиченням інтенсивності випромінювання при збільшенні струму розряду ($I \geq 30$ мА). Це може бути пов'язано з перегріванням розрядної трубки,

заповненої ксеноном, і значним збільшенням густини пари йода. При цьому, відбувається збільшення густини атомів йода в найбільш низьких енергетичних станах, що приводило до поглинання інтенсивності випромінювання спектральних ліній 206.2 і 161.8 нм атома йода і гасіння смуги 253 нм $\text{XeI}^*(\text{X-B})$ молекулами йода. При охолодженні розрядної трубки (близької за конструкцією до використаної в даному експерименті) потоком повітря від вентилятора інтенсивність спектральної лінії 206.2 нм атома йода при збільшенні потужності електричного розряду (яка досягалось при збільшенні струму в межах 10-50 мА) в суміші парів йоду з гелієм або ксеноном зростала без ознак насичення.

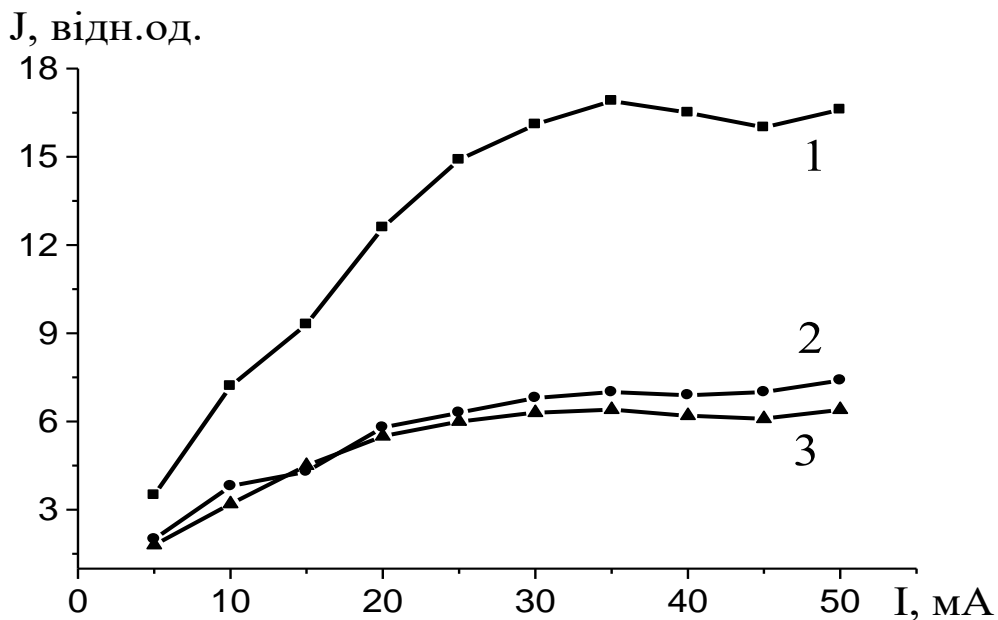


Рис.2.32. Залежність відносної інтенсивності випромінювання спектральних ліній атома йода 206.2 (1), 161.8 нм (3) і амплітуд смуг випромінювання 253 нм $\text{XeI}^*(\text{X-B})$ (2) від величини розрядного струму в суміші Xe/I_2 при $p(\text{Xe})=500$ Па [49].

Таблиця 2.5. Залежність інтенсивності спектральних ліній атомів йода і амплітуди смуги 253 нм при тиску інертних газів 500 Па [48, 49].

Суміш	λ , нм	$I_{\text{роз}} = 30$ мА		$I_{\text{роз}} = 50$ мА	
		$W_{\text{вкл}}$, Вт	J , відн.інт.	$W_{\text{вкл}}$, Вт	J , відн.інт.
Xe/I_2	206.2	15	83.9	25	86.5
Xe/I_2	253.0	15	35.4	25	38.5

Xe/I₂	161.8	15	32.8	25	33.5
Kr/I₂	206.2	18	69.3	31	92.2
Kr/I₂	161.8	18	34	31	52.6

Максимальна інтенсивність випромінювання спектральної лінії 206.2 нм була отримана в сумішах **He/I₂**, **Kr/I₂** при струмі тліючого розряду 50 мА, але максимальна ефективність випромінювання була для лампи на суміші **Xe/I₂**. Найбільш оптимальний тиск інертних газів знаходився в діапазоні 400-600 Па. Відношення інтенсивності спектральних ліній 161.8 і 206.2 нм в тліючому розряді на сумішах пари йода з криптоном і ксеноном (при тиску інертного газу 500 Па і струмі розряду 50 мА) в даній серії експериментів, відповідно, були рівні 0.80/0.46/0.57/0.39. Для **ВУФ** випромінювання тліючого розряду на парі йода найбільш оптимальною також була суміш на основі гелія.

Абсолютна величина повної потужності випромінювання (з всієї поверхні розрядної трубки і її торцевих частин) досягала 6-7 Вт при **ККД** 15-20%. Ресурс роботи на одній суміші при об'ємі буферної камери 10 літрів складав 800 годин.

2.6. Характеристики широкосмугової лампи тліючого розряду на складних сумішах інертних газів з парою брома та йода

Для більш щільного перекриття спектрального діапазона 206-342 нм потужним **УФ** випромінюванням в широкосмуговій лампі низького тиску перспективним є застосування складних робочих сумішей на основі важких інертних газів та прів брома і йода.

В пункті приводяться основні результати дослідження вихідних характеристик широкосмугової лампи тліючого розряду на сумішах: **Ar/Xe/B₂**, **Xe/B₂/I₂**.

Повздовжній тліючий розряд запалювався в розрядній трубці з відстанню між електродами 50 см і внутрішнім діаметром 1.4 см при тиску робочої суміші ≤ 1 кПа та потужності, яка вноситься в плазму, 10-350 Вт.

Результати дослідження опубліковані в працях [48,50] та захищені патнтом [51].

ВАХ тліючого розряду та оптичні характеристики широкопсмугової лампи на суміші **Ar/Xe/Br₂** мало відрізнялись від відповідних характеристик лампи на сумішах **(He)/Xe/Br₂**. Типові залежності вихідної інтенсивності основних складових спектра випромінювання цієї лампи від електричної потужності розряду наведені на рис.2.33.

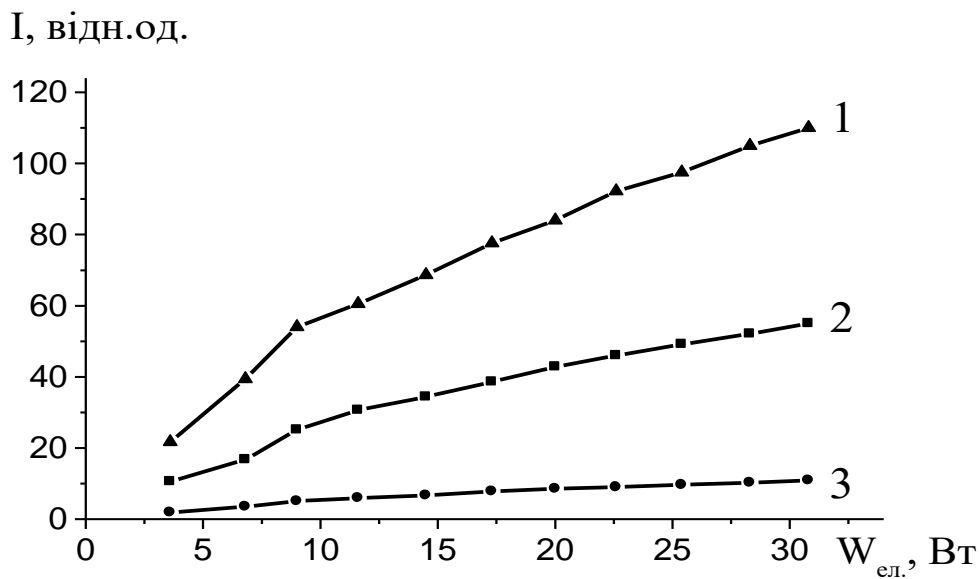


Рис.2.33. Залежність амплітуди смуг та інтенсивності випромінювання спектральної лінії атома брома від потужності, яка вносилась в розряд на суміші $P(\text{Ar})/P(\text{Xe})/(Br_2) = 800/40/80$ Па: 163.3 нм **BrI** (1), 282 нм **XeBr(X-B)** (2), 220 нм **XeBr(X-D)** (3).

При збільшенні $W_{ел}$ від 4 до 32 Вт спостерігалось лінійне збільшення інтенсивності випромінювання основних складових спектра лампи в УФ ділянці. Найбільша швидкість збільшення інтенсивності випромінювання була одержана для спектральної лінії атома брома ($\lambda=163.3$ нм)

В спектрі випромінювання широкопсмугової лампи (рис.2.34, спектр якої не приведений до відносної чутливості системи реєстрації випромінювання) спостерігалось інтенсивне випромінювання спектральної лінії атома йода 206.2 нм та смуг 253 нм **XeI(X-B)**, 282 нм **XeBr(X-B)** і 292-310 нм **Br₂***. Найбільш інтенсивною була молекулярна смуга 282 нм **XeBr(X-B)**, смуга молекули йода ($\lambda=342$ нм) в спектрі практично не проявлялась.

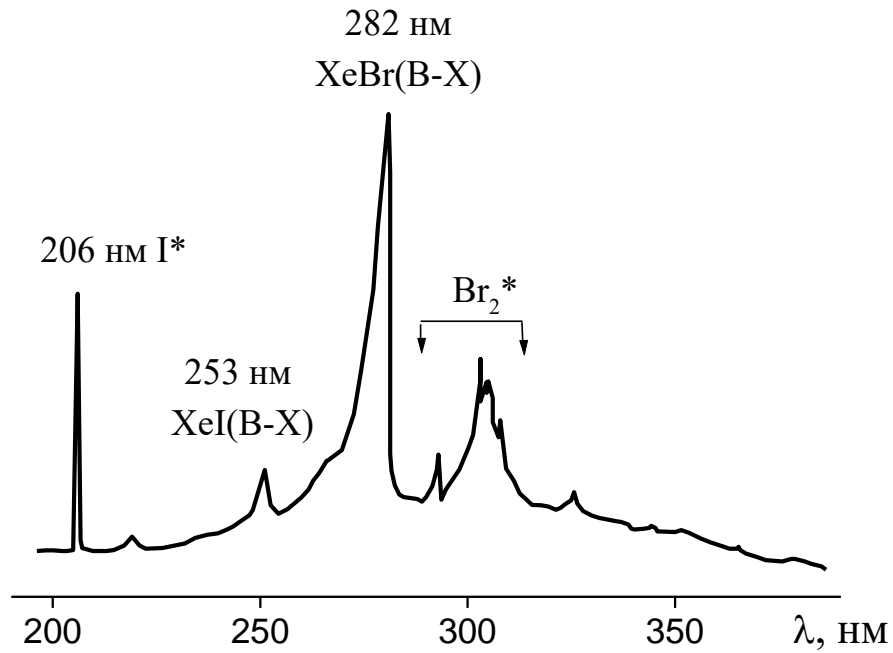


Рис.2.34. Спектр випромінювання лампи тліючого розряду на суміші $P(\text{Xe})/P(\text{Br}_2)/P(\text{I}_2) = 400/130/(20-30)$ Па при середньому струмі тліючого розряду 50 мА [50,51].

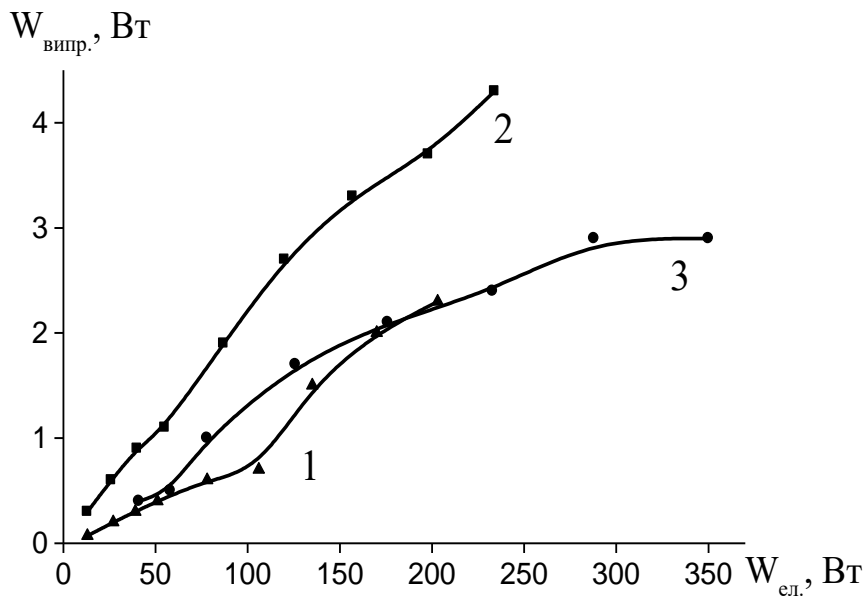


Рис.2.35. Залежність середньої потужності випромінювання смуги 282 нм $\text{XeBr}(\text{X-B})$ від величини електричної потужності розряду в сумішах: $P(\text{Xe})/P(\text{Br}_2)/P(\text{I}_2) = 130/130/(20-30)$ (1), $400/130/(20-30)$ (2) і $800/130/(20-30)$ (3) Па. [50,51].

Залежності абсолютної потужності випромінювання смуги 282 нм **XeBr(B-X)** для такої широкосмугової лампи на сумішах Xe-Br₂-I₂ різного складу від величини електричної потужності розряду були зростаючими (рис.2.35). За рахунок збільшення довжини розрядної трубки при середніх розрядних струмах 10-70 мА електрична потужність тліючого розряду в найбільш оптимальних сумішах збільшувалась до 200-350 Вт. При цьому, також покращуються умови примусового повітряного охолодження розрядної трубки. Найбільш оптимальною була суміш **P(Xe)/P(Br₂)/P(I₂) = 400/130/(20-30)** Па. Оптимальний тиск пари брома знаходився в діапазоні 130-250 Па. Максимальна потужність випромінювання смуги 282 нм з цієї лампи досягала 4-5 Вт, а її залежності від енергетичного внеску в розряд були зростаючими.

Залежності інтенсивності випромінювання спектральної лінії атома йода $\lambda=206$ нм від електричної потужності повздовжного тліючого розряду на суміші **Xe/Br₂/I₂** теж мали зростаючий, близький до лінійного, характер. І в цьому випадку найбільш оптимальною для використання була суміш **P(Xe)/P(Br₂)/P(I₂) = 400/130/(20-30)** Па. Значне збільшення густини пари йода в розряді (**p** ≥ 100 Па) приводило до значної переваги випромінювання атомів йода на довжині хвилі 206.2 нм та смуги 253 нм **XeI(X-B)**. Повна потужність **УФ**-випромінювання розряду з всієї поверхні лампи досягала 12-15 Вт.

Для повного перекриття спектрального діапазона 210-390 нм доцільно також використовувати комплексний галогеноносій у вигляді суміші пари брома і йода, а в якості ексіплексно формуючих газів - криптон та ксенон.

Оптичні характеристики таких широкосмугових **УФ**-ламп тліючого розряду досліджувались на сумішах **Kr/Br₂/I₂**, **Xe/Br₂/I₂** та **Kr/Xe/Br₂/I₂**. Міжелектродна відстань в лампах складала 10 см, а внутрішній діаметр розрядної трубки 14 мм.

Результати дослідження тліючого розряду на суміші криптону і ксенону з парами бром та йоду опубліковані в працях [49, 52, 53, 54].

Основною особливістю цієї широкосмугової лампи було використання суміші пари брома і йода, що дозволило

отримати випромінювання на переходах інтергалогенідної молекули IBr^* і розширити спектральний діапазон випромінювання лампи. Величина енергетичного внеску в тліючий розряд знаходилась в діапазоні 5-100 Вт. Тиск важких інертних газів варіювався в межах 10-1200 Па, а парціальний тиск пари йода і брома складав 100-500 Па. Лампа працювала в квазівідпаяному режимі.

Широкосмугова лампа випромінювала в спектральному діапазоні 200-390 нм інтенсивну спектральну лінію 206.2 нм з шириною 0.10 нм, а також континуум в діапазоні 220-390 нм. Оптимальний парціальний тиск пари йода був в діапазоні 100-200 Па, а брома - в діапазоні 130-400 Па. Оптимальний парціальний тиск важких інертних газів складав 400-800 Па. Середня потужність **УФ** випромінювання не перевищувала 10-12 Вт. **ККД** випромінювання лампи знаходився в діапазоні 10-12%.

При дослідженні лампи тліючого розряду на складних сумішах інертних газів з парами брома та йода при використанні комплексного галогеноносія $p(\text{Br}_2)/p(\text{I}_2) = (30-200)/(100-200)$ Па і загальному тиску важких інертних газів меншому 600 Па достатньо однорідний розряд, з діаметром плазмового шнуру до 10-12 мм, формувався при струмах розряду 40-60 мА. При менших струмах діаметр плазми всередині трубки зменшувався до 2-3 мм. Поведінка просторових характеристик повздожнього розряду в цих середовищах була близькою до відповідних результатів для розрядів в сумішах $\text{He}(\text{Xe})/\text{I}_2$.

Для розряду на суміші $\text{Xe}/\text{Br}_2/\text{I}_2$ **ВАХ** мали форму типову для його піднормальної, нормальної і аномальної стадій горіння. При збільшенні парціального тиску брома в суміші $\text{Xe}/\text{Br}_2/\text{I}_2$ з 80 до 600 Па потенціал запалювання розряду збільшувався з 840 до 1270 В. Напруга стійкого горіння нормального тліючого розряду, при цьому, складала близько 1050 В, а для аномальної стадії розряду вона збільшувалась від 700 до 800 В.

Для газової суміші $\text{Kr}/\text{Br}_2/\text{I}_2$ аномальна стадія тліючого розряду була реалізована при $p(\text{Br}_2) = 80-200$ Па, а комбінація піднормальної і нормальної стадій найбільше чітко

проявлялись при $p(\text{Br}_2) = 300\text{-}500$ Па. Потенціал запалювання розряду (при парціальному тиску брома 400 Па) складав 1200 В, а напруга горіння в нормальному режимі – 900 В. Для аномальної стадії тліючого розряду, при $p(\text{Br}_2) = 200$ Па, потенціал запалювання складав 870 В, а напруга горіння плавно збільшувалась з 900 до 1000 В при збільшенні струму від 10 до 100 мА.

Спектральні характеристики лампи на сумішах $\text{Kr}/\text{Br}_2/\text{I}_2$, $\text{Xe}/\text{Br}_2/\text{I}_2$ та $\text{Kr}/\text{Xe}/\text{Br}_2/\text{I}_2$ представлені на рис.2.36-2.38. В спектрах випромінювання реєструвалась спектральна лінія 206.2 нм атома йоду і система молекулярних смуг, які перекривались між собою і формували континуум в спектральній області 220-390 нм. Спектри, приведені на цих рисунках, не виправлені з врахуванням відносної спектральної чутливості системи реєстрації випромінювання. Це дозволяє представити в зручному вигляді як найбільш інтенсивну спектральну лінію атома йоду, так і континуум. Ширина спектральної лінії 206.2 нм на половині її інтенсивності складала 0.10-0.12 нм і вона слабо залежала від тиску та складу газових сумішей, а також електричної потужності тліючого розряду. Більша частина потужності **УФ** випромінювання плазми була пов'язана з випромінюванням континууму в спектральному діапазоні 220-390 нм. Континуум формувався із-за малої швидкості коливної релаксації молекул при низькій густині газового середовища.

Для плазми на суміші $\text{Kr}/\text{Br}_2/\text{I}_2$ (рис.2.36) спостерігалось тільки випромінювання смуги 207 нм $\text{KrBr}(\text{X-B})$, а в формуванні континууму приймали участь смуги 289 нм Br_2^* , 342 нм I_2^* і 386 нм IBr^* . За рахунок використання комплексного галогеноносія $\text{Br}_2\text{-I}_2$ спектр випромінювання лампи (в порівнянні з спектром типової йодної лампи) був розширеним з 350 нм до 390 нм за рахунок утворення інтергалогеніда IBr^* . В тліючому розряді на суміші $\text{Xe}/\text{Br}_2/\text{I}_2$ (рис.2.37) в формуванні континуума також приймали участь смуги 221 нм $\text{XeI}(\text{X-D})$, 253 нм $\text{XeI}(\text{X-B})$ і 282 нм $\text{XeBr}(\text{X-B})$.

На рис.2.38 приведений спектр випромінювання ширококугової ексиплексно-галогенної лампи на суміші $\text{Kr}/\text{Xe}/\text{Br}_2/\text{I}_2$. Смуги випромінювання бромідів і йодидів важких

інертних газів, а також смуги двоатомних молекул галогенів уширені і перекриваються між собою. В результаті цього утворюється континуум в спектральному діапазоні 210-390 нм (рис.2.38). Основними складовими цього континуума були смуги 221 нм **XeI(X-D)**, 253 нм **XeI(X-B)**, 282 нм **XeBr(X-B)**, 221 нм **XeBr(X-D)**, 289 нм **Br₂***, 342 нм **I₂*** і 386 нм **IBr***.

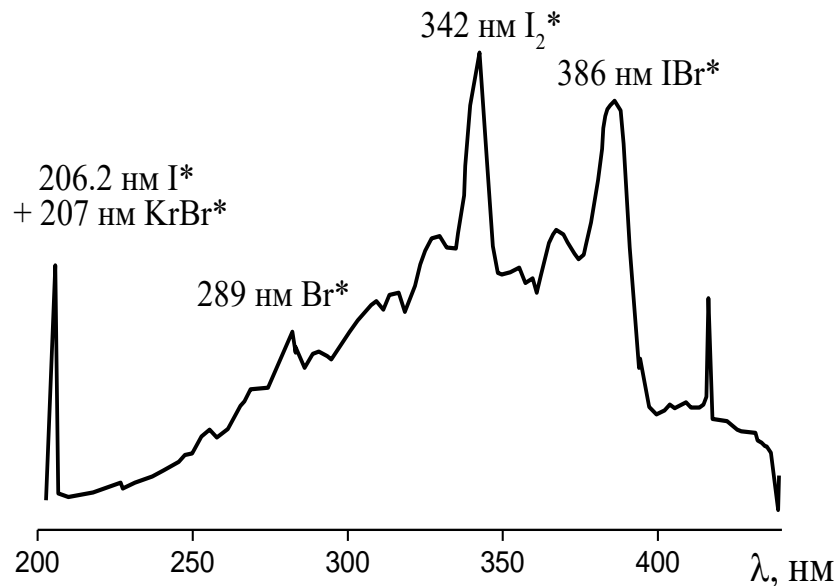


Рис.2.36. Спектр випромінювання широкосмугової лампи на сумішах **p(Kr)-p(Br₂)-p(I₂) = 800-200-(100-200)** Па при струмі розряду лампи 30 мА [52,53].

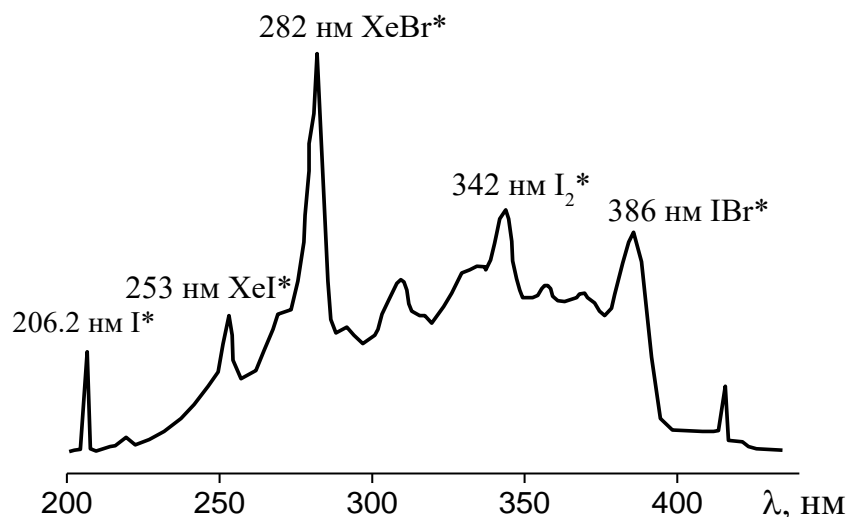


Рис.2.37. Спектральні характеристики широкосмугової ексиплексно-галогенної лампи на сумішах ксенона з молекулами брома і йода: **p(Xe)/p(Br₂)/p(I₂) = 800/400/(100...200)** Па при середньому струмі розряду 30 мА [53].

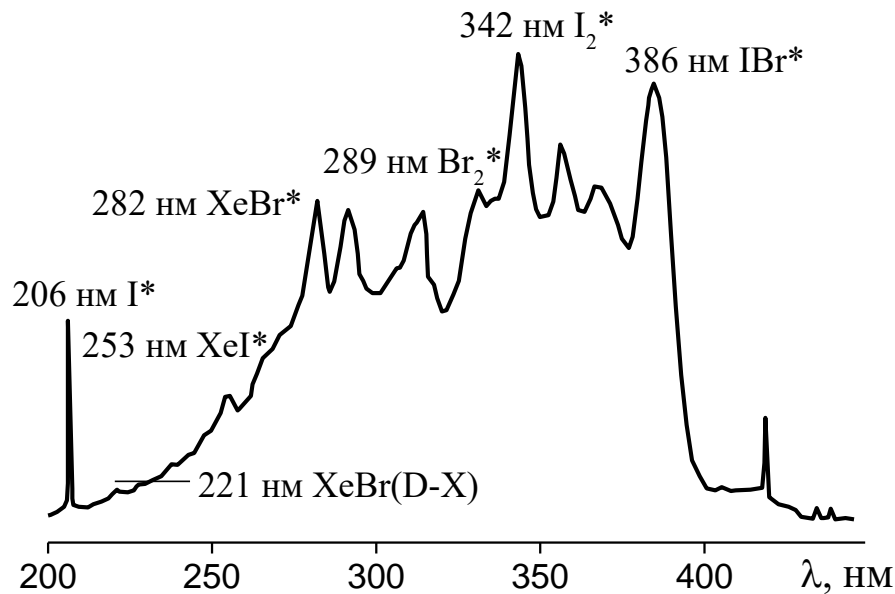


Рис.2.38. Спектр випромінювання широкосмугової ексиплексно-галогенної лампи на суміші $p(\text{Kr})/p(\text{Xe})/p(\text{Br}_2)/p(\text{I}_2)=800/130/400/(100-200)$ Па при розрядному струмі 30 мА [54].

При електричній потужності тліючого розряду 33 Вт в розряді на суміші $p(\text{Kr})/p(\text{Xe})/p(\text{Br}_2)/p(\text{I}_2) = 800/130/400/(100-200)$ Па відношення амплітуди максимумів в спектрі випромінювання для смуг 253, 282, 289, 342 і 386 нм (з врахуванням відносної спектральної чутливості спектрофотометра) було наступним 0.50-0.55-0.60-0.95-1.00 відн. од. Відношення інтенсивності спектральної лінії атома йода 206.2 нм і амплітуди молекулярної смуги 386 нм IBr^* при цих умовах складало 18.0.

Утворення молекули $\text{KrBr}(\text{B})$, яка розпадається з випромінюванням смуги 207 нм, в розряді на суміші $\text{Kr}/\text{Xe}/\text{Br}_2/\text{I}_2$ не спостерігалось можливо із-за гасіння її молекулами йода і протіканні в плазмі ефективної реакції заміщення: $\text{KrBr}^* + \text{Xe} = \text{XeBr}^* + \text{Kr}$, оскільки в сумішах Kr/Br_2 і $\text{Kr}/\text{Xe}/\text{Br}_2$ (при низькому парціальному тиску ксенона в потрібній суміші) ця смуга реєструвалась в спектрі випромінювання. Криптон в складній суміші $\text{Kr}/\text{Xe}/\text{Br}_2/\text{I}_2$ відіграє роль внутрішнього джерела енергії, оскільки в сумішах Kr/Xe ефективно проходить передача енергії від

метастабільних атомів і димерів криптона атомам ксенона. Збудження атомів ксенона в результаті «гарпунної» реакції (наприклад $\text{Xe}^* + \text{Br}_2 = \text{XeBr}^* + \text{Br}$) є основним джерелом утворення моногалогенідів інертних газів в тліючому розряді [55]. Криптон при певних умовах може сильно впливати на електричні характеристики тліючого розряду. Так, в потужній ексиплексній лампі низького тиску з довжиною тліючого розряду 4 м [55] при заміні **Xe** на **Kr** знижувалось пробивна напруга і опір плазмового середовища. При низькій напрузі джерела живлення на одиницю довжини розряду це приводило до збільшення потужності збудження і середньої потужності випромінювання лампи з 1.1 до 1.6 кВт.

Характерні залежності відносної інтенсивності випромінювання спектральної лінії 206.2 нм і амплітуд основних складових континуумів від електричної потужності тліючого розряду на сумішах **Kr/Br₂/I₂**, **Xe/Br₂/I₂** та **Kr/Xe/Br₂/I₂** приведені в працях Па [53,54]. Максимальна швидкість збільшення була зареєстрована для інтенсивності спектральної лінії атома йода і амплітуд молекулярних смуг при малих розрядних струмах (в піднормальному режимі горіння тліючого розряду). При переході в нормальну і аномальну стадію горіння розряду всі швидкості збільшення інтенсивності і амплітуд смуг випромінювання, на основі яких формувався континуум, уповільнювались. Оптимальний парціальний тиск важких інертних газів знаходився в діапазоні 400-800 Па, а пари бромю - в межах 100-400 Па. Перехід потужності **УФ**-випромінювання широкопсмугової лампи в насичення при збільшенні енергетичного внеску в тліючий розряд пов'язаний з перегріванням розрядної трубки лампи і збільшенням густини парів йода вище за оптимальну. Велика густина парів йода в робочому середовищі лампи приводить до ефективного гасіння збуджених станів атомів і молекул йода, що зменшує потужності **УФ** випромінювання. Повна потужність **УФ**-випромінювання тліючого розряду на сумішах **Kr/Br₂/I₂**, **Xe/Br₂/I₂** та **Kr/Xe/Br₂/I₂** з всієї поверхні розрядної трубки досягала 10-12 Вт. **ККД** лампи не перевищував 10 %, а ресурс роботи лампи на оптимальних сумішах у відпаяному режимі досягав 400 годин.

Результати ретельної оптимізації вихідних характеристик широкосмугової лампи з міжелектродною віддаллю -19 см при загальному тиску робочих сумішей 100-2000 Па і потужності, яка вносилась в розряд, 10-100 Вт наведено в праці [56]. Повна потужність УФ випромінювання такої лампи досягала 7 Вт при $\text{ККД} \leq 5\%$. Основним негативним моментом, який перешкоджав збільшенню тривалості роботи відпаяних йодмістких ексиплексно-галогенних ламп є утворення темно-коричневого нальоту в катодній частині розрядної трубки і поступове його поширення до аноду. При цьому, інтенсивність найбільш короткохвильового випромінювання ($\lambda=206$ нм) за забрудненою апертурою лампи зменшується в 2-3 рази. Для зменшення впливу цього негативного фактору перспективним є збільшення довжини розрядної трубки до 0.5-1.5 м. При цьому одночасно збільшується величина потужності W (при одному і тому же розрядному струмі, що і в коротких трубках) та покращуються умови її повітряного охолодження.

Розроблене нами джерело **УФ** випромінювання може знайти застосування в мікроелектроніці, для синтезу озону, очистці повітря та в медицині.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ ДО РОЗДІЛУ

1. Шуаїбов О.К. *Оптическая диагностика активных средовищ електророзрядних джерел випромінювання на атомах інертних газів та їх галогенідах (рукопис). Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фіз.-мат. наук. спеціальність: 01.04.04- фізична електроніка. Ужгород. 2003. 337 с.*
2. Грабова І.А. *Оптические характеристики плазмы газорозрядных джерел випромінювання на бромідах і йодидах інертних газів (рукопис). Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фіз.-мат. наук. спеціальність: 01.04.04- фізична електроніка. Ужгород. 2007. 165 с.*
3. Зайцев В.В. *Спектр излучения и состав плазмы импульсного разряда в смеси аргона и ксенона с фтором //Оптика и спектроскопия. 1992.Т.72, вып. 4. С.859-870.*
4. Данилин Б.С., Киреев В.Ю. *Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов. Москва.: Энергоатомиздат. 1987. С.45-63.*

5. Врублевский Э.М., Гусев А.В., Жидков А.Г., Киреев В.Ю. Химический состав и скорости травления монокремния в плазме бинарной смеси $Ar + Cl_2$ // *Химия высоких энергий*. -1990. Т.24, № 4. С.356-361.
6. Ломаев М.М., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Эксилампы эффективные источники спонтанного УФ- и ВУФ- излучения // *Энциклопедия низкотемпературной плазмы 2005. Серия Б. Том.Х1-4. V.3. С.522-546. М.: Физматлит, 2005. ISBN 5-9221-0571-6.*
7. Бойченко А.М., Ломаев М.М., Панченко А.Н., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. *Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые эксилампы: физика, техника и применения. Томск: SST, 2011. 512 с.*
8. Головицкий А.П. Возможности создания эффективных ультрафиолетовых излучателей на основе непрерывного тлеющего разряда в смесях инертных газов и галогенов // *Письма в ЖТФ*. 1992. Т.18, вып. 8. С.73-76.
9. Головицкий А.П., Кан С.Н. Характеристики ультрафиолетового эксимерного излучения непрерывного тлеющего разряда низкого давления. // *Оптика и спектроскопия*. 1993. Т.75, вып. 3. С.604-609.
10. Ломаев М.И., Панченко А.Н., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Цилиндрические эксилампы с накачкой тлеющим разрядом // *ЖТФ*. 1998. Т.68, № 2. С.64-68.
11. Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. Излучательные характеристики поднор-мального тлеющего разряда в смесях инертных газов и галогенов // *Оптика и спектроскопия*. 1998. Т.84, № 3. С.389-392.
12. Бойченко А.М., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. Эффективное излучение смеси $He-Xe-NF_3$, накачиваемой тлеющим разрядом // *Квантовая электроника*. 1996. Т.23, № 5. С.3-5.
13. Головицкий А.П. Моделирование положительного столба тлеющего разряда в смеси инертных газов и хлора с учетом диссоциации молекул хлора // *ЖТФ*. 2011. Т.81, вып.3. С.45-54.
14. Головицкий А.П. Моделирование газоразрядных источников ультрафиолетового излучения с тлеющим разрядом в смеси ксенона и хлора // *ЖТФ*. 2011. Т.81, вып.3. С.55-64.
15. Волкова Г.А., Зверева Г.Н. Исследование параметров барьерного разряда в смесях Kr/I_2 , Xe/I_2 // *Оптика и спектроскопия*. 2004. Т. 96. №3. С.419-427.
16. Voronov A.M., Reber S., Schilling F.J., Arnold E. Mercury-free UV-light sources: technology and perspectives of excimer lamps // *Proc. XV Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications, Toulouse (France)*. 2004. P.781-784.
17. Gellert B., Kogelschatz U. Generation of Excimer Emission in Dielectric Barrier Discharges // *Appl. Phys. B: Photophys. Laser Chem*. 1991. V.52. P.14-22.

18. Zhang J.-Y., Boyd I.W. Efficient XeI^* excimer ultraviolet sources from a dielectric barrier discharge in rare-gas/halogen mixtures // *J. Appl. Phys.* 1998. V.84. N 3. P.1174-1178.
19. Zhang J.-Y., Boyd I.W. Multi-wavelength excimer ultraviolet sources from a mixture of krypton and iodine in a dielectric barrier discharge // *Appl. Phys. B.* 2000. V.71. P.177-179.
20. Barnes P.N., Kushner M.J. Formation of $XeI(B)$ in low pressure inductive radio frequency electric discharges sustained in mixtures of Xe and I_2 // *J. Appl. Phys.* 1996. V.80. P.5593-5597.
21. Frame J.W., John P.C., De Tample T.A., Eden J.G. Continuous-wave emission in the ultraviolet from diatomic excimers in a microdischarge // *Appl. Phys. Lett.* 1998. V.72. N 21. P.2634-2636.
22. Falkenstein Z. and Coogan J.J. The development of a silent discharge-driven $XeBr^*$ excimer UV light source // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1997. V.30. P.2704-2710.
23. Sosnin E.A., Avdeev S.M., Kyznetsova E.A., Lavrent'eva L.V. A bactericidal barrier-discharge Kr-Br-excimer lamp // *Instruments and experimental techniques/2005.* V. 48. № 5. P. 663-666.
24. Lomaev M.I., Tarasenko V.F. Xe (He) – I_2 glow and capacitive discharge excimer lamps // *Proc. of SPIE.* 2002. V.4747. P.390-398.
25. Ломаев М.И., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. Спектры излучения тлеющего разряда в смесях инертный газ – CH_3Br и I_2 // *Оптика атмосферы и океана.* 1997. Т.10. №11. С.1271-1273.
26. Шуаибов А.К., Шевера И.В. Характеристики тлеющего разряда на смеси криптон/элегаз/воздух // *ЖПС.* 2002.Т.69, № 1. С.113-115.
27. Шуаибов А.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.И., Шевера И.В. Образование возбужденных молекул азота в эксимерной лампе с накачкой тлеющим разрядом постоянного тока // *Письма в ЖТФ.* 2001. Т.27, вып.9. С.8-12.
28. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В. Образование эксимерных молекул и возбуждение азота в стационарной электроразрядной плазме низкой плотности // *Физика плазмы.* 2001. Т.27, № 6. С.573-576.
29. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В. УФ-ВУФ эксимерный излучатель с накачкой поднормальным тлеющим разрядом // *Квантовая электроника.* 2001. Т.31, № 4. С. 371-372.
30. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В. Поднормальный тлеющий разряд в узкой разрядной трубке // *ЖТФ.* - 2001. Т.71, вып. 8. С.121-124.
31. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В. Многоволновый эксимерный излучатель низкого давления // *ЖПС.* 2001. Т.68, №. 2. С.275-277.
32. Шуаібов О.К., Шимон Л.Л., Шевера І.В., Дащенко А.Й. Широкопугове електророзрядне джерело випромінювання низького тиску на сумішах інертних газів з молекулами хлору // *УФЖ.* Т.47, № 1. С.28-31.

33. Шуаибов А.К., Дащенко А.Й., Шевера И.В. Широкополосный излучатель низкого давления на хлоридах аргона, криптона и ксенона // *Квантовая электроника*. 2002. Т.32, № 3. С 279-280.
34. Опис до деклараційного патенту на винахід № 47628 А Україна, МКИ Н01S 3/097. Електророзрядна ексимерна лампа низького тиску / Шуаїбов О.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.Й., Шевера І.В.. -С.3, фіг.4; заявлено 28.05. 2001, опубл. 15.07.2002. Бюллетень № 7.
35. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В. Многоволновый источник излучения низкого давления на хлоридах аргона и ксенона // *Оптика и спектроскопия*. 2002. Т.92, № 5. С.753-755.
36. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В. Условия совместного образования хлоридов криптона и ксенона в тлеющем разряде низкого давления // *ТВТ*. 2002. Т.40, № 2. С. 337-339.
37. Шуаїбов О.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.Й., Шевера І.В. Електророзрядне джерело випромінювання низького тиску на хлоридах Ar, Kr, Xe і молекулах Cl_2^* // *Журнал фізичних досліджень*. 2001. Т.5, № 2. С.131-138.
38. Шуаибов А.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.Й., Шевера И.В. Эксимерный излучатель низкого давления для спектральной области 170-310 нм. // *ПТЭ*. 2002. № 1. С.104-106.
39. Von C. Sonntag. Disinfection with UV radiation. In *Process Technologies for Water Treatment*. S. Stucki, Ed. New York: Plenum Press, 1987.
40. Панченко А.Н., Полякевич А.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Тлеющий разряд в эксилампах низкого давления // *Известия вузов. Физика*. 1999. Т.42, №6, С. 50-66.
41. Шуаибов А.К., Грабовая И.А. Газоразрядная коротковолновая лампа на молекулах бромида ксенона и атомах брома // *Письма в ЖТФ*. 2007. Т.33, Вып.10. С.89-94.
42. Шуаибов А.К., Грабовая И.А. Эмиссионные характеристики плазмы мощного тлеющего разряда на смесях инертных газов с парами брома и йода // *Оптика и спектроскопия*. 2006. Т.100, №2. С. 223-227.
43. Шуаибов А.К., Грабовая И.А. Коротковолновая эксимерно-галогенная лампа низкого давления на смеси криптона с молекулами брома // *Письма в ЖТФ*. 2006. Т.32, Вып.23. С. 80-85.
44. Шуаибов А.К., Грабовая И.А. Электроразрядная ультрафиолетовая лампа на смеси ксенон/йод // *Журнал прикладной спектроскопии*. 2005. Т.72, №2. С. 247-250.
45. Шуаибов А.К., Грабовая И.А. Эмиссионные характеристики плазмы мощного тлеющего разряда на смесях инертных газов с парами брома и йода // *Оптика и спектроскопия*. 2006. Т.100, №2. С. 223-227.
46. Малинин А.Н., Шуаибов А.К., Шимон Л.Л., Грабовая И.А., Поляк А.В. Новые высокоэффективные электроразрядные лампы видимого и ультрафиолетового диапазона спектра // *Прикладная физика*. 2006. №1. С. 27-29.

47. Патент на корисну модель та його опис. Україна. № 21894, МПК (2006), H01S3/097. Газорозрядна експлексно-галогенна ультрафіолетова лампа // Шуаїбов О.К., Грабова І.А. Подано 09.10.2006; Опубл. 10.04.2007. Бюл. № 4. – 8 с. Фіз.4.
48. Шуаїбов О.К., Шимон Л.Л., Грабова І.А. Емісійні характеристики електророзрядної плазми малої щільності на сумішах інертних газів з парами йоду // Журнал фізичних досліджень. 2004. Т.8, №4, С. 338-345.
49. Шуаїбов А.К., Грабовая И.А.. Электроразрядный источник стационарного УФ-ВУФ излучения атомов йода и йодсодержащих молекул // Оптический журнал. 2005. Т.72, №7. С. 52-56.
50. Шуаїбов А.К., Шимон Л.Л., Грабовая И.А. Широкополосный эксимерно-галогенный излучатель на основе бромида и йодида ксенона // ТВТ. 2004. Т.42, № 4. С. 640-642.
51. Деклараційний патент на винахід та його опис. Україна. № 69754 А, 7H01S3/097. Лінійно-смугова эксимерно-галогенна лампа // Шуаїбов О.К., Шимон Л.Л., Грабова І.А. Подано 04.11.2003; Опубл. 15.09.2004. Бюл. № 9. - 4 с. Фіз.4.
52. Шуаїбов А.К., Грабовая И.А. Широкополосная ультрафиолетовая лампа с накачкой тлеющим разрядом // ЖПС. 2005. Т.72, №6. С.840-842.
53. Шуаїбов А.К., Грабовая И.А. Электроразрядная лампа на парах брома и йода с непрерывным ультрафиолетовым спектром излучения // Письма в ЖТФ. 2005. Т.31, Вып.20. С. 82-87.
54. Шуаїбов А.К., Грабовая И.А., Шимон Л.Л. Ультрафиолетовая лампа на смеси криптона и ксенона с молекулами брома и иода // ПТЭ. 2006. №1. С.114-117.
55. Ломаев М.И., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В., Ерофеев М.В. Эксилампы – эффективные источники спонтанного УФ- и ВУФ-излучения // УФН. 2003. Т. 173. № 2. с. 201-217.
56. Шуаїбов А.К., Грабовая И.А. Излучательные характеристики тлеющего разряда на смесях тяжелых инертных газов с парами йода // Оптика и спектроскопия. 2005. Т.98, №4. С. 558-561.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ БАГАТОХВИЛЬОВИХ УФ-ВУФ ЛАМП НА ПАРІ ЙОДА І ЙОДИДА ГАЛІЯ З НАКАЧУВАННЯМ НАНОСЕКУНДНИМ ЄМНІСНИМ РОЗРЯДОМ

Лампи тліючого розряду на галогенідах інертних газів та атомах і молекулах галогенів прості за конструкцією і їх потужність випромінювання переважає 1 кВт. Основним їх недоліком є малий ресурс роботи в газостатичному режимі (менше 1000 годин для лампи на парі йода, а для легших галогенів $\leq 200-300$ годин [1-3]). Тому актуальною є розробка ламп з збудженням повздовжим ємнісним розрядом, в якому металеві електроди відділені діелектриком від агресивного робочого середовища. Це сприяє утриманню оптимальної концентрації галогеноносія в плазмі до 2000 годин. Такі лампи працюють при високих частотах повторення імпульсів накачування мікросекундної тривалості (до 100-200 кГц), а тому енергія в імпульсі випромінювання таких ламп невелика [4,5]. Для збільшення енергії в імпульсі випромінювання та імпульсної потужності ламп ємнісного розряду перспективним є застосування для накачування імпульсів високої напруги малої тривалості, що важливо для ряду практичних застосувань.

В розділі наведено результати розробки, основні характеристики, параметри плазми та фізика процесів в лампах з повздовжим ємнісним розрядом тривалістю меншою за 50-100 нс. Робочими середовищами таких ламп були суміші легких інертних газів парою йода та йодида галія. Основні результати з розробки і дослідження ємнісних ламп, що працюють на суміші легких інертних газів парою йода та йодида галія, опубліковані в працях [6-13].

3.1. Загальні відомості про УФ-ВУФ лампи з накачуванням ємнісним розрядом на парі галогенів

Розглянемо основні особливості використання повздовжного ємнісного розряду в лампах парі важких галогенів (молекули Br_2 , I_2 – складові робочої газової суміші).

Одним з найбільш широко використовуваних розрядів для збудження оптичних середовищ на основі сумішей інертних

газів з галогенами є ємнісний розряд. Типова лампа з ємнісним розрядом представляє собою запаяну циліндричну кварцову трубку на протилежних зовнішніх частинах якої розміщені два металеві електроди з фольги. Такі конструкції використовувалися вже в 50-х роках минулого століття для збудження молекул води. Характерною особливістю таких конструкцій є велика міжелектродна відстань і малі робочі тиски, що характерно і для тліючого розряду, але на відміну від тліючого розряду тут використовують розряд через діелектрик, що важливо при використанні хімічно активних компонентів, оскільки це сприяє покращенню ресурсних характеристик лампи. Використання діелектричного бар'єра визначає специфіку запалювання та формування структури розряду, але з другого боку обмежує величину вкладеної енергії за один імпульс, що вимагає використання високочастотних блоків живлення. В порівнянні з лампами бар'єрного розряду, в лампах ємнісного розряду ємності між металевими електродами і стінками розрядної трубки є меншими і знаходяться в діапазоні 30-150 пФ. При проходженні струму через трубку вони заряджаються послідовно, так що сумарна ємність не переважає 25-30 пФ. Величина частоти слідування імпульсів напруги мікросекундної тривалості складає близько 100 кГц, амплітуди імпульса напруги 2-5 кВ, а питома електрична потужність такого ємнісного розряду не переважає декількох одиниць Вт/см³. Характерна потужність випромінювання лампи знаходиться в діапазоні 25-300 мВт/см³ при розрахунку на одиницю об'єму плазмового середовища.

Конструкція розрядної трубки, її розміри та розташування електродів, тиск і склад робочого середовища, також режим накачування є визначальними чинниками для вихідних характеристик лампи ємнісного розряду. Тепловий режим роботи лампи ємнісного розряду визначається величиною питомого енергетичного внеску в плазму і умовами тепловідводу (останні визначаються конфігурацією розрядного проміжку, теплопровідністю газового середовища лампи і температурою зовнішньої поверхні розрядної трубки, яка охолоджується). Із-за того, що віддаль між розрядним каналом і

зовнішню поверхню розрядної трубки складає 1-2 см, температура газу на осі розряду може досягати 300 С.

При оптимальних умовах роботи в ємнісних лампах по центру циліндричної розрядної трубки формується плазмовий канал діаметром 1-1,5 см. Максимальна потужність цих ламп досягалась при двополярній накачці імпульсами напруги з тривалістю переднього і заднього фронтів ~ 1 мкс при $f=100$ кГц. При цьому, реєструвались імпульси випромінювання лампи з $f=200$ кГц і спостерігалась кореляція імпульсів збудження та випромінювання.

В лампах ємнісного розряду плазма контактує лише з стінками розрядної трубки, тому основними обмежувальними чинниками ресурсу роботи лампи в газостатичних умовах є хімічні реакції між частинками плазми і матеріалом розрядної трубки та втрата прозорості матеріалу трубки під дією **УФ-ВУФ** випромінювання. Для ламп ємнісного розряду на основі пари брома і йода («важкі» галогени) з кварцовими оболонками втрати галогенів з робочої газової суміші невеликі, оскільки сам кварц хімічно інертний до пари брома та йода. Проте кварцова оболонка лампи не повинна містити мікротріщин і поверхневих дефектів, бо в протилежному випадку бром в таких дефектах утворює кластери, що приводить до порушення оптимального співвідношення між парціальним тиском галогена та інертного газу. Це призводить до зменшення потужності випромінювання лампи ємнісного розряду.

Ємнісний розряд для збудження ексиплексних молекул використовували вперше автори в праці [4] для отримання випромінювання на переходах молекул **KrCl**, **XeCl** та **XeI** при різних тисках робочих сумішей та міжелектродних відстанях в лампі. В цій праці показано, що використання ємнісного розряду дає змогу розробити ефективний випромінювач з середньою отужністю 3 Вт і **ККД** 12%, що є близьким до параметрів ламп з ресурсом роботи 1000 годин, що не вдається реалізувати в лампах тліючого розряду (100 годин). В цій праці реалізовано об'ємний високочастотний розряд при 22 кГц та низьких тисках $p=0,1-10$ мм.рт.ст, що є характерним і для тліючого розряду. Досліджено залежність потужності та ефективності випромінювання від параметра **E/N**. Отримані

спектри випромінювання при різних тисках робочих сумішей показують, що при низьких тисках в емісійних спектрах домінують інтенсивні атомарні лінії галогенів. При збільшенні тиску газових сумішей більш ефективно випромінюють молекули галогенів та ексиплексні молекули.

На рис.3.1 приведена узагальнена схема кінетичних процесів, що пов'язані з виникненням люмінесценції двоатомних галогенів. Основним каналом утворення збуджених молекул йода $I_2^*(^3\Pi_{2g})$ при низьких тисках є «іон-іонний» канал: $X^- + X^+ + (R) \rightarrow X_2^*(^3\Pi_{2g}) + (R)$.

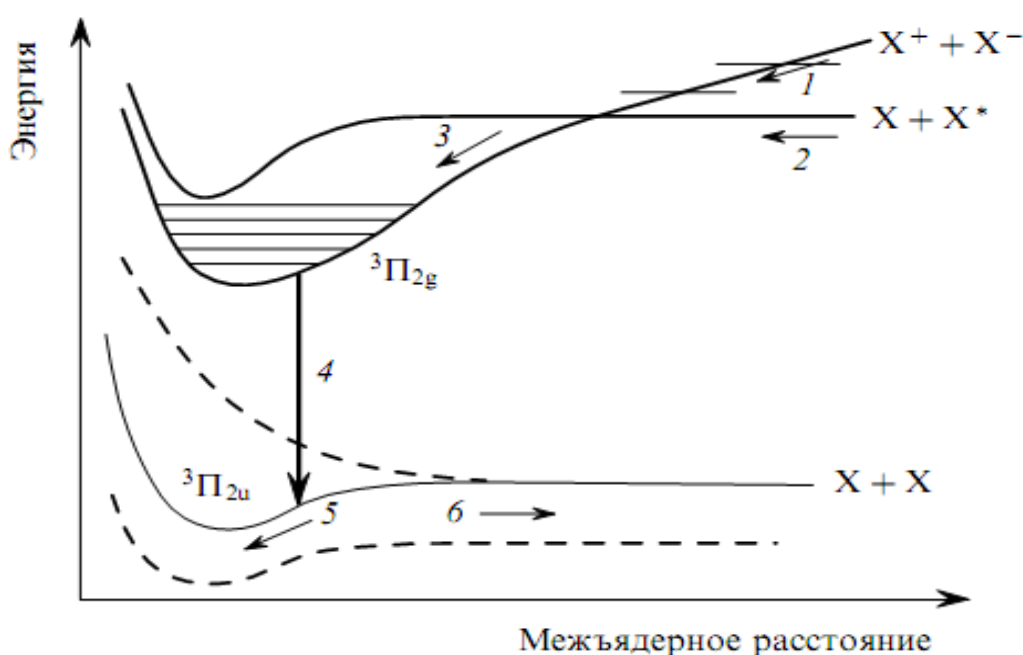
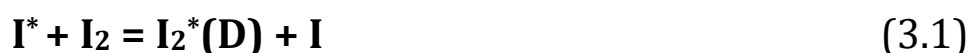


Рис.3.1 Спрощена схема кінетичних процесів, які пов'язані з виникненням люмінесценції двоатомних молекул галогенів: 1 – іон-іонна рекомбінація, 2 – гарпунна реакція, 3 – релаксація стану $^3\Pi_{2g}$, 4 – випромінювання, 5 – коливальна релаксація нижніх рівнів, 6 – дисоціація молекул із стану $^3\Pi_{2u}$ [3].

Молекули йода $I_2^*(D)$ також утворюються в результаті передачі збудження від атомів йоду:



Цей канал конкурує з радіаційним розпадом збуджених атомів йода:

$$I^* = I + h\nu \quad (3.2)$$

При великих тисках буферного газу основним каналом утворення збуджених молекул в стані $I_2(D')$ є заселення цього рівня при зіткненні атомів криптону із збудженими атомами йоду в стані $I^*(D)$:



Цей канал теж конкурує з радіаційним розпадом стану $I_2^*(D)$:

$$I_2^*(D) = I_2^*(X) + h\nu \quad (3.4)$$

При збільшенні тиску пари йода інтенсивність випромінювання молекул I_2 зростає за рахунок реакції:

$$I^* + I_2 = I_2^* + I \quad (3.5)$$

Збільшення тиску пари йода може привести до самопоглинання випромінювання, оскільки основний стан молекули I_2 є слабозв'язаним.

Таким чином, з наукової літератури по характеристикам газорозрядних ламп на парі йода впливає, що повздовжний ємнісний розряд в сумішах інертних газів та пари йода використовуються для розробок короткохвильових ламп на переходах атома йода (206,2 нм), молекули йоду (342 нм) і йодида ксенона (253 нм). Найбільш простими і потенційно найпотужнішими є джерела випромінювання низького тиску із збудженням повздовжним тліючим розрядом. Але електроди таких випромінювачів знаходяться у контакті з робочим середовищем, що приводить до обмеження ресурсу роботи цих ламп. Для збільшення ресурсу роботи **УФ-ВУФ** галогенних ламп найбільш широке застосування отримало використання безелектродних розрядів в газових сумішах низького та середнього тисків на основі інертних газів і галогеновмісних молекул. Для використання в різних оптичних технологіях мікро-наноелектроніки і фотохімії представляє інтерес

розробка імпульсних ламп при збудженні ємнісним розрядами на основі ексиплексних молекул і галогенів з субмікросекундної тривалістю імпульсу випромінювання. Характеристики же наносекундних ємнісних ламп на парі йода та параметри їх плазми раніше досліджували мало, що стримує оптимізацію їх роботи в різних робочих середовищах.

3.2. Методика і техніка дослідження ламп імпульсно-періодичного ємнісного розряду на сумішах інертних газів з парою йода та йодида галію

Для дослідження вихідних характеристик **УФ-ВУФ**-ламп на парі йода і йодида галію була розроблена експериментальна установка, яка складалася з розрядних трубок ламп на основі наносекундного поздовжного ємнісного розряду і системи реєстрації оптичних, електричних та часових характеристик розряду. Світлина установки приведена на рис.3.2, а її загальна схема - на рис.3.3.



Рис.3.2. Загальний вигляд лабораторної установки для дослідження характеристик **УФ-ВУФ** ламп із збудженням імпульсно-періодичним ємнісним розрядом.

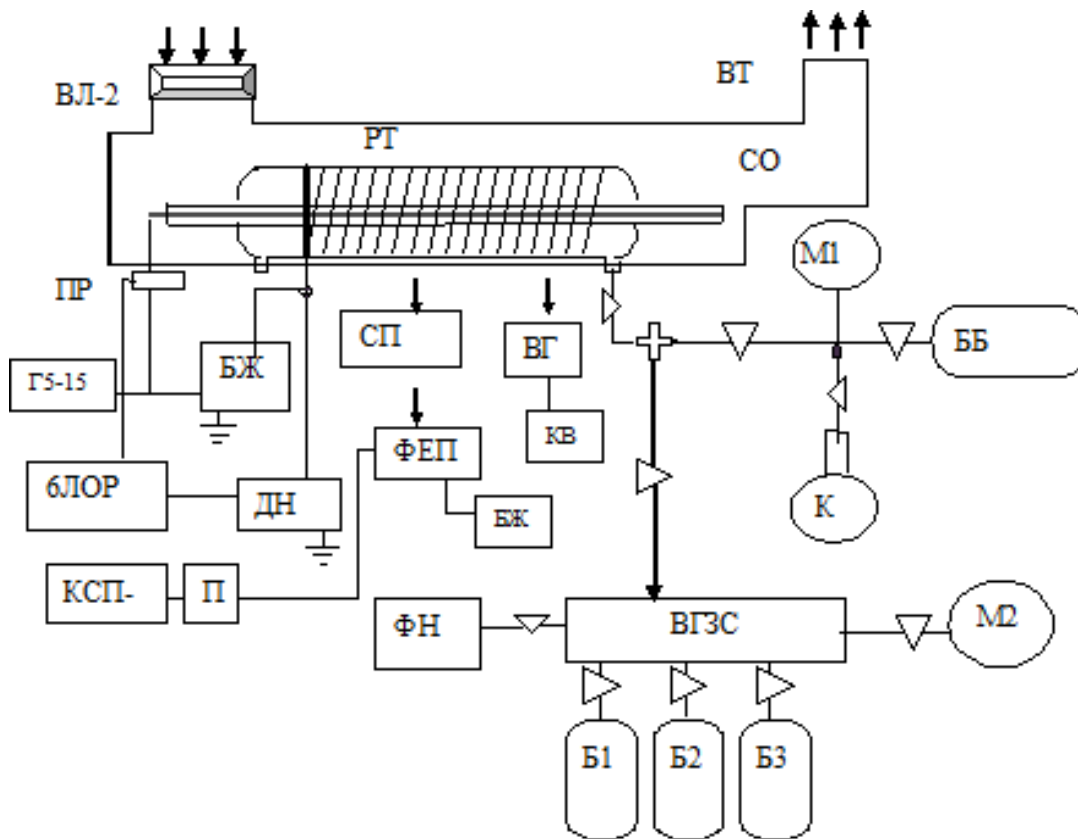


Рис.3.3. Загальна схема експериментальної установки: **РТ** – газорозрядна трубка; **ПР** – пояс Роговського; **СП** – спектральний прилад (МДР-2 або вакуумний монохроматор; **ФЕП** – фотоелектричний помножувач; **ВГ** – вимірювальна голівка з фільтром УФС-1; **КВ** – кварц 01; **БЖ** – блок живлення; **Г5-15** – генератор імпульсів; **К** – колба; **БЛОР** – осцилограф; **КСП-4** – самописець; **ДН** – дільник напруги для визначення спаду напруги в колі; **П** – підсилювач; **ВГЗС** – вакуумна газозмішувальна система; **Б1, Б2, Б3** – балони з різними газами; **М1**–вакуумер; **М2** – манометри; **ФН** – форвакуумний насос; **ББ** – буферний балон, **ВЛ-2** – вентилятор, **ВТ** – витяжка, **СО** – система охолодження.

Основними вузлами установки були кварцові циліндричні трубки з повздовжними наносекундним ємнісним, імпульсно-періодичне високовольтне джерело імпульсів напруги малої тривалості, вакуумний монохроматор та/або монохроматор МДР-2, вакуумна газозмішувальна система, система реєстрації імпульсів випромінювання та система вимірювання імпульсів напруги на електродах трубки і струму через розрядну трубку.

Для збудження розрядів застосовувалося два джерела високовольтних наносекундних імпульсів на основі

модуляторів з водневим тиратроном і імпульсним кабельним трансформатором. Максимальна амплітуда напруги джерел живлення складала 25-30 кВ і 30-45 кВ, відповідно, а тривалість півхвилі напруги за основою складала 30-40 нс. Частота повторення імпульсів могла варіюватися в діапазоні 10-100 Гц та 35-1000 Гц, відповідно, для кожного з джерел живлення.

Відкачування розрядних трубок та напуск інертних газів здійснювалося за допомогою вакуумної газозмішувальної системи (**ВГЗС**). В процесі оптимізації **УФ-ВУФ**-випромінювання лампи змінювалися тиски інертних газів та парціальні тиски пари йода і йодиду галію. В розрядній трубці розміщувався кристалічний йод високої чистоти вагою біля 0,1-0,2 г. При кімнатній температурі тиск насиченої пари йоду складав 100-200 Па. В експериментах з йодидом галію використовувалось нагрівання трубки в діапазоні 70-100 °С за допомогою зовнішнього нагрівача, що і забезпечувало оптимальний парціальний тиск пари йодиду галію. Контроль температури здійснювався за допомогою терморезистора, яка розміщувалася на поверхні розрядної трубки.

Випромінювання плазми у спектральному діапазоні 200-600 нм поступало через вхідну щілину монохроматора **МДР-2** з дифракційною решіткою 1200 штрих./мм. На виході монохроматора для детектування випромінювання використовувався фотоелектронний помножувач **ФЕП-106**, підключений до підсилювача постійного струму. Фотопомножувач має високу чутливість в діапазоні спектра 200-450 нм, з максимальною чутливістю на довжині хвилі 254 нм. Живлення фотопомножувача здійснювалось від стабілізованого джерела високої напруги **ВС-22**.

Випромінювання ламп ємнісного розряду в спектральному діапазоні 150-300 нм також аналізувалося за допомогою однометрового вакуумного монохроматора, виготовленого за оптичною схемою Сейя-Наміоки (рис.3.4). Вихідні характеристики лампи на основі йодиду галію досліджувались з використанням установки, схема якої приведена на рис.3.5. Обернена лінійна дисперсія монохроматора складала 0,7 нм/мм. Для детектування випромінювання застосовувалися фотопомножувачі **ФЕУ-142** і **ФЕУ-154**, які були підключені до

підсилювача постійного струму і електронного потенціометра. Якщо під час експериментів вакуумний монохроматор не відкачувався, то нижня межа його чутливості знаходилася в інтервалі 180 нм. Ця межа визначалася пропусканням короткохвильового випромінювання повітрям і кварцовою оболонкою лампи. При відкачуванні нижня межа чутливості монохроматора визначалася пропусканням **LiF**-вікна (120 нм), що відмежовувало розряд від камери монохроматора. Відбір **ВУФ**-випромінювання з розрядних трубок відбувалось через спеціальне вакуумне з'єднання до монохроматора. Калібрування спектрометра за величиною відносної спектральної чутливості в спектральному діапазоні 175-300 нм проводилося за випромінюванням електричного розряду в чистому водні.

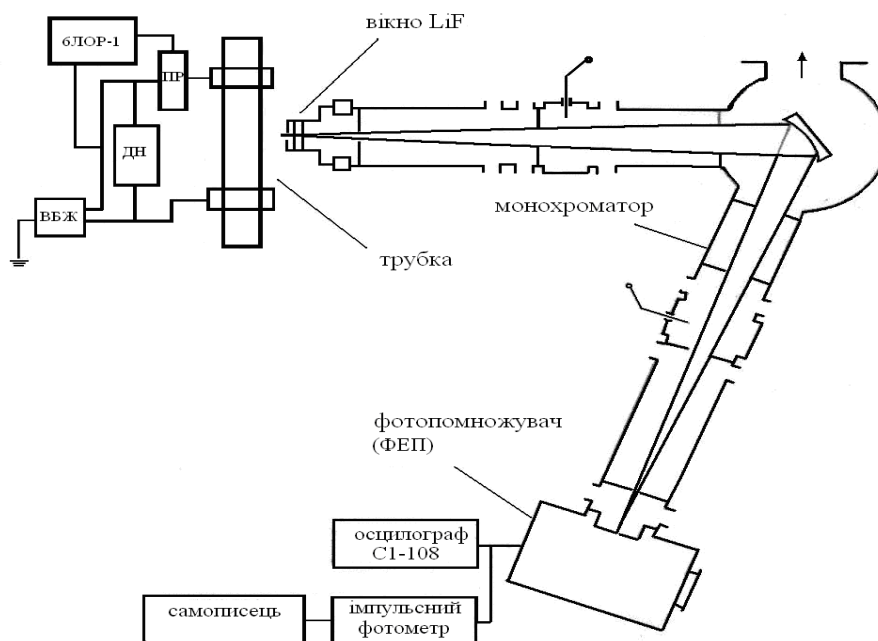


Рис.3.4. Схема експериментального стенда для дослідження спектральних і електричних характеристик ємнісних ламп в діапазоні довжин хвиль 120-300 нм: вакуумний монохроматор, система реєстрації, розрядна трубка, **БЛОП-04**-імпульсний широкосмуговий осцилограф, **ДН**- дільник напруги, **ПР** - пояс Роговського, **ВБЖ**-високовольтний блок живлення.

Спектри випромінювання лампи та інтенсивність атомарних ліній і молекулярних смуг реєструвалися імпульсним фотометром та самописцем **КСП-4**. Отримані апаратні спектри

приводились до реального вигляду з врахуванням спектральної чутливості системи. Імпульсне випромінювання плазми розряду реєструвалося за допомогою електронного лінійного помножувача **ЕЛУ-14 ФС** або коаксіального фотоелемента **ФЕК-22 СПУ** з використанням швидкісних осцилографів **6 ЛОР-04** або **С1-99**. Імпульси напруги на розрядному проміжку реєструвалися за допомогою малоіндуктивного ємнісного дільника, а імпульси струму – з використанням малоіндуктивного шунта струму або пояса Роговського.

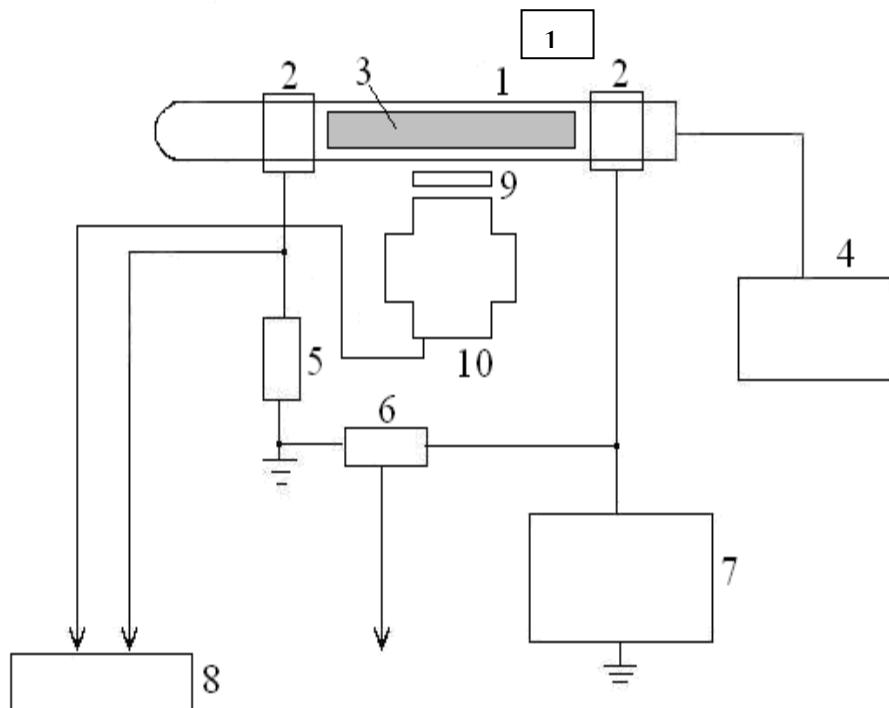


Рис.3.5. Схема дослідження характеристик лампи наносекундного ємнісного розряду: кварцова трубка (1), електроди (2), плазма ємнісного розряду (3), вакуумна-газозмішувальна система (4), струмовий шунт (5), дільник напруги (6), імпульсне високовольтне джерело живлення (7), імпульсний широкосмуговий осцилограф **6 ЛОР-04** (8), світлофільтр (9), електронний лінійний помножувач або коаксіальний фотоелемент (10), нагрівач з термопарою (11).

Для проведення досліджень ламп з накачуванням наносекундним ємнісним розрядом була використана вакуумна газозмішувальна система, яка дозволяє відкачувати трубки до тисків $10^{-1} \dots 5 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст. (0,001 кПа) і приготувати суміші газів в широкому діапазоні тисків та необхідної точності.

Вакуумна газозмішувальна система включала форвакуумний насос, поглинач, газозмішувальний об'єм, балони **Б1-Б3** з газами, вакуумні крани, газові редуктори, манометр та вакуумметр. Поглинач був призначений для захисту масла форвакуумного насоса від дії на нього пари галогенів.

Приготування суміші пари йоду та інертного газу здійснювалось за наступною методикою. Невелика кількість кристалічного йоду поміщалася в розрядну трубку, потім напускався інертний газ і запалювався розряд. При цьому, йод переходив в газову фазу. Суміш відкачувалася декілька разів, поки випромінювання не ставало оптимальним. Для забезпечення стабільності випромінювання трубка охолоджувалась струменем повітря від вентилятора.

Вимірювання середньої потужності випромінювання лампи ємнісного розряду здійснювалось за методикою наведеною в розділі 1 (п.1.1).

Для дослідження випромінювання лампи на основі молекул I_2 , GaI_3 використовувались лампи, будова яких наведена на рис.3.4.

Кварцова трубка мала довжину $L=50$ см, зовнішній діаметр 10 мм і товщину стінки 1.5 мм. В залежності від діапазона випромінювання використовувались різні марки кварцу (**КВ, КУ**). Основні електроди з листового нікеля були розташовані зовні трубки і тісно прилягали до поверхні кварцової трубки. Анод і катод були виготовлені з нікелевої фольги шириною 2 см. Відстань між катодом і анодом варіювалась в межах 6-18 см для збільшення випромінюючої поверхні. Решта трубки виконувала функцію буфера. Крізь торець трубки здійснювалося відкачування та напуск інертних газів або відповідної газової суміші. Кристалічний йод знаходився за електродами в буферній зоні. Охолодження та відповідний температурний режим при великих частотах слідування імпульсів забезпечувався вентилятором.

Для визначення ефективності газорозрядних джерел випромінювання на основі ємнісного розряду необхідні дані про потужність, яка вноситься в робоче середовище. Особливістю розрядів, протікання струмів в яких обмежене принаймні одним або кількома шарами діелектрика є ємнісно-

резистивний характер, тобто крім змінного опору розряду слід враховувати ємність діелектричних бар'єрів. Визначають величину внесеної енергії в таких випадках кількома методами: за потужністю, яку споживає джерело живлення з врахуванням втрат; калориметричним методом, за різницею температур в системі охолодження; за вольт-кулонівськими характеристиками розряду за ефективним значенням струму та напруги на розрядному проміжку.

У випадку короткоімпульсного збудження (10-50 нс) найбільш точним методом визначення потужності є метод, що базується на експериментально виміряних значеннях струму та напруги з врахуванням струму зміщення. Коректний розрахунок значення внесеної енергії вимагає створення еквівалентної електричної схеми, що відображає його роботу як електричного приладу (рис.3.6).

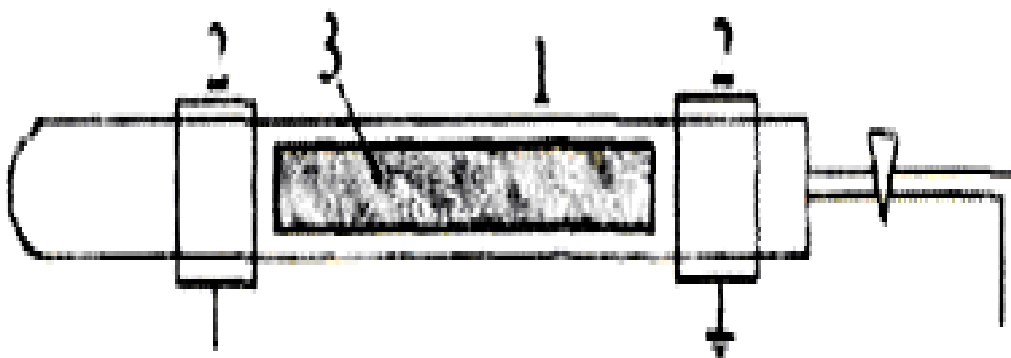


Рис.3.6. Конструкція лампи з ємнісним наносекундним розрядом. 1 - кварцова трубка, 2 - електроди, 3 - газорозрядний проміжок [,].

Подібні схеми розглядалися і в праці []. Еквівалентні схеми для бар'єрних та ємнісних розрядів є тотожними (рис.3.7).

В початковий момент, тобто до пробію газового проміжку система розглядається як ємнісний дільник з трьох послідовно з'єднаних конденсаторів. При цьому більша частина напруги прикладена до газового проміжку, оскільки $C_D \gg C_G$. Індуктивністю розрядного проміжку можна нехтувати. При досягненні значення напруги U , при якій відбувається пробій, ємність C_G шунтується змінним в часі опором R і енергія вноситься в плазму, як в активне навантаження. Потужність $P(t)$ визначається як $P(t) = U_G(t)I_A(t)$, де $U_G(t)$ - спад напруги,

$I_A(t)$ - струм через розрядний проміжок. $U_G(t)$ можна знайти за другим правилом Кірхгофа: $U_G(t)=U(t)-U_D(t)$. Тут $U(t)$ - рівна різниці ЕРС генератора і спаду напруги на внутрішньому опорі генератора. $U_D(t)$ - спад напруги на діелектричних бар'єрах, який визначається за формулою, як величина перенесеного заряду: $U_D(t)=Q(t)/C_D$. Переміщений заряд визначається, як спад напруги $U_d(t)$ через додаткову ємність C_d : $Q(t)=U_d(t)/C_d$.

Ємність діелектричних бар'єрів $C_D=C_1+C_2$ розраховується з геометричних розмірів ємнісної (бар'єрної) розрядної трубки і діелектричної проникності діелектрика.

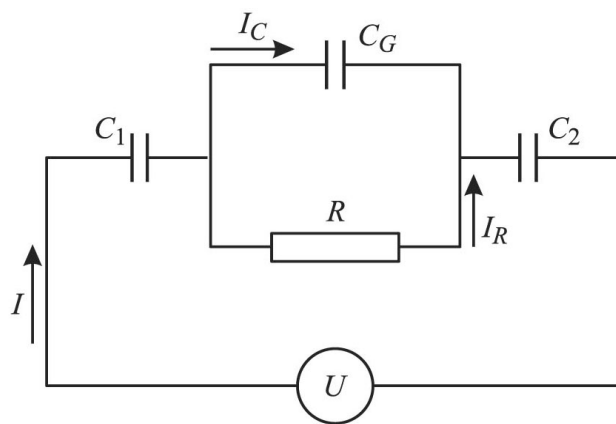


Рис.3.7. Еквівалентна електрична схема бар'єрного і ємнісного розряду: U - напруга генератора, C_1, C_2 - ємності діелектричних бар'єрів, C_G - ємність газового проміжку, R - опір газового проміжку.

Таким чином: $U_G(t)=U(t)-Q(t)/C_D$. Активна складова струму визначається з експериментально зареєстрованої осцилограми струму: $I_A(t)=I(t) (C_G+C_D/C_D) C_D dU/dt=I(t)-CdU/dt$, відповідно повна потужність визначається за формулою: $P(t)=(U(t)-Q(t)/C_D)I_A(t)$.

Для розрахунку енергетичного внеску в лампу необхідно реєструвати осцилограми струму та напруги. Імпульси напруги реєструвались за допомогою ємнісного дільника з коефіцієнтом ділення $K=U_1(t)/U_2(t)=235$, де U_1 - напруга на розрядному проміжку, U_2 - напруга, що реєструвалась з дільником. Коефіцієнт ділення дільника визначається відношенням ємностей C_B і C_H . Імпульси струму вимірювались за допомогою каліброваного малоіндуктивного шунта та пояса Роговського. Калібровка пояса Роговського проводилось за допомогою системи живлення імпульсного азотного лазера

ЛГІ-21. Сигнали від ємнісного дільника напруги та поясу Роговського подавалися на шестиканальний осцилограф **БЛОР-04.**

3.3. Характеристики ламп ємнісного розряду наносекундної тривалості на сумішах інертних газів з парою йода і йодида галію

Дослідження випромінювання смуги 342 нм молекули йода в імпульсно-періодичному ємнісному розряді в суміші гелія з парою йода проводилось в циліндричній трубці з кварцу марки «КВ», непрозорого в спектральному діапазоні $175 < \lambda < 250$ нм. Одержання і аналіз більш короткохвильового випромінювання на переходах атома йода проводилось з використанням кварцевої трубки (кварц марки «КУ»), яка прозора в спектральному діапазоні 175-210 нм.

Ємнісний розряд запалювався в трубці довжиною 40 см з діаметром 1 см. Відстань між зовнішніми циліндричними електродами складала 6 см. Імпульсне джерело живлення дозволяли отримати на міжелектродному проміжку цуги затухаючих імпульсів напруги амплітудою до 30 кВ. Умови, методика і результати дослідження лампи, яка збуджувалась повздовжнім тліючим розрядом в суміші **He-I₂** представлені в роботах. Результати експериментальної оптимізації лампи тліючого розряду на основі суміші гелія з парами йода в залежності від парціального тиску гелія використовувалися для порівняння з даною роботою та результатами чисельного моделювання кінетики процесів.

На рис.3.8. приведено спектр випромінювання лампи ємнісного розряду, який приведений до відносної спектральної чутливості системи реєстрації – $k(\lambda)$. Розрядна трубка цієї лампи була прозорою лише в спектральному діапазоні $\lambda > 250$ нм, тому в спектрі випромінювання реєструється в чистому вигляді тільки смуга молекули йоду з максимумом при 342 нм.

В трубці з кварцу марки «КУ» основна частина ультрафіолетового випромінювання зосереджена в спектральній лінії атома йода 206,2 нм і смузі 342 нм молекули йода. Потужність випромінювання смуги і спектральної лінії

були приблизно рівними, як і в лампі тліючого розряду.

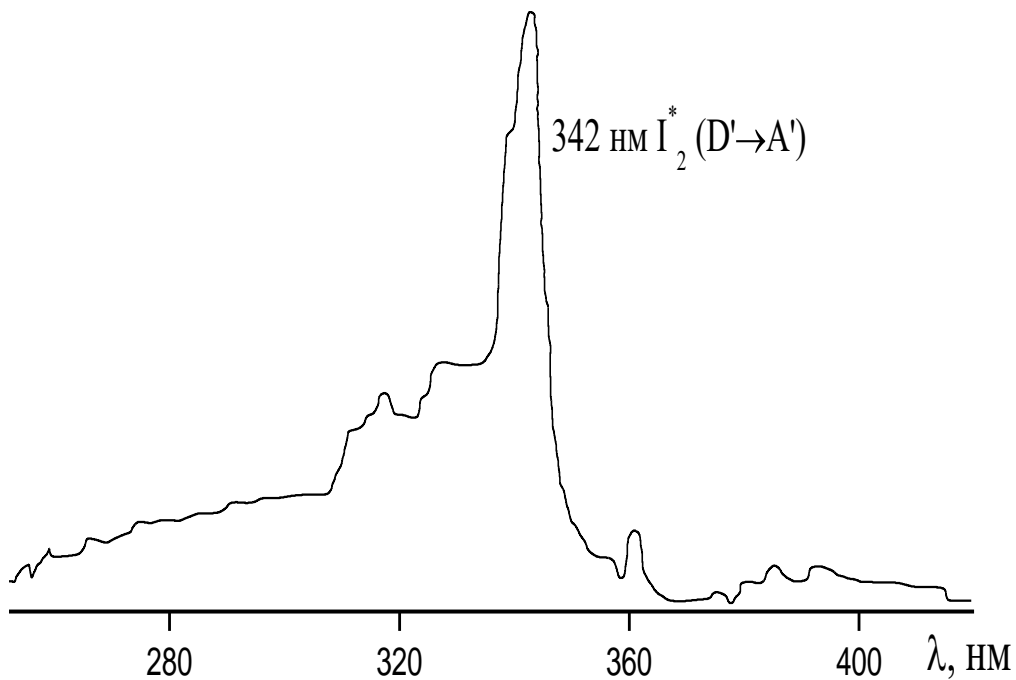


Рис.3.8 Спектр випромінювання імпульсно-періодичної лампи ємнісного розряду, робоча суміш $p(\text{He})/p(\text{I}_2) = 10000\text{-(}100\text{-}200)$ Па при $f = 100$ Гц.

Залежність інтенсивності випромінювання лампи ємнісного розряду в спектральному діапазоні 320-360 нм (смуга 342 нм $I_2(A'-D')$ (при однакових умовах збудження розряду і приблизно рівному парціальному тиску пари йода в лампі, що випромінює спектральні лінії атома йода) від парціального тиску гелія приведена на рис.3.9.

Оптимальний тиск гелія знаходився в діапазоні 15-20 кПа, а при використанні важких інертних газів, потужність випромінювання лампи на смузі молекули йода зменшується приблизно на порядок.

При тисках гелія і неона в діапазоні 0.1-10 кПа плазма ємнісного розряду заповнювала весь міжелектродний проміжок і частину розрядної трубки за електродами. На відміну від імпульсного ємнісного розряду на сумішах **Kr**, **Xe** з молекулами хлора при його парціальному тиску 300-500 Па, де розряд стискувався в тонкий плазмовий шнур, для досліджуваних робочих середовищ стає можливою розробка імпульсної **УФ-ВУФ** лампи на основі випромінювання атомів йода з потенційно

високим ресурсом роботи в газостатичному режимі. Основними чинниками, які сприяють цьому, є перехід до нижчого парціального тиску і менш електронегативного галогеноносія, а також відсутність в робочій газовій суміші атомів важких інертних газів. Важливим чинником є і вдале розташування найбільш інтенсивних спектральних ліній атома йода в спектральному діапазоні, прозорому для повітря і кварцової оболонки лампи.

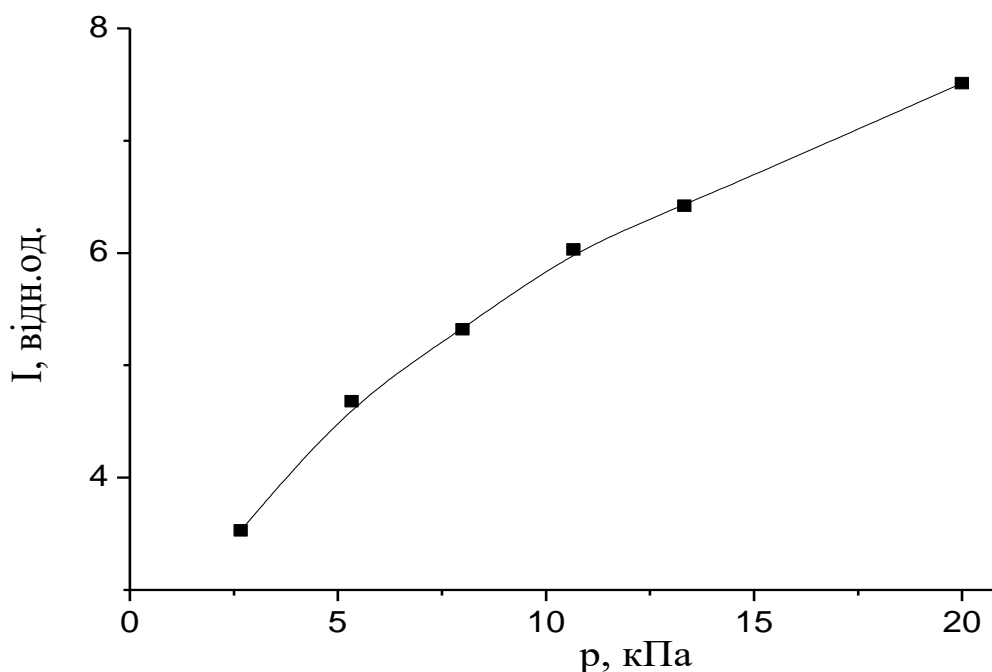


Рис.3.9 Залежність інтенсивності випромінювання спектральної смуги молекули йода з максимумом при 342 нм від парціального тиску гелію в лампі емнісного розряду при $p(I_2)=100-200$ Па.

Спектр випромінювання лампи емнісного розряду на суміші He/I_2 (без урахування відносної спектральної чутливості ФЕУ-142 і вакуумного монохроматора $k(\lambda)$) представлений на рис.3.10. У розряді в сумішах на основі неона спектр випромінювання лампи мав такий же вигляд, тільки відрізнялися інтенсивності спектральних ліній атома йода. Основна частина УФ - випромінювання лампи емнісного розряду представлена випромінюванням спектральних ліній атома йода: 183,0; 184,0; 187,6; і 206,2 нм. При врахуванні $k(\lambda)$, сумарна інтенсивність випромінювання спектральних ліній

атома йода в лампі на сумішах **He(Ne)/I₂** у спектральному діапазоні 180-200 нм була приблизно рівна інтенсивності спектральної лінії 206,2 нм.

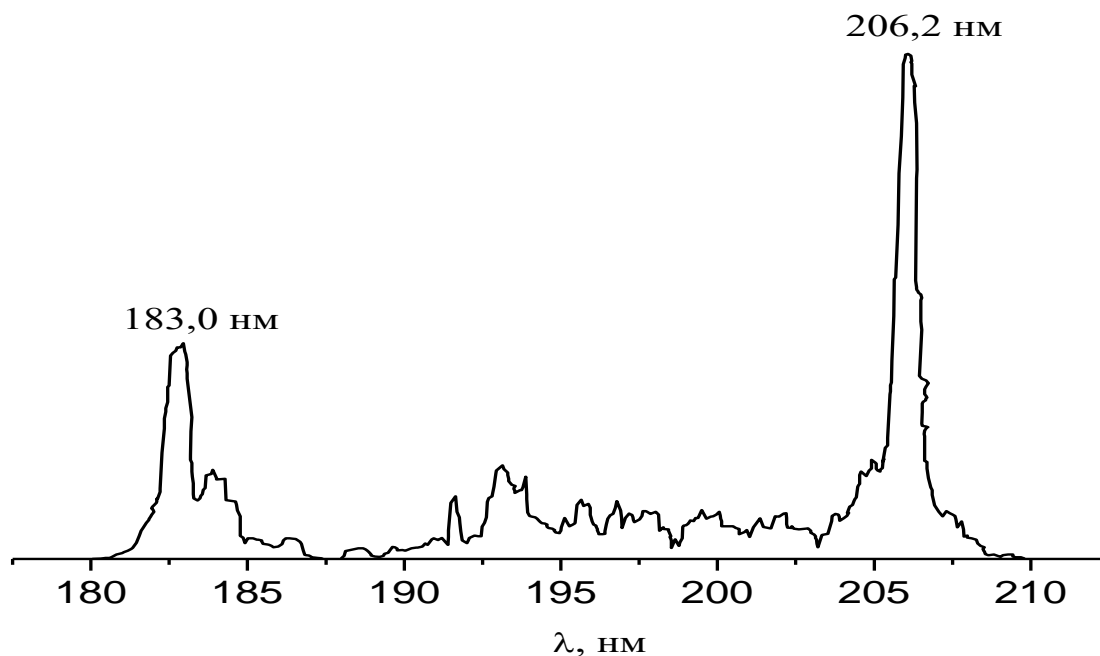


Рис.3.10. Спектр випромінювання лампи ємнісного розряду на суміші $p(\text{He})/p(\text{I}_2)=1330/(50-60)$ Па при частоті повторення імпульсів збудження $f = 100$ Гц.

Контрольні експерименти з імпульсним ємнісним розрядом на подвійних сумішах **Ar(Kr)/I₂** показали, що ефективність важких інертних газів в лампі, що досліджувалася, були в 3-4 рази нижчою в порівнянні із застосуванням легких інертних газів. Це добре видно з залежностей інтенсивності випромінювання спектральної лінії 183,0 нм від парціальних тисків різних інертних газів, які представлені на рис.3.11.

Залежність інтенсивності випромінювання спектральних ліній 183,0 і 206,2 нм від парціального тиску гелія представлена на рис.3.12, а неона – на рис.3.13. Найбільш оптимальним буферним газом для випромінювача на основі цих спектральних ліній атома йода був гелій. Оптимальний парціальний тиск гелія знаходився в діапазоні (0,8-2,0) кПа. При збільшенні частоти повторення імпульсів від 25 до 100 Гц

інтенсивність випромінювання спектральних ліній йоду в розряді на сумішах **He(Ne)/I₂** збільшувалася на 30-50 %.

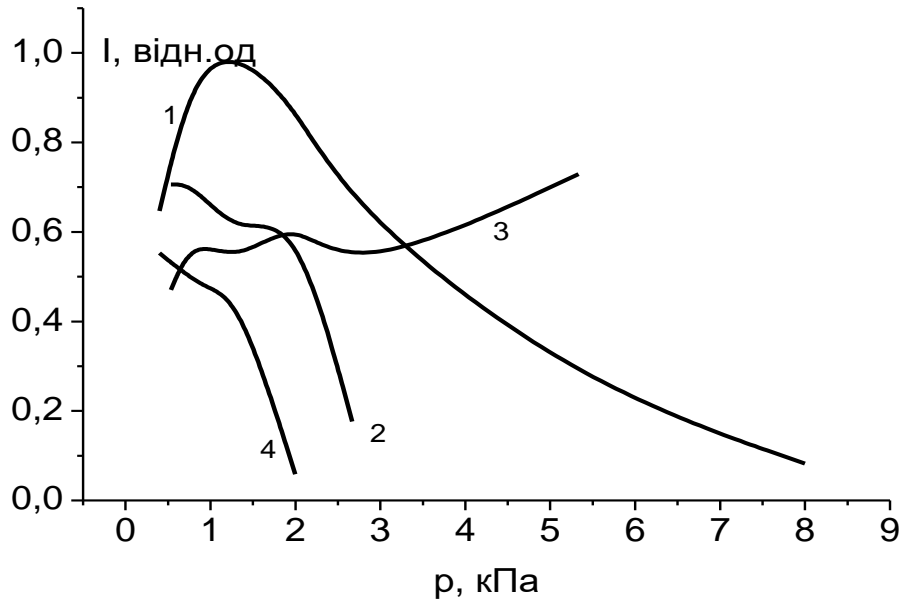


Рис.3.11. Залежність інтенсивності спектральної лінії 183,0 нм в лампі емнісного розряду на подвійних сумішах інертних газів з парою йода від парціального тиску гелія (1), неона (2), аргона (3) і криптону (4).

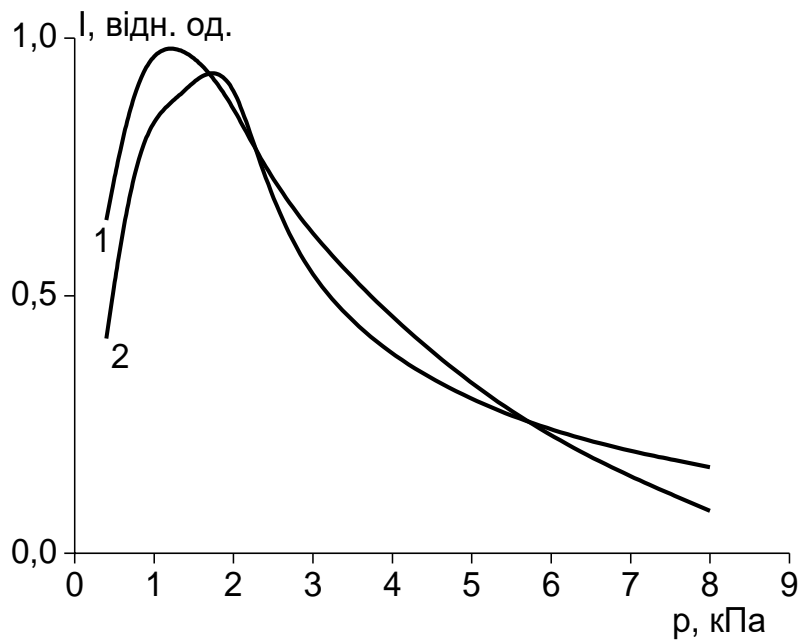


Рис.3.12. Залежність інтенсивності спектральних ліній 183,0 (1) і 206,2 нм (2) в лампі на суміші **He/I₂** від парціального тиску гелія.

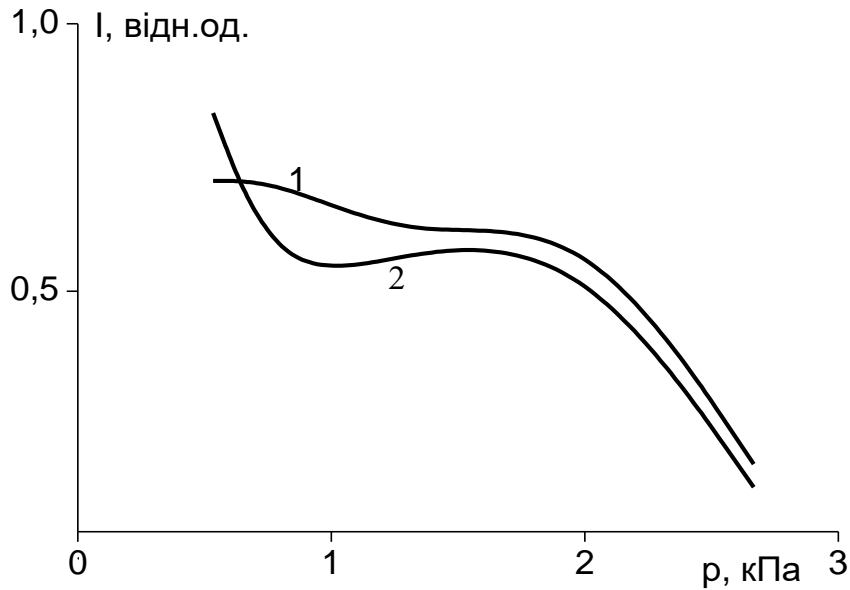


Рис.3.13. Залежність інтенсивності спектральних ліній 183,0 (1) і 206,2 нм (2) в лампі на суміші **Ne/I₂** від парціального тиску неона.

При переході до лампи ємнісного розряду на суміші **Ne/I₂** інтенсивність випромінювання резонансної лінії атома йода зменшувалась в 1,5-2,0 рази. Інтенсивність резонансної лінії атома йода в досліджуваних сумішах перевищувала інтенсивність спектральної лінії 206,2 нм. Для ємнісного розряду на гелієвих сумішах характер поведінки інтенсивності спектральних ліній 183,0 і 206,2 нм від парціального тиску гелію однаковий, а для сумішей на основі неона він відрізнявся: при **p(Ne) < 0,6** кПа інтенсивність спектральної лінії 206,2 нм була вищою за інтенсивність лінії 183,0 нм. Найбільш оптимальний тиск неона знаходився в діапазоні 0,5-1,0 кПа. Така відмінність в поведінці інтенсивності випромінювання цих спектральних ліній може бути обумовлена відмінністю електронних кінетичних коефіцієнтів в сумішах на основі гелія і неона, різною кінетикою заселення верхніх робочих рівнів, а також різною теплоємністю буферних газів. Більш точні дані по фізиці процесів в плазмі ємнісного розряду можуть бути отримані в результаті числового моделювання вихідних характеристик випромінювача.

На рис.3.14. приведені осцилограми напруги на електродах розрядної трубки, струму ємнісного розряду і **УФ** випромінювання лампи на основі суміші **He/I₂**. При збудженні розряду цугом коротких імпульсів сумарна тривалість випромінювання лампи досягала 400 нс. При узгодженні імпульсного джерела збудження з розрядною трубкою тривалість **ВУФ-УФ** імпульсів випромінювання атома йода може бути зменшена на порядок. При цьому самопоглинання резонансної спектральної лінії атома йода не спостерігалась, що дозволило розширити спектр випромінювання розряду до 183,0 нм.

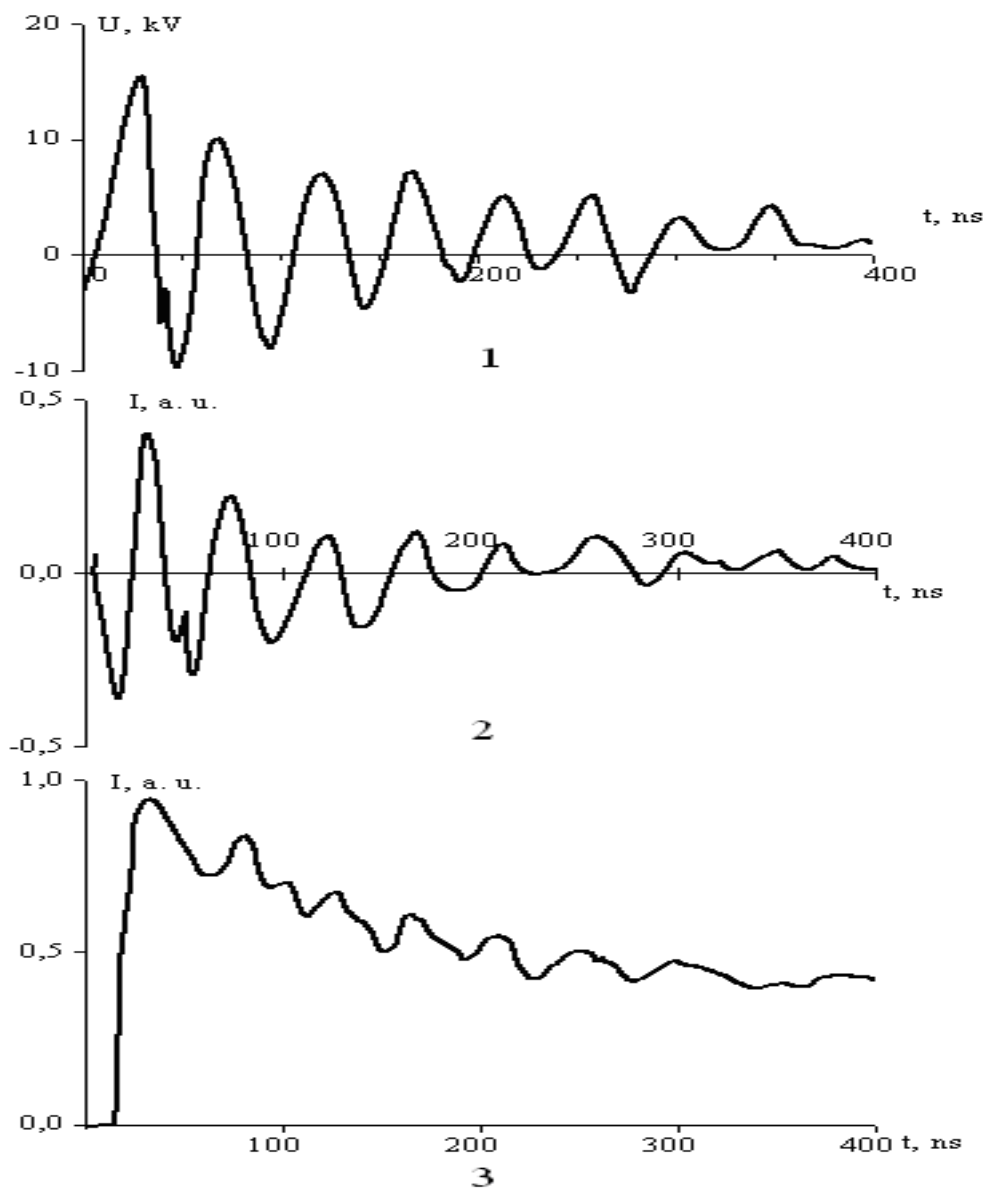


Рис.3.14. Осцилограми напруги (1), струму (2) і **УФ**- випромінювання лампи (3) на основі суміші $p(\text{He})/p(\text{I}_2)=2000-(50-60)$ Па.

На рис.3.15 представлено спектр випромінювання лампи ємнісного розряду отриманий за допомогою монохроматора МДР-2 і фотопомножувача ФЕУ-106 на суміші $p(\text{Ne})/p(\text{I}_2)=12000/(100-200)$ Па, який не приведений до відносної спектральної чутливості системи реєстрації, – $k(\lambda)$ (суцільна крива) і приведений до $k(\lambda)$ (крива у вигляді окремих крапок). У трубці з кварцу марки «КУ» основна частина УФ-випромінювання зосереджена в спектральній лінії атома йода 206,2 нм і смузі 342 нм молекули йода. При заміні оболонки лампи на кварц марки «КВ» в спектрі випромінювання лампи спостерігалася лише смуга молекули йода.

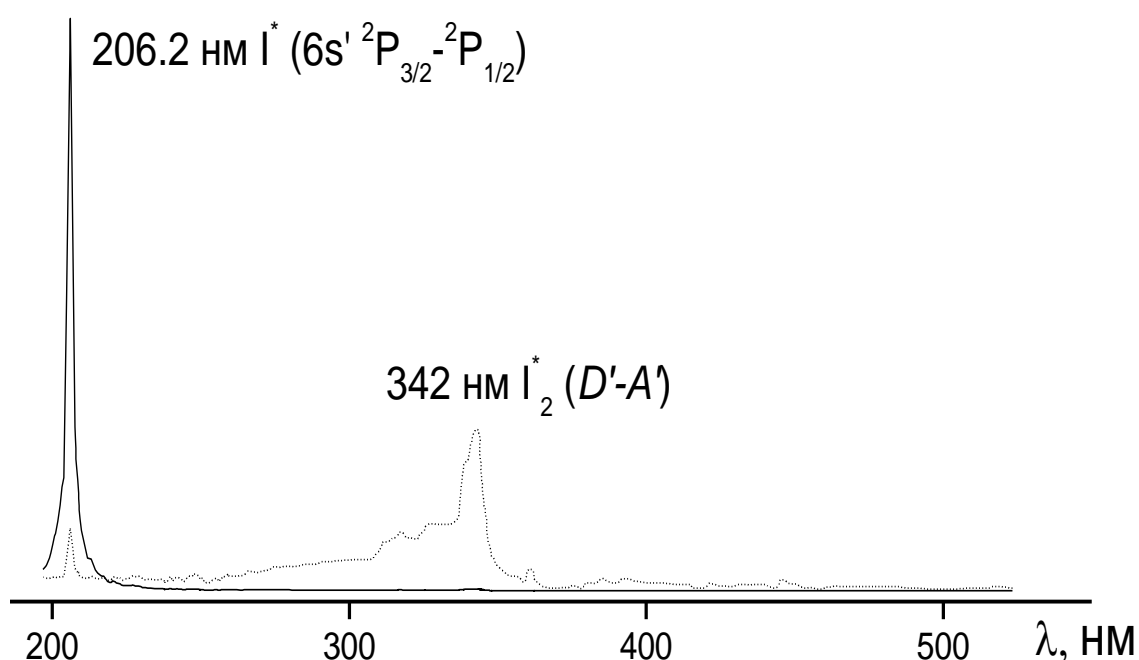


Рис.3.15. Спектр випромінювання лампи ємнісного розряду з оболонкою з кварцу марки «КУ» на суміші $p(\text{Ne})/p(\text{I}_2)=12000/(100-200)$ Па; суцільна лінія – апаратний спектр, лінія з окремих крапок – спектр, приведений до $k(\lambda)$.

При цьому втрачалася приблизно половина потужності УФ-випромінювання лампи ємнісного розряду, яка пов'язана з випромінюванням спектральної лінії 206,2 нм атома йода.

Залежність інтенсивності випромінювання спектральної смуги 342 нм $\text{I}_2(D'-A)$ (за однакових умов збудження розряду і рівного парціального тиску пари йода в лампі) від парціального тиску буферних інертних газів приведена на рис.3.16. Для роботи лампи на смузі 342 нм $\text{I}_2(A'-D')$ найбільш оптимальними

інертними газами є гелій і неон при тиску 15-20 кПа, а при використанні важких інертних газів потужність випромінювання лампи на смузі молекули йода зменшувалась на порядок. Для випромінювання лампи на спектральній лінії йода найменш ефективними буферними газами були аргон і криптон.

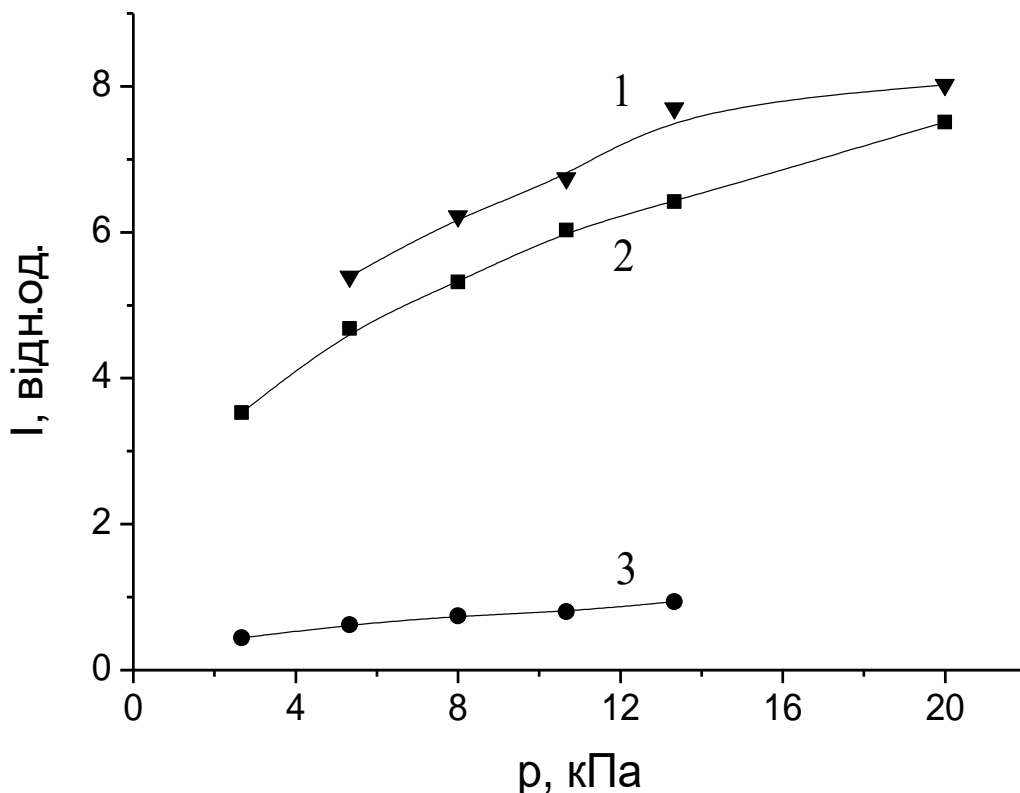


Рис.3.16. Залежність інтенсивності випромінювання спектральної смуги молекули йоду з максимумом на 342 нм від парціального тиску неона (1), гелія (2) і криптона (3) в лампі ємнісного розряду при $p(I_2)=100-200$ Па.

Спектральні характеристики ємнісного розряду на основі пари GaI_3 вивчались в розрядній трубці діаметром 10 мм і довжиною $L=40$ см, яка була відокремлена від вакуумного спектрометра LiF -вікном і наповнена сумішшю газів He/GaI_3 , при тиску $p=1-100$ мм рт. ст., за допомогою методики та техніки наведених в п.3.2.

Спектр випромінювання лампи ємнісного розряду на суміші He/GaI_3 при температурі $100^\circ C$ приведений на рис.3.17. Найбільш інтенсивне випромінювання спостерігалось в спектральному діапазоні 280-430 нм.

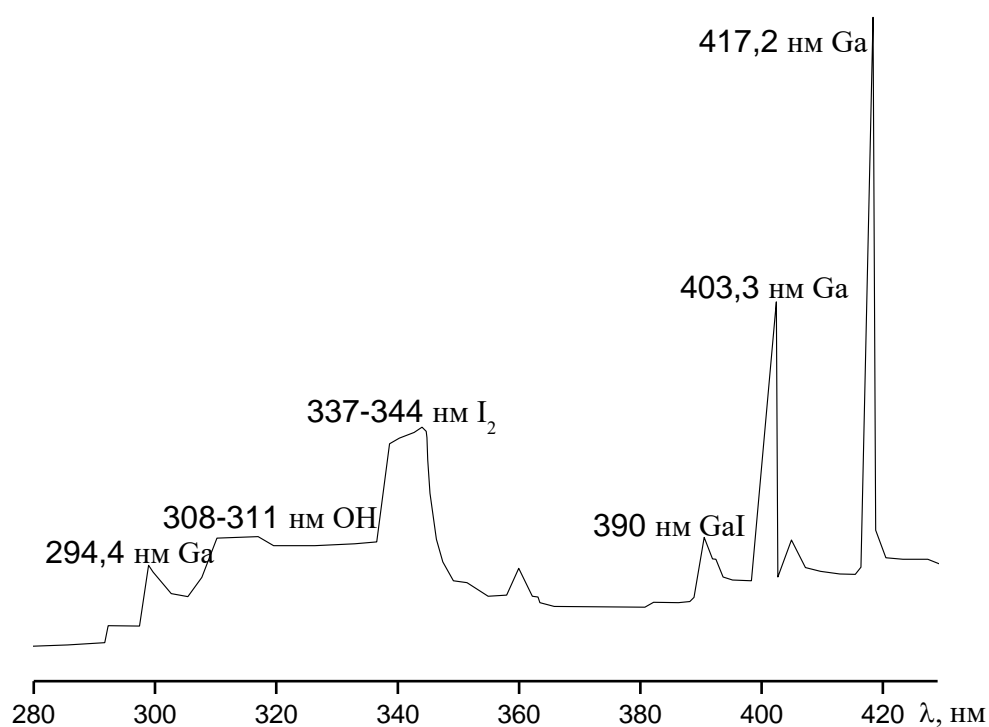


Рис.3.17. Спектр випромінювання лампи з накачуванням наносекундним емнісним розрядом на суміші **He/GaI₃** при температурі біля 100 °С.

В таблиці 3.1 наведено ідентифіковані найбільш інтенсивні атомарні лінії та молекулярні смуги свічення плазми розряду, які співпадають з даними праці [14]. Внаслідок дисоціації молекул **GaI₃** в розряді спостерігаються атомарні лінії галія, свічення молекул **GaI** зосереджено біля 390 нм, а молекул йода в спектральному інтервалі 337-344 нм. Також в спектрі були присутні залишкові атмосферні гази у вигляді радикалів **OH** в спектральному діапазоні 308-311 нм.

Таблиця 3.1. Найбільш інтенсивні атомарні лінії та молекулярні смуги свічення в ламі на суміші **He/GaI₃**.

Атом, Молекула	Верхній рівень	Нижній рівень	Довжина хвилі, нм	I (відн. од.)
Ga	5s²S_{1/2}	4p²P_{3/2}	417,2	1,00
Ga	5s²S_{1/2}	4p²P_{1/2}	403,3	0,58
Ga	4d²D_{3/2,5/2}	4p²P_{3/2}	294,4	0,14
GaI*	-	-	390	0,17
I₂*	-	-	337-344	0,35

На основі проведених досліджень були розроблені лабораторні макети ламп ємнісного розряду на основі парів йода, основні характеристики яких приведені в таблиці 3.2.

Таблиця 3.2. Характеристики лабораторного макета лампи на парах йода з накачуванням наносекундним ємнісним розрядом.

№	Назва параметру	Характеристики, параметри
1	Довжина, діаметр, загальний об'єм лампи, об'єм активного середовища	50 см, 1 см, 32 см ³ , 4-11 см ³
2	Напруга на електродах	13-20 кВ
3	Частота слідування імпульсів накачування	10-100 Гц
4	Тривалість імпульсів накачування	20-40 нс
5	Оптимальна суміш	$P(\text{He,Ne})/P(\text{I}_2)=(15-20)/(0,1-0,2)$ кПа
6	Спектр випромінювання	атомарне випромінювання представлене лініями 206,2 нм I* та 183,2 нм I*; молекулярне випромінювання представлене смугами йодиду ксенону – 254 нм та смугами двоатомної молекули йоду: 342 нм I ₂ (A' - D')
7	Середня тривалість імпульсів випромінювання	400 нс
8	робоча апертура джерела випромінювання, активна площа лампи	циліндричної форми, 16-50 см ²
9	Середня потужність випромінювання	7-10 Вт
10	ККД	5-10 %.
11	Ресурс роботи	500-1000 год

3.4. Електронні кінетичні коефіцієнти в імпульсній газорозрядній лампі низького тиску на сумішах інертних газів з парою йода

Для розряду на сумішах $\text{He}(\text{Xe})/\text{I}_2 = 800/100$ Па, близьких за даними нашого експерименту до оптимальних, проведено числові розрахунки функцій розподілу електронів за енергіями

(ФРЕЕ) та електронних кінетичних коефіцієнтів (ЕКК) в залежності від величини параметра E/N (де: E – напруженість електричного поля; N – концентрація частинок в розряді). Розрахункові параметри плазми дозволили провести якісний аналіз найбільш важливих електронних процесів в плазмі ексиплексно-галогенного УФ-випромінювача.

Непружні процеси взаємодії електронів з компонентами газової суміші, які були враховані при знаходженні ФРЕЕ, приведені в таблиці 3.3.

Таблиця 3.3. Непружні електронні процеси, що враховуються при розрахунку ФРЕЕ.

№	Реакція
1	$He + e > He^* + e$
2	$He + e > He^+ + e + e$
3	$Xe + e > Xe^* + e$
4	$Xe + e > Xe^+ + e + e$
5	$I_2 + e > I_2(D) + e$
6	$I_2 + e > I_2(D') + e$
7	$I_2 + e > I_2^+ + e + e$
8	$I_2 + e > I^- + I$
9	$I_2 + e > I + I + e$
10	$I + e > I^* + e$
11	$I + e > I^+ + e + e$

На рис.3.18. представлені ФРЕЕ, розраховані в розряді на сумішах $He/I_2=800/100$ Па, $Xe/I_2=800/100$ Па при різних значеннях приведенного електричного поля. Функції розподілу розраховувалися шляхом розв'язання кінетичного рівняння Больцмана в двочленному наближенні з врахуванням процесів транспортного розсіювання електронів на компонентах газової суміші, а також непружних процесів збудження та іонізації інертного газу і галогена, дисоціації і дисоціативного прилипання електронів до молекул йода. Використані ефективні перерізи пружних і непружних зіткнень електронів з атомами He і Xe , а також ефективні перерізи взаємодії електронів з молекулами йода.

З порівняння приведених ФРЕЕ випливає, що по мірі переходу від гелія до ксенона відбувається зниження частки

високоенергетичних електронів в розряді. Це пов'язано з тим, що пороги збудження та іонізації атома ксенона (8,3 еВ і 12,1 еВ, відповідно) суттєво нижчі, ніж атома гелія (19,8 еВ і 22,5 еВ), тому обрізання хвоста **ФРЕЕ** в розряді на суміші ксенона відбувається при більш низьких енергіях.

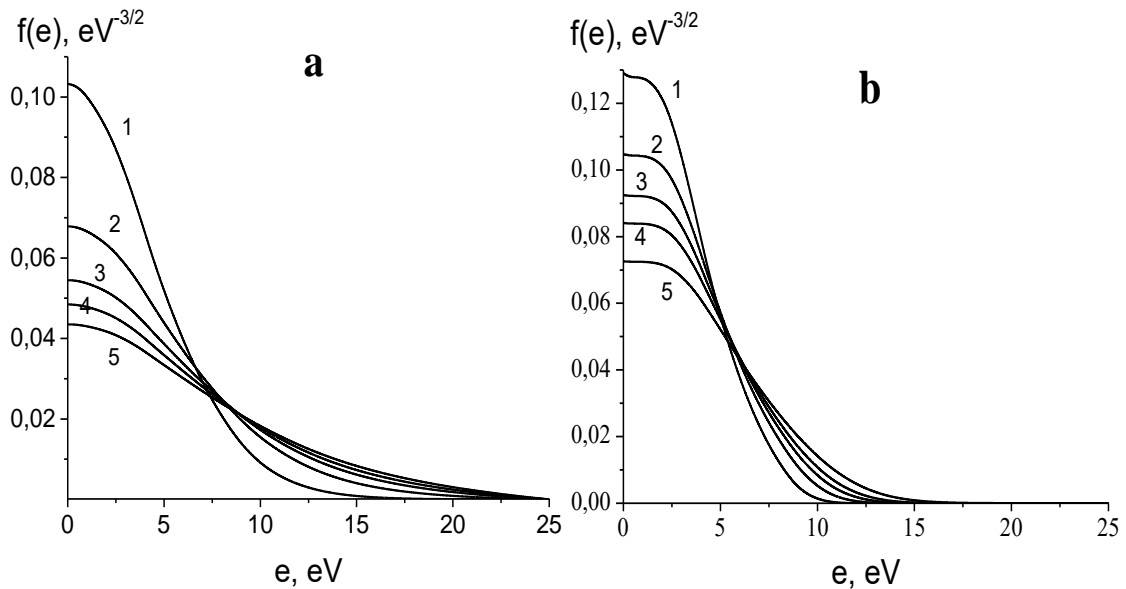


Рис.3.18. ФРЕЕ в розряді на сумішах $p(\text{He})/p(\text{I}_2) = 800/100$ (а) і $p(\text{Xe})/p(\text{I}_2) = 800/100$ Па (б), розраховані при різних значеннях параметра E/N : 1 - 50, 2 - 100, 3 - 150, 4 - 200, 5 - 300 Тд.

Швидкості дрейфа і середня енергія електронів, розраховані в цих сумішах в залежності від величини параметра приведені на рис.3.19. Очевидно, що максимальна середня енергія електронів спостерігалась в розряді у суміші на основі гелія, що характеризуються вираженим високоенергетичним хвостом **ФРЕЕ**. Зниження концентрації гелія в суміші і заміна його на ксенон приводила до різкого обрізання **ФРЕЕ** при енергіях, близьких до порогу збудження атомів ксенона, і, відповідно, зменшенню середньої енергії електронів в розряді.

Максимальні швидкості дрейфу електронів також спостерігались в плазмі на основі гелієвої суміші і зменшувались по мірі його заміни на ксенон. Цей факт пояснюється більш інтенсивним розсіюванням електронів на атомах ксенона (переріз транспортного розсіювання електронів на атомах ксенона в інтервалі енергій до 25 еВ на 1-2 порядки

переважає аналогічні значення для атома гелія). Більш інтенсивне розсіювання електронів в ксеноні приводить до зменшення направленої швидкості руху електронів в цьому газі.

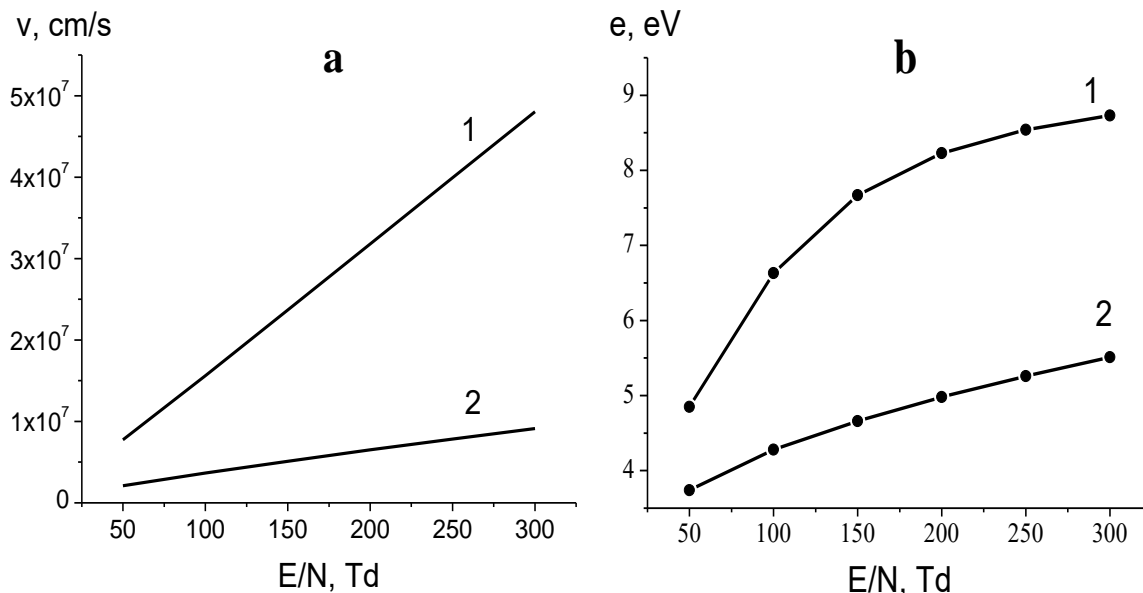


Рис.3.19. Залежності швидкості дрейфу (а) і середньої енергії (б) електронів в розряді у сумішах $p(\text{He})/p(\text{I}_2) = 800/100$ Па (1) і $p(\text{Xe})/p(\text{I}_2) = 800/100$ Па (2) від величини параметра E/N .

В таблицях 3.4 і 3.5 відбито розподіл потужності, що вноситься в розряд, по найбільш важливим електронним процесам (виражено у відсотках). Такими процесами є збудження та іонізація інертних газів і молекул галогена, а також дисоціація і дисоціативне прилипання електронів до молекул йода, процеси ступінчатої іонізації інертних газів, а також молекул йода. Витрати потужності на процеси за участі атомів йоду не приймалися до уваги. Це пов'язано з тим, що, по-перше, концентрація атомів йоду і збудження атомів та молекул суттєво залежать від часу горіння розряду і, по-друге, їх величини на декілька порядків нижчі, ніж концентрації вихідних компонент суміші (He, Xe, I₂).

Видно, що у зв'язку із дуже високими порогамі збудження і іонізації атомів гелія, основна частина потужності в розряді у суміші He/I₂ витрачається на реакції за участі галогена. Незначні витрати потужності на процес прилипання електронів до галогена пояснюються дуже низьким порогом цього процесу,

близьким до нуля. Збільшення приведенного електричного поля приводило до зростання числа швидких електронів в розряді і зростанню ролі процесів іонізації йода, збудження та іонізації гелія.

Таблиця 3.4. Відносні витрати потужності розряду на електронні процеси в суміші $p(\text{He})/p(\text{I}_2)=800/100$ Па (%).

E/N, Тд	Збудження He	Іонізація He	Збудження I ₂	Прилипання I ₂	Дисоціація I ₂	Іонізація I ₂
50	0,28	5,06E-5	21,6	0,206	65	12,7
100	1,64	4,26E-4	13,5	5,99E-2	56	28
150	2,38	6,62E-4	11	3,96E-2	51,5	35
200	2,72	7,76E-4	10,6	3,34E-2	49	37
250	2,89	8,35E-4	10	3,07E-2	48	38
300	2,99	8,69E-4	10	2,93E-2	48	39

Таблиця 3.5. Відносні витрати потужності на електронні процеси в суміші $p(\text{Xe})/p(\text{I}_2)=800/100$ Па (%).

E/N, Тд	Збудження Xe	Іонізація Xe	Збудження I ₂	Прилипання I ₂	Дисоціація I ₂	Іонізація I ₂
50	42,5	0,103	29	0,92	27	1,42E-2
100	59	2,17	14	0,23	24	0,233
150	65	5,97	8,95	0,10	19,6	0,575
200	66	9,87	6,46	5,84E-2	16,5	0,905
250	66	13	5	3,78E-2	14	1,20
300	65	16	4,06	2,65E-2	12	1,47

В розряді на основі ксенонової суміші витрати потужності на збудження та іонізацію інертного газу суттєво вищі. Порівняні пороги процесів за участі ксенона і йода приводили до того, що при низькій приведеній напруженості електричного поля потужність розподіляється між ними приблизно порівну. По мірі збільшення електричного поля частка енергії, що витрачається на реакції за участі інертного газу, зростала.

Значення швидкості основних електронних процесів в розглянутих сумішах в залежності від величини приведенного електричного поля в розряді представлені в таблицях 3.6-3.7.

Таблиця 3.6. Швидкості електронних процесів в плазмі на суміші $p(\text{He})/p(\text{I}_2)=800/100$ Па.

E/N, Тд	50	100	150	200	250	300
Збудження He	6,03E-13	1,14E-11	2,52E-11	3,45E-11	4,03E-11	4,4E-11
Іонізація He	9,46E-17	2,6E-15	6,18E-15	8,69E-15	1,03E-14	1,13E-14
Збудження I ₂	1,43E-9	2,91E-9	3,75E-9	4,19E-9	4,44E-9	4,59E-9
Ступінчата іонізація I ₂	2,71E-8	6E-8	7,88E-8	8,86E-8	9,4E-8	9,72E-8
Прилипання I ₂	6,94E-10	6,59E-10	6,65E-10	6,73E-10	6,79E-10	6,83E-10
Дисоціація I ₂	2,66E-9	7,46E-9	1,05E-8	1,21E-8	1,3E-8	1,36E-8
Іонізація I ₂	3,57E-10	2,64E-9	4,85E-9	6,24E-9	7,06E-9	7,58E-9
Збудження I	8,22E-10	2,13E-9	2,96E-9	3,4E-9	3,65E-9	3,8E-9
Іонізація I	1,17E-9	5,95E-9	9,97E-9	1,23E-8	1,37E-8	1,46E-8
Ступінчата іонізація I	6,62E-8	9,8E-8	1,14E-7	1,21E-7	1,25E-7	1,28E-7

Максимальні швидкості мають процеси з найменшими порогами – ступінчата іонізація ксенона і йода, мінімальні – реакції збудження та іонізації атомів гелія. Для всіх процесів характерний ріст швидкостей по мірі збільшення приведенного електричного поля. Єдиним виключенням є процес дисоціативного прилипання електронів до молекул йода, що має практично нульовий поріг, і, відповідно, не залежного від числа швидких електронів в розряді.

Збільшення приведенного електричного поля в діапазоні 50-300 Тд приводило до зростання швидкостей більшості електронних процесів не більш ніж на один порядок. Лише швидкість іонізації гелія зростала на чотири порядки, що

пов'язано з її різкою залежністю від числа високоенергетичних електронів в розряді.

Таблиця 3.7. Швидкості електронних процесів в плазмі на суміші $p(\text{Xe})/p(\text{I}_2)=800/100$ Па.

E/N, Td	50	100	150	200	250	300
Збудження Xe	5,29E-11	2,82E-10	6,55E-10	1,14E-9	1,72E-9	2,39E-9
Іонізація Xe	8,84E-14	7,09E-12	4,15E-11	1,17E-10	2,4E-10	4,12E-10
Ступінчата іонізація Xe	2,16E-7	2,59E-7	2,85E-7	3,05E-7	3,21E-7	3,35E-7
Збудження I ₂	4,79E-10	8,7E-10	1,18E-9	1,46E-9	1,71E-9	1,94E-9
Ступінчата іонізація I ₂	6,34E-9	1,41E-8	2,08E-8	2,7E-8	3,26E-8	3,79E-8
Прилипання I ₂	7,65E-10	7,2E-10	6,92E-10	6,72E-10	6,57E-10	6,46E-10
Дисоціація I ₂	2,71E-10	9,1E-10	1,6E-9	2,3E-9	3,01E-9	3,72E-9
Іонізація I ₂	9,83E-14	6,13E-12	3,23E-11	8,68E-11	1,74E-10	2,99E-10
Збудження I	1,28E-10	3,4E-10	5,51E-10	7,56E-10	9,55E-10	1,15E-9
Іонізація I	5,05E-12	7,82E-11	2,54E-10	5,24E-10	8,76E-10	1,3E-9
Ступінчата іонізація I	4,06E-8	5,45E-8	6,36E-8	7,09E-8	7,7E-8	8,24E-8

Очевидно, що швидкості збудження та іонізації інертного газу в розряді у суміші **Xe/I₂** вищі, ніж в суміші **He/I₂** за рахунок більш низьких порогів збудження та іонізації атомів ксенона. Що стосується процесів за участі молекулярного і атомарного йода, їх швидкості в гелієвій суміші помітно переважали, відповідно, значення в суміші на основі ксенона. Це пояснюється суттєво більшим числом високоенергетичних електронів в розряді на гелієвій суміші, що забезпечують ефективно збудження, іонізацію і дисоціацію молекул йода.

Розглянемо вплив атомізації молекул йода на **ЕКК** в розряді у сумішах на основі **He** і **Xe**: $p(\text{He})/p(\text{I}_2)/p(\text{I})=$

800/50/50 Па та $p(\text{Xe})/p(\text{I}_2)/p(\text{I})= 800/50/50$ Па при різних значеннях параметра E/N . У зв'язку з тим, що в потужному імпульсному ємнісному розряді значна частина молекул йода дисоціює на атоми, при розв'язанні кінетичного рівняння Больцмана для **ФРЕЕ** передбачалося, що галогеноносії в сумішах представлені молекулами I_2 (50 %) і атомами I (50%), які знаходяться в основному стані.

Розрахунок **ФРЕЕ** в розряді на сумішах $p(\text{He})/p(\text{I}_2)/p(\text{I})= 800/50/50$ Па і $p(\text{Xe})/p(\text{I}_2)/p(\text{I})= 800/50/50$ Па при різних величинах параметра E/N в діапазоні (50-300 Тд) показав, що у міру переходу від гелійвмісних до ксенонвмісних газових середовищ відбувається зниження частки електронів з високими енергіями. Це пов'язано з тим, що пороги збудження та іонізації атомів ксенона (8,3 еВ і 12,1 еВ відповідно) значно менші, ніж для атома гелія (19,8 еВ і 22,5 еВ), тому обрізання хвоста **ФРЕЕ** для розряду у суміші на основі ксенона відбувається при нижчих енергіях. Швидкість дрейфу електронів в розряді на основі суміші $\text{He}/\text{I}_2/\text{I}$ лінійно збільшувалась в діапазоні $(1-5) \cdot 10^7$ см/с, а в розряді на суміші $\text{Xe}/\text{I}_2/\text{I}$ – в діапазоні $(2-8) \cdot 10^6$ см/с при збільшенні величини параметра E/N від 50 до 300 Тд. При цьому, середня енергія електронів зростала від 5,3 до 8,8 еВ (суміш $\text{He}/\text{I}_2/\text{I}$) і від 4,2 до 7,5 еВ (суміш $\text{Xe}/\text{I}_2/\text{I}$). Максимальні середні енергії електронів спостерігались в розряді на основі гелія завдяки яскраво вираженому високоенергетичного хвосту на **ФРЕЕ**. Заміна в робочих сумішах гелія на ксенон приводила до різкого обрізання **ФРЕЕ** при енергіях, близьких до порогу збудження атома ксенона, і відповідного зменшення середньої енергії електронів.

Найбільші швидкості дрейфу електронів також спостерігалися в розряді на суміші $\text{He}/\text{I}_2/\text{I}$, що зумовлено інтенсивнішим розсіянням електронів на атомах ксенона (ефективний переріз транспортного розсіяння електронів на атомах Xe в інтервалі енергій до 25 еВ на 1-2 порядки перевищує аналогічний переріз для атома гелія). Інтенсивніше розсіяння електронів в розряді на ксенонвмісній суміші приводило до зменшення направленої швидкості руху

електронів в цьому середовищі в порівнянні з гелійвмісною сумішшю.

У таблиці 3.8 представлено розподіл потужності, яка вносилась в розряд, за найбільш важливими електронними процесами. Такими процесами є збудження та іонізація інертних газів, атомів і молекул галогена, а також дисоціація і дисоціативне прилипання електронів до молекул йода. Процеси ступінчатої іонізації атомів інертних газів і молекул йода не бралися до уваги. Це пов'язано з тим, що, по-перше, концентрації збуджених атомів і молекул істотно залежать від часу горіння розряду і, по-друге, їх величини на декілька порядків нижчі, ніж концентрації початкових компонент суміші (**He, Xe, I₂, I**).

Видно, що у зв'язку з дуже високими порогами збудження і іонізації атомів гелію, більша частина потужності розряду в суміші **He/I₂/I** витрачається на реакції за участю галогена. Незначні витрати потужності на процес прилипання електронів до галогену пояснюються дуже низьким порогом цього процесу. Збільшення електричного поля приводить до зростання числа швидких електронів в розряді і зростання ролі процесів іонізації йода, збудження та іонізації гелія.

Таблиця 3.8. Питомі втрати потужності розряду (%) на електронні процеси в сумішах **p(He)/p(I₂)/p(I) = 800/50/50 Па** і **p(Xe)/p(I₂)/(I) = 800/50/50 Па**.

E/N, Тд	Збуд-я He	Іон-я He	Збуд-я I ₂	Прил-я I ₂	Дис-я I ₂	Іон-я I ₂	Збуд-я I	Іон-я I
50	0.45	8.28e-5	12.9	9.56e-2	42	9.14	10	25.1
150	2.72	7.55e-4	6.37	2.08e-2	29	20	6.72	35
300	3.30	9.51e-4	5.6	1.59e-2	27	21.6	6.16	36
E/N, Тд	Збудження Xe	Іонізація Xe	Збудження I ₂	Прилипан-ня I ₂	Дисоціація I ₂	Іонізація I ₂	Збудження I	Іонізація I
50	58	0.163	17	0.44	17.6	1.12e-2	6.52	0.48
150	72	6.8	4.75	5.05e-2	10.7	2	3.0	2.22
300	68.6	17.3	2.09	1.31e-2	6.56	0.33 0.78	1.66	2.94

У розряді на основі ксенона витрати потужності на збудження і іонізацію інертного газу істотно вищі. Порівнянні за величиною пороги процесів за участю ксенона і йода приводять до того, що при низькій напруженості електричного поля електрична потужність розряду розподіляється між ними майже порівну. По мірі збільшення приведенного електричного поля частка енергії, що витрачається на реакції за участю інертного газу, зростала. Значення швидкостей основних електронних процесів в розглянутих сумішах залежно від величини параметра E/N представлені в таблиці 3.9.

Таблиця 3.9. Константи швидкості електронних процесів (cm^3/c) в сумішах $\text{He}/\text{I}_2/\text{I}$ і $\text{Xe}/\text{I}_2/\text{I}$.

$E/N, \text{Tд}$	50	150	300
$p(\text{He})/p(\text{I}_2)/p(\text{I}) = 800/50/50 \text{ Па}$			
Збудження He	9.91e-13	2.73e-11	4.44e-11
Іонізація He	1.62e-16	6.66e-15	1.13e-14
Збудження I₂	1.77e-9	3.97e-9	4.69e-9
Ступінчата іонізація I₂	3.46e-8	8.37e-8	9.94e-8
Прилипання I₂	6.71e-10	6.61e-10	6.80e-10
Дисоціація I₂	3.57e-9	1.12e-8	1.39e-8
Іонізація I₂	5.35e-10	5.25e-9	7.70e-9
Збудження I	1.08e-9	3.16e-9	3.88e-9
Іонізація I	1.69e-9	1.07e-8	1.49e-8
Ступінчата іонізація I	7.54e-8	1.18e-7	1.30e-7
$p(\text{Xe})/p(\text{I}_2)/p(\text{I}) = 800/50/50 \text{ Па}$			
Збудження Xe	7.42e-11	7.33e-10	2.52e-9
Іонізація Xe	1.44e-13	4.76e-11	4.37e-10
Ступінчата іонізація Xe	2.30e-7	2.92e-7	3.39e-7
Збудження I₂	5.71e-10	1.26e-9	2.00e-9
Ступінчата іонізація I₂	7.91e-9	2.25e-8	3.93e-8
Прилипання I₂	7.51e-10	6.84e-10	6.41e-10
Дисоціація I₂	3.66e-10	1.76e-9	3.88e-9
Іонізація I₂	1.59e-13	3.69e-11	3.17e-10
Збудження I	1.65e-10	6.01e-10	1.2e-9
Іонізація I	7.82e-12	2.88e-10	1.37e-9
Ступінчата іонізація I	4.47e-8	6.61e-8	8.4e-8

Максимальні константи швидкостей притаманні процесам з найменшими порогами, зокрема, це – ступінчаста

іонізація атома ксенона і атомарного та молекулярного йода, а мінімальні – реакціям збудження і іонізації атомів гелія. Для всіх процесів характерне зростання констант швидкості у міру збільшення величини приведенного електричного поля. Єдиним виключенням є процес дисоціативного прилипання електронів до молекул йода, що має практично нульовий поріг, і відповідно не залежний від числа швидких електронів в розряді.

Розглянемо вплив буферного газу (He) на ЕКК в розряді у суміші $p(\text{Xe})/p(\text{I}_2)/p(\text{I}) = 120/65/65$ Па та вплив на ЕКК вмісту атомів ксенона.

Завдяки чітко вираженому високоенергетичному хвосту ФРЕЕ в гелієвій суміші розчинення ксенону гелієм повинно приводити до зростання середньої енергії електронів в розряді (рис.3.20), а також до більш ефективного протіканню процесів електронного збудження компонент робочого середовища (ксенона, атомарного і молекулярного йода).

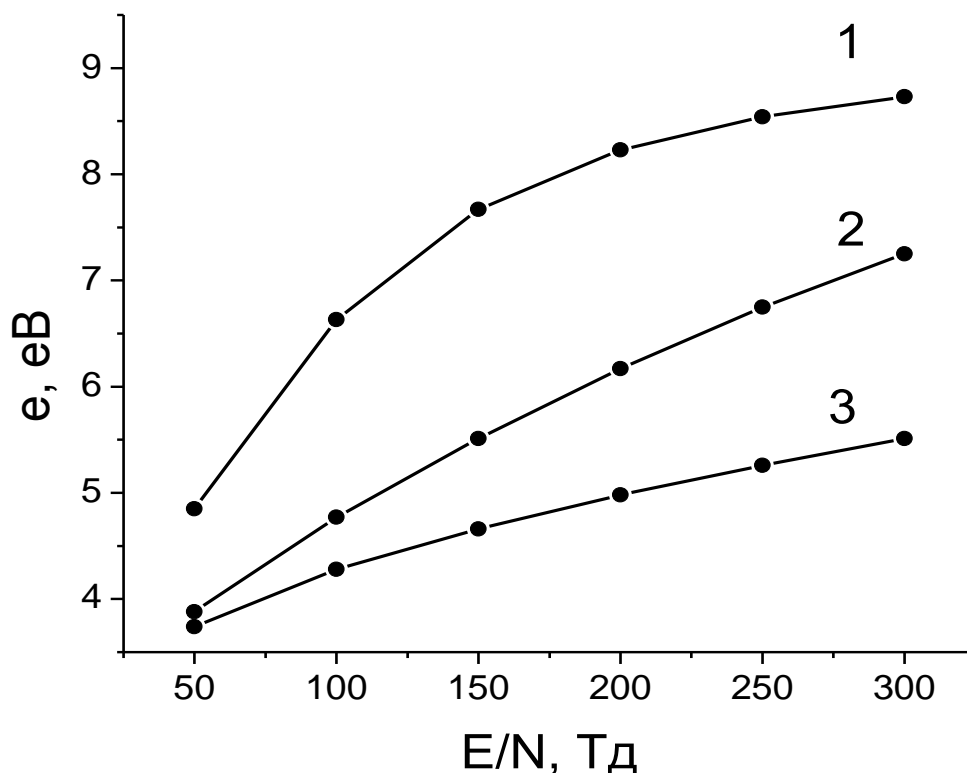


Рис.3.20. Залежності середньої енергії електронів від величини параметра E/N в розряді на сумішах $p(\text{He})/p(\text{I}_2) = 800/100$ Па (1), $p(\text{He})/p(\text{Xe})/p(\text{I}_2) = 400/120/130$ Па (2) і $p(\text{Xe})/p(\text{I}_2) = 800/100$ Па (3).

В результаті генерація частинок, що випромінюють в розряді на основі гелія, носить більш інтенсивний характер. Це робить додатковий внесок в підвищення ефективності УФ-випромінювача на основі суміші буферних газів гелія і ксенона. Зміна швидкостей електронного збудження компонент газової суміші при додаванні в активне середовище гелія показано в таблиці 3.10-3.11.

Таблиця 3.10. Швидкості процесів електронного збудження в розряді на сумішах: $p(\text{Xe})/p(\text{I}_2)/p(\text{I}) = 800/50/50$ Па.

Е/N, Тд	50	150	200	250	300
Збудження Хе	7,42e-11	7,33e-10	1,24e-9	1,84e-9	2,52e-9
Збудження I ₂	5,71e-10	1,26e-9	1,53e-9	1,77e-9	2,0e-9
Збудження I	1,65e-10	6,01e-10	8,06e-10	1,0e-9	1,2e-9

Таблиця 3.11. Швидкості процесів електронного збудження в розряді на сумішах: $p(\text{He})/p(\text{Xe})/p(\text{I}_2)/p(\text{I}) = 400/120/65/65$ Па

Е/N, Тд	50	150	200	250	300
Збудження Хе	3,32e-10	3,74e-9	6,28e-9	8,90e-9	1,14e-8
Збудження I ₂	8,29e-10	2,20e-9	2,75e-9	3,23e-9	3,62e-9
Збудження I	3,36e-10	1,41e-9	1,92e-9	2,37e-9	2,76e-9

Електрична потужність, що вноситься в розряд, головним чином розподіляється між такими електронними процесами як збудження та іонізація інертних газів, атомів і молекул галогена, а також дисоціація і дисоціативне прилипання електронів до молекули йода. При цьому, в газовій суміші на основі ксенона значна частина потужності розряду витрачається на процеси збудження та іонізації атомів інертного газу. Витрати потужності на процес прилипання електронів до молекул йода незначні через дуже низькі пороги цього процесу (які практично близькі до нуля). В середовищі на основі газової суміші **He/I₂/I**, навпаки, значна частина потужності розряду витрачається на реакції за участі галогена у зв'язку з дуже високими порогоми збудження та іонізації атомів гелія. Збільшення електричного поля приводить до зростання числа швидких електронів в розряді і зростанню ролі процесів іонізації йоду, збудження та іонізації гелію.

В комбінованій суміші **He/Xe/I₂/I** потужність розподілялась між процесами за участю ксенона і йода приблизно порівну. Збільшення приведенного електричного поля в розряді приводило до різкого зростання іонізаційних процесів, що мають більш високі пороги, за рахунок процесів збудження і дисоціації компонент середовища.

3.5. Кінетичні моделі малощільної плазми газового розряду на основі сумішей «гелій - йод» та «ксенон - йод»

Кінетика процесів в плазмі газового розряду на суміші He/I₂

При розрахунку кінетики розряду в суміші **He-I₂** рівняння Больцмана для функції розподілу електронів за енергіями розв'язувалося разом із системою кінетичних рівнянь, що описують еволюцію компонент робочої газової суміші і їх похідних в активному середовищі. Плазмохімічні реакції, що враховуються в моделі, представлені в таблиці 3.12.

Таблиця 3.12 Плазмохімічні реакції.

№	Реакція	Швидкість, см ⁶ /с, см ³ /с, с
1	$e+He > He^*+e$	Розраховано з рівняння Больцмана
2	$e+He > He^++e+e$	
3	$e+I_2 > I_2(B)+e$	
4	$e+I_2 > I_2(D)+e$	
5	$e+I_2 > I_2(D')+e$	
6	$e+I_2 > I_2^++e+e$	
7	$e+I_2 > I+I$	
8	$e+I_2 > I+I+e$	
9	$e+I > I^*+e$	
10	$e+I > I^++e+e$	
11	$e+I^* > I^++e+e$	
12	$I_2(B)+He > I+I+He$	1.0e-11
13	$I_2(D)+He > I_2(D')+He$	1.0e-12
14	$I_2(D)+I_2 > I_2(D')+I_2$	1.5e-11
15	$I_2(D)+I > I_2(D')+I$	1.5e-11
16	$I_2(D) > I_2+h\nu$	1.6e-8
17	$I_2(D')+He > I_2+He$	1.0e-12
18	$I_2(D')+I_2 > I_2+I_2$	1.0e-11
19	$I_2(D')+I > I_2+I$	1.0e-11

20	$I_2(D') > I_2 + h\nu$ (342 нм)	7.0e-9
21	$I^* > I + h\nu$ (206 нм)	3.5e-9
22	$I + I + M > I_2 + M$	3.0e-33
23	$I^* + I_2 > I_2(D) + I$	1.3e-9
24	$I^+ + I + M > I_2 + M$	4.5e-26
25	$I_2^+ + I + M > I_2 + M$	4.1e-26
26	$He^* + 2He > He_2^* + He$	4.3e-34
27	$He^{++} + 2He > He_2^{++} + He$	8.0e-32
28	$He^* + He^* > He^{++} + He + e$	2.0e-10
29	$He_2^* + He_2^* > He_2^{++} + 2He + e$	5.0e-10
30	$He_2^* > He + He$	2.8e-9
31	$He_2^* + e > He + He + e$	3.8e-9
32	$He_2^{++} + e > He + He$	1.3e-11

Швидкості процесів 1-11 визначалися на основі функції розподілу електронів за енергіями (ФРЕЕ). Оскільки молекулярний йод в розряді ефективно дисоціює на атоми, функція розподілу розраховувалася в суміші складу суміші $He/I_2/I$.

Використана нами кінетична модель враховувала три збуджених енергетичні рівні молекули йода. При цьому, як експериментальні, так і теоретичні дані про ефективні перерізи збудження молекул йода електронним ударом на сьогодні відсутні. Про це свідчить бібліографічні дослідження NIFS даних про ефективні перерізи зіткнення електронів з молекулами галогенів, опублікованих в 20-му сторіччі. У зв'язку з цим, при розрахунках кінетики в плазмі йодвмісних сумішей використовуються різні наближення. В нашій праці ефективні перерізи збудження електронних рівнів I_2 вводилися як аналогічні перерізу збудження випромінюючого стану атомарного йода, які були зсунуті на поріг збудження для кожного конкретного енергетичного рівня молекули I_2^* .

Вплив неточності величини ефективних перерізів оцінювалась шляхом пробного розрахунку кінетики з використанням перерізів вдвічі більших і менших, ніж прийняті в кінетичній схемі. При цьому, було виявлено, що варіювання перерізу збудження стану $I_2(D)$ не відражається помітним чином на величині потужності випромінювання як атомарного, так і молекулярного йода – їх зміна не переважала 1%. При

варіюванні ефективного перерізу збудження рівня $I_2(D')$ потужність випромінювання атомарного і молекулярного йода змінювались в межах 8% і 35%, відповідно. Варіювання перерізу збудження стану $I_2(B)$ приводило до зміни потужності випромінювання атомарного і молекулярного йода в межах 35% і 13%. Такий результат є задовільним з врахуванням того, що похибка експериментального вимірювання потужності випромінювання лампи складала 25-30%. Відмітимо, що загальний характер розрахованих залежностей при варіюванні ефективних перерізів не змінювався.

Молекулярний йод в розряді ефективно дисоціює на атоми за рахунок ряду елементарних процесів. Відновлення його до молекулярного стану відбувається на стінках розрядної камери. Тому кінетична модель враховує дифузю атомарного йоду на стінки. Частота дифузійних втрат оцінювалася як D/Λ^2 , где D – коефіцієнт дифузії, Λ – характерний масштаб довжини. При цьому, коефіцієнт дифузії в суміші складу $p(He)/p(I_2)=133/133$ Па був прийнятим - $100 \text{ см}^2/\text{с}$. При варіюванні складу робочого середовища коефіцієнт дифузії змінювався прямопропорційно довжині вільного пробігу атомів йода в суміші. Заряжені частинки дифундують до стінок з коефіцієнтом амбіполярної дифузії. Врахування цього процесу помітним чином впливає на загибель додатніх іонів в розряді. Основним каналом загибелі електронів є процес дисоціативного прилипання до молекул йода.

Розрахунок кінетики в суміші з початковим складом $p(He)/p(I_2)=400/130$ Па показав, що співвідношення між потужностями випромінювання атомарного і молекулярного йода складає 56% / 44%, що добре узгоджується з експериментальним значенням 52% / 48%.

Вплив тиску гелія в газовій суміші на інтенсивність випромінювання лампи на довжинах хвиль 206 нм і 342 нм зображено на рис.3.21. З цього рисунка випливає, що по мірі збільшення тиску відбувалось зниження інтенсивності випромінювання молекул йода. При цьому, потужність випромінювання лампи в атомарній лінії 206 нм, навпаки, зростала. Такий характер залежностей співпадає з результатом наших експериментів.

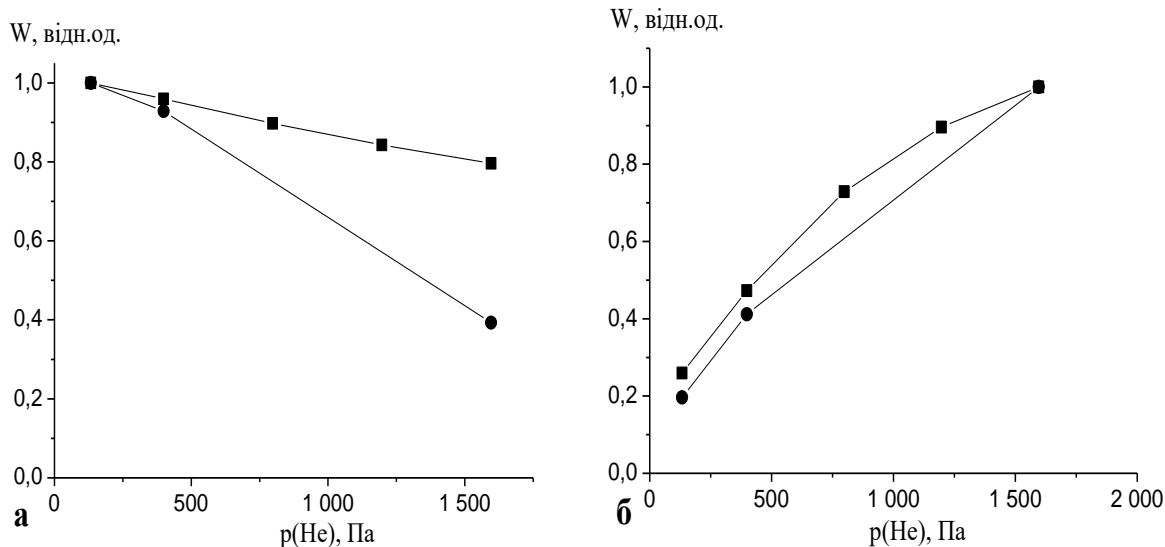


Рис.3.21. Інтенсивність випромінювання резонансної спектральної лінії атому йода 206 нм (а) і смуги 342 нм $I_2(D'-A')$ (б) в залежності від тиску гелія в газовій суміші He/I_2 (● - експеримент; ■ - теорія).

Збуджені молекули йода $I_2(D')$ утворювались в розряді за рахунок прямого електронного удару. Швидкість цього процесу визначалась виглядом ФРЕЕ і росла із збільшенням величини відношення параметра E/N . Відповідно, збільшення тиску робочої суміші призводило до зниження швидкості накопичення молекул $I_2(D')$, які випромінюють світло, в цьому розряді. Важливим каналом утворення молекул $I_2(D')$ є передача збудження від більш високорозміщеного енергетичного рівня $I_2(D)$ при його зіткненнях з атомами і молекулами. Однак, при тисках, що розглядались, імовірність радіаційного розпаду стану $I_2(D)$ суттєво переважала імовірність його зіткнення з іншими частинками, тому цей канал практично не давав внеску в утворення збуджених молекул $I_2(D')$.

Значна частина молекул йода знаходиться в розряді в дисоційованому стані, про що свідчить висока інтенсивність атомарної лінії йода 206 нм, що реєструється як в нашому експерименті, так і в ряді інших робіт. Вимірювання, приведені в праці [36] для суміші He/I_2 при тисках, близьких, що використовуються в даній праці, показали, що в розряді дисоціює понад 90% молекул йода. При цьому, мінімальна

концентрація молекул I_2 реєструвалася на осі розрядної трубки, а максимальна – поблизу стінок, де відбувається відновлення атомів йод до молекулярного стану.

Експериментальна залежність потужності випромінювання атомарного йода від тиску робочої суміші свідчить про те, що пряма дисоціація молекул йода електронним ударом, рівно як і дисоціативне збудження, не можуть бути основними каналами утворення атомарного йода в розряді. В цьому випадку потужність випромінювання атомарної лінії йода також спадала б із збільшенням тиску. Розпад молекули йода на атоми забезпечується, головним чином, передисоціацією збудженого стану $I_2(B)$ при зіткненнях з частинками газової суміші. Швидкість такої передисоціації суттєвим чином залежить від сорту буферного газу: так передисоціація в середовищі на основі He набагато ефективніша, ніж в гелієвому.

Кінетична модель для розряду на суміші складу $He/He/(I_2+I)$.

Система кінетичних рівнянь в розряді на суміші $He/He/(I_2+I)$ розв'язувалася з врахуванням процесів, приведених в таблиці 3.13.

Таблиця 3.13. Схема кінетичних реакцій.

№	Реакція	Швидкість, с ⁻¹ , см ³ /с, см ⁶ /с	№	Реакція	Швидкість, с ⁻¹ , см ³ /с, см ⁶ /с
1	$e+He > He^*+e$	Розраховано з рівняння Больцмана	34	$XeI^*+ I_2 > Xe+ I + I_2$	5.0e-10
2	$e+He > He^{++}e+e$		35	$XeI^*+Xe > Xe+Xe+ I$	9.2e-12
3	$e+Xe > Xe^*+e$		36	$XeI^*+I_2 > Xe + 3I$	1.0e-9
4	$e+Xe > Xe^{++}e+e$		37	$I + I + M > I_2 + M$	3.0e-33
5	$e+Xe^* > Xe^{++}e+e$		38	$Xe^{++} I^- + M > XeI^* + M$	4.7e-26
6	$e+I_2 > I_2(D)+e$		39	$Xe_2^{++} I^- + M > Xe_2I^* + M$	4.1e-26
7	$e+I_2 > I_2(D')+e$		40	$I^{++} I^- + M > I_2 + M$	4.74e-26
8	$e+I_2 > I_2^{++}e+e$		41	$I_2^{++} I^- + M > I_2(D)+I + M$	4.1e-26
9	$e+I_2 > I+I$		42	$Xe^*+I > Xe+ I^*$	1.0e-10
10	$e+I_2 > I+I+e$		43	$Xe_2^*+I > Xe+Xe+ I^*$	1.0e-10
11	$e+I_2(D) > I_2^{++}e+e$		44	$I^*+ I_2 > I_2(D)+I$	1.3e-9

12	$e+I > I^*+e$		45	$Xe^{++}He+Xe > Xe_2^{++}He$	1.3e-31
13	$e+I > I^++e+e$		46	$Xe^{++}Xe+Xe > Xe_2^{++}Xe$	3.6e-31
14	$e+I^* > I^++e+e$		47	$He^{++}He+He > He_2^{++}He$	8.0e-32
15	$I^* > I + hv$ (206 нм)	2.86e8	48	$He^{++}He+Xe > He_2^{++}Xe$	1.1e-31
16	$I_2(D') > I_2(A') + hv$ (342 нм)	1.43e8	49	$He^*+He^* > He^++He+e$	2.0e-10
17	$XeI^* > Xe +I+hv$ (253 нм)	8.33e7	50	$Xe^*+Xe^* > Xe+ Xe^{++}e$	5.0e-10
18	$I_2(D) > I_2 + hv$	6.25e7	51	$Xe^*+Xe^* > Xe_2^{++}e$	1.1e-9
19	$I_2(D)+ I_2 > I_2(D')+ I_2$	1.5e-11	52	$Xe_2^*+ Xe_2^* > Xe_2^{++}+2Xe+e$	3.5e-10
20	$I_2(D)+I > I_2(D')+I$	5.0e-11	53	$He^*+Xe > Xe^++He+e$	7.5e-11
21	$I_2(D)+Xe > I_2(D')+Xe$	6.0e-12	54	$He^++Xe > Xe^++He$	1.0e-11
22	$I_2(D)+He > I_2(D')+He$	1.0e-12	55	$He^*+He+He > He_2^*+He$	4.3e-34
23	$I_2(D')+ I_2 > I_2+ I_2$	1.0e-11	56	$He_2^*+e > He+He+e$	3.8e-9
24	$I_2(D')+I > I_2+ I$	1.0e-11	57	$He_2^*+ He_2^* > He_2^{++}+2He+e$	5.0e-10
25	$I_2(D')+Xe > I_2+Xe$	1.0e-11	58	$Xe^*+Xe+Xe > Xe_2^*+Xe$	8.0e-32
26	$Xe^*+ I_2 > XeI^*+ I$	7.0e-10	59	$Xe^*+Xe+He > Xe_2^*+He$	1.4e-32
27	$Xe^*+ I_2 > Xe+ I^*+ I$	1.0e-10	60	$Xe_2^*+e > Xe^*+Xe$	2.44e-7
28	$Xe^*+ I_2 > Xe+ I_2(D')$	2.0e-10	61	$Xe_2^{++}e > Xe^++Xe+e$	2.44e-7
29	$Xe_2^*+ I_2 > XeI^*+ I +Xe$	7.0e-10	62	$He_2^*+e > He+He$	1.3e-11
30	$Xe_2^*+ I_2 > Xe+Xe+I^*+I$	1.0e-10	63	$He_2^*+e > He^++He+e$	1.3e-11
31	$Xe_2^*+ I_2 > Xe+Xe+ I_2(D')$	2.0e-10	64	$Xe_2^* > Xe+Xe$	6.0e7
32	$Xe+I_2(D') > XeI^*+I$	2.2e-10	65	$He_2^* > He+He$	3.6e8
33	$Xe+I_2(D) > XeI^*+I$	2.2e-10			

Швидкості реакцій 1-14 знаходились з рівняння. Розрахунки проводилися для лампи на суміші складу $p(He)/p(Xe)/p(I_2+I) = 400/120/133$ Па. Вважалося, що в

початковий момент часу в об'ємі розряду присутні лише інертні гази, після чого відбувається поступове накопичення галогенів I_2 і I .

Як показує розрахунок, співвідношення між інтенсивностями випромінювання, що реєструється, суттєвим чином залежить від відсоткового співвідношення між атомарним і молекулярним йодом, які поступають в розряд. При $I_2/I = 1/1$ інтенсивності випромінювання $I(206 \text{ нм}) / I(253 \text{ нм}) / I(342 \text{ нм})$ відносяться як 54/19/27 %.

На рис.3.22 представлена залежність концентрації фотонів, що випромінюються розрядом, від тиску ксенона.

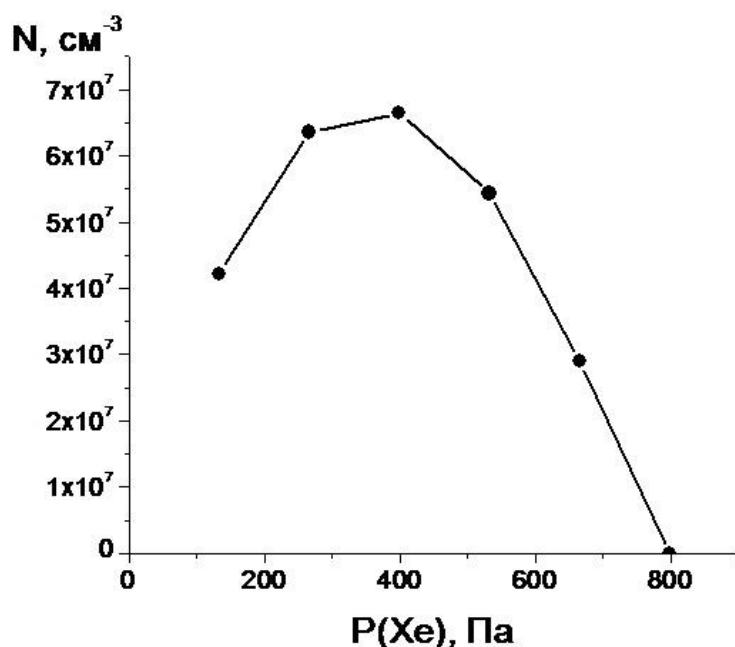


Рис.3.22. Залежність концентрації фотонів, що випромінюються лампою низького тиску на суміші $\text{He}/\text{Xe}/I_2/I$, від парціального тиску ксенона в розряді [41].

Видно, що інтенсивність випромінювання проходить через максимум і різко падає при збільшенні парціального тиску інертного газу понад 400 Па. Таке зменшення інтенсивності випромінювання пов'язано із зміною вигляду ФРЕЕ – по мірі зростання концентрації атомів ксенона зменшується число високоенергетичних електронів в розряді. Це викликає зниження швидкостей збудження та іонізації компонент газової суміші, що відповідають за накопичення електронів в

розряді. Як наслідок, повна швидкість утворення електронів стає меншою швидкості їх загибелі в ході прилипання до молекул галогена. При $p(\text{Xe}) \geq 800$ Па швидкість накопичення електронів стає вже недостатньою навіть для запалювання розряду.

Встановлено, що застосування малоагресивного галогеноносія (молекул I_2), дозволило отримати порівняно однорідний імпульсний ємнісний розряд, що заповнює весь міжелектродний проміжок без формування плазмового шнуру в центрі розрядної трубки. Імпульсний ємнісний розряд в сумішах гелія або неона та пари йоду, окрім випромінювання спектральної лінії 206,2 нм, не менш ефективно випромінює на резонансній лінії атома йоду (183,3 нм). Найбільш ефективним буферним газом був гелій при парціальному тиску (0,8-2,0) кПа. Оптимальний парціальний тиск неона знаходився в діапазоні (0,5-1,0) кПа. Використання цугу коротких імпульсів збудження дозволило отримати тривалість імпульсу випромінювання порядку 400 нс. На базі розряду, що досліджувався, була розроблена лампа низького тиску, яка випромінює в спектральному діапазоні 206,2 – 183,0 нм. Така лампа може мати високий ресурс роботи в газостатичному режимі, оскільки розряд є безелектродним і високу бактерицидну ефективність, оскільки її спектр випромінювання корелюється з головним максимумом поглинання молекул ДНК. При узгодженні джерела збудження ємнісного розряду з розрядною трубкою тривалість світлового імпульсу може бути зменшена до 30-40 нс.

Встановлено, що імпульсний ємнісний розряд субмікросекундної тривалості в оболонці з кварцу марки «КВ» на сумішах інертних газів та пари йоду найефективніше випромінює на смузі 342 нм I_2 (D'-A') при використанні буферних газів неона і гелія при тиску 15-20 кПа, а також парціальному тиску пари йоду в діапазоні 100-200 Па. На основі дослідженого розряду може бути розроблена лампа для обробки поверхонь, на які нанесений шар лаку або фарби на полімерній основі і фотолітичного окислення.

Розраховані транспортні характеристики електронів і константи швидкостей електронних процесів в розряді на

сумішах гелію або ксенону та пари йоду можуть бути використані для чисельного моделювання вихідних характеристик лампи імпульсного ємнісного розряду низького тиску. Отриманні при численому моделюванні параметри плазми можуть використовуватися для якісного пояснення розподулу випромінювання в спектрі лампи, а також при розрахунках кінетики процесів та її вихідних характеристик.

При збільшенні тиску гелія в розряді низького тиску на суміші **He-I₂** мають місце декілька конкуруючих процесів. Швидкість дисоціації основного стану молекули йода в результаті електронного удару співпадає в силу зміни функції розподулу електронів. Зменшується також і швидкість накопичення збудженого стану **I₂(B)**. В той же час ефективність передисоціації, за рахунок зіткнень **I₂(B)**, різко зростає, визначаючи результуючий ефект.

Важливим наслідком збільшення тиску газової суміші є також зменшення швидкості дифузійних втрат атомів йода на стінки розрядної камери і, відповідно, зменшення ефективності відновлення молекулярного йода.

Таким чином, підвищення тиску в робочому середовищі галогенної лампи приводить до того, що співвідношення між концентраціями збуджених молекул і атомів йоду (і, відповідно, між потужностями випромінювання з рівнів **I₂(D'** і **I***) змінюються на користь останнього.

Показано, що для газорозрядних ламп низького тиску на основі суміші **He/Xe/I₂** оптимальний парціальний тиск гелію складає 800 Па, а ксенону – 400 Па. Використання в лампі подвійної суміші **He/I₂** призводить до зменшення вихідної потужності і **ККД** лампи приблизно в 2-3 рази. Ресурс роботи випромінювача в квазівідпаяному режимі не переважає 800 годин. Використання трубок лампи з різних сортів кварцу дозволяє отримувати як випромінювання на системі смуг 342; 253 нм і спектральній лінії 206,2 нм так і тільки на смузі молекулярного йоду 342 нм, що може бути використано в мікроелектроніці і фотолізі.

Результати чисельного моделюванні параметрів плазми і кінетичних процесів в активному середовищі **УФ**-випромінювача підтверджує більш високу ефективність лампи

на суміші буферних газів гелію і ксенону у порівнянні з ксеноною сумішшю. При цьому оптимальний вміст ксенону в розряді складає 400 Па. Співвідношення між інтенсивностями випромінювання $I(206 \text{ нм})/\text{XeI}(253 \text{ нм})/\text{I}_2(342 \text{ нм})$ визначається процентним співвідношенням атомарного і молекулярного йода, що поступають в розряд.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ ДО РОЗДІЛУ

1. Ломаев М.В., Панченко А.Н., Соснин Э.А., Тарасенко В.Э. Газоразрядные источники спонтанного ультрафиолетового излучения: Физика процессов и экспериментальная техника. Эксилампы.// 1999. Томский госуниверситет. Изд. ТГУ. Учебное пособие. 106 с.
2. Шуаїбов О.К., Шевера І.В., Шимон Л.Л., Соснін Е.А. Сучасні джерела ультрафіолетового випромінювання: розробка та застосування. Ужгород-Томськ, 2006. Видавництво УжНУ «Говерла». 225 с.
3. Ломаев М.М., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Эксилампы эффективные источники спонтанного УФ- и ВУФ- излучения // Энциклопедия низкотемпературной плазмы 2005. Серия Б. Том.Х1-4. V.3. С.522-546. М.: Физматлит, 2005. ISBN 5-9221-0571-6.
4. Ломаев М.И., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В. Отпаянные эффективные эксилампы возбуждаемые емкостным разрядом // Письма в ЖТФ. –1999. –25, №21. –С. 27-32.
5. Ломаев М.И., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В. Отпаянные эффективные эксилампы возбуждаемые емкостным разрядом // Письма в ЖТФ. –1999. –25, №21. –С. 27-32.
6. Шуаибов А.К., Грабовая И.А., Гомоки З.Т., Калюжная А.Г., Щедрин А.И. Выходные характеристики и параметры плазмы газоразрядного ультрафиолетового излучателя низкого давления, работающего на смесях гелий-иод и ксенон-иод // ЖТФ. 2009. Т.79, №12. С.97-102.
7. Шуаїбов О.К., Миня О.Й., Гомокі З.Т., Шимон Л.Л. Імпульсна бактерицидна лампа // Патент на винахід. №87070. С.1-8. Фіг.5. Дата подання заявки: 04.03.2008. Дата, з якої є чинними права на винахід: 10.06. 2009. Дата публікації відомостей про видачу патенту та номер бюлетеня: 10.06.2009, Бюл. № 11.
8. Шуаїбов О.К., Миня О.Й., Гомокі З.Т., Шимон Л.Л. Імпульсна газорозрядна лампа на молекулах йоду // Патент на корисну модель. № 43955. С.1-6. Фіг.3. Дата подання заявки: 08.04.2009. Дата, з якої є чинними права на винахід: 10.09. 2009. Дата публікації відомостей про видачу патенту та номер бюлетеня: 10.09.2009, Бюл. № 17
9. Шуаїбов О.К., Миня О.Й., Гомокі З.Т., Шимон Л.Л. Імпульсна газорозрядна лампа на молекулах йоду. Патент на винахід. № 90819. 8

с., 3 фіг.; Патент чинний з 25.05.2010. Опубліковано відомості про видачу 25.05. 2010, Бюл. № 10.

- 10. Шуаибов А.К., Гомоки З.Т., Калюжная А.Г., Щедрин А.И. Излучательные характеристики и кинетика процессов в газоразрядных лампах низкого давления на основе смесей гелия и паров йода // Оптика и спектроскопия. –2010. –109, №5. –С.728-732.*
- 11. Шуаибов А.К., Гомоки З.Т., Калюжная А.Г., Щедрин А.И. Излучательные характеристики и кинетика процессов в газоразрядных лампах низкого давления на основе смесей гелия и паров йода // Оптика и спектроскопия. –2010. –109, №5. –С.728-732.*
- 12. Шуаибов А.К. Грабовая И.А. Эмиссионные характеристики плазмы мощного тлеющего разряда на смесях инертных газов с парами брома и йода // Оптика и спектроскопия. –2006. –100, №2. –С. 223-227.*
- 13. Шуаибов А.К., Грабовая И.А., Миня А.Й., Гомоки З.Т. Эмиссионные характеристики газоразрядной плазмы паров йода в области главного максимума поглощения молекул ДНК // Оптика и спектроскопия. –2008. –105, №5. –С.750-754.*
- 14. David J Smith, J Darryl Michael, Vikas Midha, George M Cotzas and Timothy J Sommerer Efficient radiation production in weakly ionized, low-pressure, nonequilibrium gallium-iodine positive column discharge plasma // J.Phys. D: Appl. Phys. –2007. –40. –3842-3856.*

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ, ПАРАМЕТРИ ТА ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В ЛАМПАХ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ НА РАДИКАЛАХ ГІДРОКСИЛА

Ультрафіолетові лампи на парі води чи етанолу можуть бути перспективними для застосувань в екології, фотохімії, фотобіології та медицині. Це зумовлено антимікробною дією УФ - випромінювання при дезінфекції води і повітря, стерилізації пакувальних матеріалів для харчових продуктів тощо [1,2].

Головною перевагою цих ламп в порівнянні з ртутними і ексимерними лампами є малокоштовне і неагресивне робоче середовище, а також можливість випромінювати як у звичайному **УФ**-діапазоні спектра (308-310 нм), так і у **ВУФ** області довжин хвиль (190-160 нм). Важливим чинником є також те, в цих лампах може бути використаний для накачування повздовжний тліючий розряд постійного струму, що має значення при масштабуванні роботи цих ламп та збільшення їх ресурсу роботи в газостатичному режимі.

Вперше на перспективність застосування радикалів **ОН** в **УФ**-лампах було звернуто в працях [3,4], де наведені результати дослідження **УФ** і видимого випромінювання плазми тліючого розряду на сумішах інертних газів з додаванням молекул води або радикалів гідроксила в основному енергетичному стані (**ОН**). В експериментах тиск інертних газів варіювався в діапазоні 1-30 Торр, а концентрація радикалів **ОН(X)** - 10^{14} – 10^{16} см⁻³. Встановлено, що інтенсивність резонансної спектральної смуги радикала **ОН(X-A)** - 306.4 нм зростала при збільшенні парціального тиску аргону.

Більш детально характеристики і параметри тліючого розряду в суміші аргону з радикалом **ОН** для різних робочих середовищ розглянуто в праці [5]. Для отримання радикалів **ОН(X)** використовувалася попереднє збудження пари води, які виділяла сіль **Ca(OH)₂** при нагріванні до температур 400-600 К. Результати експериментів показали, що шляхом оптимізації робочої газової суміші можна досягти зменшення утворення можливих складних комплексів – кластерів типу **(H₂O)_n**, **(OH)_m** або **(H₂O)_n(OH)_m**. Дані кластери, які виникають внаслідок

нерегульованого введення молекул **ОН** або **H₂O** у лампу, можуть привести до зниження стабільності розряду і ефективності генерації резонансної смуги **ОН** - 306.4 нм.

Автори праць [6,7] проводили дослідження оптичних характеристик повздовжнього тліючого розряду постійного струму в сумішах **Ne**, **Ar**, **Kr** і **Xe** з парою води в спектральній області 220 – 949 нм при різних тисках газових сумішей і різних температурах стінки газорозрядної трубки. Проведені експерименти показали, що найбільш ефективним з інертних газів для отримання високої інтенсивності смуги радикала **ОН** з довжиною хвилі при $\lambda = 306.4$ нм є аргон. Саме величина енергії збуджених рівнів аргону найбільше підходить для ефективною взаємодії з молекулами води. Отриманий вихід випромінювання цієї **УФ**- лампи на суміші **Ar/H₂O** складав близько 30-40 Лм/Вт. В подібних **УФ**-лампах використовуються екологічно чисті газові суміші (**Ar/H₂O**; **Ne/H₂O**), проте вони детально вивчалися лише для лампи на $\lambda=306,4$ нм **ОН(А-Х;0-0)**. Можливості роботи цих джерел випромінювання в **ВУФ** області спектру (до початку наших досліджень) не розглядалися. При цьому, в плазмі **ОН**-лампи присутні кластерні молекули **(ОН)_n**, **(H₂O)_m** та **Ar_n·(H₂O)_m** ($n, m \geq 1$) [8], вплив яких на її оптичні характеристики раніше не досліджували.

В четвертому розділі представлені результати комплексного дослідження характеристик, параметрів плазми і фізики процесів в **УФ-ВУФ** лампах на радикалах гідроксила, які утворювались в позитивному стовпі повздовжнього тліючого розряду в парі води і сумішах гелія з парою води.

Основні експериментальні результати з дослідження лампи на газовій суміші **Ne/H₂O** були одержані на кафедрі квантової електроніки ДВНЗ «Ужгородський національний університет», опубліковані в статтях [9-16] і підсумовані в дисертації [17]. Характеристики і параметри плазми тліючого розряду в чистій парі води найбільш ретельно були досліджені в працях співробітників Інститута електронної фізики **НАН** України (Генерал А.А, Кельман В.А. та інших) [18-22], частина з яких виконана в співавторстві з співробітниками Ужгородського національного університету.

Експерименти проводилися при тисках насиченої пари води 2.0-2.5 кПа та при ненасичених тисках пари води (0.05-0.15 кПа).

Повздовжний тліючий розряд запалювався в кварцовій розрядній трубці (кварц марки **КУ-2**) з міжелектродною віддалю 5 см і внутрішнім діаметром трубки – 0,7 см. В експериментах з розрядом у насиченій парі води та її сумішах з гелієм застосовувалась кварцова трубка з відкритими торцями, яка була встановлена в розрядну камеру об'ємом 10 літрів, на дні якої знаходився резервуар з дистильованою водою. При роботі з ненасиченою парою води останні напускались в розрядну камеру з вакуумної-газозмішувальної системи, яка була облаштована резервуаром з дистильованою водою. Залишковий тиск повітря в розрядній камері не переважав 10 Па. Розрядна камера була сполучена з півметровим вакуумним монохроматором, через віконце з **CaF₂**, так що один з відкритих торців кварцової трубки знаходився напроти вхідної щілини вакуумного монохроматора, облаштованого фотопомножувачем з **LiF** віконцем («**ФЭУ-142**»). Це дозволяло аналізувати випромінювання в спектральному діапазоні 140-315 нм. Випромінювання з спектральної області 200-800 нм аналізувалось за допомогою монохроматора «**МДР-2**» та фотопомножувача «**ФЭУ-106**». Спектральне розділення вакуумного монохроматора складало близько 0,7 нм, а при використанні монохроматора «**МДР-2**» - 0,2 нм. Величина струму повздовжного тліючого розряду змінювалась в діапазоні 2-50 мА, а електрична потужність тліючого розряду не перевищувала 60 Вт.

4.1. Характеристики ОН*-лампи з накачуванням повздовжним тліючим розрядом на суміші гелія з парою води

Нормальний режим запалювання тліючого розряду в лампі досягався лише при струмах $I_{ch} \geq (25-35)$ мА (рис.4.1). Введення гелія до насиченої пари води і зростання парціального тиску гелія в суміші приводило до збільшення потенціалів запалювання і квазістаціонарної величини напруги U_{ch} в режимі нормального горіння тліючого розряду (рис.4.1).

Спектри випромінювання OH^* -лампи, наведені на рис.4.2 і 4.3.(а) отримані на вакуумному спектрометрі, а спектри на рис. 4.3.(б) і 4.4 - при допомозі монохроматора МДР-2 з розділенням 0.2 нм.

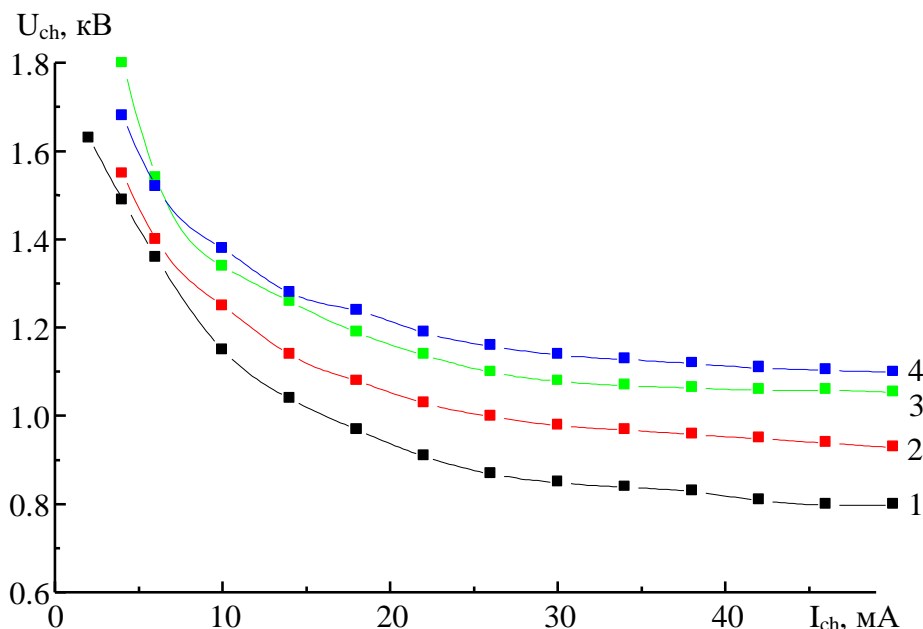


Рис.4.1. Вольт-амперні характеристики лампи тліючого розряду в насиченій парі води і сумішах $\text{He}/\text{H}_2\text{O}$ [11]: $p(\text{H}_2\text{O})=2.5$ (1), $p(\text{He})/p(\text{H}_2\text{O})=2.0/2.5$ (2), $4.0/2.5$ (3) і $8.0/2.5$ кПа (4).

При малих тисках пари води в короткохвильовій області спектру основними були широкі смуги випромінювання 156, 180 і 186 нм (рис.4.2). Збільшення тиску пари води до рівня насичених приводило до різкої зміни характеру спектру випромінювання плазми (рис.4.3): інтенсивність всіх смуг в спектрі зменшувалась, а основними ставали смуги з $\lambda_m = 313$ і 286 нм. Структура широкої смуги з кантом при 313 нм, яка отримана при підвищеній роздільній здатності спектрометра, та спектр випромінювання плазми в видимій області представлені на рис.4.3(б). Основним продуктом розпаду молекул води в низькотемпературній плазмі, який випромінює в **УФ** діапазоні спектру є радикал OH . Найбільш інтенсивною в лампі тліючого розряду на сумішах пари води з інертними газами була смуга 306.4-308.9 нм $\text{OH}(\text{X-A}; 0-0)$. В праці [4] повідомлялось, що за рахунок підбору умов експерименту було

досягнуто випромінювання лише на самій короткохвильовій смузі **ОН(X-A; 0-0)** з довжиною хвилі $\lambda=306.4$ нм.

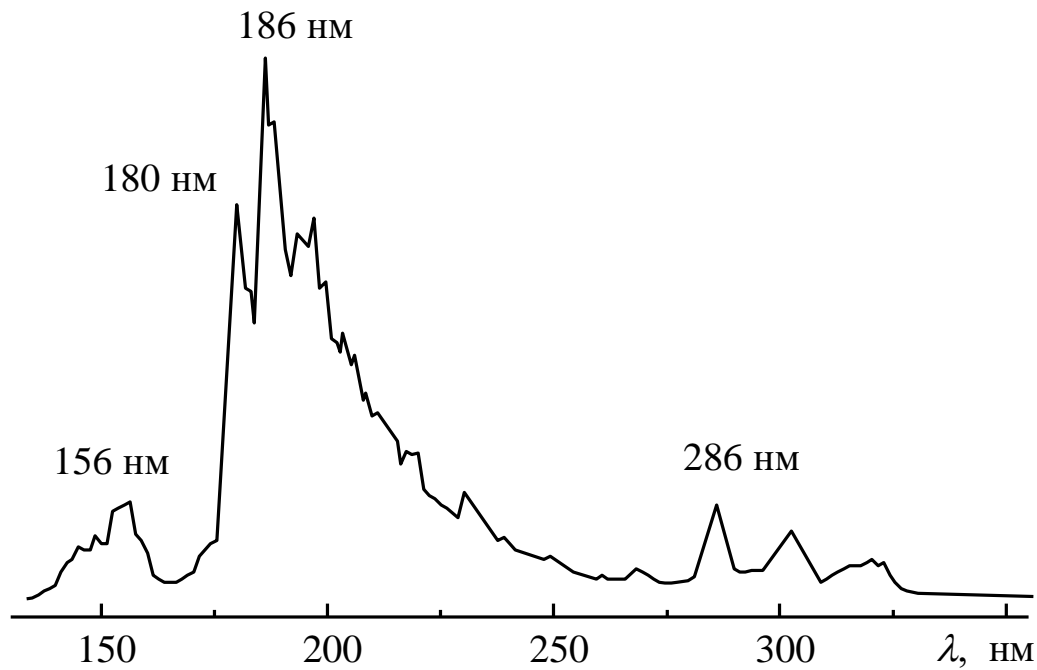


Рис.4.2. Спектр випромінювання **ОН***-лампи на парі води при тисках $p(\text{H}_2\text{O}) = 0,05\text{-}0,15$ кПа та струмі розряду $I_{\text{ch}} = 50$ мА [9,12].

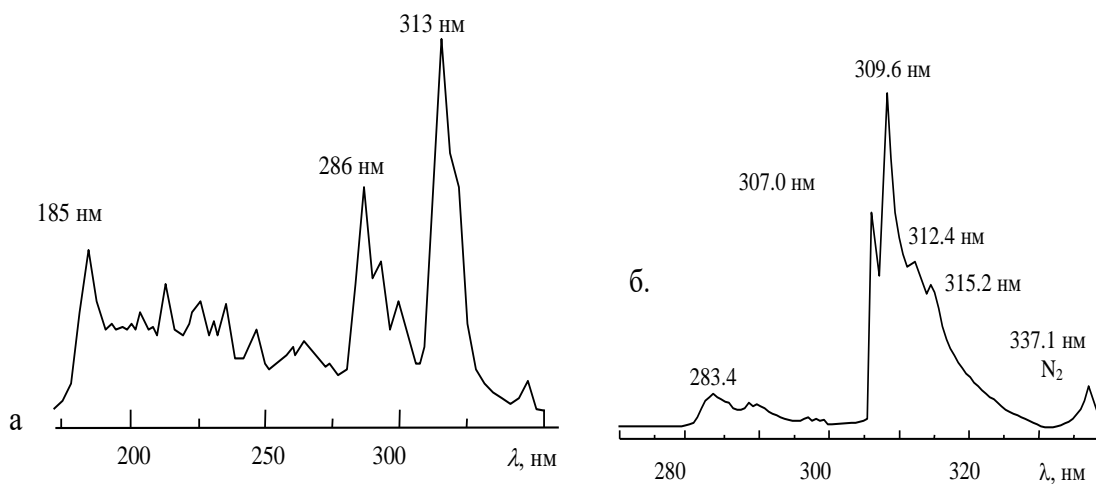


Рис.4.3. Спектри **УФ**-випромінювання **ОН***-лампи тліючого розряду на суміші $p(\text{He})/p(\text{H}_2\text{O}) = 2,0/2,5$ кПа [11].

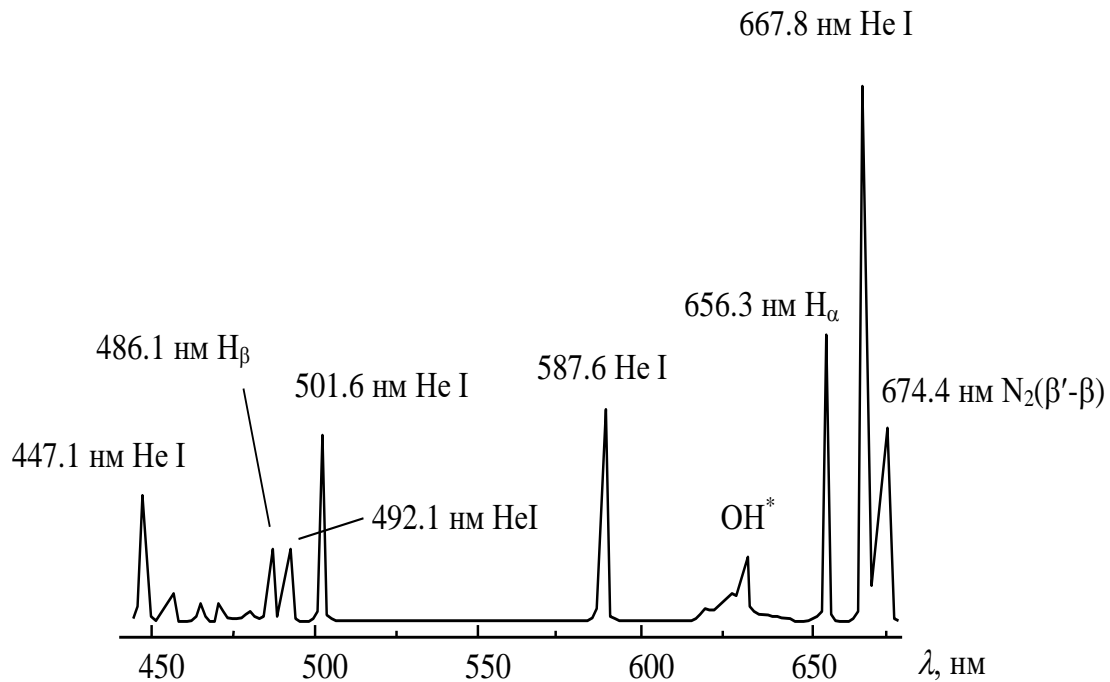


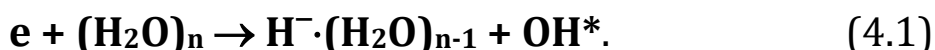
Рис.4.4. Спектр випромінювання OH^* -лампи тліючого розряду на суміші $p(\text{He})/p(\text{H}_2\text{O})=1,0-16,0/2,0-2,5$ кПа в видимій області довжин хвиль [11].

Проведена нами ідентифікація смуг випромінювання **ВУФ** лампи на основі ненасиченої пари води показала, що кант з довжиною хвилі $\lambda=180$ нм в межах похибки експерименту співпадає з кантом **ОН(А-С)** при довжині хвилі $\lambda=179,1$ нм. Найбільш короткохвильова смуга з $\lambda_m = 156$ нм (рис.4.2) може бути віднесена до системи **ОН(Х-В)** [4]. Зростання тиску пари води призводило до різкого зменшення інтенсивності випромінювання смуги з довжиною хвилі при $\lambda=156$ нм, а система смуг з $\lambda=180-186$ нм трансформувалась в одну широкую смугу з $\lambda_m=186$ нм (рис.4.2). Широка смуга випромінювання з довжиною хвилі при $\lambda_m = 286$ нм корелювалась з кантом 282.9 нм **ОН(А-Х; 1-0)** і 278 нм **ОН(В-А)**. Кант смуги при 262 нм корелював з кантом 262.2 нм **ОН(Х-А; 2-0)**. Експерименти з підвищеною роздільною здатністю не виявили структури даних смуг (рис.4.3.б). Розшифровка структури смуги випромінювання 313 нм показала, що вона включає максимуми при $\lambda = 307.0; 309.6$ (головний); 312.4 та 315.2 нм. Вони

виходять за межі системи смуг $\text{OH}(\text{X-A}; 0-0)$ і не відповідають іншим електронно-коливальним смугам $\text{OH}(\text{X-A})$.

Результати наших досліджень показали на одночасну присутність як відомих смуг радикалів $\text{OH}(\text{X-A}; \text{A-C})$, так і інших широких смуг. Виходячи з кореляції в положенні кантів характеристичних смуг випромінювання плазми насиченої пари води з смугами радикала OH , вони можуть бути пов'язані з випромінюванням кластерних молекул $(\text{OH})^*_n$ та $(\text{OH})^* \cdot (\text{H}_2\text{O})_m$. В сумішах з інертними газами значним може виявитись і вплив змішаних кластерних молекул- $\text{Ar}_n \cdot (\text{H}_2\text{O})_m$ [8].

Дисоціація змішаних кластерів може давати суттєвий внесок в утворення радикалів $\text{OH}(\text{A}, \text{C}, \text{B})$. В плазмі на основі лише насиченої пари води основним механізмом утворення є реакція дисоціативного прилипання електронів до малих кластерів води [23]:



Виходячи з цього, може бути запропоновано наступний механізм випромінювання широкої смуги з максимумом при 309,6 нм. При зіткненні двох або декількох радикалів OH , один з яких збуджений, утворюються кластерні молекули типу $(\text{OH})^*_n$ та $(\text{OH})^*_n \cdot (\text{H}_2\text{O})_m$ (де $n \geq 2$; $m \geq 1$). При цьому відбувається зменшення енергії верхнього стану кластерного утворення та зсув положення кантів в довгохвильову область спектра.

В видимій ділянці спектру все випромінювання було зосереджено на переходах атомів водня: $\lambda=656,3$ нм H_α , 486,1 нм H_β , і 434,0 нм H_γ . Співвідношення інтенсивностей спектральних ліній $\text{H}_\alpha / \text{H}_\beta / \text{H}_\gamma$ в плазмі на основі пари води було рівним: 1000/40/10. Воно лише якісно корелювалось з співвідношенням ефективних перерізів дисоціативного збудження молекул води і водню електронним ударом. Інші смуги в області $\lambda \leq 480$ нм належали, в основному, молекулам азоту. Поряд з спектральними лініями атома водню в плазмі на суміші $\text{He}/\text{H}_2\text{O}$ в видимій ділянці досить ефективно збуджувалися також спектральні лінії атома гелія. В таблиці 4.1

наведено відносні інтенсивності спектральних ліній атомів водня та гелія в плазмі на суміші **He/H₂O**.

Таблиця 4.1. Відносні інтенсивності випромінювання спектральних ліній атомів **H** та **He** в плазмі на суміші $p(\text{He})/p(\text{H}_2\text{O})=1,0/2,5$ кПа при $I_{\text{ch}}=50$ мА і $W_{\text{ел}}=50$ Вт.

I/k _λ .	1000	237	32	15	6	6	7
В.О.							
λ, нм	667,8	656,3	587,6	501,0	492,1	486,1	447,1
	HeI	H_α	HeI	HeI	HeI	H_β	HeI

Розглянемо результати оптимізації інтенсивності випромінювання характеристичних смуг та спектральних ліній газорозрядної плазми пари води в залежності від парціального тиску гелія в суміші **He/H₂O** (рис.4.5; 4.6) і величини розрядного струму (рис.4.7). Найбільший вплив на інтенсивність випромінювання основних смуг плазми пари води було виявлено в залежності від їх тиску в буферній камері (табл. 4.2).

Таблиця 4.2. Інтенсивність випромінювання характеристичних смуг в лампі тліючого розряду при різних тисках пари води [12, 14].

λ, нм	156	180-186	286	306-315
J , в.о. $p(\text{H}_2\text{O}) = 0.1$ кПа)	610	920	54	90
J , в.о. $p(\text{H}_2\text{O}) = 2.5$ кПа)	≤1	4	10	32

Вплив парціального тиску пари води на інтенсивність цих смуг випромінювання зростає при зменшенні довжини хвилі. Оптимальний тиск гелія для отримання максимальної інтенсивності смуг випромінювання 156; 180 та 186 нм складає 1,0 кПа при $p(\text{H}_2\text{O}) = 100-150$ Па (рис.4.5). Для насиченої пари води залежність інтенсивності характеристичних смуг в лампі на суміші **He/H₂O** характеризувалась широким максимумом при $p(\text{He})=7-12$ кПа (рис.4.6). Залежності інтенсивності характеристичних смуг плазми пари води від величини розрядного струму при $p(\text{H}_2\text{O})=50-150$ Па мали лінійно зростаючий вигляд (рис.4.7). Для плазми на суміші **He/H₂O** характер відповідних залежностей був таким же. Лінійно зростаюча форма залежностей інтенсивності смуг

випромінювання вказує на переважання прямих процесів заселення збуджених електронних станів радикала **ОН** та кластерів на їх основі.

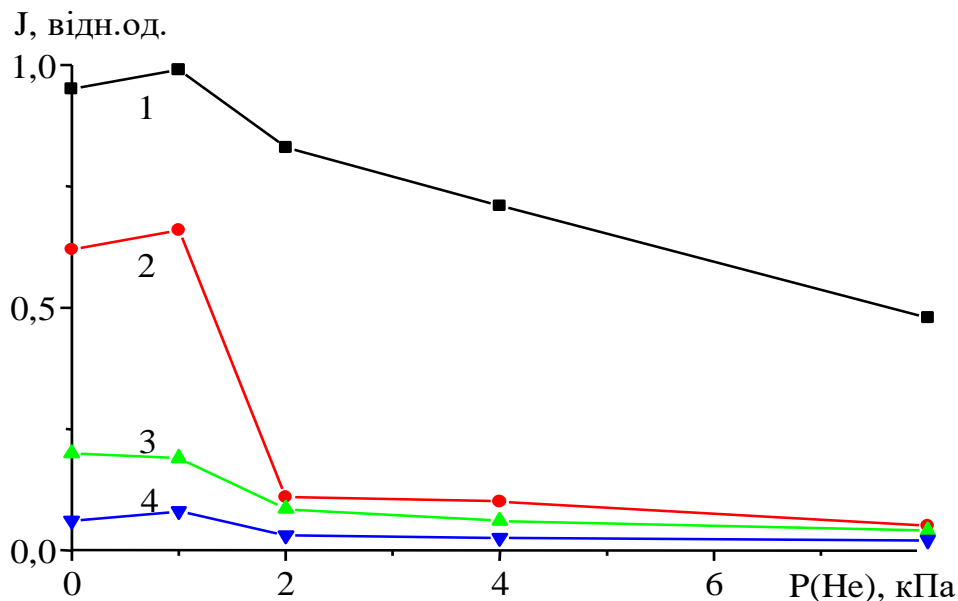


Рис.4.5. Залежність інтенсивності випромінювання характеристичних смуг лампи на парі води від парціального тиску гелію в лампі тліючому розряді на суміші **He/H₂O** при $p(\text{H}_2\text{O})=100-150$ Па та струмі $I_{\text{ch}}=50$ мА: $\lambda=180 + 186$ (1), 156 (2), 313 (3) і 286 нм (4) [9].

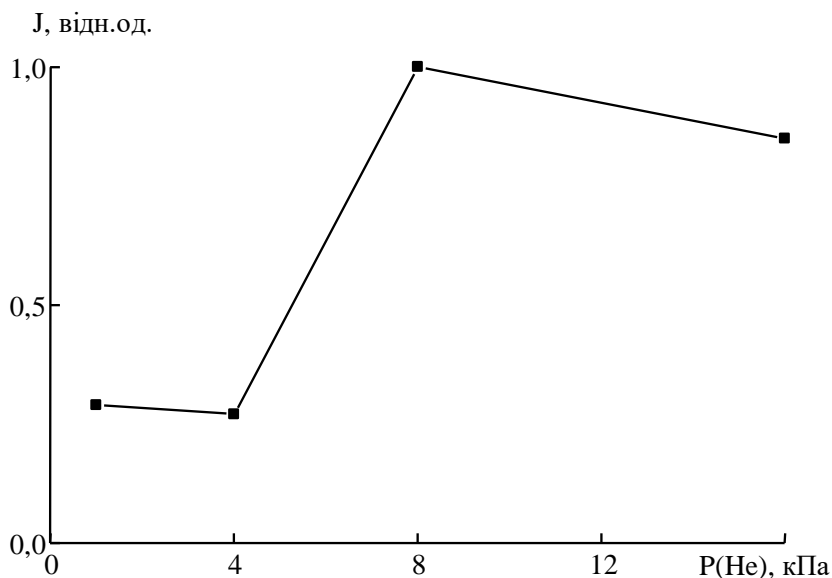


Рис.4.6. Залежність інтенсивності випромінювання смуги $\lambda_m=309,6$ нм в лампі на газовій суміші **He/H₂O** від парціального тиску гелію в розряді на суміші **He/H₂O** при $p(\text{H}_2\text{O})=2,5$ кПа і струмі $I_{\text{ch}}=50$ мА [13].

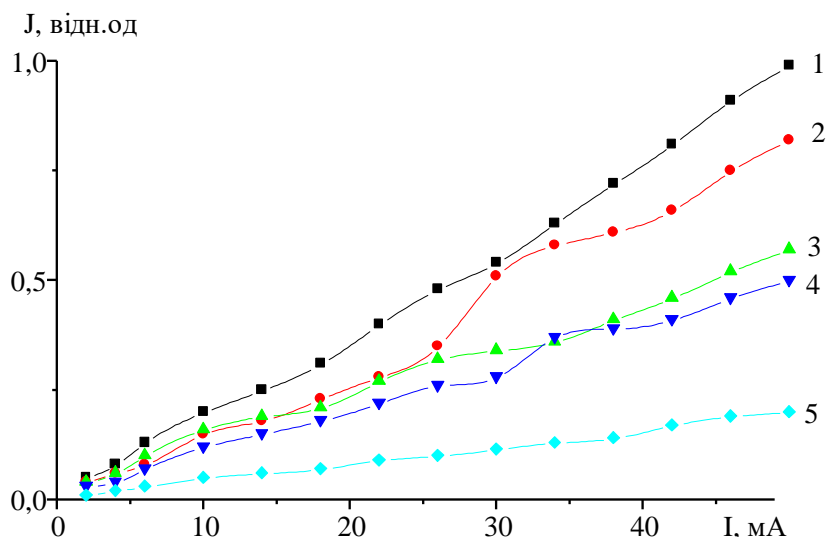


Рис.4.7. Залежність інтенсивності випромінювання характеристичних смуг лампи на парі води від величини розрядного струму в чистій парі води при $p(\text{H}_2\text{O})=150$ Па: $\lambda=156$ (1), 180 (2), 186 (3), 286 (4) і 313 нм (5) [12].

Інтенсивність випромінювання спектральних ліній 587,6; 501,0; 492,1 нм атома гелія була в 10-50 разів меншою за інтенсивність спектральної лінії $\lambda=667,8$ нм, а характер залежності $J=f(I_{ch})$ був близьким до лінійного.

4.2. Електронні кінетичні коефіцієнти в газорозрядній плазмі на основі пари води

Розглянемо електронні кінетичні коефіцієнти (**ЕКК**) в розряді на чистій парі води, які були одержані в Інституті електронної фізики **НАНУ** і опубліковані в праці [19].

ФРЕЕ для розряду в чистій парі води при зміні величини параметра E/N у діапазоні 150-500 Тд, представлені на рис 4.8.

Як впливає цього рисунка, **ФРЕЕ** може бути охарактеризована двома різними температурами. При збільшенні параметра E/N нахил **ФРЕЕ** зменшувався, що вказувало на зростання температури електронів. При малих енергіях електронів ($T_e \leq 0,4$ eV) нахил **ФРЕЕ** значний, що зумовлено малістю електронної температури в розряді.

Залежності швидкості дрейфу і середньої енергії електронів від величина приведенного електричного поля наведені на рис. 4.9. На рис. 4.9.a представлена залежність

середньої енергії електронів від величини параметра E/N , отримана в шляхом розв'язання кінетичного рівняння Больцмана для **ФРЕЕ** (кр. 1) і в результаті розв'язку рівняння балансу енергії електронів (кр. 2).

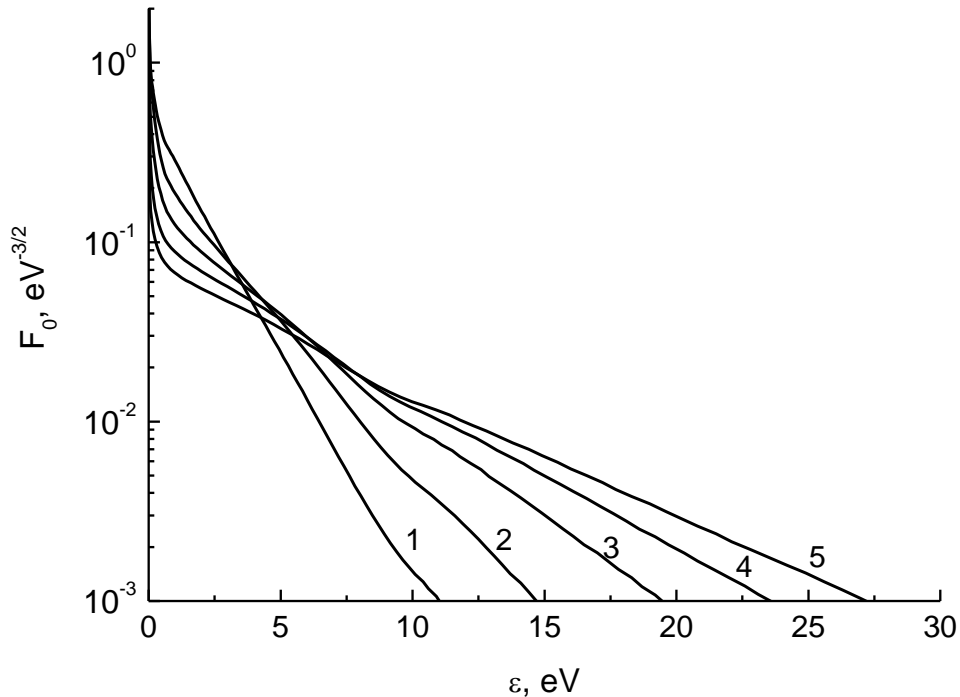


Рис.4.8. **ФРЕЕ** в розряді на парі води: 1 – 150, 2 – 200, 3 – 300, 4 – 400 і 5 – 500 Тд [19].

Як випливає з рис.4.9.а, криві 1 та 2 практично співпадають між собою. Середня енергія електронів при величині параметра E/N меншій за 40 Тд не переважала 0,1 еВ, що зумовлено ефективною втратою енергії повільними електронами на збудження нижніх обертових енергетичних рівнів молекул води. При $E/N > 250$ Тд середня енергія електронів, розрахована з рівняння балансу енергії, починає зростати зі збільшенням параметра E/N швидше, аніж розрахована за рівнянням Больцмана для **ФРЕЕ**. Це вказує на те, що у формуванні середньої енергії електронів в розряді починають відігравати роль процеси, які не враховуються при розрахунку **ФРЕЕ**.

Зростання величини параметра E/N приводило до збільшення дрейфової швидкості дрейфу (рис.4.9.б) і середньої енергії електронів (рис.4.9.а). Збільшення швидкості дрейфу електронів із зростанням E/N пояснюється зростанням направленої швидкості руху електронів в електричному полі,

яку вони одержують на довжині вільного пробігу. Оскільки при розсіюванні електронів на молекулах води вони втрачають направлену швидкість тому енергія, пов'язана з їх направленим рухом, перетворюється в енергію хаотичного теплового руху електронів. Середня енергія електронів, при цьому, збільшується при збільшенні параметра E/N .

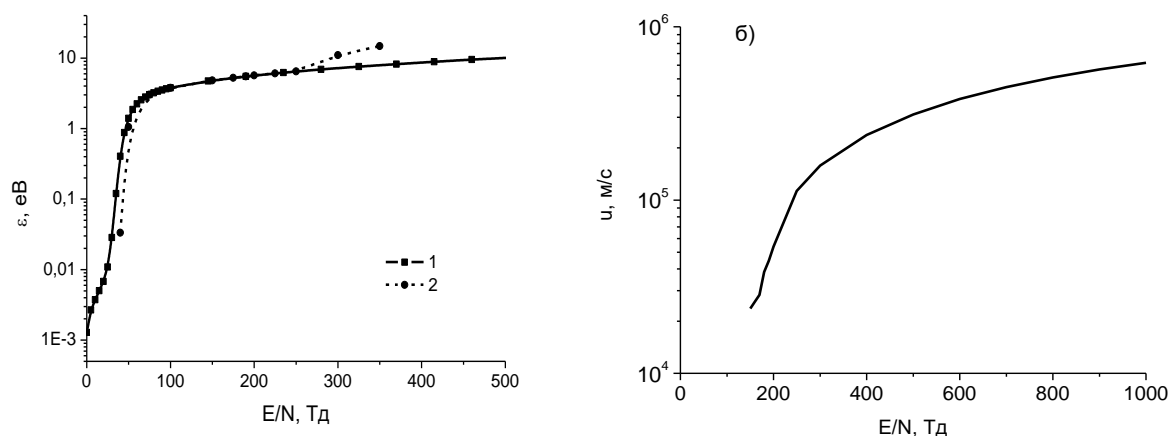


Рис.4.9. Залежність середньої енергії електронів, одержана шляхом розв'язання кінетичного рівняння Больцмана для **ФРЕЕ** (1) та розв'язання рівняння балансу енергії електронів (2) (а) і швидкості дрейфу електронів в розряді на парах води (б) від величини приведенного електричного поля E/N [19].

На рис.4.10 приведені залежності відносних втрат потужності розряду на різні електронні процеси в розряді на основі чистої пари води від величини параметра E/N . Представлені сумарні втрати при пружних зіткненнях, на збудження трьох перших обертових рівнів, трьох перших коливних рівнів молекули води в основному стані, чотирьох електронних рівнів, дисоціацію (сумування втрат в двох процесах дисоціації), іонізацію (в п'яти процесах іонізації), дисоціативне прилипання (в трьох процесах дисоціативного прилипання), дисоціативне збудження радикалів гідроксила, дисоціативне збудження атомів водню і кисню в залежності від величини приведенного електричного поля.

Як впливає з рис.4.10, при величині параметра $E/N < 190$ Тд переважають втрати потужності розряду на збудження обертових станів молекули води. При низьких енергіях

електронів цей процес відбувається дуже ефективно і більша частина енергії розряду, яку одержують електрони від електричного поля, витрачається на збудження обертових рівнів. Середня енергія електронів низька. При збільшенні параметра E/N втрати енергії електронів на збудження обертових станів молекул води швидко зменшуються і в діапазоні 250 -500 Тд основними каналами втрат енергії електронами є збудження електронних станів молекули води і її дисоціацію.

На рис.4.11 наведено залежності сумарних констант швидкості іонізації $\sum_i k_i$ з утворенням позитивних іонів п'яти видів (H_2O^+ , H^+ , OH^+ , O^+ , H_2^+) і дисоціативного прилипання електронів $\sum_a k_a$ з утворенням негативних іонів трьох видів (H^- , O^- , OH^-) при зіткненнях електронів з молекулою води, в залежності від величини параметра E/N .

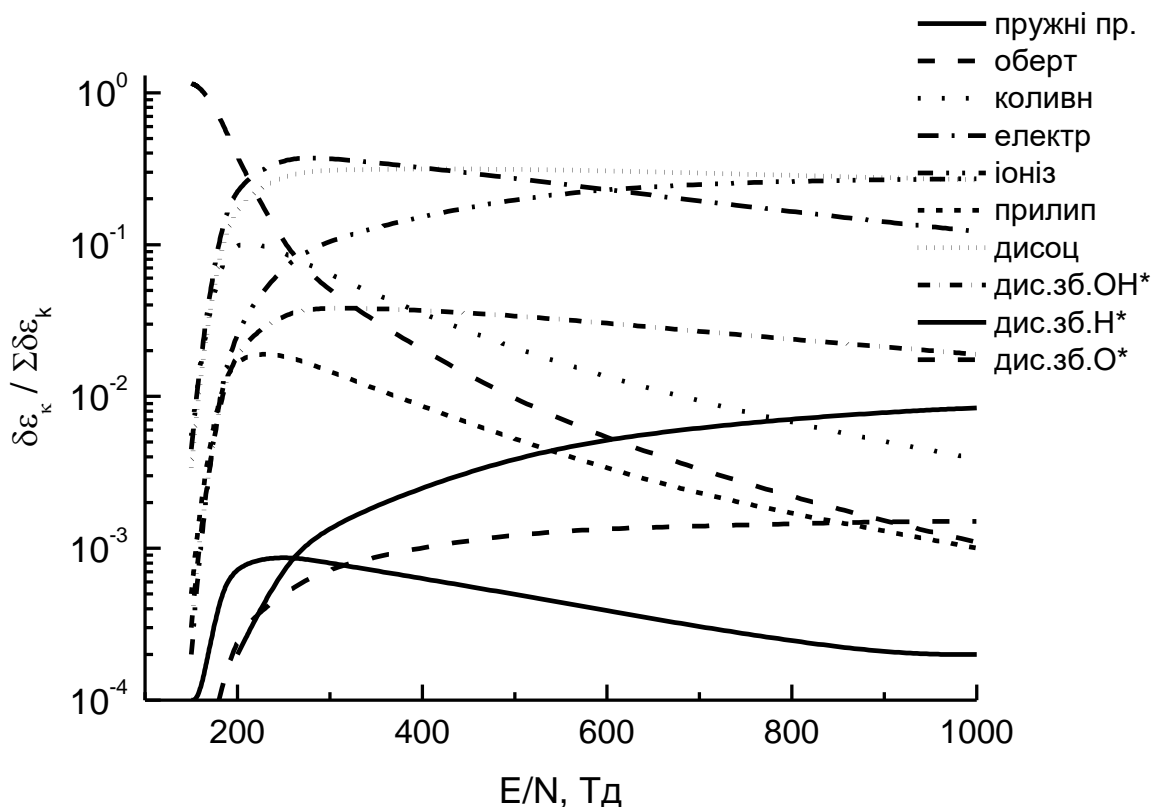


Рис.4.10. Відносні втрати енергії електронів при зіткненнях з молекулами води в залежності від E/N [19].

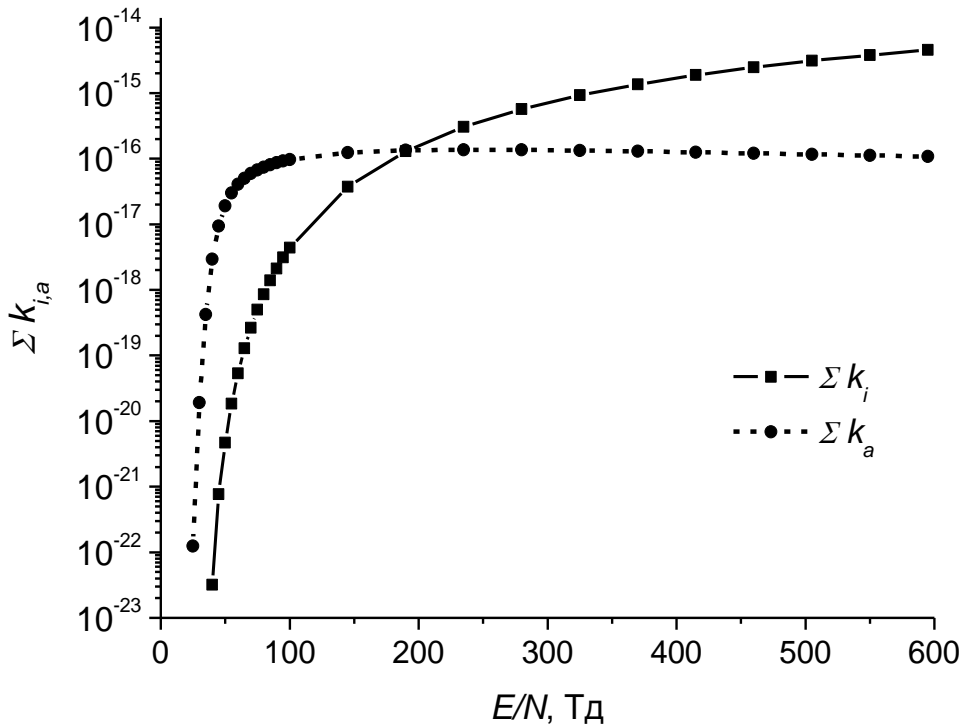


Рис.4.11. Сумарні константи швидкості іонізації $\sum_i k_i$ з утворенням позитивних іонів п'яти видів (H_2O^+ , H^+ , OH^+ , O^+ , H_2^+) і дисоціативного прилипання електронів $\sum_a k_a$ з утворенням негативних іонів трьох видів (H^- , O^- , OH^-) [19].

Як впливає з рис.4.10, при значеннях параметра $E/N < 190$ Тд сума констант швидкостей утворення негативних іонів переважає суму констант швидкостей процесів іонізації. При $E/N > 190$ Тд, навпаки, сума констант швидкості іонізації переважає суму констант швидкостей дисоціативного прилипання електронів. Таким чином, плазма на основі пари води при значеннях параметра $E/N < 190$ Тд є електронегативною, а концентрація електронів внаслідок їх прилипання до молекул – низькою (низькою при цьому буде і провідність плазми). При значеннях параметра $E/N > 190$ Тд плазма стає електропозитивною, концентрація електронів і, відповідно, провідність плазми буде зростати при збільшенні параметра E/N .

Таким чином, приведене електричне поле величиною близько 190 Тд є критичним для розряду в парі води, режим

горіння розряду при переході від полів з $E/N < 190$ Тд до приведених полів з $E/N > 190$ Тд повинен різко змінюватися.

Розглянемо вплив **He** на **ФРЕЕ** та **ЕКК** в газорозрядній лампі низького тиску на парі води (розрахунки проведені в ДВНЗ «УжНУ»).

ФРЕЕ і параметри плазми для лампи на суміші пари води з гелієм розраховувались в (чистій парі води – проводився контрольний розрахунок) розряді на суміші $He/H_2O = 9/1$, яка за своїм складом близька до оптимальної для випромінювання радикалів гідроксила **ОН(А-Х;С,В-Х)** (ДВНЗ «УжНУ»). Параметри плазми: середня енергія та рухливості електронів, питомі втрати потужності розряду на електронні процеси та константи швидкості процесів розраховувались з використанням програми BOLSING+. Розрахунки параметрів розряду проводилися в умовах, близьких до умов наших експериментів - при ступені іонізації плазми 10^{-6} - 10^{-7} (коли **ФРЕЕ** є істотно нерівноважною) і густині електронів у діапазоні 10^{10} - 10^{11} см⁻³, тиску газу (1,0-1.5) кПа. Величиною параметра E/N знаходилась в діапазоні 1-300 Тд. У програмі, що використовувалась при моделюванні, база даних щодо ефективних перерізів взаємодії електронів з молекулами води відсутня, тому в розрахунках використовували перерізи критично відібрані з останніх публікацій з цієї тематики (див. посилання в нашій статті, де розглянуто моделювання вихідних характеристик **ОН** – лампи тліючого розряду на суміші He/H_2O низького тиску [24]).

Характерні **ФРЕЕ** для розряду на суміші $He/H_2O = 9/1$ при різних значеннях параметра E/N наведені на рис.4.12. Електронні процеси, які враховувались при рішенні рівняння Больцмана для **ФРЕЕ** та методика розрахунку **ЕКК**, приведені в [25]. Номери процесів (табл. 4.3.) електронних процесів приведені для відповідних кривих на рис.4.13;4.14.

Зі збільшенням параметра E/N спостерігалось збільшення енергії швидких електронів і зменшення густини електронів малих енергій. Середня енергія електронів у розряді на парі чистої води при збільшенні E/N практично лінійно збільшується від 0.1 до 10 еВ. Розведення пари води гелієм

приводило до збільшення середньої енергії електронів близько в 2.2 рази.

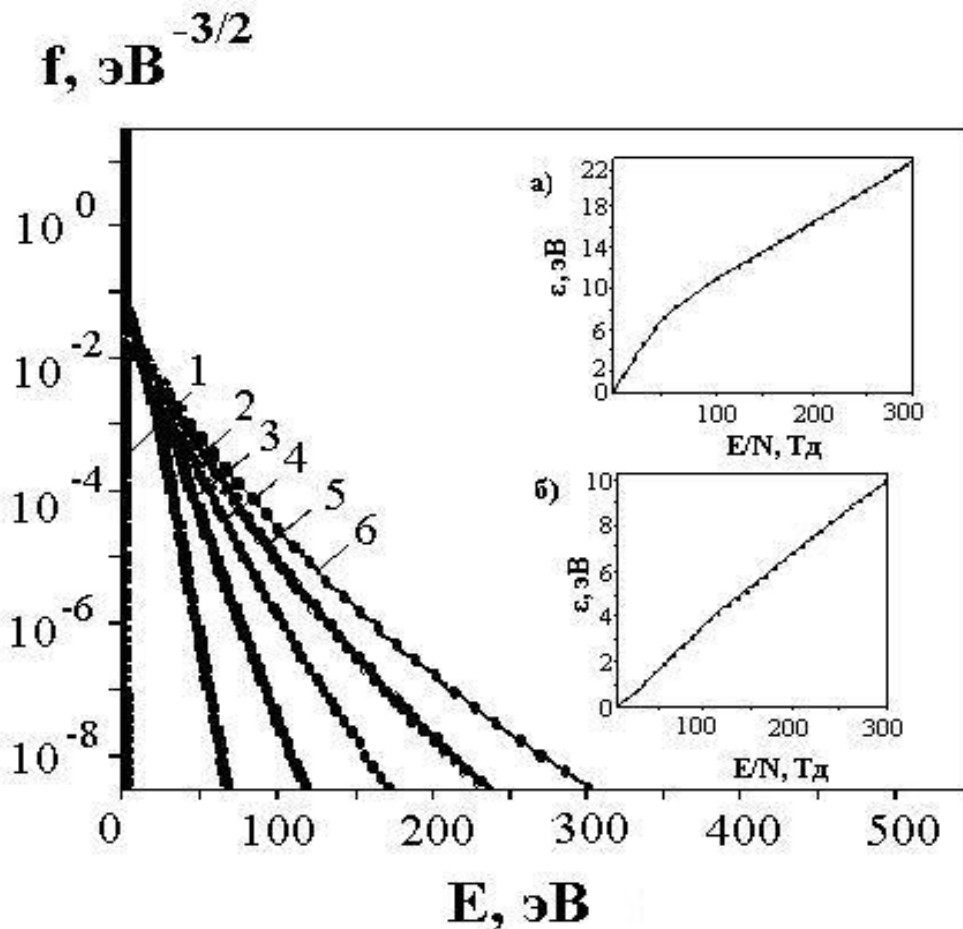


Рис.4.12. Функції розподілу електронів за енергіями в розряді на суміші $\text{He}/\text{H}_2\text{O} = 9/1$ при величинах параметра $E/N = 1.0$ (1), 60.8 (2), 121 (3), 180 (4), 240 (5), 300 (6) Тд; на вставках: залежності середньої енергії електронів від параметра E/N в розряді на суміші $\text{He}/\text{H}_2\text{O}$ (а) та в чистій парі води (б) [25].

На рис.4.13 наведені залежності питомих втрат потужності розряду в розряді на основі суміші $\text{He}/\text{H}_2\text{O}$ (а) та (б) і в чистій парі води (в) від параметра E/N . На рис.4.13.а. наведені процеси відповідальні за взаємодію електронів з атомами гелію. Номери кривих на рис.4.13 та 4.14 відповідають номерам процесів, наведених у таблиці 4.3. [25]. Максимальними для цього випадку є втрати потужності розряду на іонізацію гелію (до 25% при $E/N > 200$ Тд). Для цього процесу характерним було лінійне зростання втрат у діапазоні $E/N=20-120$ Тд, а при великих значеннях параметра E/N ця залежність приходила до насичення.

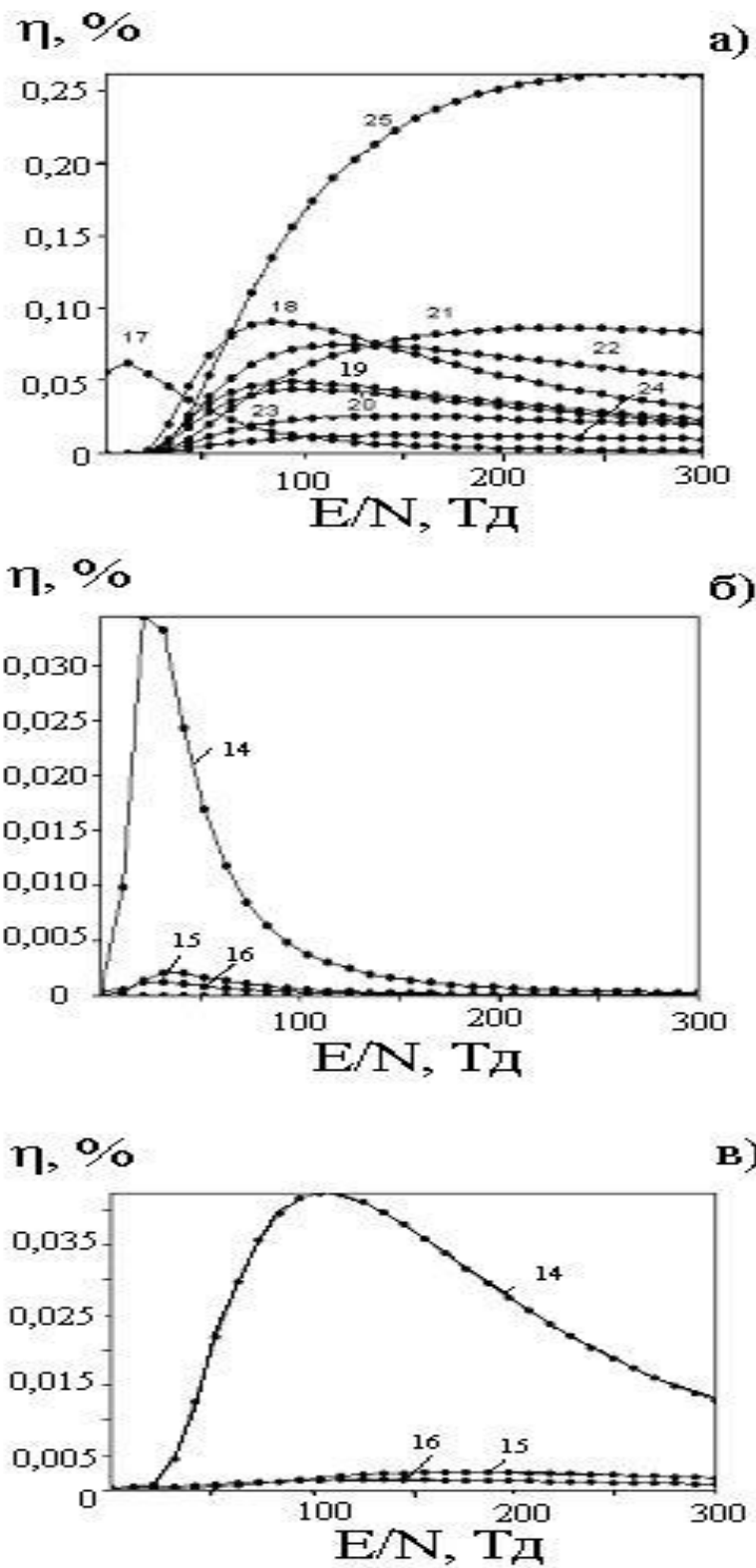


Рис.4.13. Розподіл питомих втрат потужності розряду на процеси, пов'язані із взаємодією електронів з молекулами води в газорозрядній плазмі малої щільності на суміші He/H₂O [19].

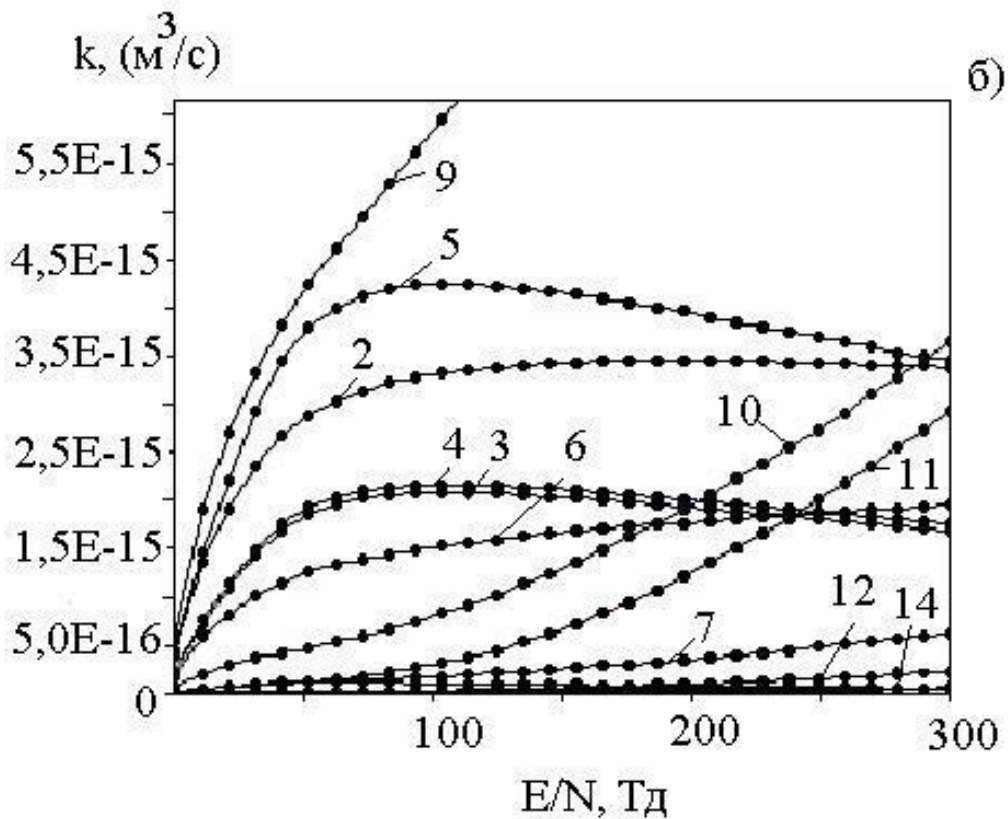
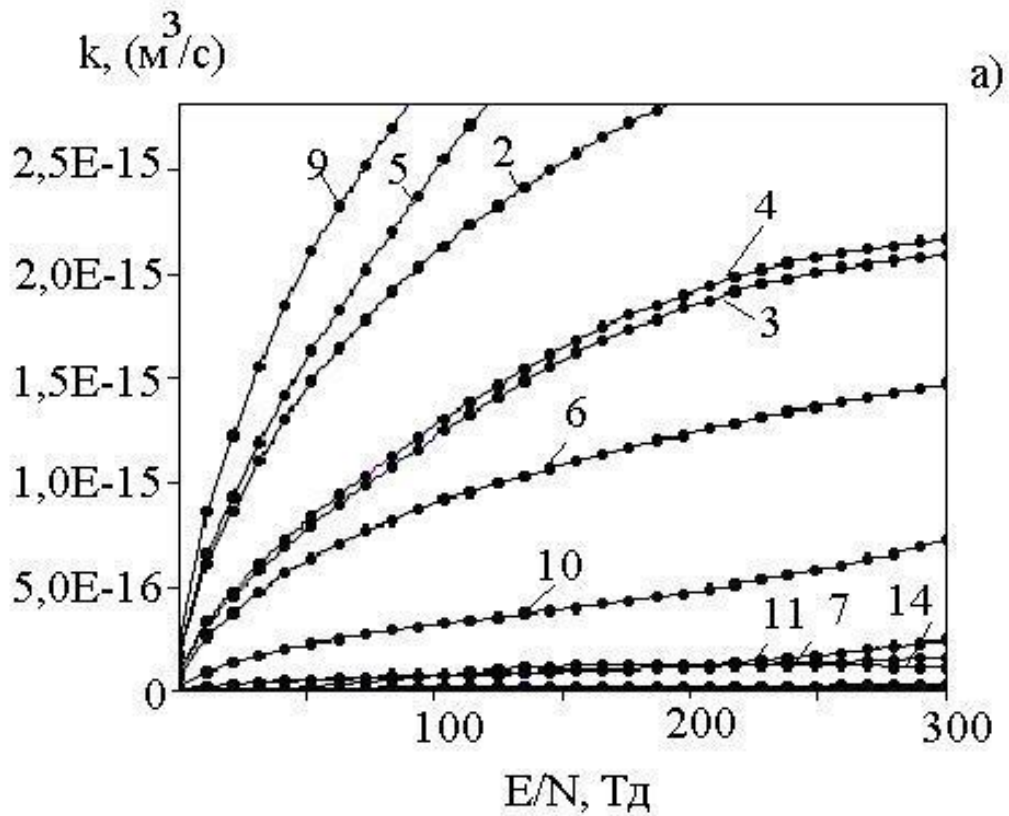


Рис.4.14. Залежності констант швидкості електронних процесів в розряді на чистій парі води (а) та в суміші $\text{He}/\text{H}_2\text{O}$ (б) від величини параметра E/N [25].

Таблиця 4.3. Процеси взаємодії електронів з молекулами води, які враховувались при рішенні рівняння Больцмана для ФРЕЕ.

1	Пружне розсіювання електронів $e + H_2O \rightarrow e_0 + H_2O$; енергія електрона e_0 $E(e_0) < E(e)$.
2	$H_2O(000) + e \rightarrow H_2O(010) + e$.
3	$H_2O(000) + e \rightarrow H_2O(100) + e$.
4	$H_2O(000) + e \rightarrow H_2O(001) + e$.
5	$H_2O(000) + e \rightarrow H_2O(100+001) + e$.
6	$H_2O + e \rightarrow OH(A) + e + O$.
7	$H_2O + e \rightarrow H(2p^2P_0) + OH$.
8	$H_2O + e \rightarrow O(3p) + H_2O$.
9	$H_2O + e \rightarrow H_2O^+ + 2e$.
10	$H_2O + e \rightarrow OH^+ + H + 2e$.
11	$H_2O + e \rightarrow H^+ + OH + 2e$.
12	$H_2O + e \rightarrow O^+ + H_2 + 2e$.
13	$H_2O + e \rightarrow H_2^+ + O + 2e$.
14	$H_2O + e \rightarrow OH^* + H^-$.
15	$H_2O + e \rightarrow H_2 + O^-$.
16	$H_2O + e \rightarrow OH^- + H$.
17	$He + e \rightarrow e_0 + He$; пружне розсіяння електронів на атомах гелія
18	$He + e \rightarrow He^*(2^3S) + e$.
19	$He + e \rightarrow He^*(2^1S) + e$.
20	$He + e \rightarrow He^*(2^3P) + e$.
21	$He + e \rightarrow He^*(2^1P) + e$.
22	$He + e \rightarrow He^*(3SPD) + e$.
23	$He + e \rightarrow He^*(4SPD) + e$.
24	$He + e \rightarrow He^*(5SPD) + e$.
25	$He + e \rightarrow 2e + He^+$.

Для розподілу втрат на збудження гелія характерною була плавна крива з широким максимумом при $E/N = 80-100$ Тд. Іншою була тільки залежність втрат потужності розряду від параметра E/N на утворення $He(1P)$, максимум для якої був дуже широким та зміщеним до $E/N = 200$ Тд. Найбільшими були втрати потужності розряду на утворення метастабільних атомів гелія - $He(2^3S)$ з максимумом при $E/N = 80-100$ Тд. Втрати на пружне розсіювання електронів на атомах гелія не перевищували 6% (при $E/N = 5-10$ Тд). Процес же утворення радикалів гідроксила OH^* і негативних іонів H^- (реакція 14 в

табл.4.2) у плазмі на суміші **He/H₂O** і чистій парі води був досить малоефективним ($\eta = 3.5-4.0\%$). У розряді на парі води максимум утворення радикалів **ОН*** в цьому процесі був широким і знаходився при $E/N = 80-120$ Тд, а для розряду на суміші **He/H₂O** максимум вузький і зміщений в область малих величин E/N (20-30 Тд). Втрати потужності розряду на утворення негативних іонів (**O⁻, ОН⁻**) у порівнянні із процесом 14 (табл. 2) були на порядок нижчими. При малих E/N (1-20 Тд) найбільшими були втрати потужності розряду на процеси коливного збудження та пружного розсіювання електронів на молекулах води.

Розведення пари води гелієм призводило до збільшення середньої енергії електронів в 2.2 рази.

На рис.4.14 наведені залежності констант швидкості процесів взаємодії електронів з молекулами води в розряді на суміші пари води з гелієм і в чистій парі води. Найбільшими були константи швидкості пружного розсіювання електронів на молекулах води. У діапазоні $E/N = 1-20$ Тд для обох середовищ константи швидкості пружного розсіювання електронів на молекулах **H₂O** різко збільшуються при збільшенні параметра E/N (1-20 Тд) 10^{14} до $8 \cdot 10^{14}$ м³/с. Ці відмінності зумовлені, в основному, будовою електронних станів атома гелію (при високих E/N в розряді на гелієвій суміші ефективності пружного розсіювання на молекулах води зменшуються, оскільки вже починає виявлятися руйнування низьколежачих електронних рівнів атома гелію).

З непружних електронних процесів в діапазоні $E/N = 1-100$ Тд найбільшими були константи збудження нижніх коливних станів молекули води та її іонізації. Для розряду на гелієвій суміші характерною була залежність $k_{\text{кол}}(E/N)$ із широким максимумом при $E/N = 100$ Тд. Константа швидкості утворення гідроксила **ОН(A)**, розпад якого призводить до випромінювання смуги 306-320 нм, при $E/N = 100$ Тд в 1.5 рази вище для розряду на гелієвій суміші, ніж для розряду в чистій парі води. Константа же швидкості процесу 14 (див. Табл.4.2) приблизно на порядок нижче процесу дисоціативного руйнування радикалів **ОН (A)** (реакція б).

4.3. Моделювання параметрів плазми OH*- лампи тліючого розряду на суміші He/H₂O низького тиску

При розрахунках кінетики процесів та вихідних характеристик OH*-лампи тліючого розряду розв'язувалась наступна система кінетичних рівнянь до тих пір, пока концентрації всіх компонентів плазми не досягали стаціонарних значень [24]:

$$\frac{dn_m}{dt} = S_m - \frac{D}{\Lambda^2} \cdot n_m. \quad (4.2)$$

Тут n_m – це концентрація компонентів газової суміші, S_m – доданок, який описує народження і гибелі компонентів в результаті хімічних реакцій, D – коефіцієнт дифузії частинок, а Λ – характерна довжина дифузії, що визначалась як $1/\Lambda^2 = (2.4/R)^2 + (\pi/L)^2$, де R – радіус розрядної трубки (0.35 см), L – віддаль між електродами (5 см). Також $m \in [1, N_{max}]$, де N_{max} – загальна кількість складових газової суміші.

Доданок, який описує народження та гибель має наступний вигляд:

$$S_m = \sum_r C_{m,r} R_r. \quad (4.3)$$

Тут $C_{m,r}$ – загальна кількість частинок виду p , що створювались в реакції r ; її величина може бути або додатним (народження) чи від'ємним (знищення). Також R_r – швидкість реакції типу r , яка визначалась як $R_r = k_{r,1,2} \cdot n_1 n_2$ для двохчастинкової реакції, яка має константу швидкості k .

В моделі концентрація електронів розраховувалась в початковий момент часу з формули:

$$n_{e0} = \frac{W_d / V}{W_{in} + W_{el}}. \quad (4.4)$$

Вона залишалась постійною на протязі всього часу. В формулі (4.4) W_d – потужність, яка вноситься в розряд, значення якої

бралось з експериментальних даних, V – об'єм розряду, W_{in} – потужність, яка витрачається на непружні процеси і W_{el} – потужність, що витрачається на пружні процеси:

$$W_{in} = \sum k_{in} \varepsilon_{in} N_g, \quad (4.5)$$

$$W_{el} = 3m_e T_e \sum \frac{N_g k_{el}}{M}. \quad (4.6)$$

В рівнянні (4.5) сумування проводилось по всім непружним електронно-молекулярним реакціям (з **He** та **H₂O**), які мають константу швидкості k_{in} і енергетичний поріг ε_{in} . В (4.6) m_e – маса електрона, T_e – температура електронів, M – маса атома **He** і молекули **H₂O**, а сумування проводиться по пружним електронно-молекулярним процесам, які мають константу швидкості k_{el} .

Константи швидкості пружних і непружних процесів визначаються функцією розподілу електронів за енергіями. Вона розраховувалась числовим розв'язанням рівняння Больцмана в двочленному приближенні. Температура електронів визначалась як $T_e = 2/3 \langle \varepsilon_e \rangle$, де $\langle \varepsilon_e \rangle$ - середня енергія електронів, яка також визначалась через **ФРЕЕ**.

Коефіцієнти дифузії додатних іонів в формулі (4.2) визначались як $D_i = \pi \cdot v_i \cdot \lambda_i / 8$, де $v_i = \sqrt{8k_B T / \pi M_i}$ - теплова швидкість іона, k_B – стала Больцмана, T – температура газу (300 К), M_i – маса іона, $\lambda_i = 1 / (N_g \pi (R_{H_2O} + R_{He})^2)$ - довжина вільного пробігу іонів в газі. Також R_{H_2O} і R_{He} - радіус молекули води и гелія, відповідно. Аналогічно розраховувались коефіцієнти дифузії нейтральних компонентів газової суміші. Швидкість цих складових визначалась співвідношенням $v_i = \sqrt{2k_B T / M_i}$.

Коефіцієнти дифузії від'ємних іонів рівні нулю, оскільки плазмові шари, які розміщені біля стінок розрядної трубки, відбивають від'ємні іони, що заважає їх виходу з області розряду. Моделювання проводилось при тисках гелія в інтервалі 1-9 кПа, для парціального тиску пари води в інтервалі 50-300 Па, розрядних струмів 10-50 мА та при напрузі 1 кВ.

На рис.4.15 наведена динаміка концентрацій збуджених компонентів газової суміші і концентрації радикала **ОН**. З рис.4.15 випливає, що найбільшу концентрацію має **He***. Це

зумовлено тим, що концентрація **He** на порядок величини переважає концентрацію молекули води, з якої утворюються всі інші компоненти плазми, приведені на рис.4.15 (за виключенням молекул **He₂^{*}**).

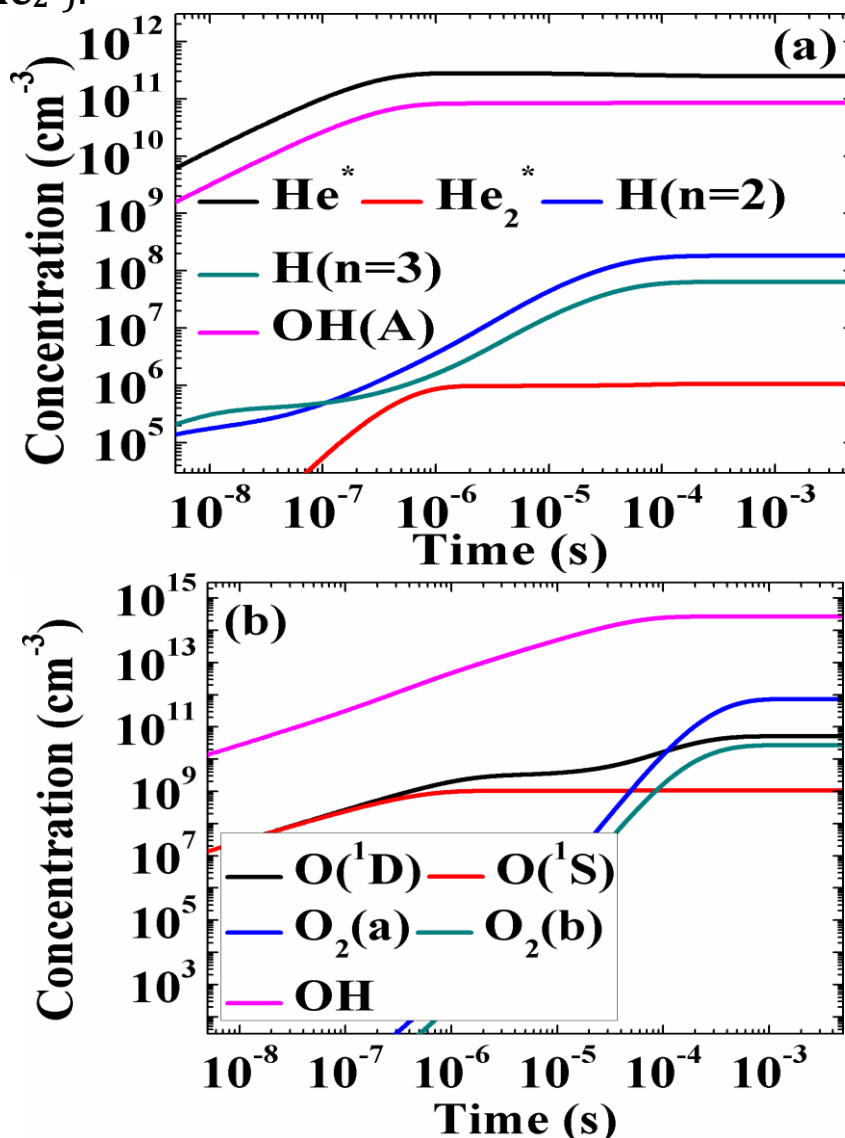
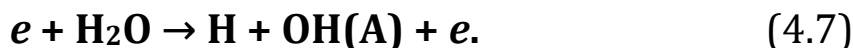
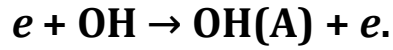


Рис.4.15. Часові залежності концентрацій збуджених компонентів плазми в розряді на газовій суміші: $p(\text{He})/p(\text{H}_2\text{O}) = 1000/150$ Па; $U = 1$ кВ; $I = 40$ мА [24].

Незалежно від співвідношення між парціальними тисками **He** і **H₂O**, основним процесом утворення радикала **OH(A)** в збудженому стані є реакція:



Другим процесом, який відповідальний за генерацію радикалів **OH(A)**, є:



(4.8)

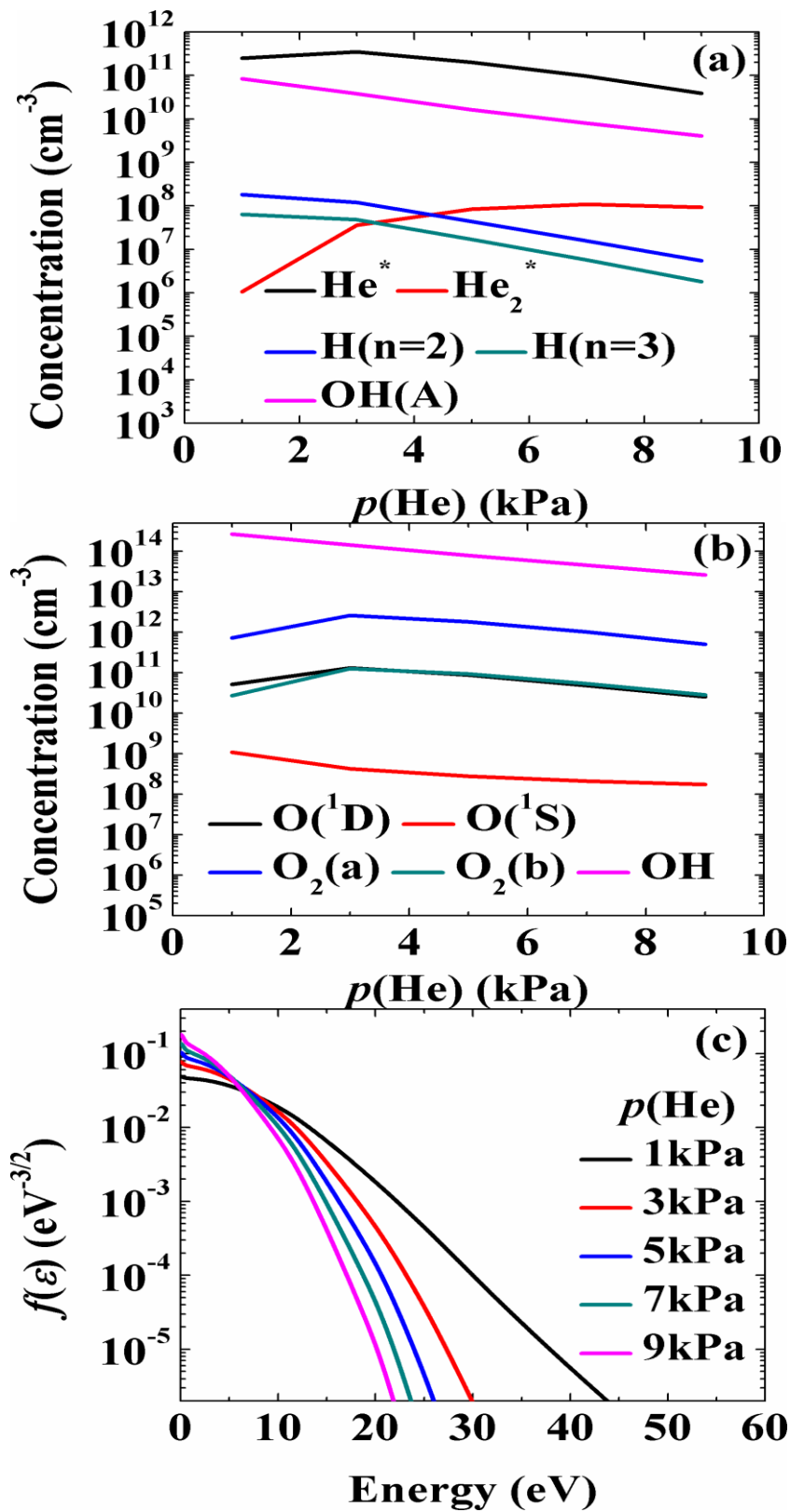
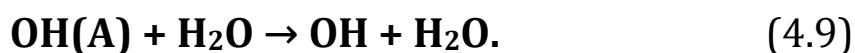


Рис.4.16. Вплив тиску гелія на концентрації збуджених компонентів і радикалів OH (a,b), а також на ΦPEE (c); $p(\text{H}_2\text{O}) = 150$ Па; $U = 1$ кВ; $I = 40$ мА [24].

Результати моделювання показали, що збільшення тиску гелія приводить до зменшення відношення швидкостей реакцій (4.7) і (4.8). Наприклад, при $p(\text{He}) = 1$ кПа і $p(\text{H}_2\text{O}) = 150$ Па $k_6/k_7 \approx 16$, а при $p(\text{He}) = 9$ кПа і $p(\text{H}_2\text{O}) = 150$ Па $k_6/k_7 \approx 3$. Обернений ефект спостерігався при збільшенні тиску пари води. Наприклад, при $p(\text{He}) = 1$ кПа і $p(\text{H}_2\text{O}) = 300$ Па $k_6/k_7 \approx 23$.

Залежність концентрацій збуджених компонентів газової суміші і концентрації радикалів OH від тиску гелія представлена на рис.4.16. Також на рис. 4.16(с) показано вплив $p(\text{He})$ на $\Phi_{\text{РЕЕ}}$. З рис.4.16 (с) випливає, що збільшення тиску He при постійній різниці потенціалів меж електродами приводило до зменшення кількості електронів в хвості $\Phi_{\text{РЕЕ}}$, що приводило до зменшення середньої енергії електронів, і, відповідно, до зменшення температури електронів. Останнє приводило до зменшення швидкостей електронно-молекулярних реакцій (4.7) і (4.8), що приводило до зменшення концентрації збуджених радикалів $\text{OH}(\text{A})$. Також результати моделювання показали, що збільшення $p(\text{He})$ приводить до зміни процесів дезбудження радикалів $\text{OH}(\text{A})$. А іменно, при $p(\text{He}) = 1$ кПа збудження знімається при зіткненнях з молекулами води:



Другим процесом, який відповідає за зняття збудження, є спонтанне випромінювання:



При збільшенні тиску гелія реакції (4.9) і (4.10) міняються містами, і основним процесом, відповідальним за дезбудження $\text{OH}(\text{A})$, є реакція (4.10). Константи швидкості реакцій (4.9) і (4.10) не залежать від температури електронів, тому зміна каналів пов'язана з тим, що при низькому тиску He менше молекул H_2O розкладається в разряді. Тому при низьких тисках He в стаціонарному стані концентрація молекул води вища.

На рис.4.17 представлено вплив парціального тиску пари води на концентрації збуджених компонентів газової суміші, на концентрацію радикалів **ОН** і на **ФРЕЕ**.

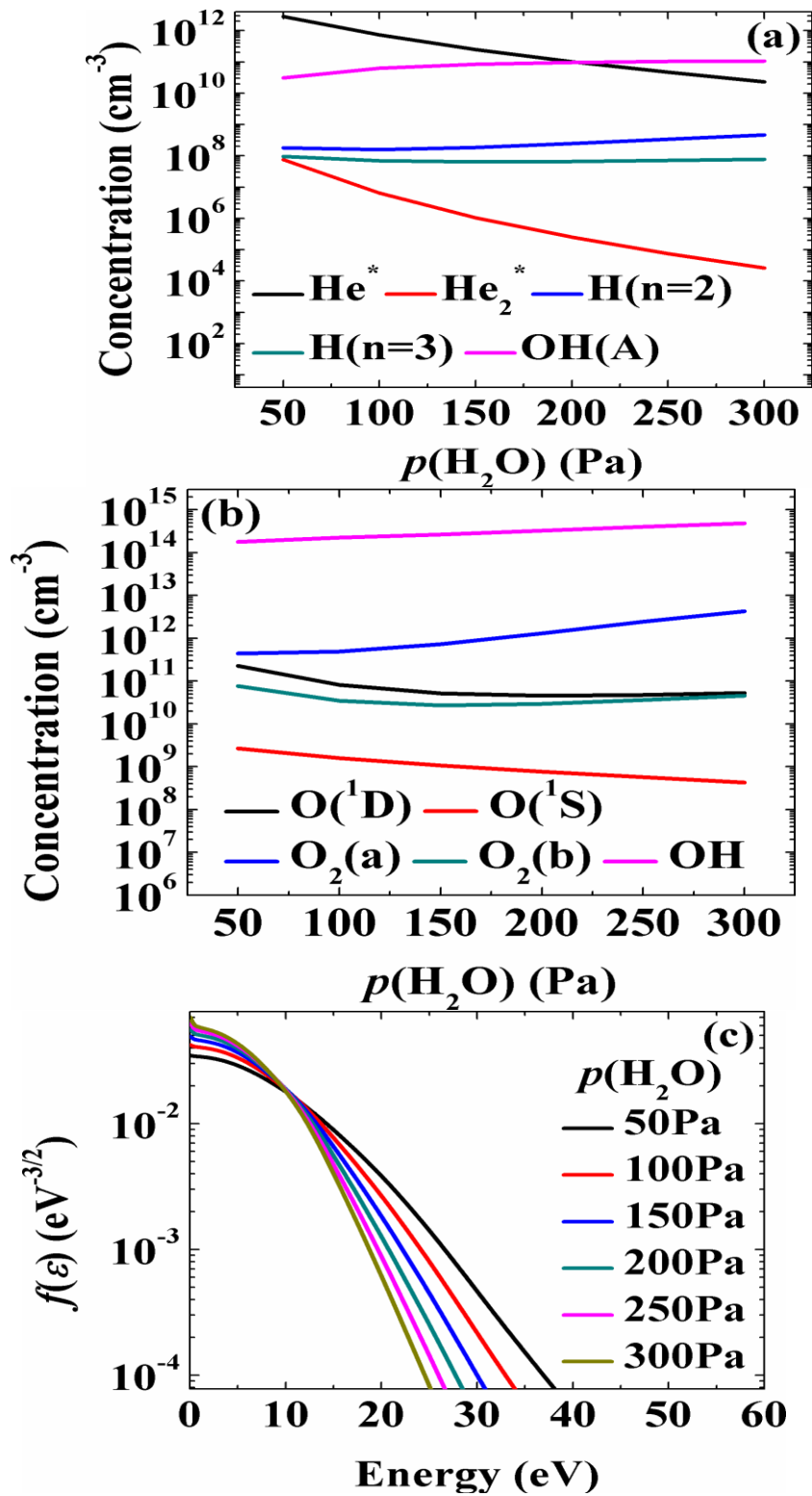


Рис.4.17. Вплив тиску пари води на концентрації збуджених компонентів і радикалів **ОН** (a,b), а також на **ФРЕЕ** (c); $p(\text{He}) = 1$ кПа; $U = 1$ кВ; $I = 40$ мА [24].

З рис.4.17 випливає, що збільшення парціального тиску парів води - $p(\text{H}_2\text{O})$ приводить до зменшення долі електронів в хвості ФРЕЕ. Це, в свою чергу, приводить до зменшення температури електронів. Тому збільшення $p(\text{H}_2\text{O})$ приводить до зменшення констант швидкості реакцій (4.7) і (4.8). Тем не менше, швидкості реакцій (4.7) і (4.8) збільшуються за рахунок збільшення концентрації молекул води. Також результати моделювання показали, що при всіх парціальних тисках пари води процесом, відповідальним за дезбудження, є реакція (4.9), швидкість якої збільшується при збільшенні $p(\text{H}_2\text{O})$.

Вплив струму, який протікає через розряд (при постійній різниці потенціалів між електродами), на концентрації збуджених компонентів газової суміші показано на рис.4.18. З цього рисунка випливає, що збільшення величини струму приводить до лінійного збільшення концентрацій всіх компонентів. Це пов'язано з тим, що збільшення струму приводить до лінійного збільшення потужності, яка вноситься в розряд, що приводить до лінійного збільшення густини електронів (4.4). Це приводить до лінійного збільшення швидкості електронно-молекулярних реакцій, які прямо пропорційні величині n_e .

Таким чином, дослідження емісійних характеристик і параметрів лампи тліючого розряду в парі води та суміші $\text{He}/\text{H}_2\text{O}$ низького тиску показало, що при малому парціальному тиску пари води (<150-200 Па) основним у спектрах УФ випромінювання є смуги випромінювання гідроксила $\text{OH}(\text{X-C};\text{X-V})$. Найбільш оптимальною для роботи випромінювача на парі води була газова суміш $p(\text{He})/p(\text{H}_2\text{O}) = (100-150)/(1000-1500)$ Па. При збільшенні парціального тиску пари води до насичених при кімнатній температурі (близько 2.0-2.5 кПа), в спектрі УФ-випромінювання плазми спостерігаються розширені і зміщені щодо відповідних смуг гідроксила OH смуги низької інтенсивності. Механізм випромінювання цих смуг маловивчений і може бути пов'язаний з утворенням малих кластерів води або кластерів на основі інертних газів з молекулами води.

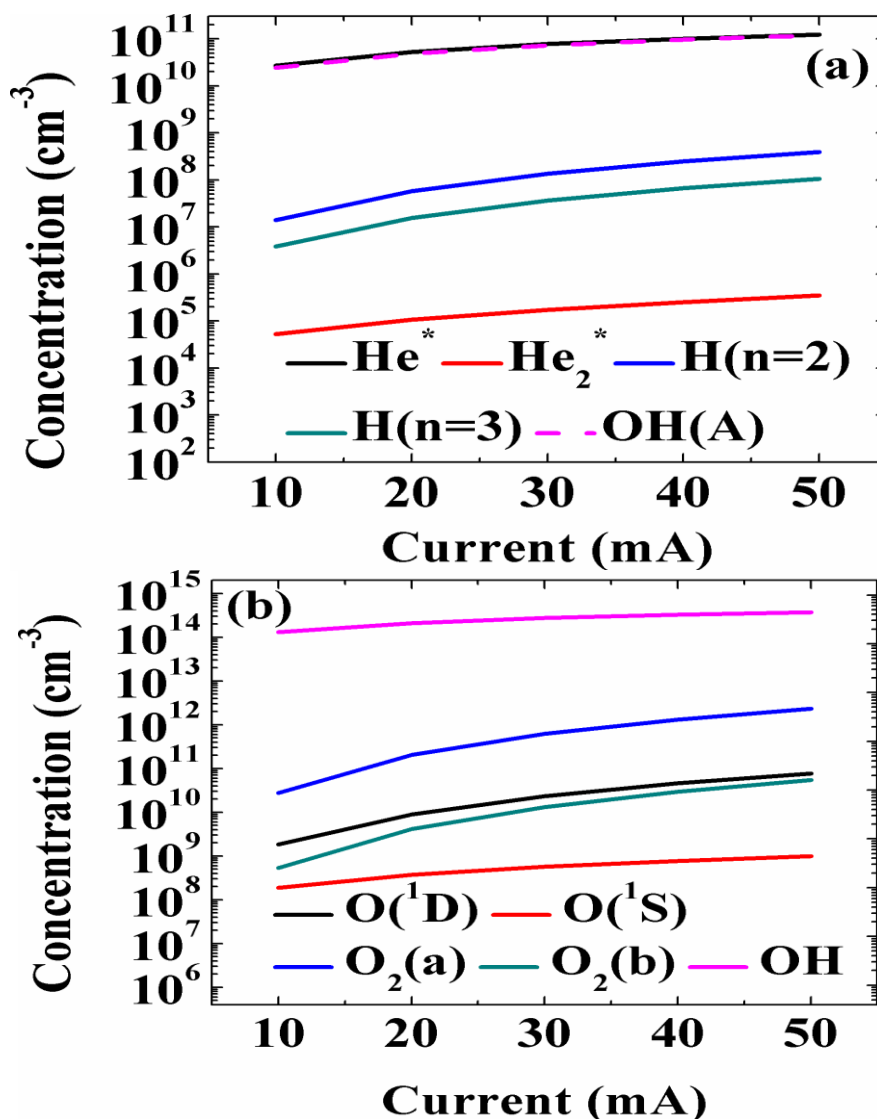


Рис.4.18. Вплив величини струму тліючого розряду на концентрації збуджених компонентів і радикала OH ; $p(\text{He}) = 1 \text{ кПа}$; $p(\text{H}_2\text{O}) = 200 \text{ Па}$; $U = 1 \text{ кВ}$ [24].

4.4. Характеристики ємнісних ламп на сумішах інертних газів і пари води (H_2O , D_2O) з накачуванням високовольтним наносекундним розрядом

Для збільшення ресурсу роботи лампи на парі води низького тиску перспективно використовувати ємнісний розряд, в якого електроди не мають контактів з плазмою. При цьому, лампа випромінює в імпульсному режимі, а тривалість світлових імпульсів визначається переважно параметрами джерела запалювання розряду в лампі. Для збільшення енергії імпульсів **УФ-ВУФ** випромінювання бажано здійснювати живлення розряду від високовольтного наносекундного

джерела.

В цьому пункті приведені основні результати розробки та дослідження оптичних характеристик ламп с накачуванням наносекундним ємнісним розрядом, які працюють на сумішах **He(Ar)/(H₂O, D₂O)**. Основні результати дослідження наносекундних ємнісних ламп приведені в працях [26-33]. Розробка і оптимізація ламп проведені на кафедрі квантової електроніки Ужгородського національного університету.

Техніка і умови експеримента. Імпульсно-періодичний ємнісний розряд запалювався в циліндричній трубці з кварцу, прозорого до довжини хвилі $\lambda = 190$ нм. Внутрішній діаметр кварцової трубки складав 0,5 см, а її довжина була рівна - 20 см. Реєстрація більш короткохвильового випромінювання (в спектральному діапазоні 190-140 нм) проводилась через вікно з фторида літія. Другий торець трубки був заварений кварцом. Кварцова трубка через відкритий торець і **LiF**- вікно була сполучена з вхідною частиною однометрового вакуумного монохроматора, виготовленого за оптичною схемою Сейя-Наміюки. Гази і пара води напускались в кварцову трубку через спеціальний відросток з вакуумної газозмішувальної системи. Пара звичайної дистильованої або «важкої» (**D₂O**) води напускались з попередньо відкачаної скляної ємності з рідиною. Електродами в лампі були кільця з листового нікеля шириною 2 см, що були встановлені на зовнішній частині розрядної трубки (рис.4.19). Така конструкція лампи виключала контакт плазми розряду з її металевими електродами, що важливо для збільшення ресурсу роботи лампи в газостатичному режимі.

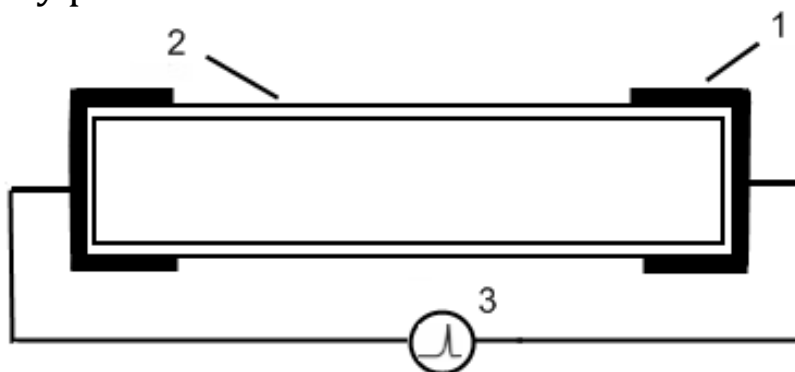


Рис.4.19. Конструкція лампи з накачуванням наносекундним ємнісним розрядом: 1-електроди, 2-кварцова трубка із завареними торцями, 3- джерело живлення розряду.

В експериментах використано основні елементи експериментальної установки для дослідження лампи з накачуванням наносекундним бар'єрним розрядом, характеристики якої приведені в праці [34]. Дослідження спектрів випромінювання лампи проводились на спектрофотометрах, описаних в п.4.1. Точність вимірювання відносної інтенсивності **УФ-ВУФ** випромінювання складала 5-7 %. Точність визначення парціального тиску пари води - 10 Па, а тиску інертних газів - 250 Па. Амплітуда імпульсів напруги тривалістю 50 нс складала 25-40 кВ. Частота повторення імпульсів могла змінюватись в діапазоні $f = 50-1000$ Гц. Для уникнення сильного перегрівання лампи, всі вимірювання проводились при частоті $f = 100$ Гц і амплітуді імпульса напруги на електродах лампи - 30 кВ.

Оптичні характеристики. Імпульсно-періодичний наносекундний розряд в робочих сумішах **He / H₂O (D₂O)** однорідно заповнював внутрішній об'єм розрядної кварцової трубки і мав білий колір, а в суміші **Ar/H₂O(D₂O)** ємнісний розряд приймав рожево-фіолетовий відтінок.

На рис.4.20–4.22 приведені характерні спектри випромінювання лампи на сумішах гелія та аргона з парою води. На рис.4.20. приведено спектр випромінювання лампи на суміші **He / D₂O**. Основними випромінювачами в **УФ-ВУФ** діапазоні довжин хвиль були смуги гідроксила - **OD (X-A,C)**. В спектральному діапазоні $\Delta\lambda = 175 - 225$ нм основними були смуги випромінювання 181.0, 187.1, 189.1 нм. В **УФ** діапазоні спектру ($\Delta\lambda = 270 - 315$ нм) найбільш інтенсивною була смуга з максимумом при $\lambda \approx 310$ нм, **(OD)(X-A)**. Спостерігались і менш інтенсивні смуги з максимумами при $\lambda = 283.7$ нм **OD(X-A; 1,0)** і $\lambda = 297.6$ нм **OD(X-A; 3,2)**.

Порівняння спектра випромінювання **OD***-лампи на суміші **He / D₂O** з спектром випромінювання **OH*** - лампи на суміші **He / H₂O** такого ж складу (при тих же умовах запалювання розряду) показало, що інтенсивності всіх смуг **OD(X-C,A)** в 1,5 рази більші ніж інтенсивності смуг **OH(X-C,A)**. Збільшення парціального тиску пари звичайної дистильованої і «важкої» води за межі 130-150 Па приводило до зменшенню інтенсивності **ВУФ**-випромінювання радикалів гідроксила.

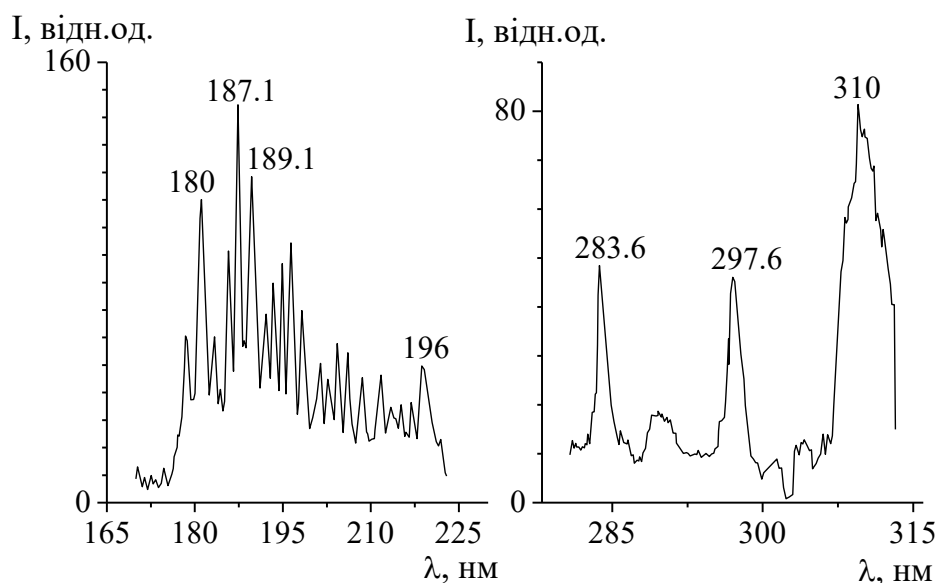


Рис.4.20. Спектр випромінювання лампи емнісного розряду на суміші $p(\text{He}) / p(\text{D}_2\text{O})=8,0 / 0,13$ кПа .

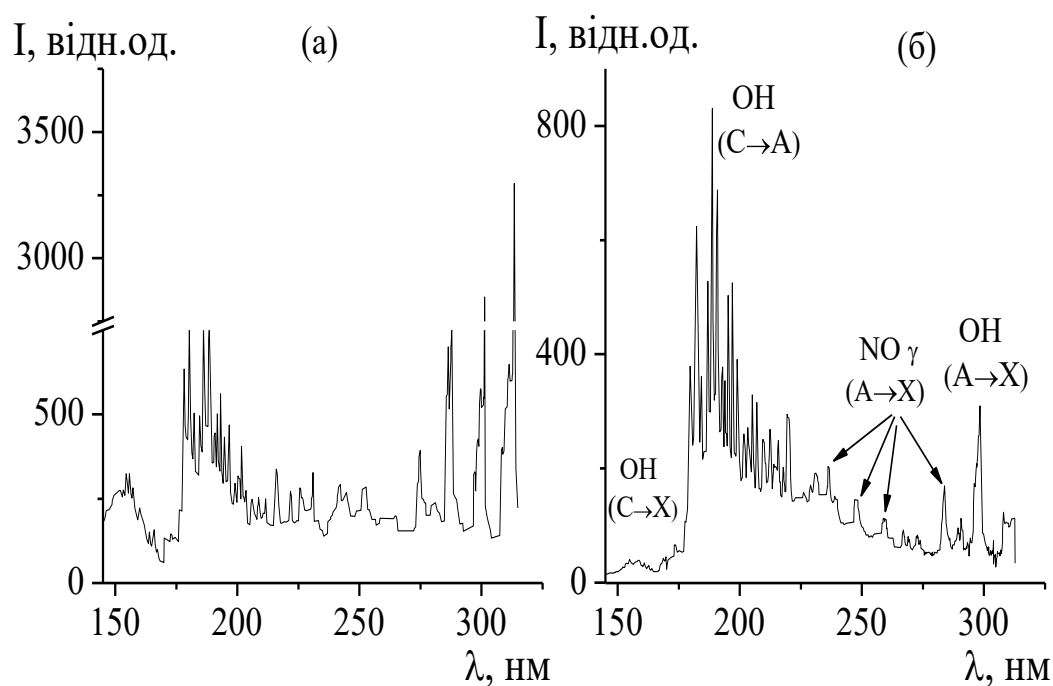


Рис.4.21. Спектри випромінювання імпульсно-періодичної **УФ-ВУФ** лампи на сумішах: $p(\text{He}) / p(\text{H}_2\text{O})=21.3 / 0.11$ (а) і $5 / 0.11$ кПа (б).

Вплив парціального тиску гелія на спектральні характеристики OH^* - лампи на суміші $\text{He} / \text{H}_2\text{O}$ показано на рис.4.21. При зниженому тиску гелія в спектрі проявлялась

також і смуга випромінювання 156 нм **ОН(X-B)**. Збільшення парціального тиску гелія з 5 до 21 кПа приводило до зменшення інтенсивності випромінювання всіх смуг радикала **ОН**. Характерний спектр випромінювання лампи на основі суміші аргону і пари звичайної води при низькому парціальному тиску приведено на рис.4.22. **ВУФ** –випромінювання займає в цьому спектрі близько 70 % від загальної інтенсивності **УФ-ВУФ** випромінювання лампи. В цьому спектрі випромінювання лампи основними стають найбільш короткохвильові смуги радикала гідроксила.

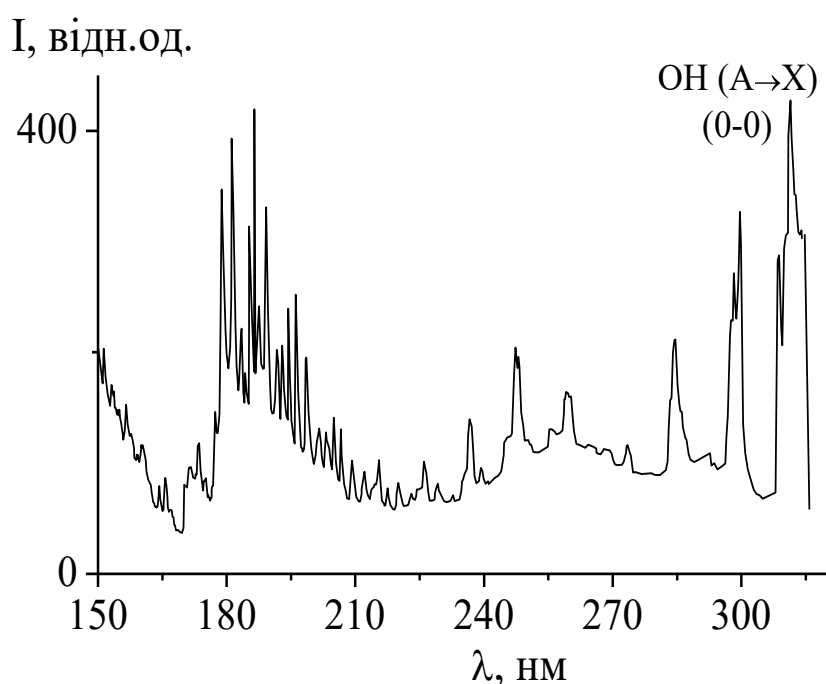


Рис.4.22. Спектр випромінювання імпульсно-періодичної **УФ-ВУФ** лампи на газовій суміші: $p(\text{Ar}) / p(\text{H}_2\text{O}) = 1.3 / 0,13$ кПа .

На рис.4.23-4.25 прведені основні результати оптимізації інтенсивності випромінювання лампи на суміші гелія і пари води в залежності від тиску і складу робочої суміші. Для смуг випромінювання гідроксила **ОН(X-A)** оптимальний парціальний тиск пари звичайної води при $p(\text{He}) = 2.6$ кПа знаходився в діапазоні 130-150 Па (рис.4.23). При заміні пари звичайної води на пару «важкої» води, характер залежності інтенсивності смуг **ОН(X-A)** при $p(\text{He}) = 2.6$ кПа був подібним до приведенного рис.4.23, але інтенсивності відповідних смуг збільшувались в 1,5 рази.

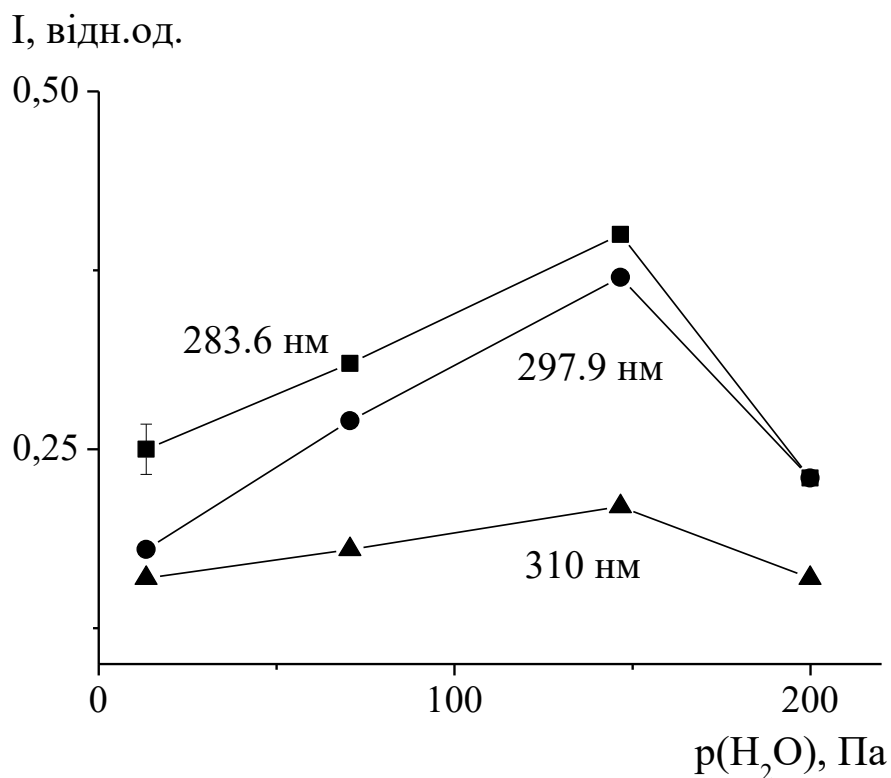


Рис.4.23. Залежності відносної інтенсивності випромінювання характеристичних смуг радикала гідроксила в лампі на суміші $\text{He} / \text{H}_2\text{O}$ від парціального тиску пари води при $p(\text{He}) = 2,6$ кПа.

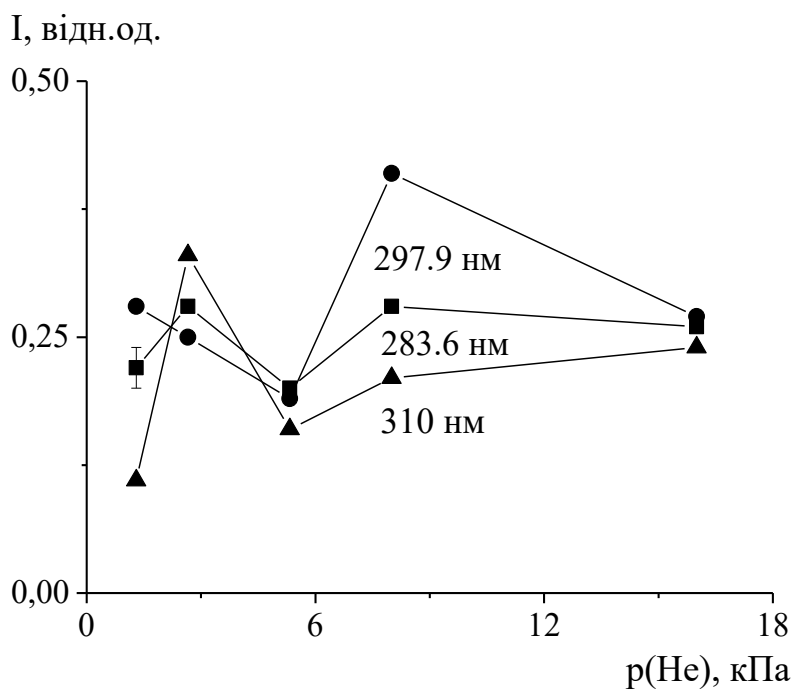


Рис.4.24. Залежності відносної інтенсивності випромінювання X-A смуг радикала гідроксила в лампі на газовій суміші $\text{He} / \text{H}_2\text{O}$ від парціального тиску гелія при $p(\text{H}_2\text{O}) = 130$ Па.

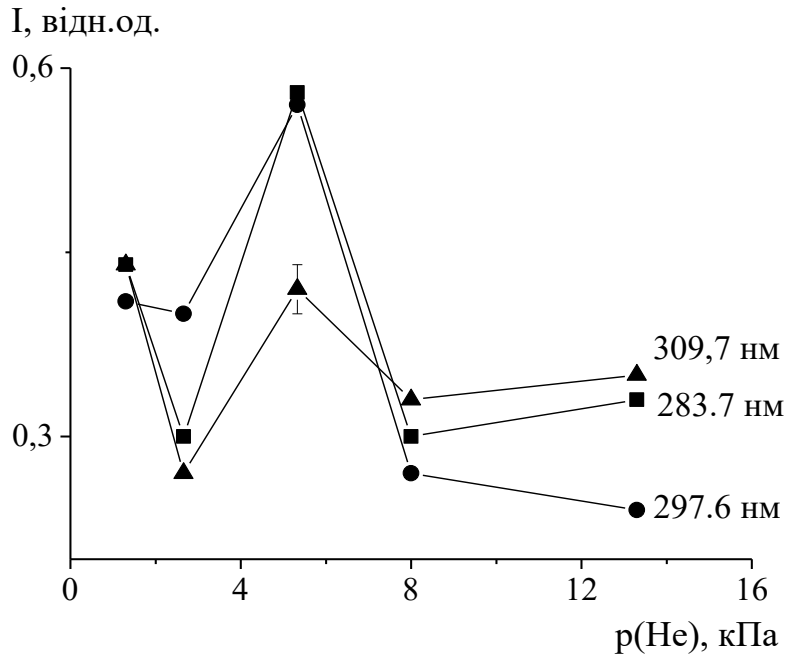


Рис.4.25 Залежності відносної інтенсивності випромінювання характеристичних смуг радикала гідроксила в лампі на суміші **He / D₂O** від парціального тиску гелія при **P(D₂O) = 130 Па**.

В залежності інтенсивності випромінювання (**Х-С**)-смуги (176-198 нм) радикала **ОН** (лампа на суміші **He**) при оптимізації інтенсивності смуг випромінювання в спектральних діапазонах $\Delta\lambda = 176.0 - 183.9 \text{ нм}$ і $184.5 - 198.0 \text{ нм}$ в залежності від парціального тиску гелія при **p(H₂O) = 106.6 Па** встановлено, що оптимальний тиск гелія для однорідної і контрагованої стадій ємнісного розряду складає, відповідно, **p(He) = 1 і 11 кПа**.

Результати оптимізації оптичних характеристик лампи з накачуванням наносекундним ємнісним розрядом на сумішах аргона з парюю води наведені рис.4.26-4.27. На рис. 4.26 приведені результати оптимізації інтенсивності **ВУФ**-випромінювання смуг радикала **ОН** в залежності від парціального тиску аргона при фіксованому тиску пари води і парціальному тиску пари води при фіксованому тиску аргона. Для одержання максимальної інтенсивності **ВУФ**-випромінювання, оптимальний тиск аргона повинен знаходитись в діапазоні 0.1 - 0.5 кПа (рис.4.26.а). Залежність інтенсивності **Х-С** смуг **ОН** в лампі від парціального тиску пари води (рис.4.26. б) показала, что їх оптимальний тиск

знаходиться в діапазоні 0.06 – 0.16 кПа. Зменшення інтенсивності випромінювання смуг радикала гідроксила при підвищених тисках пари води і аргона може бути зумовлено гасінням радикалів **ОН(А,С)** і зменшенням температури електронів в плазмі лампи.

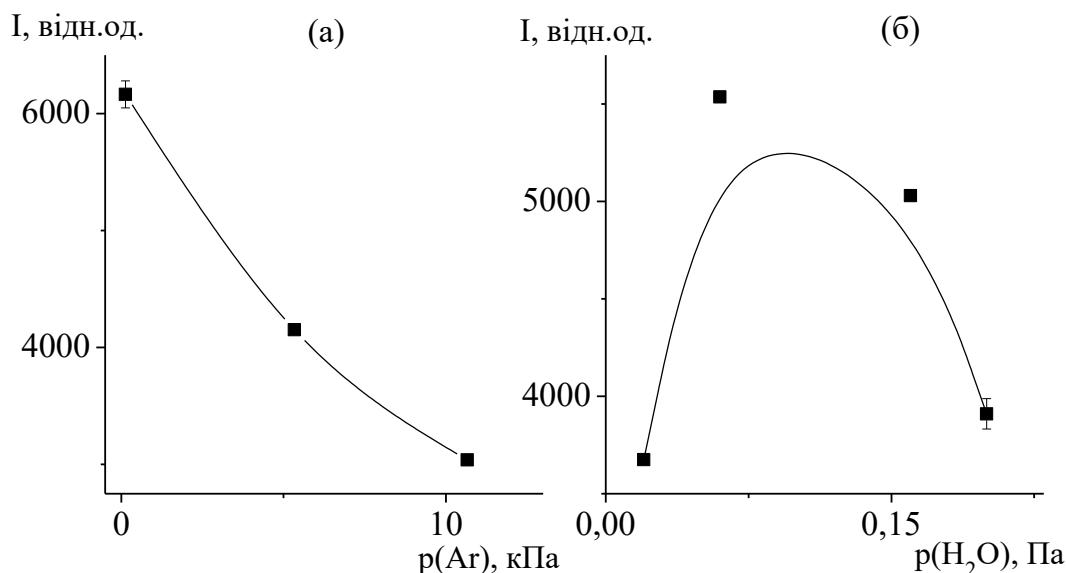


Рис.4.26 Залежності відносної інтенсивності випромінювання характеристичних смуг (150 - 200 нм) в лампі на суміші **Ar / H₂O** від парціального тиску аргона при **p(H₂O) = 0.13 кПа** (а) та від парціального тиску пари води при **p(Ar) = 2.66 кПа** (б).

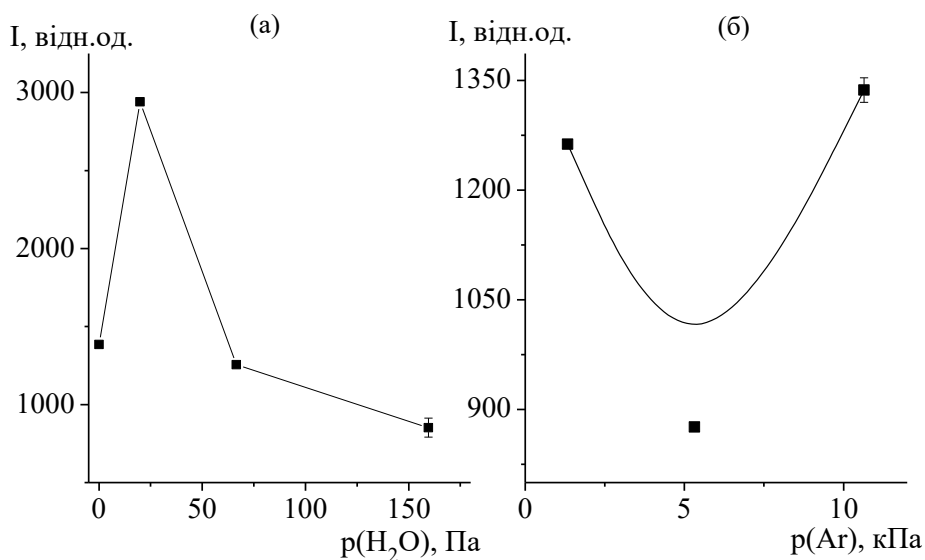


Рис.4.27. Залежності відносної інтенсивності випромінювання смуги 308.9 нм **ОН** від парціального тиску пари води в лампі на газовій суміші **Ar/H₂O** при **p(Ar) = 2.66 кПа** (а) та від парціального тиску аргона при **p(H₂O) = 0.133 кПа** (б).

Оптимізація інтенсивності випромінювання смуги 308.9 нм виявила, що максимум інтенсивності спостерігається при тиску пари води: $p(\text{H}_2\text{O}) = 0.13 / 0.20$ кПа (рис. 4.27. а) і тисках аргона 1.33 кПа (однорідна стадія ємнісного розряду), а коли розряд розшаровується на більш яскраву центральну частину і менш яскраву периферійну частину, то близько 12 кПа (рис.4.27.б).

Всі залежності інтенсивності характеристичних смуг радикала гідроксила для оптимізованих за тиском і складом робочих сумішей від частоти повторення імпульсів напруги та величини амплітуди напруги були лінійними без признаков насичення. Максимальна середня потужність УФ-ВУФ випромінювання при короткотерміновому вмиканні лампи (при частоті повторення імпульсів накачування $f = 1000$ Гц) досягала 1 Вт.

Таким чином, дослідження оптичних характеристик УФ-ВУФ лампи на радикалах гідроксила з накачуванням ємнісним наносекундним розрядом показало, що ефективність донора радикалів у вигляді пари «важкої води» (D_2O) в 1,5 рази більша ніж пари звичайної дистильованої води, розряд в лампі зберігає високу просторову однорідність при тисках робочих сумішей на основі гелія і аргона в діапазоні тисків 0,1-3 кПа; при тисках газових сумішей 8-15 кПа центральна частина ємнісного розряду також була досить ефективним джерелом випромінювання; оптимальний парціальний тиск пари води для ВУФ випромінювання був значно меншим (10-20 Па), ніж для випромінювання смуги 309 нм ОН(Х-А) (130-150 Па), абсолютна потужність випромінювання лампи не переважала 1 Вт.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ ДО РОЗДІЛУ

1. Шуаїбов О.К., Шевера І.В., Шимон Л.Л., Соснін Е.А. Сучасні джерела ультрафіолетового випромінювання: розробка та застосування. Ужгород-Томськ, 2006. Видавництво УжНУ «Говерла». 225 с.
2. Pollak J. Low-temperature low-damage sterilization based on UV radiation through plasma immersion / J. Pollak, M. Moisan, D.

- Keroack and M. K. Boudam // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2008. - Vol. 41. - P. 135212.*
3. Вуль А.Я., Кидалов С.В., Миленин В.М. и др. Новый эффективный газоразрядный источник оптического излучения низкого давления на основе гидроксила ОН // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25, № 1. – С. 10-16.
 4. Вуль А.Я., Кидалов С.В., Миленин В.М. и др. Исследование тлеющего разряда в смеси аргона с гидроксидом ОН // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25, № 8. – С. 62-66.
 5. Вуль А.Я., Кидалов С.В., Миленин В.М. и др. Влияние комплексов молекул воды на параметры тлеющего разряда в смеси аргона с гидроксидом ОН // Письма в ЖТФ. – 2000. – Т. 26, № 18. – С. 63-67.
 6. *Artamonova E., Artamonova T., A. Beliaeva A. et al. Low pressure water vapour discharge as a light source: I. Spectroscopic characteristics and efficiency // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. - V. 41. - P. 155206.*
 7. *Artamonova E., Artamonova T., A. Beliaeva A. et al. Low pressure water vapour discharge as a light source: II. Electrical characteristics // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2009. - V. 42. - P. 175204.*
 8. *Zavilopulo A. N., Dolgin A.I. and Khodorkovsky M.A. Investigation of Argon Cluster Ionization Cross Sections by Electron Impact // Physica Scripta. - 1994. - V. 50. - P. 696-700.*
 9. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В. Стационарный излучатель в диапазоне 130-190 нм на основе плазмы паров воды. // Квантовая электроника. -2001. -Т.31, № 6. -С.547-548.
 10. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В. Источник УФ излучения на основе плазмы тлеющего разряда в смеси гелия с парами воды // Журнал прикладной спектроскопии. -2001. Т.68, № 4. -С.545-547.
 11. Шуаибов А.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.И., Шевера И.В. Оптические характеристики плазмы тлеющего разряда в смеси He/H₂O // Физика плазмы. -2001. -Т.27, № 10. -С.951-954.
 12. Шуаибов А.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.И., Шевера И.В. Электрора-зрядный ВУФ-излучатель на парах воды // Письма в ЖТФ. - 2001. - Т.27, № 15. -С.46-50.
 13. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В. Исследование излучения плазмы тлеющего разряда постоянного тока на

- смеси He/H₂O // Журнал технической физики. - 2001. - Т.71, № 11. -С.139-142.
14. Shuaibov A., Shimon L., Dashchenko A., Shevera I. *Electrodischarge VUV - Radiator of low pressure on a mixtures He(Ar, Kr,Xe)/H₂O // Intern. Conf. on Atomic and Molecular Pulsed Lasers IV < V.F.Tarassenko, G.V.Mayer, G.G.Petrash, Editors, Proceedings of SPIE. -2002. -V.4747. -P.409-416.*
15. Шуаїбов О.К. Хемілюмінісцентне випромінювання стаціонарної електророзрядної плазми низького тиску на суміші парів води з гелієм // Український фізичний журнал. - 2001. -Т.46, № 10. -С.1047-1050.
16. Shuaibov A.K., Shimon L.L., Dashchenko A.I., Shevera I.V. *Electric-Discharge VUV - Radiator of Low Pressure on He(Ar, Kr, Xe)/H₂O Mixtures // The 5th Int. Conf. "Atomic and Molecular Pulsed Lasers", Abstracts. -2001. Tomsk. -P.91.*
17. Шуаїбов О.К. Оптична діагностика активних середовищ електророзрядних джерел випромінювання на атомах інертних газів та їх галогенідах (рукопис). Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фіз.-мат. наук. спеціальність: 01.04.04- фізична електроніка. Ужгород. 2003. 337 с.
18. Шуаїбов А.К., Шевера И.В., Генерал А.А. Эмиссионные характеристики газоразрядной плазмы паров воды в ВУФ области спектра // Журнал прикладной спектроскопии. – 2006. – Т. 73, № 6. – С. 831-833.
19. Генерал А.А., Шпенник Ю.О. Моделювання газового розряду в парах води // Український фізичний журнал. – 2013. - Т. 58, № 2. - С. 116-121.
20. Генерал А. А., Автаева А.А. Источник ультрафиолетового излучения на парах воды // Журнал технической физики. – 2010. – Т. 80, № 5. – С. 123-126.
21. Авдеев С.М., Соснин Э.А., Смирнов А.А., Генерал А.А., Автаева С.В., Кельман В.А., Тарасенко В.Ф. Исследование спектральных, временных и энергетических характеристик газоразрядной плазмы на основе паров воды и водного аммиака // Оптика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 22, № 8. – С. 818-823.
22. Шуаїбов А.К. Генерал А.А., Кельман В.А., Шевера И.В. Эмиссионные характеристики газоразрядного

- ультрафіолетового излучателя низкого давления на парах воды // Письма в ЖТФ. - 2008. - Т. 34, №14. - С. 6-11.
23. Востриков А.А., Дубов Д.Ю., Предтеченский М.Р. Кластеры воды: прилипание электронов, ионизация, электризация при разрушении // Журнал технической физики. -1987. -Т.57, вып. 4. -С.760-770.
24. Dmitry Levko, Alexander Shuaibov, Roksolana Gritzak, and Alexander Ysembaliuk Use of a low pressure helium/water vapor discharge as a mercury-free source of ultraviolet emission // Journal of Applied Physics. 2014.V.116. 113303; doi: 10.1063/1.4896188.
25. Шуаїбов О.К., Малінін О.М. Випромінювальні характеристики та електронні кінетичні коефіцієнти плазми на основі пари води // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. - 2010. - № 27. - С. 50-59.
26. Миня О.Й., Шуаїбов О.К., І. В. Шевера І.В., Грицак Р.В., З. Т. Гомокі Короткохвильовий випромінювач ємнісного розряду на парі води // Науковий вісник УжНУ. Серія Фізика. - 2010. - № 28. - С.135-139.
27. Грицак Р., Малініна А., Генерал А., Шевера І. Емісійні характеристики та параметри плазми газорозрядної лампи на парах води // Міжнародна конференція молодих учених і аспірантів Інституту електронної фізики НАН України, 25-27 травня, 2009. - Ужгород (Україна), 2009. - С.79.
28. Грицак Р.В. ВУФ-лампа ємнісного розряду на сумішах He-H₂O і Ar-H₂O / Р.В. Грицак, Н.С. Ілавська, О.К. Шуаїбов // Міжнародна конференція молодих учених і аспірантів Інституту електронної фізики НАН України, 24-27 травня, 2011. - Ужгород (Україна), 2011. - С.183.
29. Шуаїбов А.К., Миня А.Й., Гомоки З.Т., Шевера И.В., Грицак Р.В. Вакуумно-ультрафіолетовый излучатель низкого давления на смеси гелия с парами воды // Письма в ЖТФ. - 2011. - Т.37, № 3. - С.64-67.
30. Пат. 60127 Україна, МПК Н 01 S 3/097. Вакуумно-ультрафіолетовий газорозрядний випромінювач на парі води / Шуаїбов О. К., Миня О. Й., Шевера І. В., Грицак Р. В., Гомокі З.Т.; заявник і власник патенту Державний вищий навчальний

- заклад «Ужгородський національний університет». – № u201014165; заявл. 29.11.2010; опубл. 10.06.2011, Бюл. №11.
31. Пат. 100155 Україна, МПК Н 01 J 61/16. Вакуумно-ультрафіолетовий газорозрядний випромінювач на парах води / Шуаїбов О. К., Миня О. Й., Шевера І. В., Грицак Р. В., Гомоки З.Т.; заявник і власник патенту Державний вищий навчальний заклад «Ужгородський національний університет». – № a201014168; заявл. 29.11.2010; опубл. 26.11.2012, Бюл. №22.
32. Шуаїбов А.К., Миня А.И., Малинин А.Н., Гомоки З.Т., Грицак Р.В. ВУФ-лампа с накачкой емкостным разрядом на смесях инертных газов с молекулами воды // Журнал прикладной спектроскопии. – 2011. – Т.78, №6.– С.932–936.
33. Шуаїбов А.К., Миня А.И., Гомоки З.Т., Шевера И.В., Грицак Р.В. ВУФ-лампа емкостного разряда на смеси паров воды с аргоном // Оптический журнал. – 2012. – Т.79, № 8. – С.96–99.
34. Dmitry Levko, Alexander Shuaibov, Alexander Minya, Roksolana Gritzak, Zoltan Gomoki Physical Processes in Barrier Discharge Lamp Working in He/D₂O Mixture // High Voltage Engineering. - 2013. -Vol.39, № 9. -P.30505-3031.

5. ЕКСИМЕРНО-ГАЛОГЕННІ ЛАМПИ З НАКАЧУВАННЯМ ВИСОКОЧАСТОТНИМ РОЗРЯДОМ.

В цьому розділі монографії наведено методику, техніку та умови дослідження високочастотних ексимерних ламп низького тиску ($P=0,1-2$ кПа). Представлено основні характеристики високочастотної ультрафіолетової лампи на молекулах хлору, яка працює на суміші **He-Cl₂** та ламп на хлоридах **Ar**, **Kr** і **Xe** з накачуванням повздовжним і поперечним високочастотними розрядами. На основі аналізу одержаних експериментальних результатів та літературних даних з фізики процесів у високочастотному розряді на сумішах **He(Ar,Kr,Xe)-Cl₂** і **Kr-Xe-Cl₂** розроблена якісна модель утворення ексимерних молекул та збуджених молекул хлору в досліджуваній плазмі.

Основні результати розробки та оптимізації ламп на хлоридах **Ar**, **Kr** і **Xe** та молекулах хлору представлені у статтях фізичних журналів [1-8], патентах [9-11] і тезах доповідей на конференціях.

5.1. Методика і техніка дослідження ламп низького тиску з високочастотним накачуванням

Високочастотний розряд запалювався в системах електродів з поперечною і повздовжньою геометрією. В першому випадку він використовувався як планарне джерело потужного випромінювання з двома робочими апертурами, які випромінювали в протилежні сторони, а в другому як малогабаритна лампа з циліндричною апертурою. Розглянемо класифікацію планарної високочастотної лампи низького тиску (рис.5.1).

Поперечний **ВЧ** розряд низького тиску запалювався у об'ємі $17 \times 3 \times 2,2$ см³ при міжелектродній віддалі $d=2.2$ см. Система електродів складалася з нікельованого латунного електрода напівкруглого перерізу довжиною 17 см з радіусом заокруглення робочої поверхні 3 см і площею основи 6×17 см² та плоского електрода із нікелевої фольги. Для дослідження характеристик **ВЧ** розряду електроди встановлювалися в металеву розрядну камеру, об'ємом 10 л, яка була герметично

під'єднана до вхідного віконця вакуумного монохроматора. Камера була додатково облаштована трьома віконцями з кварцу діаметром 5 см. При використанні цих електродів в лампі, вони розміщувалися в розрядній трубці з кварцу об'ємом 3 л. Спектральні характеристики плазми в області 130-350 нм досліджувалися за допомогою вакуумного монохроматора та фотопомножувача **ФЭУ-142** з **LiF** віконцем, які були прокалібровані по відносній спектральній чутливості в діапазоні 130-350 нм.

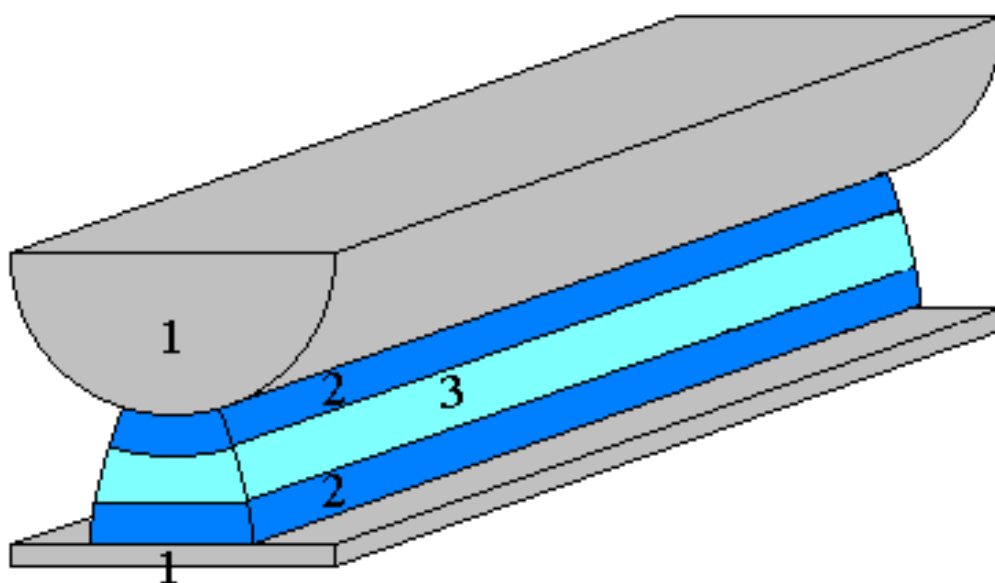


Рис.5.1. Схема планарної ексимерно-галогенної лампи: 1 - електроди, 2 - плазма приелектродних областей, 3 - плазма позитивного стовпа [5].

Біля протилежного торця розрядної плазми, за віконцем з кварцу був розміщений монохроматор **МДР-2** з фотопомножувачем **ФЭУ-106**, які використовувались для дослідження емісійних характеристик розряду в спектральній області 190-600 нм.

Для проведення часових досліджень випромінювання плазми використовувався імпульсний фотопомножувач "**Фотон**", з'єднаний з імпульсним осцилографом **С1-99**, який встановлювався для проведення цих вимірів біля другого торця плазмоутворення (замість системи "**МДР-2+ФЭУ-106**"). Це дозволило провести дослідження імпульсів сумарного випромінювання плазми в спектральній області 210-600 нм.

Імпульси напруги на розрядному проміжку реєструвалися з допомогою малоіндуктивного ємнісного дільника, а струм розряду – малоіндуктивним шунтом ($r_{ш}=1-5 \text{ Ом}$).

Поперечний **ВЧ** розряд запалювався, в газостатичних умовах з використанням джерела живлення **ЭН-57М**. Джерело генерувало модульовану за амплітудою високочастотну напругу з середньою потужністю на виході до 300 Вт. Імпульс напруги холостого ходу досягали 5-6 кВ з тривалістю по основі осцилограми 12 мс і частотою повторення мережі ($f=50 \text{ Гц}$). Всередині ці імпульси були заповнені ВЧ- складовою з частот $F=1.76 \text{ МГц}$. Подання високочастотної напруги на електроди здійснювалося через роздільний імпульсний конденсатор типу **КВИ-3** ємністю $C_0=200 \text{ пФ}$, яка також виключала протікання в робочому колі постійного струму.

Точність часових вимірів складала 10 %. Часове розділення не переважало 10 нс. Методики абсолютних вимірів потужності **УФ** випромінювання ґрунтувалися на виділенні на робочій апертурі лампи невеликої ділянки діаметром **d**, який можна розглядати як точкове джерело випромінювання. В подальшому вимірювання потужності випромінювання лампи проводилося за стандартною фотоелектричною методикою з використанням "**Кварц-01**". Випромінювання на прийомну головку пристрою поступало через світлофільтр, що не пропускав видиме та інфрачервоне випромінювання. Ультрафіолетове випромінювання плазми на фотопомножувач "**Фотон**" також поступало через світлофільтр **УФС-5**.

В умовах експериментів приелектродні шари поперечного **ВЧ** розряду займали 50-70 % Від загального об'єму плазми і давали основний внесок у випромінювання лампи.

Схема ексимерно-галогенної лампи з циліндричною робочою апертурою наведена на рис.5.2.

Сильнострумовий високочастотний розряд (розряд γ типу) запалювався в циліндричній розрядній трубці із високоякісного кварцу, який на довжині хвилі $\lambda=190 \text{ нм}$ пропускав не менше 70 % випромінювання плазми.

Внутрішній діаметр кварцевої трубки складав 1,4 см, а міжелектродна віддаль у лампі була рівною 3 см. В лампі використані пустотілі циліндричні електроди з нікелю

довжиною 1,5 см і зовнішнім діаметром 1,4 см. Лампи могли працювати як в газостатичному режимі так і при повільному прокачуванні робочих сумішей через розрядну трубку з швидкістю 0,1 л/хв.

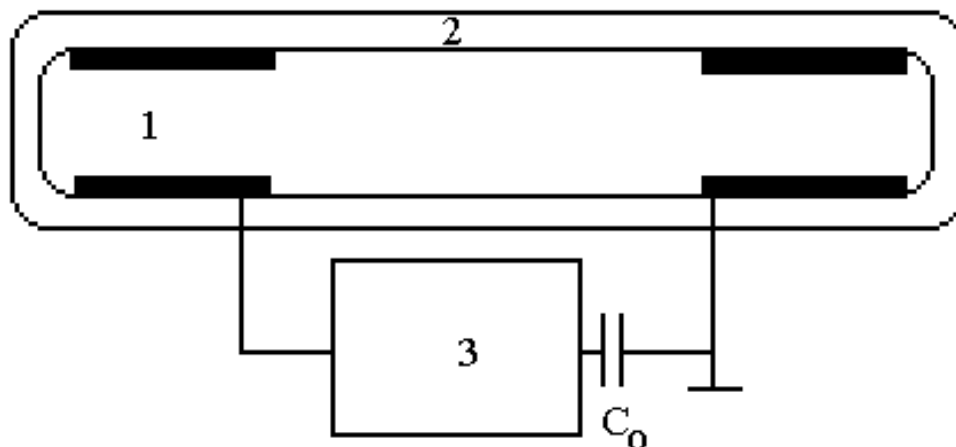


Рис.5.2. Схема ексімерно-галогенної лампи з накачуванням повздовжнім високочастотним розрядом низького тиску: електроди (1), розрядна трубка (2), джерело модульованої напруги високої частоти (3), C_0 -розділовий імпульсний конденсатор ємністю 200 пФ [10].

При реєстрації УФ-ВУФ випромінювання за допомогою вакуумного монохроматора, випромінювання плазми відбиралося у повздовжньому напрямку (у напрямку між електродними шариками) через один з порожнинних електродів. У цьому випадку в поле зору фотопомножувача потрапляло випромінювання як з приелектродних шарів, так і плазми позитивного стовпа ВЧ розряду.

При реєстрації лише УФ випромінювання, яке випромінювала плазма в напрямку, перпендикулярному до робочої поверхні лампи, використовувалась система "МДР-2+ФЭУ-106".

Робочі суміші типу $R-Cl_2$ (де $R-Ar, Kr, Xe$) готувались у вакуумній газозмішувальній системі, після чого робочою сумішшю заповнювались розрядна камера або кварцова трубка лампи.

5.2. Характеристики високочастотної УФ-ВУФ лампи на молекулах хлору.

В цьому пункті наведено результати розробки і оптимізації вихідних характеристик **УФ-ВУФ** галогенної лампи на молекулах хлору, яка збуджувалась повздовжним високочастотним розрядом в суміші **He-Cl₂**.

Результати дослідження цієї лампи наводяться в працях [1,2].

На рис.5.3 представлено спектри випромінювання плазми повздовжнього високочастотного (**ВЧ**) розряду на суміші **He/Cl₂** в ультрафіолетовому (**УФ**) та видимому діапазонах довжин хвиль, а також спектр випромінювання плазми гелію. Усі спектри на рис.5.3 представлені з врахуванням відносної спектральної чутливості системи реєстрації випромінювання.

В **УФ** області довжин хвиль основним було випромінювання смуг молекул хлору з $\lambda=200, 257$ і 306 нм. За яскравістю випромінювання найбільше виділялася смуга 200 нм **Cl₂****. Вона перекривалася зі смугою 257 нм **Cl₂(D'-A')**, що приводило до утворення континууму в діапазоні $195-265$ нм. Це становить інтерес для одержання бактерицидного випромінювання з застосуванням недорогого робочого середовища.

Випромінювання у видимій ділянці спектру складалося зі смуг молекул домішок і спектральних ліній атома гелію $501,6; 587,6$ і $667,8$ нм **HeI**. Молекули хлору, при цьому, ефективно гасять випромінювання на переходах атомів гелію і водню, що впливає з порівняння спектру на рис.5.3.б з контрольним спектром для розряду в гелії (рис.5.3.в).

Результати оптимізації яскравості **УФ** випромінювання смуг молекули хлору в залежності від величини тиску і парціального складу суміші **He/Cl₂** (рис.5.4) показали, що оптимальний парціальний тиск гелію знаходиться в діапазоні $100-300$ Па, а оптимальний парціальний тиск хлору складає $80-140$ Па. Збільшення потужності джерела накачування з 150 до 250 Вт приводило до збільшення яскравості всіх смуг випромінювання хлору більш ніж на порядок без ознак насичення швидкості росту. При роботі в режимі повільного повздовжнього

прокачування робочої суміші можлива усталена робота УФ випромінювача протягом десятків годин.

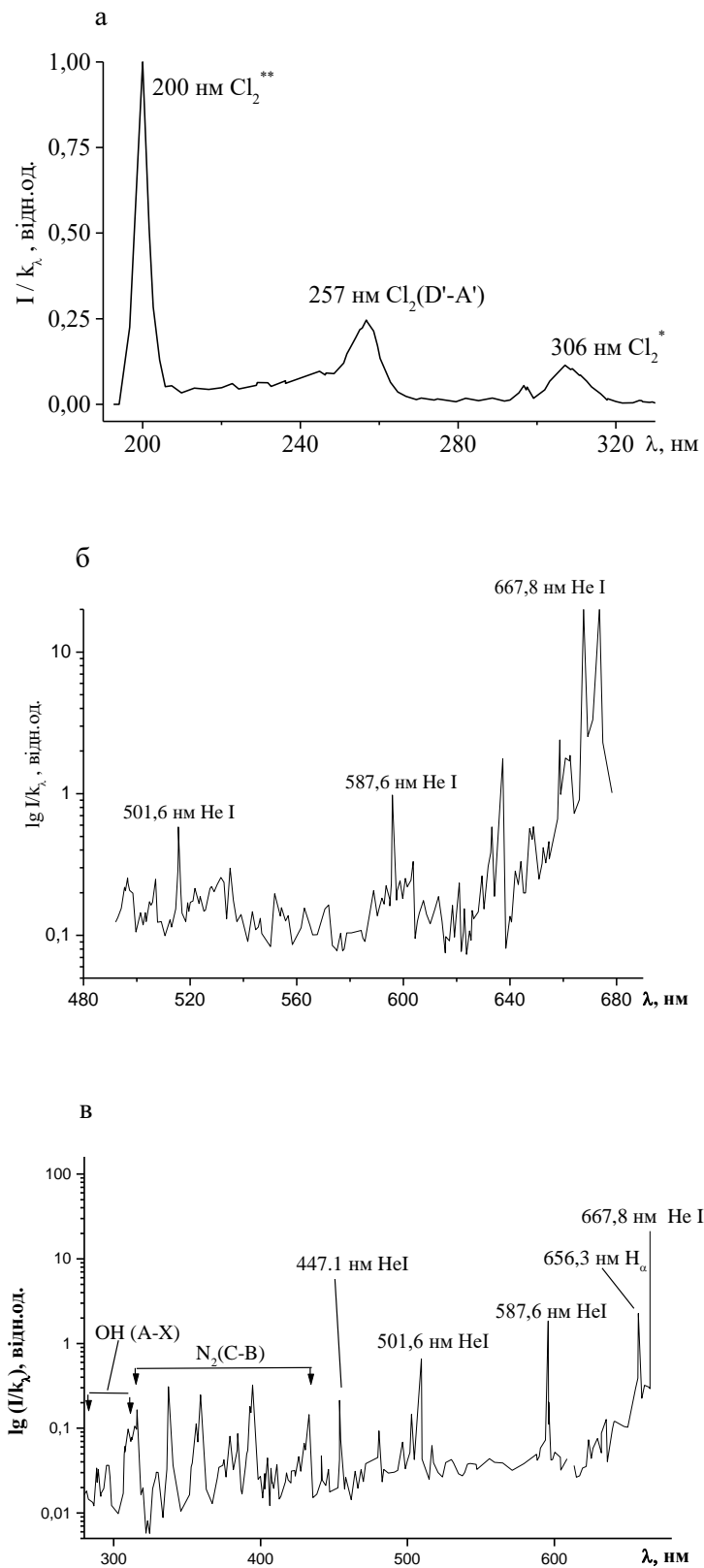


Рис.5.3. Спектри випромінювання плазми на суміші $P(He)/P(Cl_2)=300/100$ Па (а,б) і $P(He)=400$ Па (в). [1]

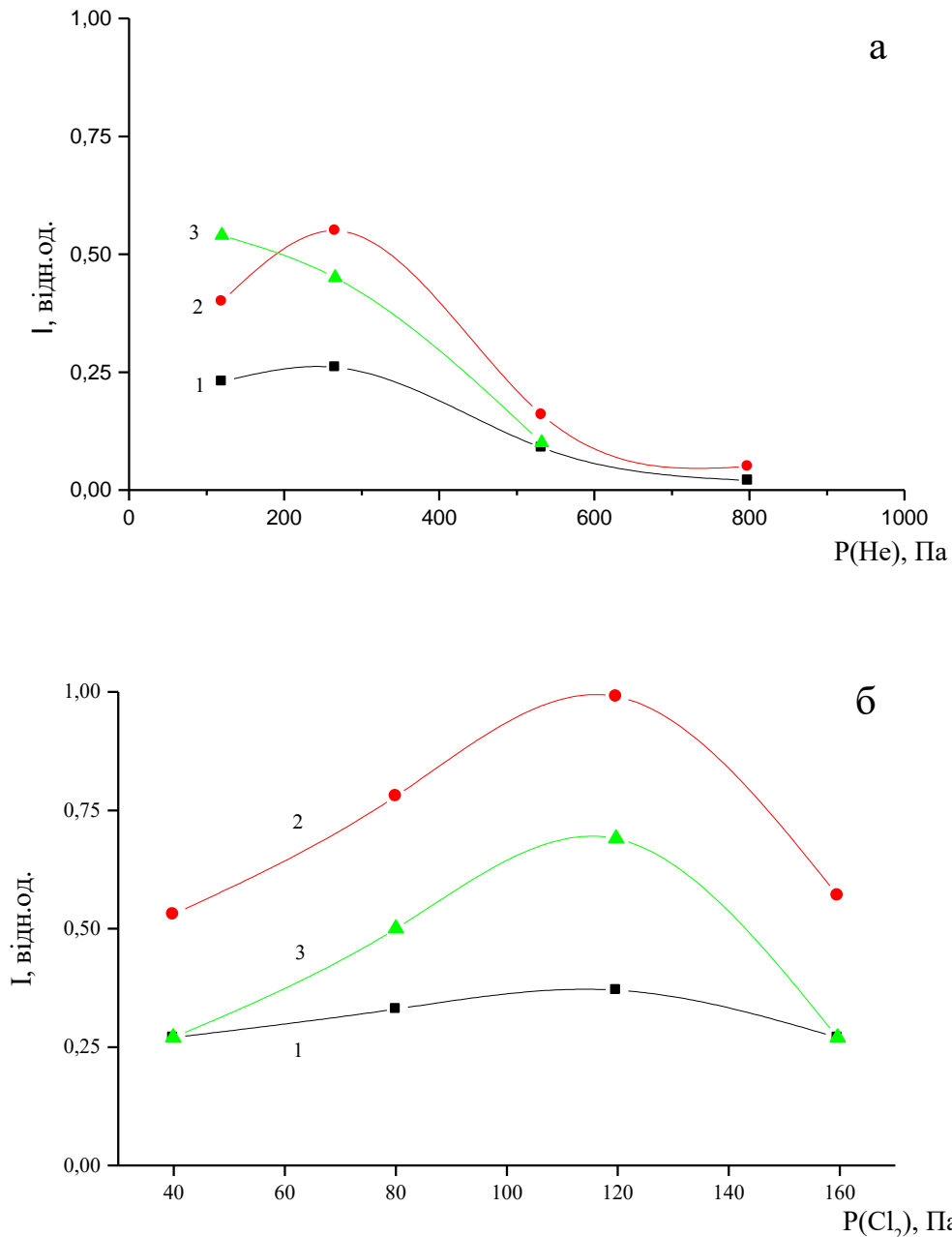


Рис.5.4. Залежність яскравості смуг випромінювання хлору 306 (1), 257 (2) і 200 нм (3) від парціального тиску гелію (а) при $P(\text{Cl}_2) = 80$ Па і парціального тиску хлору (б) при $P(\text{He}) = 270$ Па [1].

На рис.5.5. представлені залежності інтенсивності випромінювання спектральних ліній **HeI** від величини $P(\text{He})$ у повздовжньому **ВЧ** розряді на суміші **He/Cl₂**. Зі збільшенням парціального тиску гелію інтенсивності всіх його ліній значно зменшувалися. Вони також зменшувалися в розряді на суміші **He/Cl₂** у порівнянні з розрядом у чистому гелії (крапки 1'-3' на рис.5.5). Обробка отриманих результатів за формулою Штерна-

Фольмера для гасіння люмінесценції показала, що ефективні константи швидкості гасіння випромінювання спектральних ліній 587,6 нм **HeI** і 667,8 нм **HeI** молекулярним хлором знаходяться в діапазоні $(4-6) \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}/\text{с}$.

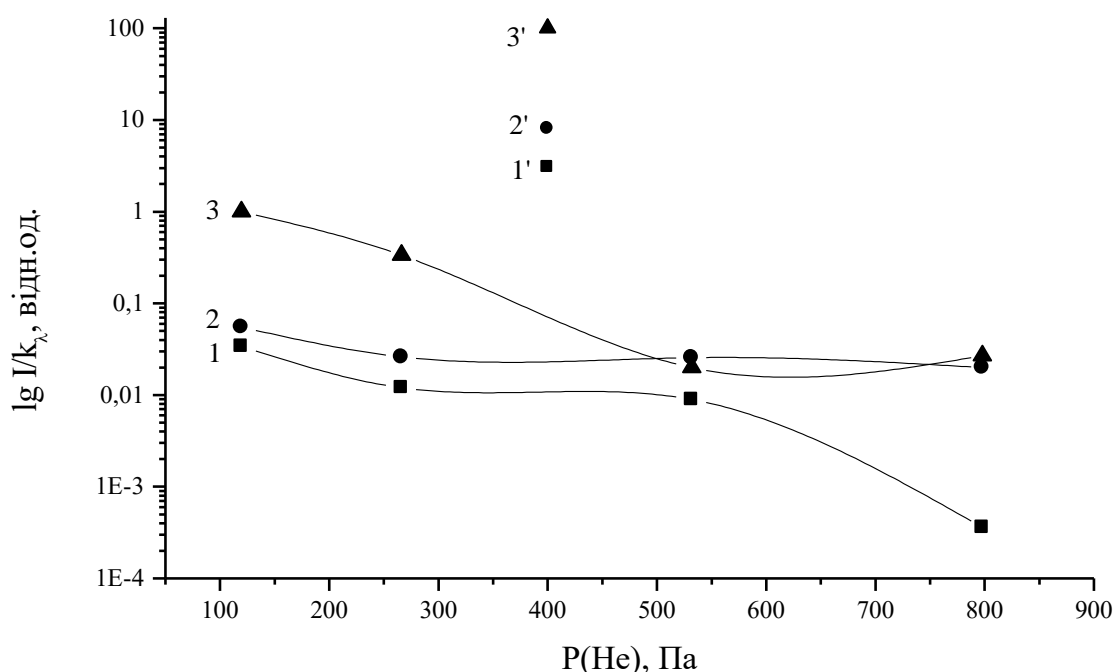


Рис.5.5. Залежність інтенсивності випромінювання спектральних ліній гелію 501,5 (1), 587,6 (2) і 667,8 нм (3) у повздовжному **ВЧ** розряді в суміші **He-Cl₂** від величини парціального тиску гелію (при $P(\text{Cl}_2) = 80 \text{ Па}$); 1'-3' інтенсивності ліній гелію в розряді без хлору. [1]

Нижні стани для даних спектральних ліній гелію є метастабільними. В умовах нашого експерименту (при низькому тиску суміші **He-Cl₂**) процес гасіння верхніх станів атомів гелію переважає над реакціями Пенінгівської іонізації хлору метастабільними атомами гелію.

Динаміка протікання струму і випромінювання розрядної плазми досліджувалися на субмікросекундному рівні (**ВЧ** струм і випромінювання), також досліджувалися усереднені за період **ВЧ** коливань значення струму і випромінювання (рис.5.6). Величина амплітуди півхвилі струму накачування досягала 0,1-0,3 А, а її тривалість за основою складала 300 нс. Збільшення $P(\text{He})$ з 160 до 640 Па призводило до зменшення амплітуди струму накачування вдвічі. Осцилограми випромінювання

розряду містили змінну складову тривалістю 300 нс, частота проходження якої була рівною подвоєній частоті накачування ($f=3,5$ МГц), і постійну складову. Значний внесок потужності УФ випромінювання приходився на постійну складову (рис.5.6 - пунктирна крива). Зі збільшенням $P(\text{He})$ і $P(\text{Cl}_2)$ внесок змінної складової в сумарне УФ випромінювання плазми збільшувався. Максимуми ВЧ випромінювання плазми корелювалися з ділянками спаду і росту високочастотної складової струму.

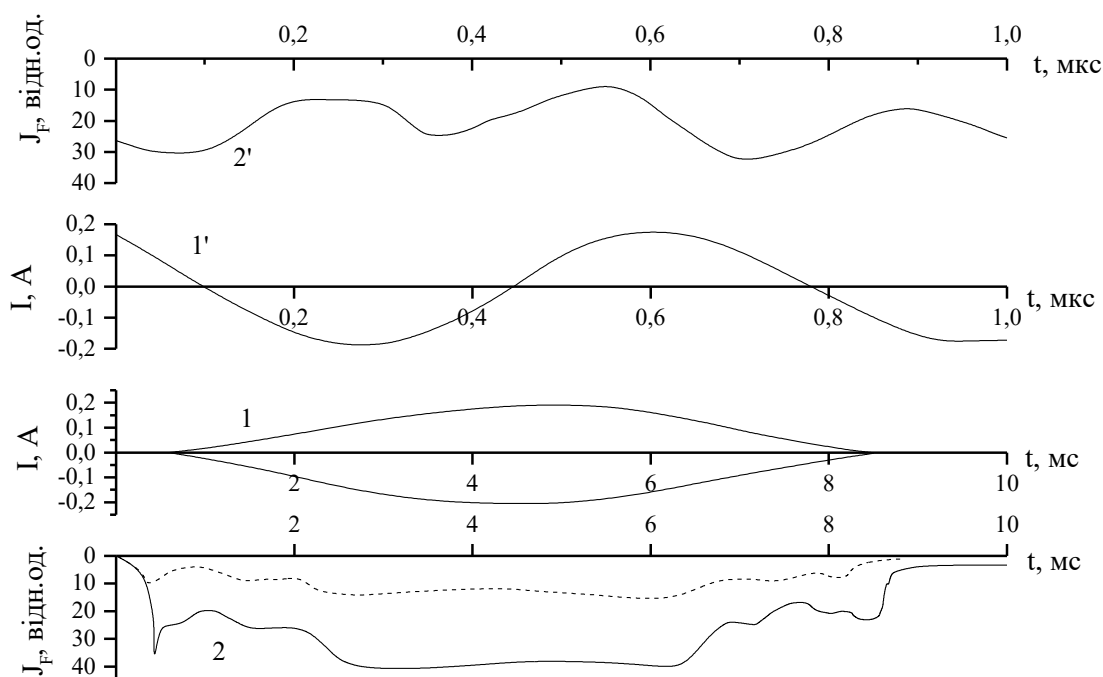


Рис.5.6. Осцилограми струму (1,1') і випромінювання плазми (2,2') ВЧ розряду в суміші $P(\text{He})/P(\text{Cl}_2) = 160/40$ Па, де: 1', 2' – високочастотні складові струму і випромінювання плазми, а 1, 2 усереднені значення струму і випромінювання. [1].

На рис.5.7. приведено залежність сумарної потужності УФ випромінювання плазми повздожного високочастотного розряду на суміші He-Cl_2 від величини потужності на виході джерела накачування. ВЧ розряд запалювався при потужності джерела накачування 150 Вт. Зі збільшенням потужності накачування від 180 до 250 Вт була отримана лінійна залежність потужності УФ випромінювання з усієї робочої

апертури лампи. Абсолютна величина сумарної потужності УФ випромінювання досягала 10 Вт.

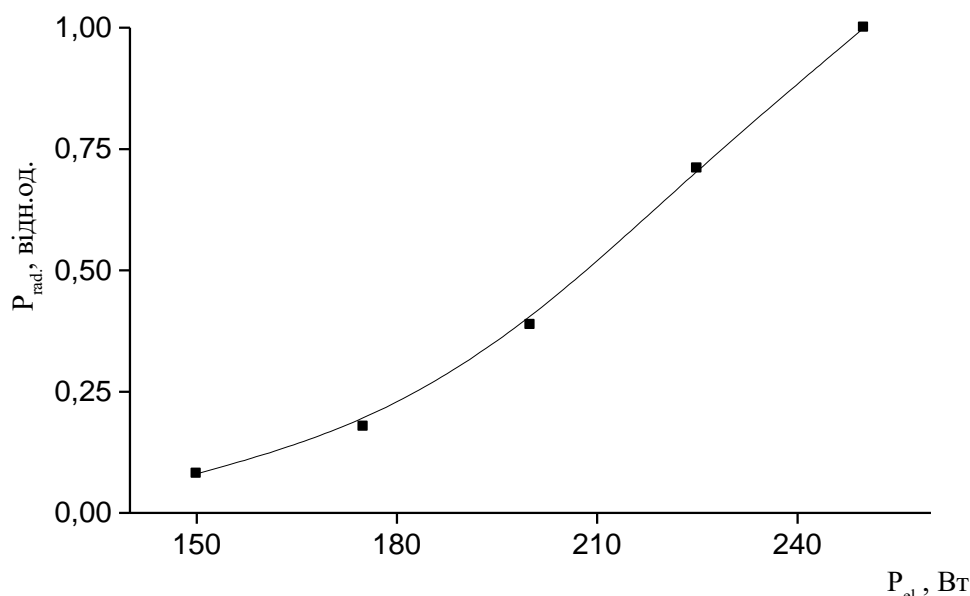


Рис.5.7. Залежність загальної потужності УФ випромінювання плазми на суміші $P(\text{He})/P(\text{Cl}_2)=160/40$ Па від величини потужності джерела високочастотної напруги [2].

5.3. Розробка та оптимізація ламп на молекулах XeCl^* і KrCl^* з накачуванням повздовжним високочастотним розрядом.

В цьому пункті приведено основні результати розробки та дослідження вихідних характеристик ламп на сумішах Xe-Cl_2 і Kr-Cl_2 , які випромінюють переважно на смугах 308 нм $\text{XeCl}(\text{B-X})$ та 222 нм $\text{KrCl}(\text{B-X})$. Накачування ламп відбувалося у повздовжному ВЧ розряді. Основні результати експериментальних досліджень опубліковано у працях [3, 4].

Основне випромінювання плазми повздовжного високочастотного розряду в суміші Xe-Cl_2 було сконцентровано в смугах з максимумами при 307 нм $\text{XeCl}(\text{B-X})$ і 236 нм $\text{XeCl}(\text{D-X})$ (рис.5.8).

При низькому тиску газової суміші в лампі процес коливальної релаксації в межах **D** і **B** станів хлориду ксенону є незавершеним [12]. При цьому **B-X** і **D-X** смуги молекули XeCl сильно розширені, перекриваються між собою та смугою з

максимумом при 257 нм $\text{Cl}_2(\text{D}'\text{-A}')$, що призводить до формування єдиного континуума в спектральному діапазоні 220-320 нм. У порівнянні з лампами атмосферного тиску [12-15] основні максимуми випромінювання $\text{XeCl}(\text{B-X})$ були зміщені в більш короткохвильовий діапазон і проявлялися при довжинах хвиль $\lambda=307$ і 289 нм. Зменшення парціального тиску ксенону у суміші з 500 до 50 Па призводило до зменшення яскравості **УФ** випромінювання плазми. У спектральному діапазоні 320-450 нм спостерігалися дві менш яскраві широкі смуги випромінювання з максимумом при $\lambda=390$ і 430 нм. Вони ототожені відповідно із **C-A** і **B-A** переходами молекули XeCl . Ширина смуги $\text{XeCl}(\text{C-A})$ була приблизно в два-три рази більшою, ніж смуги $\text{XeCl}(\text{B-X})$. На основі всіх базових смуг випромінювання молекули хлориду ксенону сформований єдиний континуум у спектральному діапазоні 220-450 нм. У видимому діапазоні спектру випромінювання плазми визначалося переважно спектральними лініями атома ксенону, найбільш інтенсивною з яких була спектральна лінія 467,1 нм $\text{Xe}(6\text{s-}7\text{p})$ (рис.5.8).

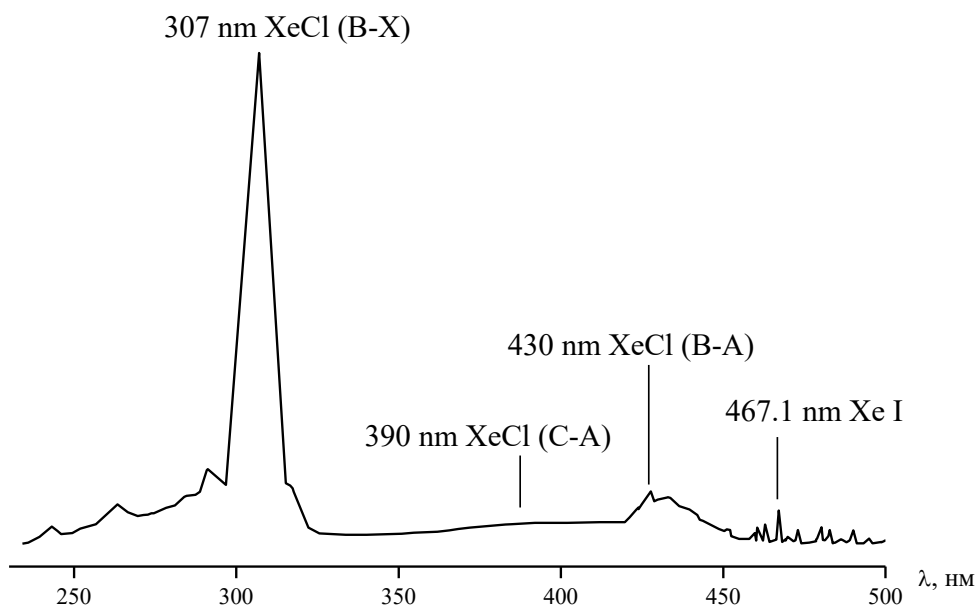


Рис.5.8. Спектр випромінювання електророзрядної плазми на основі сумішей ксенону з хлором при тиску 100-500 Па [3].

Основне випромінювання плазми повздожного високочастотного розряду на суміші **Kr-Cl₂** було

сконцентровано в **УФ** області (рис.5.9). При парціальному тиску криптону, що не перевищував 400-500 Па, у спектрі випромінювання формувалася континуум на основі смуг 200 нм Cl_2^{**} , 222 нм $\text{KrCl}(\text{B-X})$, 257 нм $\text{Cl}_2(\text{D}'\text{-A}')$. При більш високому значенні $P(\text{Kr})$ і $P(\text{Cl}_2) \leq 100$ Па в спектрі випромінювання залишалася тільки смуга 222 нм $\text{KrCl}(\text{B-X})$. Оптимальний парціальний тиск хлору знаходився в діапазоні 40-100 Па.

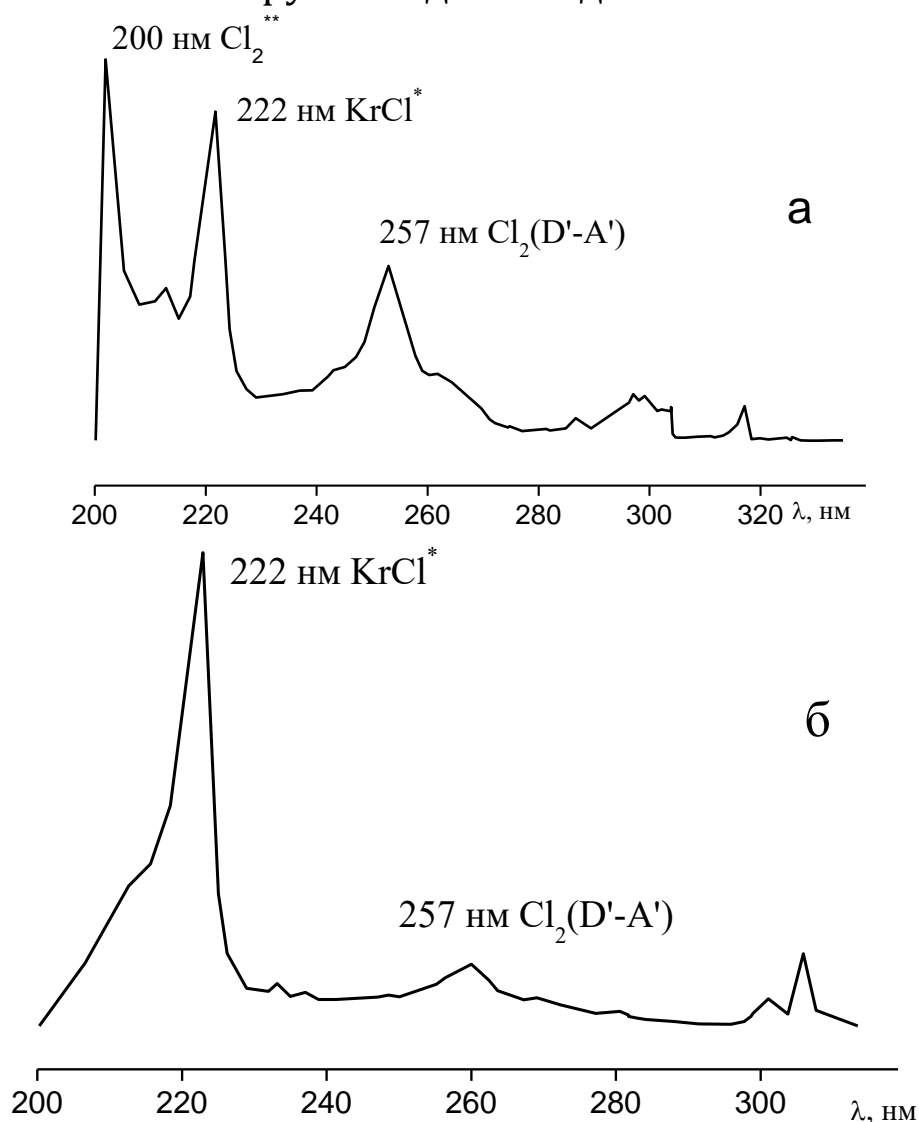


Рис.5.9. Спектри випромінювання електророзрядної плазми на основі сумішей криптону з хлором при $P(\text{Kr})/P(\text{Cl}_2) = 400/80$ –(а); $670/80$ Па –(б) [4].

Формування єдиного континууму в спектральному діапазоні 200-270 нм при низькому робочому тиску робочої суміші було обумовлено уповільненням процесів коливальної релаксації в межах збуджених станів молекул хлору і хлориду криптону, що призводило до значного розширення

досліджуваних смуг випромінювання [12]. Причиною, що призводила до зникнення смуги 200 нм Cl_2^{**} зі спектру на рис.5.9.а, є, імовірно, значне гасіння верхніх збуджених станів молекули хлору атомами криптону. При цьому гасінні можуть утворюватися і молекули $\text{KrCl}(\text{B})$.

Результати оптимізації яскравості смуг випромінювання $\text{XeCl}(\text{D}, \text{B-X}; \text{B-A})$ у залежності від тиску і парціального складу суміші Xe-Cl_2 представлені на рис.5.10.

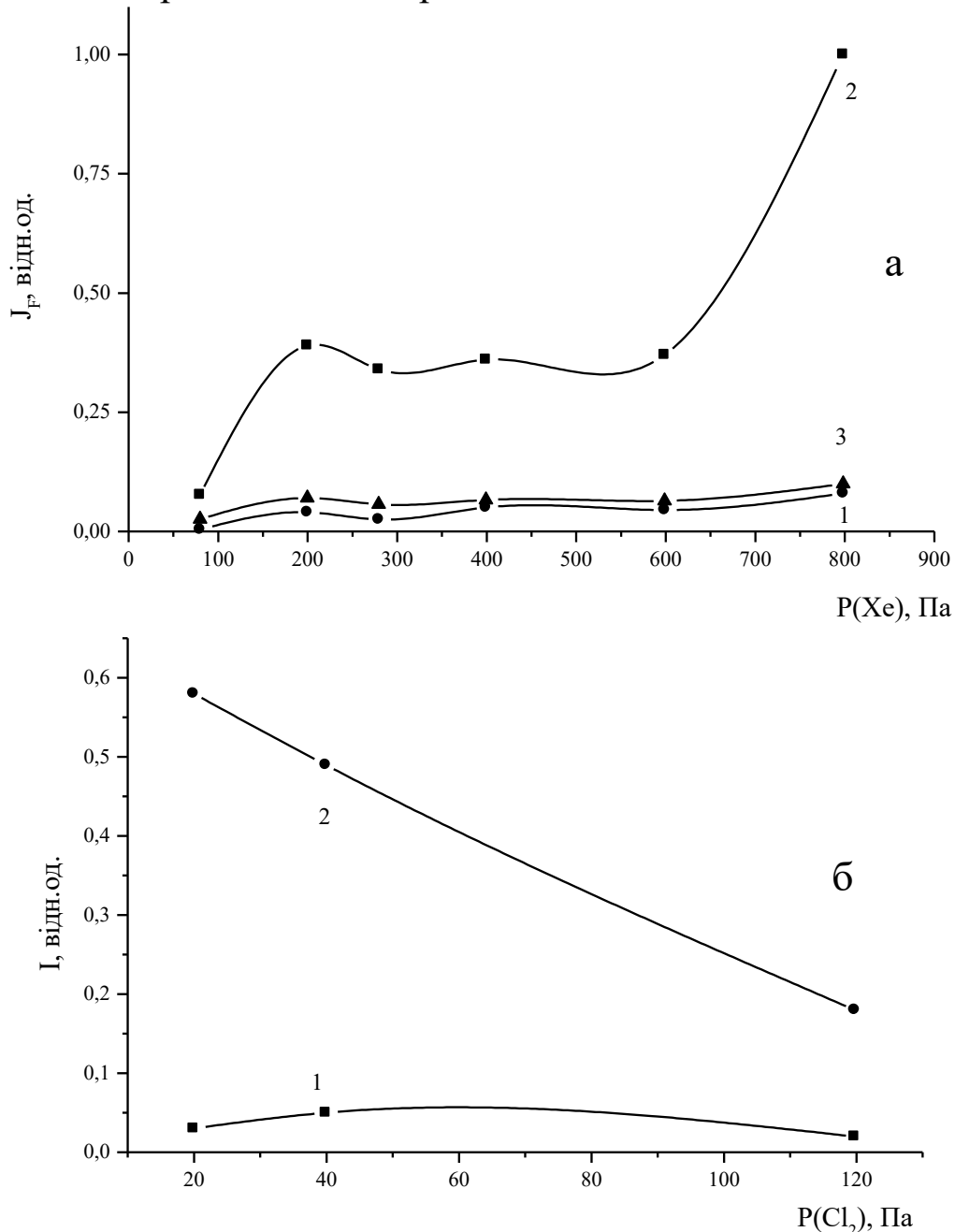


Рис.5.10. Залежність яскравості випромінювання смуг 236 нм $\text{XeCl}(\text{D-X})$ (1), 306 нм $\text{XeCl}(\text{B-X})$ (2) і 430 нм $\text{XeCl}(\text{B-A})$ (3) від величини парціального тиску ксенону при $P(\text{Cl}_2) = 80$ Па (а) і парціального тиску хлору при $P(\text{Xe}) = 280$ Па (б) [3].

Найбільш оптимальними для одержання максимальної яскравості випромінювання хлориду ксенону був парціальний тиск $P(\text{Xe})=600\text{-}800$ Па (при $P(\text{Cl}_2)=80$ Па), а при невеликому фіксованому тиску ксенону $P(\text{Xe})=280$ Па найбільш оптимальним був парціальний тиск хлору 20-40 Па.

Максимальна потужність широкопсмугового **УФ** випромінювання розряду з усієї бічної апертури лампи знаходилася в діапазоні 15-20 Вт, а **ККД** лампи не перевищував 10 %. Найбільша потужність **УФ** випромінювання повздовжного **ВЧ** розряду з циліндричною робочою апертурою складає 10-15 Вт. **ККД** лампи знаходиться в діапазоні 7-10 %. Ресурс роботи **УФ** випромінювача на суміші **Kr-Cl₂** в газостатичному режимі не перевищував 20-30 хв (рис.5.11). Ресурс роботи випромінювача і 257 нм **Cl₂(D'-A')** в газостатичному режимі не перевищував 30-40 хв.

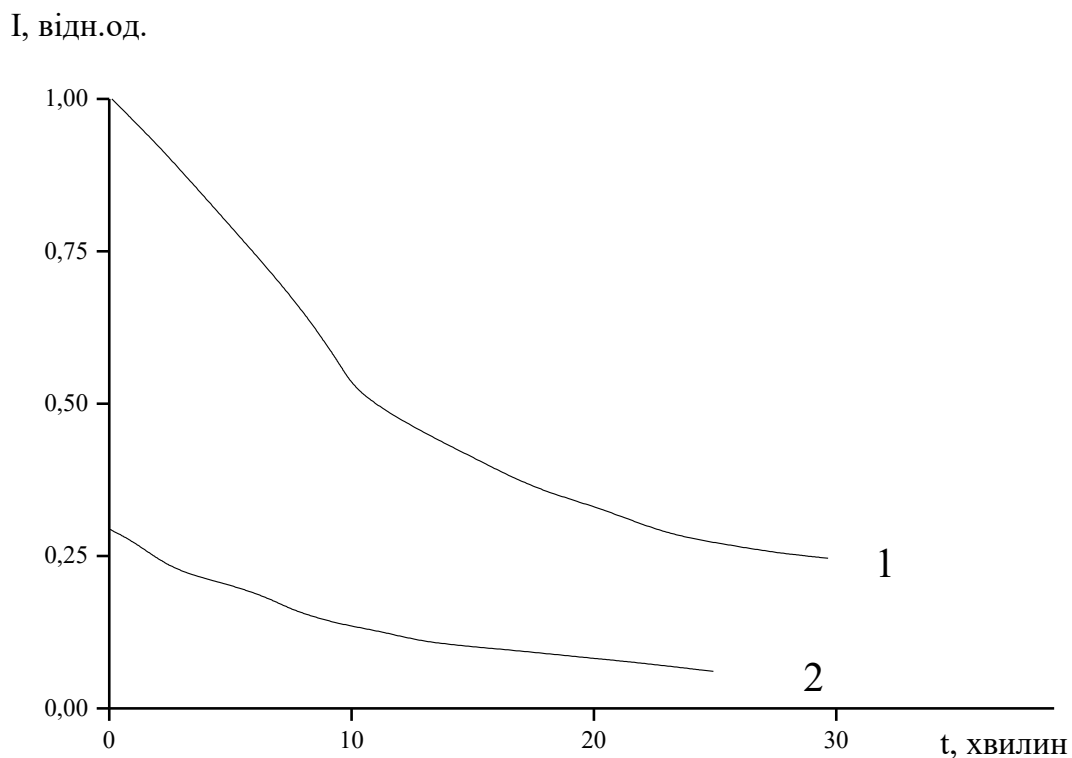


Рис.5.11. Залежність яскравості смуг випромінювання 222 нм **KrCl(B-X)** – 1 і 257 нм **Cl₂(D'-A')** – 2 від часу роботи в газостатичному режимі при потужності на виході генератора 250 Вт і $C_0=200$ пФ [4].

Він істотно збільшувався при повільному повздовжному прокачуванні робочого середовища зі швидкістю $\leq 0,1$ л/хв. При

використанні примусового повітряного охолодження розрядної трубки, «гарячої» пасивації в хлорі високої чистоти ресурс роботи лампи може бути доведений до декількох сотень годин, що відповідає даним для лампи на системі смуг $\text{XeCl}^*-\text{Cl}_2^*$ с накачуванням повздовжнім жевріючим розрядом постійного струму.

При повільному повздовжному прокачуванні робочої суміші зі швидкістю ≤ 0.1 л/хв можливою є тривала й усталена робота лампи. Застосування примусового охолодження електродів і корпусу лампи, а також гарячої пасивації її внутрішніх частин у хлорі високої чистоти дозволить збільшити ресурс роботи ексимерно-галогенної лампи у відпаяному режимі до 50-100 годин роботи аналогічно відповідним випромінювачам на монохлоридах важких інертних газів з накачуванням жевріючим розрядом постійного струму. Динаміка зміни струму (I) і сумарного випромінювання (J_F) повздовжного високочастотного розряду в сумішах ксенону з хлором представлені на рис.5.12 і 5.13.

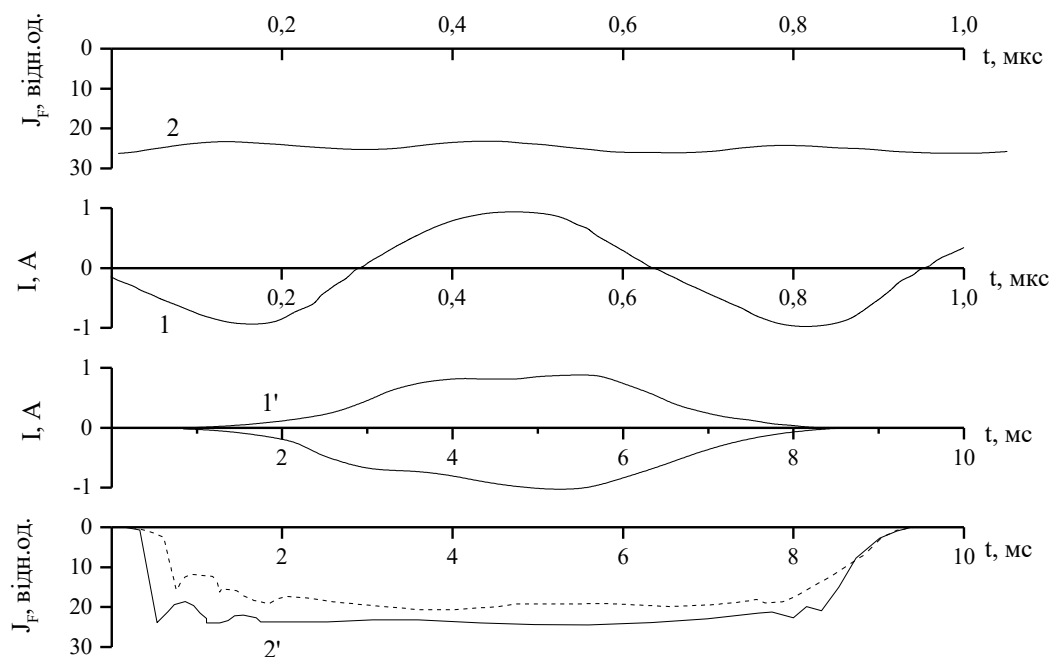


Рис.5.12. Осцилограми струму (1, 1') і сумарного УФ випромінювання (2, 2') плазми повздовжнього високочастотного розряду в суміші $P(\text{Xe})/P(\text{Cl}_2)=400/20$ Па (де: 1, 2 – високочастотні складові струму і випромінювання, а 1', 2'- відповідні усереднені за період високочастотних коливань величини). Пунктиром позначена постійна складова випромінювання [3].

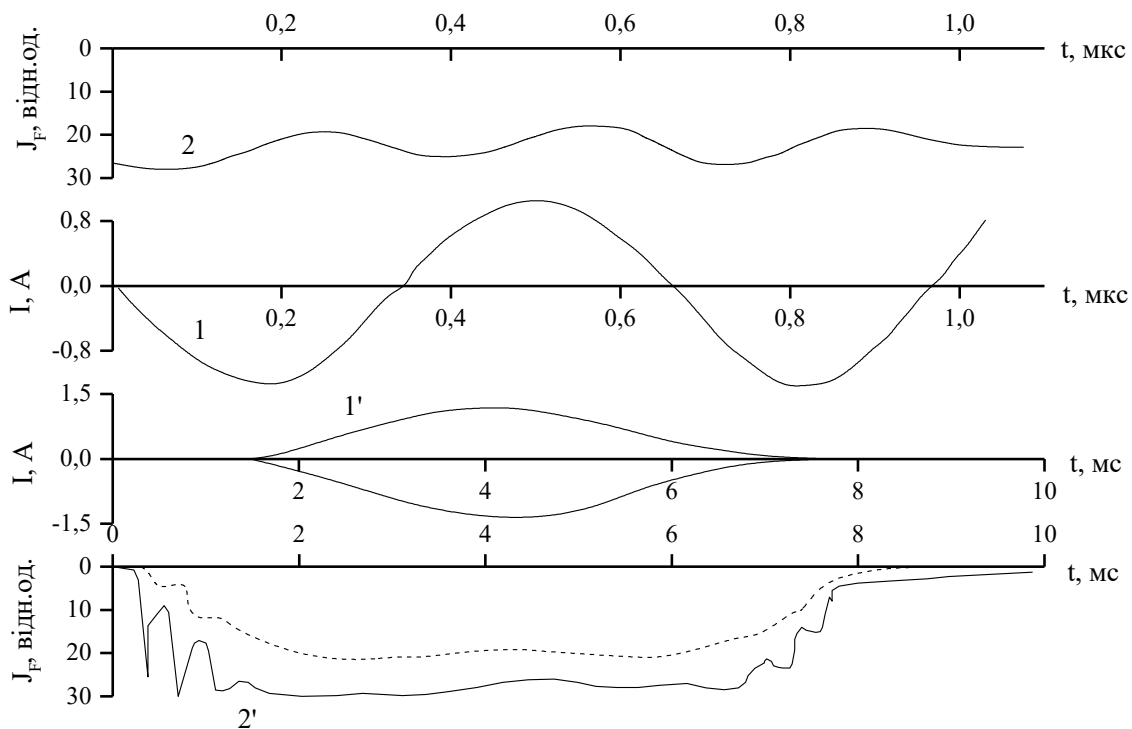


Рис.5.13. Осцилограми струму (1, 1') і випромінювання плазми (2, 2') на суміші $P(\text{Xe})/P(\text{Cl}_2)=400/80$ Па. Пунктиром позначена постійна складова випромінювання [3].

У верхній частині рис.5.12 і 5.13 наведено осцилограми струму високої частоти і сумарного випромінювання плазми в субмікросекундному діапазоні часу, а в нижній частині рисунків представлені усереднені за період високочастотних коливань струм і випромінювання плазми, зміна яких у часі пов'язана з низькочастотною модуляцією амплітуди високочастотної напруги джерела ЭН-57 М. На рис.5.12 і 5.13 представлені тільки осцилограми усередненого струму, що відповідають сильнотрумовій стадії високочастотного розряду. Величина струму слабкострумової стадії розряду при $t=0-2$ мс і 7-9 мс була занадто низкою і нами не фіксувалася. Величина амплітуди півхвилі високочастотного струму досягала 1 А, а її тривалість складала 300 нс. Випромінювання плазми характеризувалося переважно постійною складовою. При цьому, випромінювання було модульовано по амплітуді з частотою, що була рівною подвійній частоті струму високочастотного накачування.

Внесок пульсуючої складової випромінювання плазми збільшувався з ростом парціального тиску хлору в суміші $\text{Xe}-\text{Cl}_2$. Максимуми випромінювання плазми (рис.5.12 і 5.13) відповідали

ділянкам спаду і росту високочастотної складової струму досліджуваного розряду.

З розгляду усереднених за період високочастотних коливань струму і випромінювання плазми (нижня частина рис.5.12 і 5.13) впливає, що на передньому і задньому фронтах макроімпульсів випромінювання формується два-три чітко виражені вузькі максимуми. Максимальна тривалість макроімпульсів випромінювання зменшується з 7 мс до 6 мс при збільшенні парціального тиску хлору з 20 до 80 Па. Пікова структура на фронтах макроімпульсу випромінювання стає більш чітко вираженою зі збільшенням $P(\text{Cl}_2)$.

Осцилограми напруги U , струму I і випромінювання J_F для повздовжнього **ВЧ** розряду в суміші **Kr-Cl₂** мали вигляд аналогічний до розглянутих вище для суміші **Xe-Cl₂**.

5.4. Характеристики потужних ламп на молекулах **XeCl^{*}** і **ArCl^{*}** з накачуванням поперечним високочастотним розрядом.

У цьому пункті наводяться результати оптимізації **ArCl^{*}** та **XeCl^{*}** **УФ-ВУФ** високочастотних ламп з оголеними електродами, які працюють на сумішах **Ar-Cl₂** і **Xe-Cl₂** і накачуються поперечним **ВЧ** розрядом низького тиску. Результати експериментальних досліджень опубліковані у наших працях [5-8].

Спектри випромінювання поперечного ексимерно-галогенного випромінювача на сумішах **Ar-Cl₂** та **Xe-Cl₂** наведено на рис.5.14 та 5.15.

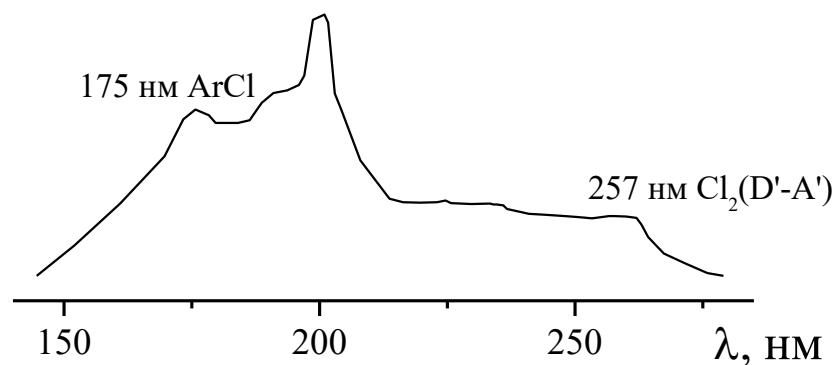


Рис.5.14. Спектри випромінювання плазми на сумішах $P(\text{Ar})/P(\text{Cl}_2)=160/40$ Па [5].

Для суміші **Ar-Cl₂** спектр являв собою єдину широку смугу в діапазоні 150-270 нм, що формувалася з молекулярних смуг 175 нм **ArCl(B-X)**, 195-200 **Cl₂**** і 257 нм **Cl₂(D'-A')**.

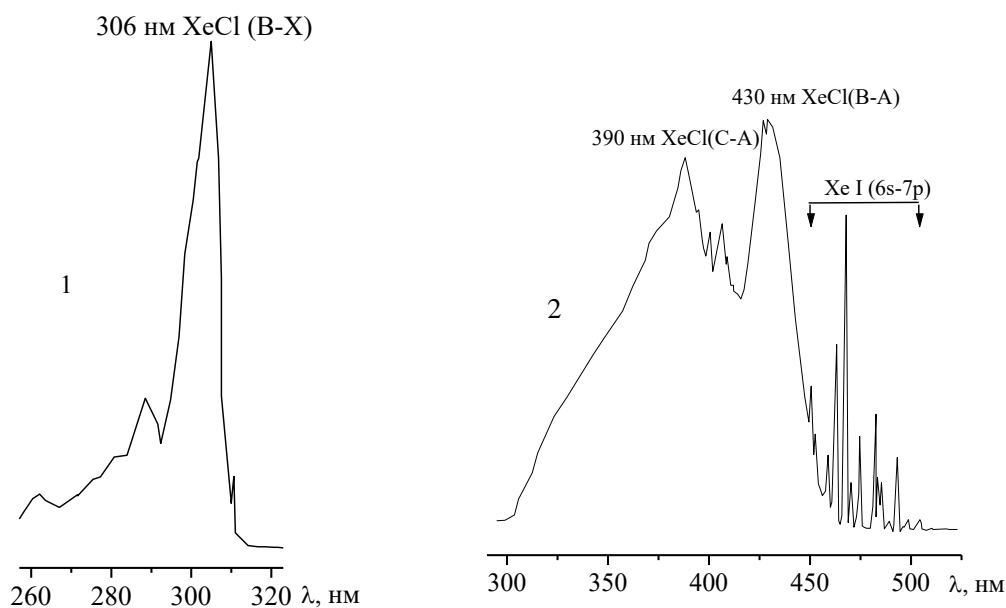


Рис.5.15. Спектри випромінювання плазми ПВЧР у діапазонах 200-340 нм (1) та 300-500 нм (2) на суміші **P(Xe)/P(Cl₂)=40/80** Па [6].

Значне розширення молекулярних смуг (що приводить до їхнього взаємного перекриття і зміщення положення максимумів у більш короткохвильову область довжин хвиль) зумовлено незавершеністю коливальної релаксації в межах збуджених станів хлоридів **Ar**, а також молекули **Cl₂** при тиску сумішей ≤ 500 Па [12Помилка! Закладку не визначено.]. Ототожнення смуг в спектрах проводили за даними праць [16-18] і спектроскопічних таблиць [19]. Основне **УФ** випромінювання плазми визначалося широкою смугою **XeCl(B-X)** ($\Delta\lambda \leq 50$ нм по основі смуги) з максимумами при $\lambda=289$ та 306 нм. Вони перекривались з менш яскравими смугами випромінювання 257 нм **Cl₂(D'-A')** і 235 нм **XeCl(D-X)**, на основі яких і формувалась найбільш короткохвильова частина континууму. При збільшенні парціального тиску ксенону з 40 до 200-400 Па (при сталому **P(Cl₂)**) спостерігалось зменшення ширини смуги **XeCl(B-X)** і значне зростання її яскравості. Внесок в **УФ** континуум смуги 257 нм **Cl₂(D'-A')**, при цьому,

зменшувався. В довгохвильовій ділянці спектру було зареєстровано дві широкі смуги з максимумами при 390 нм і 430 нм, які формували довгохвильову межу неперервного випромінювання при $\lambda=450$ нм. Ширина смуги 390 нм **XeCl(C-A)** була в 2.5-3.0 рази більшою за ширину смуги 430 нм **XeCl(B-A)**. Максимуми в розподілі інтенсивності випромінювання в межах електронно-коливної смуги молекули **XeCl(C-A)** в порівнянні з відповідними даними для плазми атмосферного тиску були зміщеними в довгохвильову частину спектру (з 345 нм [20] до 390 нм), а випромінювання смуги **XeCl(B-A)** взагалі при підвищених тисках робочої суміші в спектрах не проявлялося [20]. При цьому, основний максимум інтенсивності смуги випромінювання **XeCl(B-X)** зміщувався з 308 нм [20] до 305.5-306 нм. Такі особливості в спектрах випромінювання плазми ПВЧР, які дозволили сформувати неперервне випромінювання в спектральному діапазоні 220-450 нм, зумовлені перш за все застосуванням низьких робочих тисків суміші **Xe-Cl₂** і незавершеністю процесів коливальної релаксації в межах енергетичних станів **XeCl(B,C,D)** та **Cl₂(D')** [21]. На фоні широкої **C-A** смуги молекули **XeCl** нами спостерігалися всі найбільш яскраві смуги другої позитивної системи азоту – **N₂(C-B)**. Парціальний тиск азоту не перевищував 10 Па, а їх джерелом було повітря, яке залишалося в розрядній камері після її відкачування насосом попереднього розрідження. Спектр випромінювання плазми в видимій області був лінійчатим і визначався найбільш інтенсивними спектральними лініями атомів ксенону. Найбільш інтенсивною спектральною лінією, яка і задавала колір розряду, була $\lambda=467.1$ нм **XeI(6s[3/2]⁰₂-7p[5/2]₂)**. Інтенсивних ліній іонів ксенону в спектрах випромінювання плазми не виявлено.

На рис.5.16 наведено залежності потужності випромінювання розряду на сумішах **Ar-Cl₂** від потужності на виході (у відн.од.) джерела живлення **ВЧ** розряду. Збільшення потужності накачування призводило до практично лінійного збільшення потужності **УФ** випромінювання. Швидкість росту потужності випромінювання збільшувалася зі збільшенням **P(Ar)** у діапазоні 80-400 Па і зменшувалася при збільшенні **P(Cl₂)** від 40 Па до 160 Па. Оптимальна величина **P(Cl₂)**

складала приблизно 30-40 Па, а оптимальні значення $P(\text{Ar})$ знаходилися в діапазоні 300-400 Па.

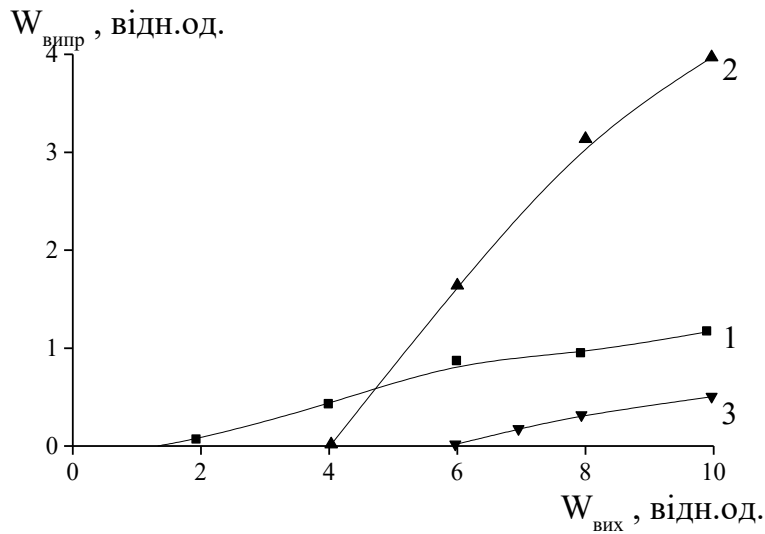


Рис.5.16. Залежність середньої потужності **УФ** випромінювання лампи на суміші **Ar-Cl₂** від величини електричної потужності джерела накачування $P(\text{Ar})/P(\text{Cl}_2) = 80/40$ (1); $400/40$ (2) і $200/160$ Па (3) [5].

На рис.5.17 представлені залежності середньої потужності **УФ** випромінювання **ПВЧР** від величини парціального тиску ксенону (при фіксованому значенні $P(\text{Cl}_2)$) і від парціального тиску хлору (при постійній величині $P(\text{Xe})$). При збільшенні $P(\text{Xe})$ спостерігався лінійний ріст потужності **УФ** випромінювання до $P(\text{Xe}) \leq 100$ Па, а надалі спостерігалось насичення швидкості росту потужності випромінювання і згасання поперечного розряду. Зі збільшенням парціального тиску хлору від 40 Па до 150 Па потужність **УФ** випромінювання зменшувалася. Оптимальне значення $P(\text{Cl}_2)=30$ Па було обумовлено технічними можливостями газозмішувальної системи за точністю приготування робочих сумішей. Ресурс **УФ** випромінювання в газостатичному режимі роботи не перевищував 10-15 хвилин (рис.5.18), що було пов'язано зі значним нагріванням газової суміші. Для збільшення ресурсу в газостатичному режимі роботи випромінювача необхідне використання твердотільного генератора хлору високої чистоти, системи регенерації робочої суміші і примусового охолодження системи електродів.

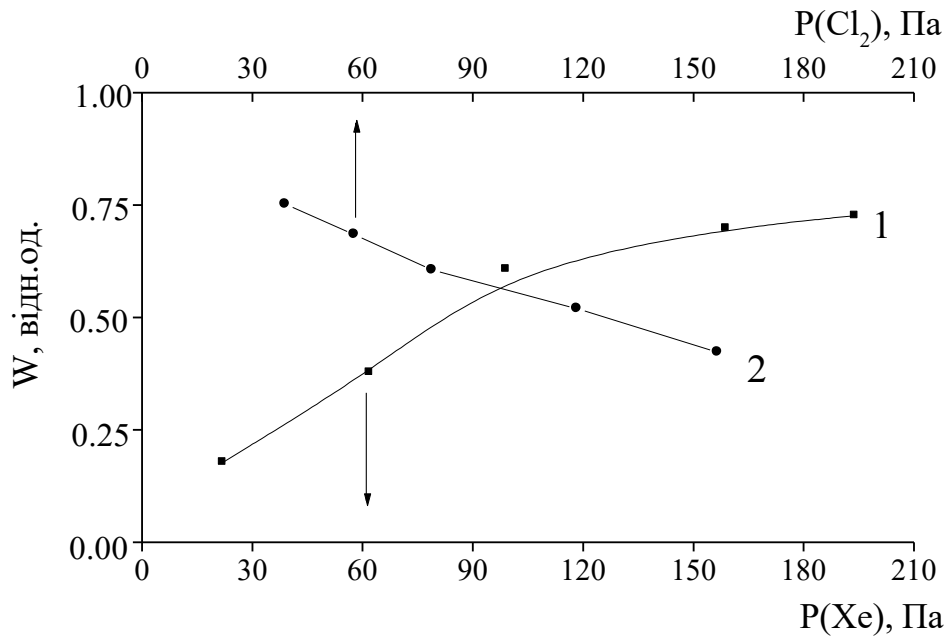


Рис.5.17. Залежність середньої потужності **УФ** випромінювання плазми розряду на суміші Хе-Cl₂ від величини парціального тиску ксенону (1) при **P(Cl₂) = 60 Па** і парціального тиску хлору (2) при **P(Xe) = 200 Па** [7Помилка! Закладку не визначено.].

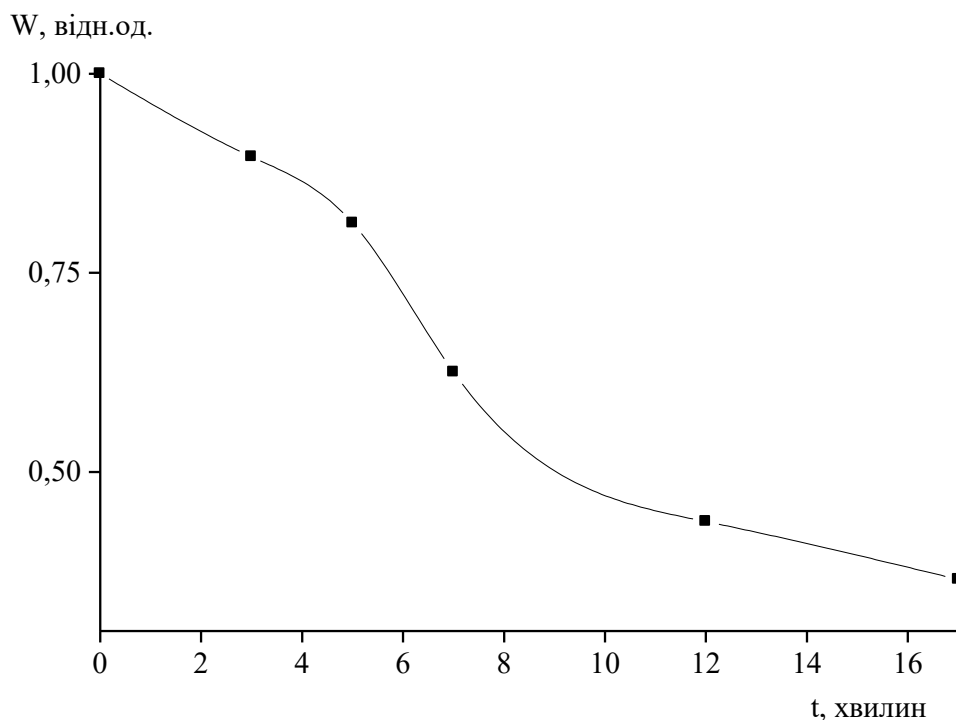


Рис.5.18. Залежність середньої потужності **УФ** випромінювання плазми **ПВЧР** на суміші **P(Xe)/P(Cl₂)=200/80 Па** від часу неперервної роботи на одній газовій суміші [7].

Повна потужність **УФ** випромінювача з двох бічних апертур сягала 30-40 Вт. У зв'язку з наявністю значної за величиною постійної складової випромінювання **ПВЧР**, питомі вихідні характеристики розробленого нами випромінювача можуть бути порівняні з відповідними характеристиками **ХеСІ**-лампи з накачуванням жевріючим розрядом постійного струму. Величина потужності **УФ** випромінювання **ПВЧР** з одиниці площі робочої апертури приблизно в 1,5-2,0 рази перевищувала дані для лампи з накачуванням жевріючим розрядом [22]. Величина отриманої питомої потужності 300 мВт/см² для **ПВЧР**, а для ексимерно-галогенних ламп із накачуванням емнісним розрядом вона не перевищувала 20 мВт/см² [22].

Оцінка повної потужності **УФ** випромінювання лампи на суміші **Ar-Cl₂** показала, що вона досягає 15 Вт. Максимальна величина **ККД** випромінювача досягала 15%.

Джерело на суміші **Kr-Xe-Cl₂** ($P \leq 500$ Па) випромінює переважно в спектральному діапазоні 170-330 нм на системі смуг молекул **ХеСІ(D,В-X)**, **KrСІ(В-X)**, **Cl₂(D'-A')** і **Cl₂****. Максимальна потужність випромінювання в кут 4π із двох робочих апертур сумарною площею $S \leq 100$ см² досягала 30-40 Вт. Результати оптимізації середньої потужності випромінювання **ПВЧР** на суміші **Kr-Xe-Cl₂** у залежності від величини потужності накачування при різному тиску і складі наведені на рис.5.19. Усі залежності величини потужності випромінювання від потужності **ПВЧР** були зростаючими. Для одержання максимальної потужності **УФ-ВУФ** випромінювання найбільш оптимальними були газові суміші $P(\text{Kr})/P(\text{Xe})/P(\text{Cl}_2) = 150-200/150-200/20-40$ Па. Зі збільшенням парціального тиску криптону від 80 до 400 Па спостерігалось збільшення і потужності випромінювання розряду. При $P(\text{Kr}) \geq 400$ Па і $P(\text{Cl}_2) \geq 80$ Па розряд не запалювався. Збільшення $P(\text{Cl}_2)$ вище за 40 Па призводило до зменшення потужності випромінювання лампи.

Часові характеристики високочастотної напруги на розрядному проміжку (**U**), розрядного струму (**I**) і випромінювання плазми (**J_F**) на основі суміші **Хе-Cl₂** представлені на рис.5.20., а усереднені за період дії **ВЧ**

складової величини U , I , J_F (обумовлені режимом роботи джерела живлення) приведені на рис.5.21.

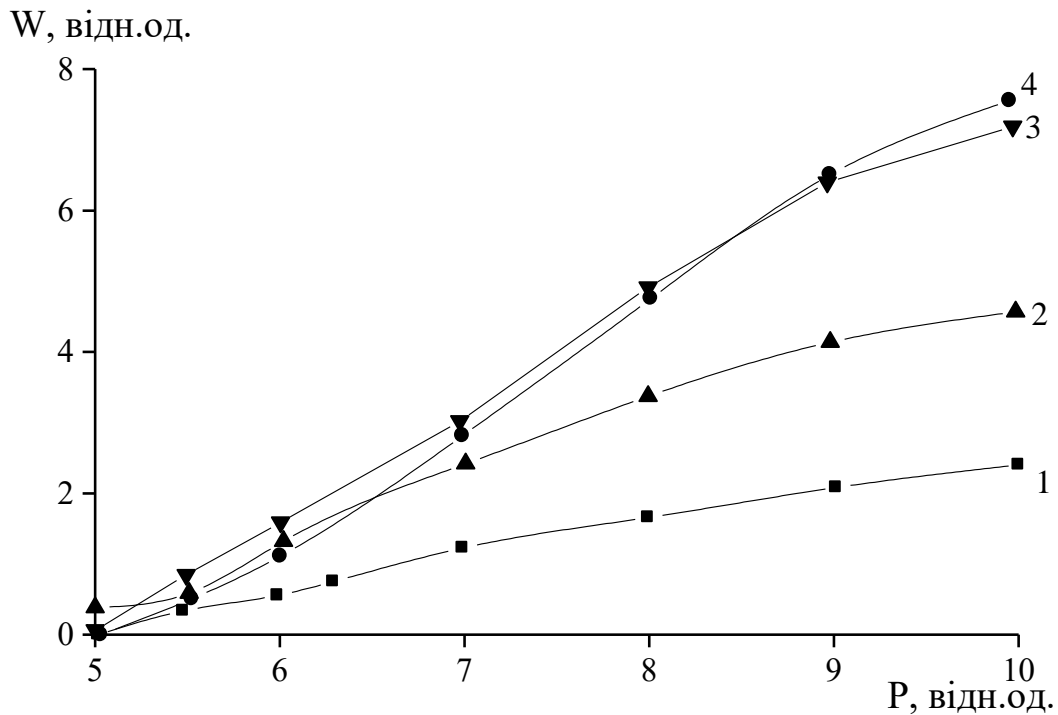


Рис.5.19. Залежність потужності випромінювання ПВЧР у сумішах Kr і Xe з молекулами Cl_2 від величини електричної потужності розряду: $P(Xe)/P(Cl_2) = 80/40$ (1), $P(Kr)/P(Xe)/P(Cl_2) = 80/80/40$ (2), $200/80/40$ (3), $320/80/40$ (4) Па [8].

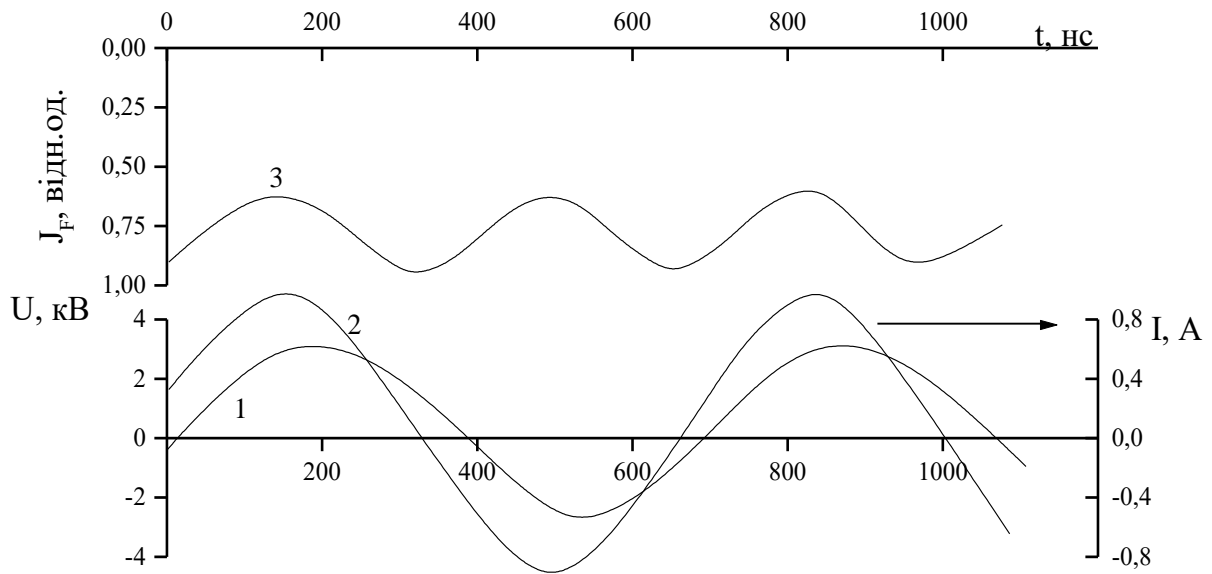


Рис.5.20. Осцилограми напруги (1), струму (2) і випромінювання плазми (3) на суміші $P(Xe)/P(Cl_2)=400/80$ Па [7].

Величина амплітуди півхвилі **ВЧ** коливання напруги збільшувалася зі збільшенням тиску суміші від 100 до 400 Па і досягала 5 кВ. Величина амплітудного значення струму розряду зменшувалася з 1,6 до 0,8 А при зменшенні парціального тиску хлору з 160 до 80 Па. Між величиною напруги і струму досліджуваного розряду спостерігалось зміщення по фазі, що збільшувалось з ростом тиску суміші **Xe-Cl₂**. Максимальна тривалість півхвилі струму і напруги знаходилася в межах 300-350 нс. Випромінювання плазми поперечного **ВЧ** розряду мало, переважно, постійну складову, котра була за амплітудою промодульована з подвійною частотою **ВЧ** складової струму накачування. При невеликому фіксованому значенні $P(Cl_2) \leq 80$ Па, внесок постійної складової випромінювання плазми збільшувався з 40-50 % при $P(Xe) \leq 80$ Па до 70-80 % при $P(Xe) = 400$ Па. Максимуми випромінювання плазми відповідали ділянкам спаду і росту **ВЧ** складової розрядного струму (рис.5.20).

Розглянемо поведження усереднених за часом величин напруги, струму і випромінювання плазми.

Як впливає з рис.5.21, динаміка випромінювання на передньому і задньому фронтах макроімпульсу напруги значно відрізняються, залежність величини **U**, при якій з'являється (чи спадає) яскравість випромінювання плазми, від тиску і парціального складу суміші **Xe-Cl₂** характеризувалася гістерезисом. Граничне значення **U**, при якому формується випромінювання плазми (ділянка росту напруги при пробі проміжку), збільшувалось з 1 до 2 кВ при збільшенні парціального тиску ксенону з 80 Па до 400 Па (при $P(Cl_2) = 80$ Па). Для **ПВЧР** на суміші $P(Xe)/P(Cl_2) = 200/160$ Па величина пробійної напруги складала 1,5 кВ.

Максимальна тривалість макро імпульсу струму знаходилася в діапазоні 7-9 мс (рис.5.21.в.), а зі збільшенням парціального тиску ксенону вона зменшувалася з 9 до 7 мс. На передньому і задньому фронтах макроімпульсу випромінювання плазми **ПВЧР** при $P(Xe, Cl_2) \geq 80$ Па спостерігалася пікова структура. У розряді на сумішах низького тиску типу $P(Xe)/P(Cl_2) \leq 80/80$ Па структура на передньому

фронті макроімпульсу випромінювання була слабо виражена, а на його задньому фронті спостерігався один максимум.

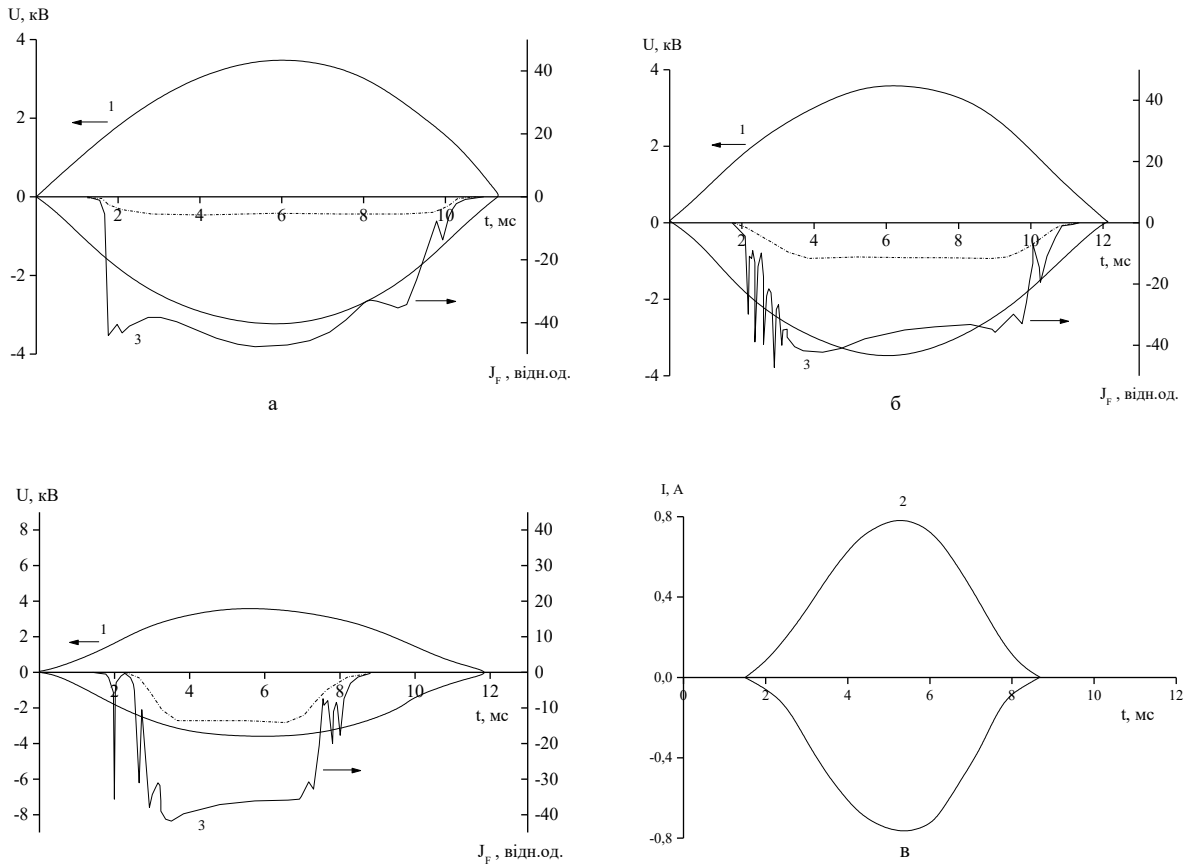


Рис.5.21. Макроімпульси напруги (1), струму (2) і випромінювання плазми ПВЧР (3) на сумішах $P(\text{Xe})/P(\text{Cl}_2) = 80/80$ (а), $200/180$ (б), $400/80$ Па (в) [7].

При збільшенні $P(\text{Xe})$ до 200 Па і $P(\text{Cl}_2)$ на передньому фронті макроімпульсу напруги формувалися чотири ясно виражені вузькі максимуми, а на задньому фронті - два більш широких максимуми. При збільшенні $P(\text{Xe})$ до 400 Па на передньому фронті макроімпульсу випромінювання спостерігалось порушення рівновіддаленого характеру розташування піків у часі (піки розділилися на дві групи 1+3). Характер залежності усередненої потужності УФ випромінювання під час дії ВЧ складової накачування був слабкоспадаючим для сумішей підвищеного тиску (при $P(\text{Xe}, \text{Cl}_2) \geq 80$ Па). Для ПВЧР на сумішах більш низького тиску спостерігався широкий максимум, що відповідав максимуму макроімпульсу струму накачування. Такий характер поведінки потужності УФ випромінювання ПВЧР пов'язаний

з нагріванням робочого середовища середнього тиску **ВЧ** складовою струму.

Осцилограми випромінювання плазми **ПВЧР** на суміші **Kr-He-Cl₂**, були аналогічні до розглянутих вище на прикладі суміші **He-Cl₂**.

5.5. Фізика процесів в плазмі високочастотних ламп на хлоридах **Ar, Kr і He** та в лампі на молекулі хлору.

При низькому тиску суміші **He-Cl₂** однією з основних реакцій утворення збуджених молекул хлору може бути реакція



У приелектродних шарах **ВЧ** розряду ефективно утворюються також іони **Cl⁻** і **Cl⁺** [23], рекомбінація яких може призводити до утворення молекул **Cl₂^{**}** і **Cl₂(D')**.

На передньому і задньому фронтах макроімпульсу випромінювання були виявлені максимуми випромінювання. Часова структура макроімпульсів випромінювання ставала більш вираженою зі збільшенням **P(Cl₂)**.

У теоретичних працях [23-25] було встановлено, що у **ВЧ** розряді в галогенмістких газах на межі «плазма-шар» формуються стрибки щільності електронів і іонів. Ці стрибки в результаті вище зазначених реакцій утворення збуджених молекул хлору і призводять до утворення стрибків **УФ** випромінювання плазми. На основі даного ефекту можлива розробка ефективного галогенного випромінювача низького тиску з накачуванням поперечним **ВЧ** розрядом, активне середовище в якому буде складатися в основному з приелектродних плазмових шарів.

На рис.5.7 наведено залежність сумарної потужності **УФ** випромінювання плазми повздовжнього високочастотного розряду на суміші **He-Cl₂** від величини потужності на виході джерела накачування. Поріг запалювання високочастотного розряду знаходився при величині потужності джерела накачування 150 Вт. Зі збільшенням потужності накачування від 180 до 250 Вт була отримана лінійна залежність потужності

УФ випромінювання з усієї робочої апертури лампи. Абсолютна величина сумарної потужності **УФ** випромінювання сягала 10 Вт при $\text{ККД} \leq 7\%$. При низькому тиску суміші **Хе-Cl₂** у жевріючому, емнісному чи високочастотному розрядах однією з основних є «гарпунна» реакція утворення молекул **ХеCl*** [26-28]. У приелектродних шарах **ВЧ** розряду ефективно утворюються також позитивні і негативні іони [28**Помилка! Закладку не визначено.**], у результаті рекомбінації яких у цій іон-іонній плазмі можуть утворюватися молекули **ХеCl***, **Cl₂***, у процесі спонтанного розпаду яких і формується континуум у спектральному діапазоні 220-450 нм.

Для неперервної підтримки цих каналів утворення випромінюючих часток найбільш важливим є канал «гарпунної» реакції, для якого необхідна наявність стаціонарної в часі густини метастабільних атомів (**Хе, Cl**). Така ситуація може бути реалізована в повздовжному високочастотному розряді, коли щільність метастабільних атомів не зменшується до нуля при зміні напрямку високочастотної складової струму, а підтримується на визначеному стаціонарному рівні.

Як встановлено в теоретичній праці [28], при високочастотному розряді в хлорі на межі поділу «плазма-шар» формуються стрибки щільності електронів, позитивних і негативних іонів. Плазма в ділянці поділу між приелектродними ділянками і плазмою всередині розрядного проміжку є іон-іонною, тому що концентрація електронів у ній на кілька порядків нижче концентрації негативних іонів. У нашому випадку при рекомбінації позитивних іонів **Cl⁺**, **Kr⁺** і негативних іонів **Cl⁻** може відбуватися утворення молекул **Cl₂****, **Cl₂(D')** і **KrCl(B)**. Такі максимуми складають особливий інтерес для розробок ефективних ексимерно-галогенних ламп зі значною апертурою і накачуванням поперечним високочастотним розрядом, у якого при тиску робочого середовища 50-700 Па більше 50 % міжелектродного об'єму займають приелектродні шари з високою емісійною здатністю.

Наявність постійної складової випромінювання плазми і збільшення її внеску в сумарне випромінювання з ростом **P(Хе)** вказує на наявність ефективного каналу неперервного утворення молекул хлориду ксенону в поперечному **ВЧ** розряді.

При низькому тиску сумішей важких інертних газів з хлором чи хлоридом водню в жевріючому розряді постійного струму переважає «гарпунна» реакція утворення відповідної ексимерної молекули [27, 28], наприклад



Для неперервної підтримки «гарпунного» каналу утворення молекул XeCl^* необхідна наявність постійної густини метастабільних атомів ксенону. Це можливо якщо під час проходження ВЧ струму густина метастабільних атомів ксенону не зменшується до нуля, а підтримується на деякому постійному рівні.

Як впливає з праці [25], у багатокомпонентній плазмі електронегативних газів і у високочастотному розряді середнього тиску [23] утворюються стрибки густини електронів, позитивних і негативних іонів. Стрибки формуються на межі поділу «плазму-шар» ВЧ розряду. Стрибкам густини електронів повинні відповідати стрибки густини метастабільних атомів ксенону, що у результаті «гарпунної» реакції з молекулами хлору призводять до утворення стрибків густини ексимерних молекул і її УФ випромінювання. Рекомбінація позитивних іонів Xe^+ з негативними іонами Cl^- в області стрибка також може призводити до формування 1-2 стрибків густини ексимерної молекули і відповідним стрибкам випромінювання плазми. На це може вказувати формування чотирьох вузьких піків випромінювання плазми на передньому фронті макроімпульсу випромінювання. Після нагрівання робочої суміші протягом 5 мс ВЧ – полем на задньому фронті макроімпульсу випромінювання залишаються тільки піки, що пов'язані з утворенням молекул XeCl у «гарпунній» реакції, оскільки швидкість реакції іон-іонної рекомбінації різко зменшується зі збільшенням температури [29]. Іншою причиною утворення саме чотирьох піків на передньому фронті макроімпульсу випромінювання може бути участь усіх чотирьох нижніх збуджених $6s, 6s'$ станів атома ксенону в утворенні молекули XeCl^* . Але це менш імовірно ніж утворення основних

максимумів **УФ** випромінювання перед відповідним макроімпульсом у процесах іон-іонної рекомбінації, оскільки плазма перехідного шару **ВЧ** розряду в електронегативних газах є іон-іонною [25]. Більш детальне дослідження природи стрибків випромінювання плазми **ПВЧР** і механізмів утворення в ньому ексимерної молекули може бути отримане в результаті чисельного моделювання **ПВЧР** на суміші ксенону і хлору.

Таким чином, результати розробки та оптимізації потужних, широкосмугових ламп низького тиску, які працюють на сумішах інертних газів з молекулами хлору і накачуються від повздовжнього та поперечного **ВЧ** розрядів з оголеними електродами, дозволяють зробити наступні висновки:

- лампа з накачуванням повздовжнім **ВЧ** розрядом, що працює на суміші **He-Cl₂**, є потужним джерелом випромінювання на електронно-коливальних переходах молекули хлору у спектральному діапазоні 195-265 нм; оптимальна робоча суміш для цієї лампи це **P(He)/P(Cl₂)=(100...300)-(80...140)** Па; випромінювання має як змінну так і постійну складові; потужність **УФ** випромінювання досягає 10 Вт при **ККД** ≤ 7 %.
- ексимерно-галогенні лампи з накачуванням повздовжнім **ВЧ** розрядом в сумішах **Xe-Cl₂** і **Kr-Cl₂** випромінюють у вигляді континуумів в спектральному діапазоні 220-450 нм та 200-270 нм; континууми формуються на основі широких смуг 200 нм **Cl₂****, 222 нм **KrCl (B-X)**, 257 нм **Cl₂ (D'-A')**, 307 нм **XeCl (B-X)**, 390 нм **XeCl(C-A)** і 430 нм **XeCl (B-A)**; найбільш оптимальними для одержання максимальної вихідної потужності **УФ** випромінювання були суміші **P(Kr)/P(Cl₂)=(500...700)/(40...80)** Па і **P(Xe)/P(Cl₂)=(600...800)/(20...40)** Па; випромінювання плазми включає частотну ($f=3,562$ Гц) і постійну складові. Внесок постійної складової зменшувався з ростом **P(Cl₂)**. Максимальна потужність випромінювання лампи досягала 10-15 Вт при **ККД** ≤ 10%; ресурс роботи лампи в газостатичному режимі не перевищував 20-30 хв, а при повздовжній прокачці з швидкістю 0,1 л./хв лампа могла працювати тривалий час.
- ексимерно-галогенні лампи низького тиску з накачуванням поперечним **ВЧ** розрядом, які працюють на сумішах **Ar-Cl₂**, **Xe-**

Cl_2 і Kr-Xe-Cl_2 спектральному діапазоні в формі суцільних континуумів: 150-270 нм, 220-450 нм і 180-330 нм; низька швидкість коливальної релаксації в межах збуджених станів молекул ArCl , XeCl і Cl_2 є основною причиною утворення базових смуг цих молекул, їх взаємного перекриття і форм континуумів; для подвійних сумішей оптимальним був склад $P(\text{Ar},\text{Xe})/P(\text{Cl}_2)=(300\dots400)/(30\dots40)$ Па, а для потрійної $P(\text{Kr})/P(\text{Xe})/P(\text{Cl}_2)=(150\dots200)/(150\dots200)/(20\dots40)$ Па; лампа мала дві планарні апертури по 50 см², які випромінювали середню потужність в межах 15-50 Вт при $\text{ККД}\approx 10-15\%$. Випромінювання лампи є суперпозицією постійної та частотної складових, внесок останньої в сумарне випромінювання зменшувався з 50% до 10% при зростанні тиску робочих сумішей в діапазоні 80-300 Па; величина потужності цієї лампи досягає 300 мВт/см², що в 1,5-2 рази переважає відомі дані для відповідних ламп з накачуванням жевріючим розрядом.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ ДО РОЗДІЛУ

1. А.К. Шуаибов, А.И. Дащенко, И.В. Шевера. Эмиссионные характеристики плазмы низкой плотности на основе смеси гелий-хлор. *Оптика и спектроскопия*. 2004. Т.97. №1. С.10-13.
2. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В., Генерал А.А. /Характеристики галогенной лампы с накачкой продольным высокочастотным разрядом. /Письма в ЖТФ. 2003. Т.29. № 23. С.91-94.
3. А.К. Шуаибов, А.И. Дащенко, И.В. Шевера. Продольный высокочастотный разряд в смеси ксенона с хлором. /Журнал технической физики. 2004. Т.74. вып.5. С.130-133.
4. А.К. Шуаибов, И.В. Шевера, А.А. Генерал. Ультрафиолетовый излучатель низкого давления на молекулах хлора и хлорида криптона. *Теплофизика высоких температур*. 2004. Т.42. №6. С.865-868.
5. Шуаибов А.К., Шевера И.В., Шимон Л.Л., Дащенко А.И. Планарный излучатель с накачкой поперечным высокочастотным разрядом. /Приборы и техника эксперимента. 2003. №5. С.120-123.

6. A.K. Shuaibov, L.L. Shimon, A.I. Dashchenko, I.V. Shevera. *Transversal Radio-frequency Discharge in the Xe/Cl₂ mixture.* /Ukr.J.Phys. 2004. V.49. №2. P.121-125.
7. А.К. Шуаибов, А.И. Дащенко, И.В. Шевера. *Характеристики поперечного высокочастотного разряда на смеси ксенона с хлором.* /Физика плазмы. 2004. Т.30. №5. С.475-480.
8. Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Шимон Л.Л., Шевера И.В. *Планарный эксимерно-галогенный излучатель с накачкой поперечным высокочастотным разрядом.* /Письма в ЖТФ. 2003. Т.29. вып.15. С.17-23.
9. Шуаибов О.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.И., Шевера И.В. *Эксимерно-галогенная высокочастотная лампа с планарной апертурой. Декларационный патент на винахід та його опис. № 60621 А, Україна, МПК 7 H01S3/097 / (Україна); Стр. 5, фіг. 5, опубліковано 15.10. 2003 р. Бюл. № 10.*
10. Шуаибов О.К., Шимон Л.Л., Шевера И.В., Дащенко А.И. *Электророзрядная галогенная лампа. Декларационный патент на винахід та його опис, Україна, № 64386 А, 7 H01S3/097, подано 23.05.2003, опубліковано 16.02.2004. Бюл. №2. Стр.4. Фіг.5.*
11. Шуаибов О.К., Шимон Л.Л., Шевера И.В., Дащенко А.И. *Электророзрядная эксимерная лампа. Декларационный патент на винахід та його опис, Україна, № 64549 А, 7 H01S3/097, подано 24.06.2003, опубліковано 16.02.2004. Бюл. №2. Стр.4. Фіг.5.*
12. Дацюк В.В., Измайлов И.А., Кочелав В.А. *УФН.* 1998. Т.168. № 4. С.439-464.
13. Шуаибов А.К. *Многоволновая эксимерная лампа на молекулах ХеF/ХеСl/КrF/КrСl.* ЖТФ. 1998. Т.68. № 12, С.64-67.
14. Шуаибов А. К. *ТВТ.* 1999. Т.37. № 2 С.188-193.
15. Шуаибов А. К. *Оптика и спектроскопия.* 2000. Т.88. № 5. С.875-879.
16. Hay P.J., Dunning T.H. *J.Chem.Phys.* 1978. 69. P.2209-2220.
17. Bokor J., Rhodes C.K. *.Chem.Phys.* 1980. 73. P.2626-2628.
18. Dreiling T.D., Setser D.W. *J.Chem.Phys.* 1981. 75. P.4360-4378.
19. Стриганов А.Р., Свентицкий Н.С. *Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизированных атомов.* М. 1966.
20. Мак-Даниель И., Нигэн У. *Газовые лазеры.* М. Мир. 1986.

21. *Donovan R.J., Greenhill P., MacDonald M.A., Yench A. J. Faraday Discuss. Chem. Soc. 1987. 84. P.221-238.*
22. *Рекламный проспект Ин-та сильноточной электроники СО РАН. Томск. 2001.*
23. *Каганович И.Д. Высокочастотный разряд с отрицательными ионами при средних давлениях. . Физика плазмы. 1995. Т.21. № 5. С.431-441.*
24. *Каганович И.Д. Высокочастотный разряд с отрицательными ионами при средних давлениях. . Физика плазмы. 1995. Т.21. № 5. С.431-441.*
25. *Каганович И.Д., Цендин Л.Д. . Физика плазмы. 1993. Т.19. Вып.10. С.1229-1240.*
26. *Ломаев М.И., Скакун В.С., Соснин Э.А. и др. УФН. 2003. Т.173. № 2. С.201-217.*
27. *Головицкий А.П., Кан В.Ф. . Оптика и спектроскопия. 1993. Т.75. №3. С.604-609.*
28. *Головицкий А.П., Лебедев С. В. . Оптика и спектроскопия. 1997. Т.82. №2. С.251-255.*
29. *Фланнери М.Р. Ион–ионная рекомбинация в разрядах высокого давления. Газовые лазеры. М. Мир. 1986. С.177.*

Наукове видання

Шуаїбов Олександр Камілович
Грабова Ірина Аркадіївна
Шевера Ігор Васильович

ГАЗОРОЗРЯДНІ УФ–ВУФ ЕКСИПЛЕКСНІ І
ГАЛОГЕННІ ЛАМПИ НИЗЬКОГО ТИСКУ

МОНОГРАФІЯ

Формат 60×84/16. Умовн. друк. арк. Зам. № Наклад 300 прим.
Видавництво УжНУ “Говерла”
88000, м. Ужгород, вул. Капітульна, 18., e-mail: hoverla@i.ua

*Свідотцтво 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 експлексні 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.



ГРАБОВА ІРИНА АРКАДІЇВНА

Фахівець в галузі квантової електроніки, фізики і техніки газових розрядів, оптики і спектроскопії атомів і молекул, кандидат фіз.-мат. наук, начальник науково-дослідної частини УжНУ.

Сфера наукових інтересів: УФ-ВУФ газорозрядні джерела випромінювання тліючого розряду на бромідах і йодидах інертних газів.

Автор 26 наукових праць, 13 патентів на винаходи та корисні моделі та 2 навчальних та методичних посібників.



ШЕВЕРА ІГОР ВАСИЛЬОВИЧ

Фахівець в галузі квантової електроніки, фізики і техніки газових розрядів, спектроскопії атомів і молекул, старший викладач кафедри квантової електроніки УжНУ.

Сфера наукових інтересів: УФ-ВУФ газорозрядні джерела випромінювання, розряди з рідинними електродами та синтез наноструктур.

Автор понад 150 наукових праць, 17 патентів на винаходи і 5 навчальних та методичних посібників.