

ГАЗОРОЗРЯДНІ ІМПУЛЬСНО-ПЕРІОДИЧНІ ТА ВИСОКОЧАСТОТНІ ЕКСИПЛЕКСНІ ЛАМПИ

В монографії представлено результати систематичних досліджень характеристик і параметрів робочого середовища ексіплексних ламп з новими компонентами паро-газових сумішей із збільшеними частотами слідування імпульсами напруги та розширеним діапазоном приведеної напруженості електричного поля. Дослідження охоплювало систематичне вивчення фізико-хімічних закономірностей, які відбуваються в робочому середовищі, механізмів додаткового заселення верхнього енергетичного стану моногалогенідів металів, закономірності і знаходження способів підвищення ефективності випромінювання таких джерел в діапазоні фотоактивності рослин (ФАР). Окрім того приведені результати досліджень впливу додаткового ФАР випромінювання при вирощуванні касетної розсади в умовах закритого ґрунту. Матеріали монографії можуть знайти застосування в хімії, біології, і медицині та сільському господарстві.

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



Малініна Антоніна Олександрівна, канд.фіз.-мат.н., старший науковий співробітник.

Шуаїбов Олександр Камілович, проф., док. фіз.-мат.н., провідний науковий співробітник.

Малінін Олександр Миколайович, проф., док. фіз.-мат.н., провідний науковий співробітник.



Globe
EDIT

Globe
EDIT



Малініна Антоніна Олександрівна ·
Шуаїбов Олександр Камілович ·
Малінін Олександр Миколайович

ГАЗОРОЗРЯДНІ ІМПУЛЬСНО-ПЕРІОДИЧНІ ТА ВИСОКОЧАСТОТНІ ЕКСИПЛЕКСНІ ЛАМПИ

На Дигалогенідах Ртуті, Кадмію І Цинку

**Малініна Антоніна Олександрівна
Шуаїбов Олександр Камілович
Малінін Олександр Миколайович**

**ГАЗОРОЗРЯДНІ ІМПУЛЬСНО-ПЕРІОДИЧНІ ТА
ВИСОКОЧАСТОТНІ ЕКСИПЛЕКСНІ ЛАМПИ**

FOR AUTHOR USE ONLY

FOR AUTHOR USE ONLY

Малініна Антоніна Олександрівна
Шуаїбов Олександр Камілович
Малінін Олександр Миколайович

**ГАЗОРОЗРЯДНІ
ІМПУЛЬСНО-ПЕРІОДИЧНІ
ТА ВИСОКОЧАСТОТНІ
ЕКСИПЛЕКСНІ ЛАМПИ**

На Дигалогенідах Ртуті, Кадмію І Цинку

FOR AUTHOR USE ONLY

Imprint

Any brand names and product names mentioned in this book are subject to trademark, brand or patent protection and are trademarks or registered trademarks of their respective holders. The use of brand names, product names, common names, trade names, product descriptions etc. even without a particular marking in this work is in no way to be construed to mean that such names may be regarded as unrestricted in respect of trademark and brand protection legislation and could thus be used by anyone.

Cover image: www.ingimage.com

Publisher:

GlobeEdit

is a trademark of

Dodo Books Indian Ocean Ltd., member of the OmniScriptum S.R.L
Publishing group

str. A.Russo 15, of. 61, Chisinau-2068, Republic of Moldova Europe

Printed at: see last page

ISBN: 978-3-330-80826-3

Copyright © Малініна Антоніна Олександрівна,
Шуаїбов Олександр Камілович, Малінін Олександр Миколайович
Copyright © 2022 Dodo Books Indian Ocean Ltd., member of the
OmniScriptum S.R.L Publishing group

FOR AUTHOR USE ONLY

ГАЗОРОЗРЯДНІ ІМПУЛЬСНО - ПЕРІОДИЧНІ ТА ВИСОКОЧАСТОТНІ ЕКСИПЛЕКСНІ ЛАМПИ НА ДИГАЛОГЕНІДАХ РТУТІ, КАДМІЮ І ЦИНКУ.

А.О. Малініна, О.К. Шуайбов, О.М. Малінін, Г.Б. Попович

В монографії представлено результати систематичних досліджень характеристик і параметрів робочого середовища ексіплексних ламп з новими компонентами паро-газових сумішей з більшинами частотами слідування імпульсами напруги та розширеним діапазоном приведеної напруженості електричного поля. Дослідження охоплювало систематичне вивчення фізико-хімічних закономірностей, які відбуваються в робочому середовищі, механізмів додаткового заселення верхнього енергетичного стану моногалогенідів металів, закономірності і знаходження способів підвищення ефективності випромінювання таких джерел в діапазоні фотоактивності рослин (ФАР). Окрім того приведені результати досліджень впливу додаткового ФАР випромінювання при вирощуванні касетної розсади в умовах закритого ґрунту. Матеріали монографії можуть знайти застосування в хімії, біології, і медицині та сільському господарстві.

Монографія може бути використана і в навчальному процесі для аспірантів і магістрів, які спеціалізуються в галузі фізичної електроніки, біології та біомедичної інженерії.

Ключові слова: ексіплексні лампи, галогеніди металів, характеристики параметри газорозрядної плазми на сумішах парів дигалогенідів металів та газів.

Зміст

Вступ.....	5
1. МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТА ПАРАМЕТРІВ ГАЗОРОЗРЯДНИХ ЕКСИПЛЕКСНИХ ДЖЕРЕЛ ВИПРОМІНЮВАННЯ НА СУМІШАХ ПАРІВ ДИГАЛОГЕНІДІВ МЕТАЛІВ ІІ І VII ГРУП ТАБЛИЦІ МЕНДЕЛЕСВА З ГАЗАМИ.....	9
1.1. Конструкція ексиламп на сумішах парів дигалогенідів металів з газами	
1.2. Реєстрація оптичних та електричних характеристик	
1.3. Методика визначення параметрів та характеристик газорозрядної плазми бар'єрного розряду	
2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИПРОМІНЮВАЧІВ НА СУМІШАХ ПАРІВ ДИЙОДИДУ, ДИБРОМІДУ ТА ДИХЛОРИДУ РТУТІ З ГАЗАМИ.....	18
2.1. Оптичні характеристики випромінювачів на сумішах парів дейодиду ртуті з гелієм, ксеноном та азотом	
2.2. Електричні та спектральні характеристики плазми бар'єрного високочастотного розряду на суміші парів дейодиду ртуті з неоном та ксеноном	
2.3. Оптичні характеристики газорозрядної плазми на суміші парів диброміду ртуті з аргоном і неоном	
2.3.1. Залежність середньої потужності випромінювання ексиплексних молекул HgBr * від парціальних тиску аргону та неону	
2.3.2. Осцилограма імпульсу струму та випромінювання	
2.4. Оптичні характеристики ексиламп на сумішах парів дейодиду і диброміду ртуті з гелієм	
2.4.1. Спектри випромінювання ексиламп	
2.4.2. Інтегральні характеристики випромінювання	
2.4.3. Осцилограми імпульсів струму і випромінювання	
2.5. Оптичні характеристики та параметри ексиламп на сумішах парів дихлориду ртуті з азотом і неоном	
2.5.1. Спектри випромінювання ексилампи	

2.5.2. Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску азоту і неону

2.5.3. Часові характеристики ексилампи

2.6. Обговорення результатів досліджень

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИПРОМІНЮВАЧІВ НА СУМІШАХ ПАРІВ ДИЙОДИДУ КАДМІЮ ТА ДИЙОДИДУ ЦИНКУ З ГАЗАМИ.....50

3.1. Оптичні характеристики ексиламп на сумішах парів дейодиду кадмію, гелію, азоту та ксенону

3.1.1. Спектри випромінювання ексиламп на сумішах парів дейодиду кадмію, гелію, азоту та ксенону

3.1.2. Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску гелію, парів дейодиду кадмію, азоту та ксенону

3.1.3. Залежність середньої потужності випромінювання від числа імпульсів накачки та від часу горіння розряду

3.1.4. Осцилограми напруги, розрядного струму і потужності випромінювання

3.2. Оптичні та електричні характеристики ексиламп на сумішах парів дейодиду кадмію, неону та ксенону

3.2.1. Електричні характеристики ексилампи

3.2.2. Спектри випромінювання

3.3. Оптичні та електричні характеристики ексилампи на сумішах парів дейодиду цинку з гелієм

3.3.1. Осцилограми струму і напруги

3.3.2. Спектри випромінювання ексилампи

3.3.3. Реакції відповідальні за емісію спектральних смуг і ліній

3.3.4. Питома потужність випромінювання ексилампи

4. ТРАНСПОРТНІ ТА ЕНЕРГЕТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМИ ЕКСИЛАМП НА СУМІШІ ПАРІВ ДИБРОМІДУ РТУТІ АРГОНУ І НЕОНУ ТА ДИЙОДИДУ КАДМІЮ, КСЕНОНУ, АЗОТУ, ГЕЛІЮ І НЕОНУ. КОНСТАНТИ

ШВИДКОСТІ ПРОЦЕСІВ ЗІТКНЕНЬ ЕЛЕКТРОНІВ З КОМПОНЕНТАМИ СУМІШІ.....	76
4.1. Транспортні та енергетичні характеристики плазми ексиламп на суміші парів диброміду ртуті, аргону і неону	
4.2. Транспортні та енергетичні характеристики плазми ексиламп на суміші парів дийодиду кадмію, гелію, азоту та ксенону	
4.3. Транспортні та енергетичні характеристики плазми ексиламп на суміші парів дийодиду кадмію, неону та ксенону	
5. ЗАСТОСУВАННЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ ФАР ДІАПАЗОНУ В ДОДАТКОВОМ ШТУЧНОМ ОСВІТЛЕННІ ОВОЧЕВИХ РОСЛИН В ЗАКРИТОМУ ҐРУНТІ	95
5.1 Формування розсади салату та капусти під впливом додаткового освітлення	
5.1.1 Матеріали і методи дослідження	
5.1.2 Результати досліджень та їх обговорення	
ВИСНОВКИ	107
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	116

Вступ

В останнє десятиліття стрімкий розвиток розв'язання проблем збереження енергоресурсів планети, удосконалення "штучного" фотосинтезу, тощо, які виникли на сучасному розвитку науки і технологій потребують створення ефективних джерел оптичного випромінювання, що одночасно випромінюють спектральні смуги і лінії в наперед заданих діапазонах довжин хвиль [1-5]. Розробку таких джерел необхідно здійснювати шляхом комплексного дослідження з врахуванням взаємозв'язку: конструкція - компонентний склад випромінювання в різних спектральних діапазонах. Властивості, які передбачає дослідження та аналіз характеристик і параметрів випромінювачів, зводяться до встановлення фізико-хімічних закономірностей, що відбуваються в робочому середовищі джерел випромінювання. Важливим є також знаходження способів підвищення ефективності випромінювання таких джерел.

Серед великого різноманіття джерел оптичного випромінювання, що досліджують, виділяють газорозрядні джерела на сумішах парів дигалогенідів та перехідних металів з інертними та молекулярними газами. Унікальність цих випромінювачів полягає у їх високій питомій потужності випромінювання в спектральних смугах і лініях в видимому і ультрафіолетовому спектральних діапазонах, високому ККД, можливістю зміни довжини хвилі випромінювання та чутливості їх до зовнішніх чинників, зокрема в зміні приведеної напруженості електричного поля, частоти слідування імпульсів збудження і їх тривалості та можливістю працювати при синусоїдальній формі напруги.

Перспективними джерелами спектральних смуг і ліній є газорозрядні лампи, в яких випромінювання в основному забезпечується ексиплексними та ексимерними молекулами, що утворюються в плазмі бар'єрного розряду за рахунок плазмо-хімічних реакцій в робочих сумішах відповідних солей з газами. Також перспективними джерелами випромінювання ліній є джерела спонтанного випромінювання на атомах та іонах перехідних металів (Zn, Cu, Al, тощо) у яких відсутня герметична кварцова оболонка і які здатні працювати при атмосферних тисках [6-15]. Для збудження випромінювання ліній атомів та іонів

матеріалу електродів в цих джерелах використовуються сильнотривалі розряди наносекундної і субнаносекундної тривалості в газовому середовищі між металевими електродами. Спектр їх випромінювання перекриває весь видимий і ультрафіолетовий діапазони [6-15].

Оптичні властивості таких джерел обумовлюють їх можливе застосування в біотехнології, медицині мікро, нано електроніці, фотохімії та нанотехнологіях, в системі спеціального освітлення, які стимулюють ріст рослин, повністю або частково замінюючи природне джерело енергії, тобто Сонце.

Перша експлексна лампа була представлена в працях авторів [16]. Робочою сумішшю була сіль дибромід ртуті з неонем при малому тиску неону (25 Торр), які були поміщені в кварцову оболонку об'ємом ~14. 1 см³. Оболонка була розміщена в об'ємному резонаторі, що настроєний на TE₁₁₁ моду електромагнітного випромінювання, яке поступало від магнетрона через хвильовід. Частоту електромагнітного поля можливо було міняти в діапазоні 55-110 кГц. На частоті 100 кГц у синьо-зеленій області (випромінювання системи електронно-коливальних смуг переходу ($B^2 \Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2 \Sigma_{1/2}^+$)) була досягнута середня потужність і ефективність випромінювання експлексних молекул монобромиду ртуті (HgBr*) 42.8 Вт і 9.4 %.

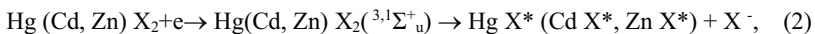
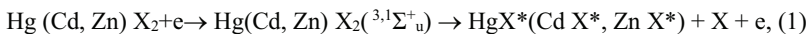
Перші дослідження характеристик газорозрядної плазми на сумішах парів дигалогенідів металів: дийодиду цинку, дийодиду кадмію та дибромиду ртуті з газами, а саме умов випромінювання спектральних В-Х смуг були виконані авторами [17,18]. Газорозрядна плазма на цих сумішах створювалась в одноканальному розряді. На розрядний проміжок (0. 018 м) подавались імпульси напруги з амплітудою 30 кВ, тривалістю 200 нс і частотою до 1 кГц при температурах оболонки до 500 °С [17]. Було встановлено, що в суміші з інертними газами в основному формуються спектральні В – Х смуги експлексних молекул ZnI*, CdI*, HgI*, в яких максимальна інтенсивність спостерігалась при температурах 370-420, 400-500 та 180-200 °С, відповідно.

В подальших дослідженнях і створенні джерел випромінювання спектральних смуг і ліній у видимому і ультрафіолетовому діапазонах на елементах другої і сьомої групи авторів [19 - 21] ексилампи представляли собою

кварцові трубки з зовнішнім перфорованим електродом для виводу випромінювання і внутрішнім одним або двома стрижневими електродами, які виконувались з вольфраму. Для збудження газорозрядної плазми на робочих сумішах використовувались генератор наносекундних імпульсів з зарядною напругою до 9 кВ і частотою від 500 Гц до 12000 Гц та генератор змінної напруги, який дозволяв міняти напругу на електродах лампи до 7 кВ і 130 кГц, відповідно. Парціальний тиск насичених парів солей регулювався за рахунок саморозігріву лампи розрядом.

В результаті оптимізації характеристик ексиламп з збудженням імпульсно-періодичним бар'єрним розрядом встановлено, що на відміну від ексилампи з одним внутрішнім електродом, ексилампа з двома електродами мала неоднорідність з розподілу потужності по поверхні, а саме, потужність в напрямку перпендикулярному площини, що проходила через електроди, була в 1.5 разів менша за потужність вздовж цієї площини. Для HgI – ексилампи була досягнута максимальна потужність на рівні 0.6 Вт для розряду в суміші дийодиду ртуті з гелієм і малою домішкою ксенона при загальному тиску 162 кПа. Ресурс роботи ексилампи на одній робочій суміші складав $2.5 \cdot 10^6$ імпульсів [19].

Спектральний склад випромінювання ексиламп сильно залежав від частоти слідування імпульсів напруги. При малих частотах (~500 Гц) тиск насичених парів солей дигалогенідів металів цинку, кадмію і ртуті був мінімальним, що ослаблювало інтенсивність випромінювання спектральних смуг ексиплексних молекул - моногалогенідів металів. Принцип одержання таких ексиплексних молекул полягав в наступному: дигалогеніди металів завантажувались в кварцову оболонку, де збуджуються тим чи іншим розрядом після попереднього розігріву в атмосфері буферних інертних і молекулярних газів. Робочі молекули утворюються по дисоціативним каналам :



де X-Cl, Br, I.

Автори досліджень [22 - 23] запропонували кінетичну модель робочого середовища газорозрядної ексилампи на переході В–Х ексимерних молекул броміду ртуті HgBr. Модель пояснює немонотонну залежність інтенсивності випромінювання ексилампи від парціального тиску молекул діброміду ртуті прилипанням електронів до цих молекул. Було встановлено, що в зіткненнях з високо енергетичними електронами, молекули HgBr(X) переходять у збуджений стан HgBr(B), завдяки чому характеристики ексилампи покращуються. Окрім того було створено кінетичну модель лампи HgBr(B–X), яка застосована для розрахунку вихідних характеристик лампи в режим двоімпульсного збудження. Ефективність лампи в режимі подвійного імпульсу виявилася кращою, ніж що в режимі одиничного імпульсу на 60%. Ще більший приріст (більше 100%) досягається в піковій потужності лампи, що узгоджується з експериментальними даними. Характеристики лампи покращуються за рахунок використання суміші, що залишилася після першого емісійного імпульсу через реакцію робочих молекул в основному стані з електронами плазми. Електронно-індукований перехід від HgBr (X) до HgBr (B), як було показано, є основним каналом формування робочого середовища газорозрядної лампи барерного рояду. З додаванням додаткових газів кінетика процесів в плазмі суттєво змінюється – з'являлись нові канали, як збудження, так і гасіння енергетичних рівнів ексиплексних молекул [22-23].

При збудженні сумішей дигалогенідів металів з газами змінною напругою виявлено, що крім В-Х спектральних смуг, в яких виступає більша частина енергії ($\geq 85\%$), в спектрі також з'являються помітна С-А смуга та смуги В-Х і В-А окремих моногалогенідів інертних газів, смуги галогенів і атомарні лінії ртуті, що є наслідком деградації робочого середовища [20].

Не дивлячись на успіхи у створенні джерел оптичного випромінювання, а саме ексиплексних джерел випромінювання на сумішах парів дигалогенідів металів II і VII груп таблиці Менделєєва з газами, поширення їх обмежене ефективністю. Для покращення енергетичних і спектральних характеристик таких випромінювачів потрібні нові знання з фізико-хімічних процесів, що відбуваються в їх робочих середовищах і в першу чергу які пов'язані з

встановленням способів перерозподілу енергії розряду в процеси, що дають збільшення потужності випромінювання в спектральних смугах і лініях та розширення його спектрального складу. Окрім того, для збільшення ефективності випромінювання в спектральних смугах ексиплексних молекул потрібні данні з приведеної напруженості електричного поля при якому в газорозрядній плазмі на робочих сумішах вноситься більша частина потужності розряду в збудження верхнього енергетичного рівня цих молекул, і де константи швидкостей їх утворення максимальні. Потрібно також для підвищення потужності випромінювання ексиламп знаходження нових каналів збільшення населеності $V^2\Sigma^+_{1/2}$ - стану моногалогенідів металів і встановлення можливості працювати при збільшенні частоти слідування імпульсів напруги зовнішнього джерела. Важливою також є задача створення конструкції ексилампи з поліпшеними характеристиками.

1. Методика і техніка дослідження характеристик та параметрів газорозрядних ексиплексних джерел випромінювання на сумішах парів дигалогенідів металів II і VII груп таблиці Менделєєва з газами

Робочим середовищем газорозрядних ексиплексних джерел випромінювання на сумішах парів дигалогенідів металів II і VII груп таблиці Менделєєва з газами (ексиламп) є газорозрядна плазма бар'єрного розряду на відповідних паро-газових сумішах. Створення газорозрядної плазми на сумішах парів дигалогенідів металів з газами здійснюється бар'єрним розрядом через прозорий діелектрик (кварцове скло) для оптичного випромінювання. Найбільш важливою характеристикою такого розряду є те, що умови отримання однорідної плазми, що важливо для джерел випромінювання, можуть бути забезпечені при підвищених (атмосферних) тисках газо-парових сумішей. У імпульсному бар'єрному розряді це може досягатися більш простим шляхом, ніж при використанні інших альтернативних методів, таких як тліючі і дугові розряди низького тиску, імпульсні розряди високого тиску з оголеними металевими чи напівпровідниковими електродами або інжекція електронного пучка в газ. Він

забезпечує гнучкість щодо геометрії, робочих середовищ і параметрів плазми. За допомогою імпульсно-періодичного бар'єрного розряду, спочатку був отриманий озон, а надалі потужне когерентне інфрачервоне випромінювання CO₂ - лазера, некогерентне УФ-, ВУФ- і видиме випромінювання ексимерних і ексиплексних молекул [6, 24].

1.1. Конструкція ексиламп на сумішах парів дигалогенідів металів з газами

Конструкція ексиламп приведена на рисунку 1 а, б, в. Вони виготовлялися з кварцових трубок (кварцове скло марки КУ-2 діаметрів 8.8 мм або 6 мм з товщиною стінки 1 мм внутрішній електрод (рис.а). В середині їх по осі був розташований молібденовий електрод (1) діаметром 1-2 мм. Розрядний проміжок: 2.4 або 1.5 мм. Зовнішній електрод (2) виготовлявся з металевої сітки (нержавіюча сталь) коефіцієнт пропускання ~ 0,7 або 0.9. Він мав довжину 3 см. Робочий об'єм (3) становив величини ~ (0. 35 - 1) см³ (а); діаметром 34 мм і довжиною 200 мм (рис.б). Уздовж осі газорозрядного випромінювача на відстані 15 мм розташовувалися два електроди (3) діаметром 5 мм, які виготовлені з вольфраму. Один з електродів знаходився в кварцовій трубці (2) діаметром 9 мм. Для зменшення виходу парів дигалогенідів металів з випромінювача в систему відкачування і газонаповнення (СВГ) до випромінювача приварюють відросток (5), в середині якого знаходився капіляр діаметром 0.5 мм; діаметром 16 мм і довжиною 220 мм (рис.1в), всередині трубки по осі розміщався електрод виготовлений з вольфраму (2) діаметром 4 мм, другий електрод - з нержавіючої сталі (3) був перфорований (з коефіцієнтом пропускання випромінювання 50%) розташований на зовнішній поверхні трубки (1), товщина розрядної області (4) та довжина горіння коаксiального об'ємного розряду складали, відповідно, 12 і 216 мм. Ексиплексне джерело було розміщено в кварцовій трубці (5), яка зварена в торці, довжина її складала 230 мм, а діаметр - 26 мм. З об'єму (6) між ексиплексною лампою та кварцовою трубкою (5) видалено атмосферне повітря.

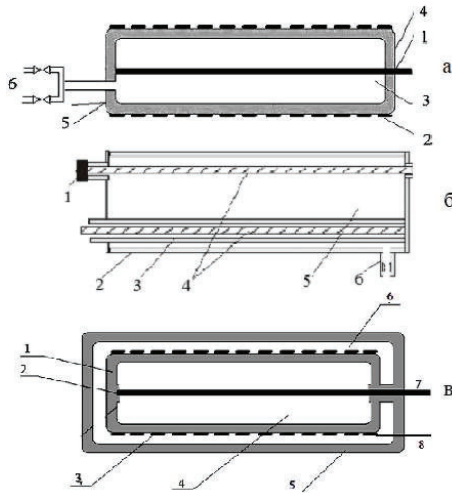


Рис. 1. Конструкція ексиламп: а) 1- внутрішній електрод, 2- зовнішній (сітковий) електрод, 3- зона розряду, 4- кварцове скло, 5-термопара, 6-вентилі системи відкачування і напуску газів; б) 1 – высоковольтный ввод, 2 – кварцевая трубка диаметром 34 мм, 3 – кварцевая трубка диаметром 9 мм, 4 – электроды, 5 – рабочий объем, 6 – патрубок с капилляром ; в) 1 - кварцова трубка, 2 - електрод, 3 - перфорований електрод, 4 - розрядна область, 5 - кварцова трубка, 6 - вакуумна область, 7, 8- електричні вводи .

1.2. Ресстрація оптичних та електричних характеристик

Оптичні та електричні характеристики ексиламп досліджувались на експериментальних установках, схеми яких преставлені на (рис. 2 а, б). Експериментальні установки дозволяли проводити спектральні виміри, дослідження залежності інтенсивності випромінювання спектральних смуг і ліній від компонентного складу робочих сумішей, часові характеристики випромінювання, параметри накачування робочих сумішей, а також визначати потужність випромінювання в абсолютних одиницях.

При дослідженні оптичних характеристик ексиплексної лампи (Е) (рис. 2а) випромінювання плазми направлось на лінзу (Л) через діафрагму Д₁ на вхідну

щілину монохроматора СД-7, аналізувалося в спектральному діапазоні 250-800 нм і реєструвалося фотоелектронним помножувачем ФЕП-106. Електричний сигнал з ФЕП надходив на вхід підсилювача (П) У5 - 9 і реєструвався самописцем КСП-4 або цифровим вольтметром Щ-4300. Калібрування чутливості системи реєстрації у відносних одиницях в цьому спектральному діапазоні проводилася за допомогою еталонної водневої лампи ДВС-25 і вольфрамової лампи СІ 8-200.

Відносна помилка вимірів оптичних характеристик імпульсно - періодичного бар'єрного розряду не перевищувала наведеної помилки вимірювального приладу цифрового вольтметра Щ-4300 і вона становила 1%.

При дослідженні часових характеристик випромінювання замість фотоелектронного помножувача ФЕУ-106 застосовувався електронний лінійний помножувач 14ЕЛУ-ФС, який забезпечував часову роздільну здатність сигналу 2.5 нс. Електричний сигнал з нього подавався на широкосмуговий осцилограф С7-10А або С1-72, по кабелю з хвильовим опором 50 Ом. За допомогою цього осцилографа досліджувалися також амплітудні і часові характеристики імпульсів накачування (амплітуду імпульсів напруги, яка прикладалася до ексилампи і амплітуду розрядного струму).

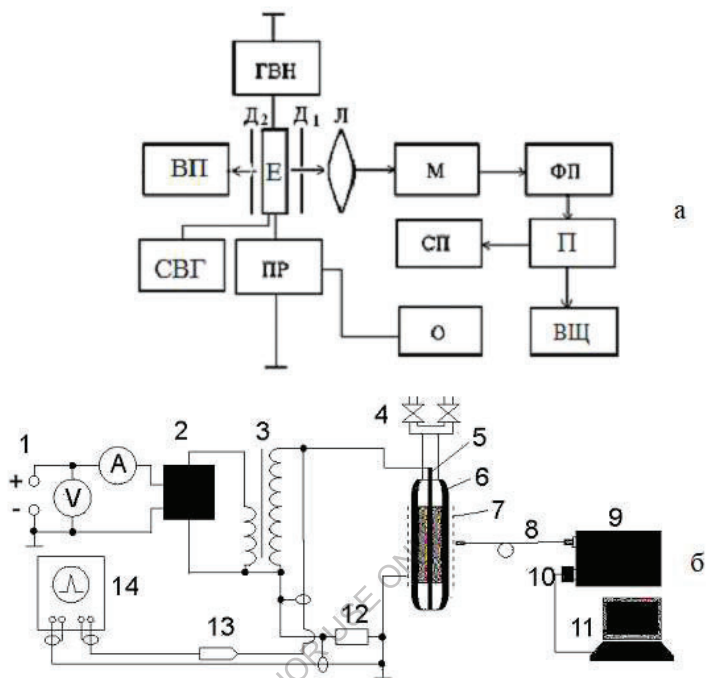


Рис.2 а). Блок схема експериментальної установки при накачки робочих сумішей ексиламп імпульсно-періодичною напругою : Е – ексилексна лампа, ГВН - генератор високовольтної напруги імпульсної - періодичної форми, М- монохроматор, ФП - фотоприймач, П - підсилювач, СП - самописець, ВЩ - вольтметр, О - осцилограф, ПР-пояс Роговського, СВГ- система вакуумного відкачування і газонаповнення, ВП-вимірювач потужності, Л, Д₁, Д₂, Ф-лінза, діафрагми і фільтр, відповідно; б). Схема реєстрації оптичних та електричних характеристик ексилампи при накачки робочих сумішей синусоїдальною формою напруги: 1 – джерело постійного струму, 2 – генератор, 3 – високовольтний трансформатор, 4 – система відкачки і напуску газів, 5 – електрод, 6 – кварцова трубка, 7 – сітка (зовнішній електрод), 8 – оптичне волокно, 9 – монохроматор, 10 – CCD детектор, 11 – персональний комп'ютер, 12 – шунт, 13 – дільник напруги, 14 – цифровий осцилограф .

В якості первинних перетворювачів сигналу застосовувалися калібровані емнісний дільник напруги і пояс Роговського.

Відносна помилка досліджень часових характеристик випромінювання становила величину 10%.

Середня потужність випромінювання вимірювалася за допомогою приладу «Кварц-01». Оптичний сигнал після проходження діафрагми D_2 площею 0.25 см^2 потрапляв на світлофільтр СЗС-16 з максимумом пропускання на довжині хвилі $\lambda = 500 \text{ нм}$, після чого він прямував на вимірювальну голівку приладу, яка знаходилася на відстані 10 см від діафрагми. Потужність, що випромінюється всією поверхнею кювети, визначалася з виразу [25]:

$$P_{\text{випр.}} = \Omega_0 \cdot P_{\text{пр.}} / \Omega_{\text{пр.}}, \quad (3)$$

де $P_{\text{випр.}}$ - потужність, що реєструється фотоприймачем; Ω_0 - еквівалентний тілесний кут (для циліндричної поверхні його значення становить π^2); $\Omega_{\text{пр.}} = S_{\text{пр.}} / L_0^2$ - тілесний кут фотоприймача, $S_{\text{пр.}}$ - площа віконця фотоприймача; L_0 - відстань, на якій розташований фотоприймач від джерела випромінювання.

Відносна помилка вимірювань потужності випромінювання становила величину 6%, в яку входили: відносна помилка приладу «Кварц-01», відносна помилка у визначенні площі фотоприймача і відстані на якому розташований фотоприймач від джерела випромінювання.

При дослідженні характеристик ексиламп при накачуванні їх синусоїдальною формою напруги генератора, (рис. 2 б) випромінювання аналізувалося в спектральному діапазоні 200-740 нм. Випромінювання з ексилампи потрапляло на вхідну щілину монохроматора Jobin Yvon FHR 1000 після проходження оптичного кварцового волокна і реєструвалося високошвидкісним ССД детектором "Spectrum ONE", який охолоджувався рідким азотом. Сигнал з ССД детектора потрапляв на персональний комп'ютер. Обробка спектрів здійснювалася за допомогою програми Spectrum Analyzer 1.5. Часові характеристики реєструвалися цифровим осцилографом LeCroy Wave Runner 6100A, сенсорами служили високовольтний дільник Tetronix P6015A та

малоіндуктивний п'ятидесятиомний резистор ТВО для вимірювання амплітуди напруги і струму відповідно. Середня потужність реєструвалася вимірювачем потужності Newport 1918 С. Сенсорна голівка 918D-UV вимірювача потужності розташовувалася на відстані 40 см від газорозрядної кювети.

Для відкачування ексилампи (Е), а також наповнення її сумішами газів служили системи вакуумної відкачки і газонаповнення (СВГ), які відрізнялися лише окремими елементами. До СВГ входили: форвакуумний насос типу 2НВР-5ДМ або Edwards XDS-5, вентилі, редуктори, мембранні зразкові манометр і вакуумметр або ємнісний датчик тиску ТРР-280, балони з газами і буферний об'єм, який використовується для напуску газів малих парціальних тисків (<133 Па). Напуск газів в ексилампи здійснюється після відкачування всієї системи до тиску $1.3 \cdot 10^{-1}$ Па.

1.3. Методика визначення параметрів та характеристик газорозрядної плазми бар'єрного розряду

Параметрами газорозрядної плазми, до яких віднесено: середню енергію і температуру електронів, швидкість дрейфу та концентрацію електронів, а також ефективності пружних і непружних процесів зіткнень електронів з компонентами робочих сумішей, питомі втрати потужності розряду на процеси: збудження, іонізацію, прилипання і пружне розсіяння електронів на атомах і молекулах, які входять до складу робочих сумішей плазми, є функцією розподілу електронів за енергіями. Вимірювання таких параметрів і характеристик плазми при атмосферних тисках газо-парових сумішей, що досліджувались, представляє складне в методичному і технічному плані завдання [26]. У зв'язку з цим, нами використовувався теоретичний метод для їх встановлення [31]. Відповідно до даного методу, параметри і характеристики плазми газового розряду визначалися на підставі відомої функції розподілу електронів за енергіями (ФРЕЕ). Для визначення ФРЕЕ використовується кінетичне рівняння Больцмана для квазістаціонарних функції розподілу електронів за енергіями [27-29].

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f - \frac{e}{m} \cdot \mathbf{E} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = C[f], \quad (4)$$

де f - функція розподілу електронів в шестивимірному фазовому просторі, \mathbf{v} - координати швидкостей, e - елементарний заряд, m - маса електрона, \mathbf{E} - напруженість електричного поля, $\nabla_{\mathbf{r}}$ - оператор градієнта координат, $\nabla_{\mathbf{v}}$ - оператор градієнта швидкості, C - представляє швидкість зміни ФРЕЕ внаслідок зіткнень.

Рівняння Больцмана (1.1) для квазістаціонарної функції розподілу електронів за енергіями застосовувалися для експериментальних умов, при яких плазмове середовище є просторово однорідним, характеризується постійністю складу компонент і знаходиться в електричному полі, напруженість якого не змінюється за час встановлення функції розподілу електронів за енергіями [181, 182]. Ці експериментальні умови забезпечуються в наших експериментах (розділи 2, 3, 4). Використання його можливе якщо плазмове середовище змінюється в електричному полі, що змінюється повільніше, ніж час встановлення функції розподілу електронів [27-29. Відомо, що час встановлення квазістаціонарного розподілу електронів приблизно дорівнює часу релаксації середньої енергії електронів [30]:

$$\tau = m u_e \epsilon / e^2 E^2, \quad (5)$$

де m - маса електронів, e - заряд електрона, ϵ - середня енергія електронів, E - напруженість електричного поля, а ν_e - частота пружних зіткнень з сумішшю парів дигалогенідів металів (HgI_2 HgBr_2 HgCl_2 CdI_2 , ZnI_2) атомів He , Ne Xe , молекул азоту (N_2).

Оцінка τ для наших умов експерименту, а саме атмосферних тисків робочих сумішей парів та газів, дає величину $\sim 1 \cdot 10^{-13}$ с, що значно нижче ніж тривалість імпульсів при яких проводились експериментальні дослідження. Тобто плазмове середовище змінюється в електричному полі, яке змінюється повільніше, ніж час встановлення функції розподілу електронів.

Розрахунки функції розподілу електронів за енергіями, а також параметрів плазми проводились з використанням відомої вільно розповсюдженої в Інтернеті програми "BOLSIG +" [31].

У свою чергу напруга на плазмі оцінювалася з співвідношення [6]:

$$U_{\text{пл.}} = U \cdot C_{\text{дл.}} / (C_{\text{пл.}} + C_{\text{дл.}}), \quad (6)$$

де U - амплітуда імпульсу напруги прикладеної до електродів випромінювача, $C_{\text{дл.}}$ - ємність діелектрика, $C_{\text{пл.}}$ - ємність плазмового проміжку.

Концентрація електронів (N_e) розраховувалася за відомою формулою [27]:

$$N_e = j / e \cdot V_{\text{др.}}, \quad (7)$$

де j - густина струму в розряді, e - заряд електрона, $V_{\text{др.}}$ - швидкість дрейфу електронів.

Швидкість дрейфу електронів визначалася з виразу [23]:

$$V_{\text{др.}} = \mu_e \cdot E, \quad (8)$$

де μ_e - рухливість електронів, E - напруженість електричного поля на плазмі.

Напруженість електричного поля на плазмі E розраховувалася за формулою:

$$E = U_{\text{пл.}} / d, \quad (9)$$

$U_{\text{пл.}}$ - напруга на плазмі, d - розрядний проміжок.

Напруга на плазмі визначалася за другим правилом Кірхгофа з використанням експериментально вимірюваних величин часового ходу напруги, яка прикладена до електродів газорозрядної кювети U , а також падіння напруги на ємності діелектрика $U_{\text{дл.}}$ [6]:

$$U_{пл.} = U - U_{дл.} \quad (10)$$

Напряга $U_{дл.}$ обчислювалося по переміщенню заряду Q і ємності діелектричного бар'єра $C_d = Q/C_d$.

Переміщений в ланцюзі заряд визначався інтеграцією струму з урахуванням початкових умов:

$$Q(t) = \int_0^t I(t)dt + Q_0, \quad (11)$$

де: $Q_0 = Q(t=0)$.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИПРОМІНЮВАЧІВ НА СУМІШАХ ПАРІВ ДИЙОДИДУ, ДИБРОМІДУ ТА ДИХЛОРИДУ РТУТІ З ГАЗАМИ

Випромінювачі на на сумішах парів дейодиду, диброміду, дихлориду ртуті з газами є робочим середовищем експлексних джерел когерентного і спонтанного випромінювання (лазери і ексилампи) в фіолетово-синьому, синьозеленому спектральних діапазонах з довжинами хвиль в максимумі інтенсивності $\lambda_{\text{макс}}=441.4, 443, 444, 445, 502$ та 557 нм. нм [1, 32-38]. Такі джерела можуть бути застосовані в наукових дослідженнях, фотоніці, біотехнології, медицині, у виробництві газорозрядних індикаторних панелей, а також в ефективному світовому керуванні процесами фотосинтезу, росту та розвитку рослин і фітоценозу [2, 39 – 41]. Ексилампи, на відміну від наявних люмінесцентних ламп, а також теплових джерел володіють рядом переваг, а саме спектром випромінювання. До 90% і більше від загальної потужності випромінювання може бути зосереджено в відносно вузькій (≤ 10 нм на піввисоті) спектральній смузі. При цьому, питомі потужності випромінювання переважають величини, що характерні для ламп низького тиску на резонансних переходах атомів [1, 2, 6, 37]. За останнє десятиліття значного практичного поширення в синьо-фіолетовій та синьо-зеленій спектральних областях набули світлодіодні лампи, які мають більшу світловіддачу серед джерел світла (~100

люмен/Вт). Однак при використанні потужних (>100 Вт) світлодіодних ламп завдяки необхідності охолодження їх (щоб не було втрати їх працездатності) застосування їх обмежене [42]. Такого обмеження не має у ексиламп видимого спектрального діапазону, оскільки у них є можливість масштабування випромінюючої поверхні без зміни питомих енергетичних характеристик [1, 2].

2.1. Оптичні характеристики випромінювачів на сумішах парів дйодиду ртуті з гелієм, ксеноном та азотом

Оптичні характеристики випромінювачів такі як спектральні, інтегральні, часові та енергетичні досліджувались на експериментальних установках опис, яких представлено на рис.1. Вони проводилися в двохкомпонентній суміші парів дйодиду ртуті (HgI_2) і гелію (He) і в трьохкомпонентних сумішах $\text{HgI}_2\text{:N}_2\text{:He}$ та $\text{HgI}_2\text{:Xe:He}$. Парціальний тиск парів дйодиду ртуті та гелію в експериментах змінювалося в межах 2 - 1000 Па та 100-200 кПа, відповідно, парціальний тиск азоту змінювався в межах 0.5-5 кПа та парціальний тиск ксенону змінювався в діапазоні (0-7) кПа. Парціальний тиск гелію в потрібній суміші в експериментах складав одне й те саме значення, воно було вибрано оптимальним, при якому досягалася максимальна потужність випромінювання для подвійний суміші $\text{HgI}_2\text{:He}$.

Відразу після ініціації бар'єрного розряду (БР) атмосферного тиску спостерігався філаментарний режим горіння БР, набір мікророзрядів конусоподібної форми з вершиною на металевому електроді і основою на внутрішній поверхні кварцової трубки випромінювача. Колір розряду в початковій стадії (перших 30 с) визначається буферним газом гелієм, а саме рожевим кольором. У наступний період часу розряд горів синім кольором. При цьому спостерігався в основному дифузний і однорідний характер розряду, число філаментів різко зменшувалось, і їх число не перевищувало трьох, помітно згладжується контраст яскравості в об'ємному розряді (світіння по довжині трубки має однорідний характер, а по радіусу - більш яскраве на поверхні

внутрішнього електрода). Товщина розрядної області і довжина горіння розряду становили 0.013 м і 0.20 м, відповідно.

Характерний спектр випромінювання при частоті слідування імпульсів $f=18$ кГц та амплітудою імпульса напруги 23 кВ для сумішей, як дийодиду ртуті з гелієм, так і для дийодиду ртуті з азотом, ксеноном і гелієм наведено на рис.2 спостерігалось тільки випромінювання системи електронно-коливальних смуг переходу $V^2 \Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2 \Sigma_{1/2}^+$, $v'=0-5$, $v''=9-19$ ексиплексних молекул моноїодиду ртуті (HgI^*) з максимумом випромінювання на довжині хвилі $\lambda=444$ нм, крутим зростанням інтенсивності з боку довгохвильового ділянки і повільного спаду в короткохвильовій області.

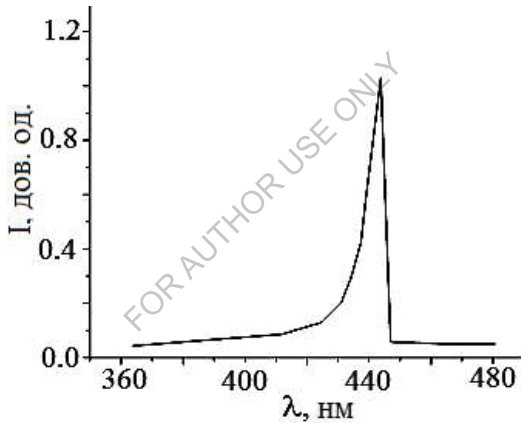


Рис. 3. Спектр випромінювання газорозрядної плазми в сумішах парів дийодиду ртуті з гелієм, азотом і ксеноном при співвідношенні компонент: $HgI_2:He = 100$ Па: 160 кПа, $HgI_2: N_2: He = 100$ Па: 1 кПа: 170 кПа та $HgI_2: Xe: He = 100$ Па: 1 кПа: 170 кПа. Частота слідування імпульсів накачки $f=18$ кГц [38, 43-46].

Для суміші з азотом при знижених частотах слідування імпульсів накачки (1000 Гц) поряд з випромінюванням спектральних смуг молекул HgI^* ($\lambda_{\text{макс.}}=444$ нм) спостерігаються мало інтенсивні спектральні смуги другої позитивної системи азоту, а саме перехід, ($\lambda = 337$ нм, $\lambda = 357$ нм, $\lambda = 380$ нм) і лінії гелію,

переходи $2p^3P$ перехід, ($\lambda = 337$ нм, $\lambda = 357$ нм, $\lambda = 380$ нм) і лінії гелію, переходи $2p^3P$ та $2p^3P_0^0-3d^3D_{3,2,1}$ ($\lambda=706$ нм, $\lambda=587$ нм); а для суміші з ксеноном при знижених частотах слідування імпульсів накачки (1000 Гц) разом з системою спектральних смуг переходу В→Х моноїодіда ртуті спостерігається лінія ксенону $\lambda = 823$ нм, перехід 6s-6р, а також лінії ксенону 6s -7р ($\lambda=462$ нм) і 6s-7р ($\lambda=467$ нм). Розшифровка спектрів випромінювання проводилася за довідковими даними робіт [47, 48].

Для суміші з азотом при знижених частотах слідування імпульсів накачки (1000 Гц) поряд з випромінюванням спектральних смуг молекул HgI^* ($\lambda_{\text{макс.}}=444$ нм) спостерігаються мало інтенсивні спектральні смуги другої позитивної системи азоту, а саме перехід, ($\lambda = 337$ нм, $\lambda = 357$ нм, $\lambda = 380$ нм) і лінії гелію, переходи $2p^3P$ перехід, ($\lambda = 337$ нм, $\lambda = 357$ нм, $\lambda = 380$ нм) і лінії гелію, переходи $2p^3P$ та $2p^3P_0^0-3d^3D_{3,2,1}$ ($\lambda=706$ нм, $\lambda=587$ нм); а для суміші з ксеноном при знижених частотах слідування імпульсів накачки (1000 Гц) разом з системою спектральних смуг переходу В→Х моноїодіда ртуті спостерігається лінія ксенону $\lambda = 823$ нм, перехід 6s-6р, а також лінії ксенону 6s -7р ($\lambda=462$ нм) і 6s-7р ($\lambda=467$ нм). Розшифровка спектрів випромінювання проводилася за довідковими даними робіт [47, 48].

Результати досліджень інтегральних характеристик (залежності середньої потужності випромінювання від парціальних тисків буферного газу гелію і парів дийодиду ртуті), а також часу роботи джерела випромінювання на одній порції робочої суміші представлені на рис.2.2, 2.3 а, б,в,г,д,е). Для всіх сумішей спостерігається характерна закономірність збільшення потужності випромінювання з ростом парціальних тисків компонент суміші, досягнення максимуму і надалі зменшення її зі збільшенням парціального тиску. Для залежності потужності випромінювання від числа імпульсів (рис. 4 б, г, е) характерно, що для суміші парів дийодиду ртуті і гелію спостерігалася досягнення максимального значення пізніше за часом, ніж для сумішей дийодиду з азотом і гелієм і дийодиду з ксеноном і гелієм.

Для суміші $\text{HgI}_2:\text{He}$ максимальна середня потужність випромінювання 0.6 Вт досягається при парціальних тисках гелію та парів дийодиду ртуті 170 кПа та 100 Па відповідно (рис.4. і 5а).

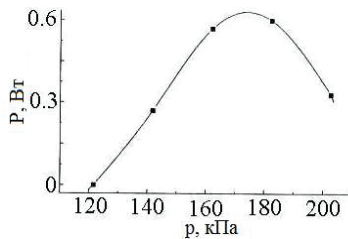


Рис. 4. Залежність середньої потужності випромінювання експлексних молекул HgI^* від парціального тиску гелію при парціальному тиску парів дийодиду ртуті 100 Па [43].

Для суміші $\text{HgI}_2: \text{N}_2: \text{He}$ середня потужність випромінювання менша. Вона досягає максимального значення 0.28 Вт при парціальних тисках парів дийодиду ртуті, азоту і гелію 100 Па, 1 кПа і 170 кПа відповідно (рис.5 в).

В суміші $\text{HgI}_2: \text{Xe}: \text{He}$ максимальна середня потужність випромінювання має більше значення, а саме 0.8 Вт при парціальних тисках парів дийодиду ртуті, ксенону і гелію 100 Па, 1 кПа і 170 кПа відповідно, що на 33% більше ніж для суміші парів дийодиду ртуті та гелію (рис.5д).

Для залежності потужності випромінювання від числа імпульсів (рис. 4 б, г, е) характерно, що для суміші парів дийодиду ртуті і гелію спостерігалось ртуті, ксенону і гелію 100 Па, 1 кПа і 170 кПа відповідно, що на 33% більше ніж для суміші парів дийодиду ртуті та гелію (рис.5д).

Для залежності потужності випромінювання від числа імпульсів (рис. 5 б, г, е) характерно, що для суміші парів дийодиду ртуті і гелію спостерігалось

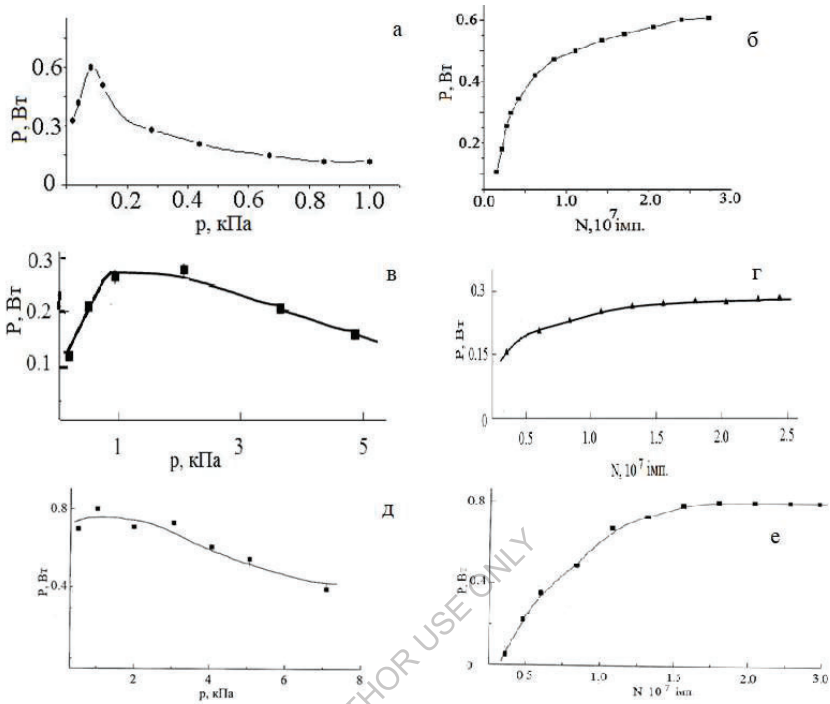


Рис. 5. Залежність середньої потужності випромінювання ексиплексних молекул моноїодиду ртуті: від парціального тиску парів дйодиду ртуті при парціальному тиску гелію 170 кПа (а), від загального числа імпульсів для суміші HgI_2 : $\text{He} = 100 \text{ Па} : 160 \text{ кПа}$ (б), від парціального тиску азоту при парціальному тиску гелію 170 кПа (в), від загального числа імпульсів для суміші HgI_2 : N_2 : $\text{He} = 100 \text{ Па} : 1 \text{ кПа} : 170 \text{ кПа}$ (г), від парціального тиску ксенону для суміші при парціальному тиску гелію 170 кПа (д), від числа імпульсів накачування для суміші HgI_2 : $\text{Xe} : \text{He} = 100 \text{ Па} : 1 \text{ кПа} : 170 \text{ кПа}$ (е) [38, 43,44].

досягнення максимального значення пізніше за часом, ніж для суміші дйодиду з азотом і гелієм і суміші дйодиду з ксеноном і гелієм.

Результати досліджень часових характеристик ексилампи наведені на рис. 6 (1, 2, 3, а, б). Імпульси струму різної полярності. Амплітуда і тривалість

імпульсів струму становить 250 А і 150 нс відповідно. Форма їх викликана перезарядкою ланцюга "діелектрик-плазма".

Імпульси випромінювання однакової полярності (рис.6 б). Тривалість імпульсів випромінювання на пів висоті становила ~ 150 нс (120 нс для суміші з ксеноном (рис.6 б)). Звертає на себе увагу, що амплітуди других імпульсів випромінювання вище, ніж перші за виключенням суміші з ксеноном (рис.6 б), в той же час амплітуди струму других імпульсів мають менші значення в порівнянні з першими. Похибка і відтворюваність результатів вимірювань становили 10% і 90%, відповідно.

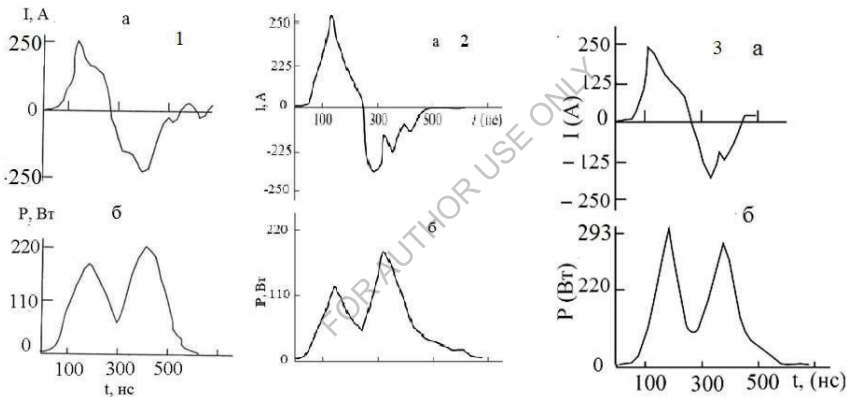


Рис. 6. Осцилограми: імпульсів струму розряду (а) та потужності випромінювання (б) для суміші: $HgI_2 : He = 100 \text{ Па} : 160 \text{ кПа}$ (1), $HgI_2 : N_2 : He = 100 \text{ Па} : 1 \text{ кПа} : 170 \text{ кПа}$ (2), $HgI_2 : Xe : He = 100 \text{ Па} : 1 \text{ кПа} : 170 \text{ кПа}$ (3) [38, 43, 44].

2.2. Електричні та спектральні характеристики плазми бар'єрного високочастотного розряду на суміші парів дийодиду ртуті з неоном та ксеноном

Для проведення експериментів по дослідженню електричних та спектральних характеристик ексилампи, робочим середовищем якої була плазма бар'єрного розряду атмосферного тиску на суміші парів дийодиду ртуті з неоном та ксеноном, що створювалась синусоїдальною формою напруги яка була прикладена до електродів, використовувався малогабаритний циліндричний випромінювач рис. 1а і система реєстрації, що приведена на рис.2 б .

При ініціюванні розряду в початковій стадії (перших 20-30 с) колір розряду залежав від компонентного складу суміші. У бінарної суміші з неоном превалював червоний колір, а при добавках ксенону з'являвся синій відтінок. У міру саморозігріву суміші колір розряду ставав яскраво-синім. Після ініціації БР спостерігався багатоланинно-стримерний механізм горіння розряду, типовий для частот ~ 100 кГц - набір конусоподібних мікророзрядів з вершиною на електроді і основою на внутрішній поверхні кварцової трубки. З ростом температури розряд ставав більш дифузним і однорідним, помітно згладжуються контраст яскравості в об'ємному розряді і філаментах.

На рис. 7 наведені типові осцилограми струму і напруги. У кожному

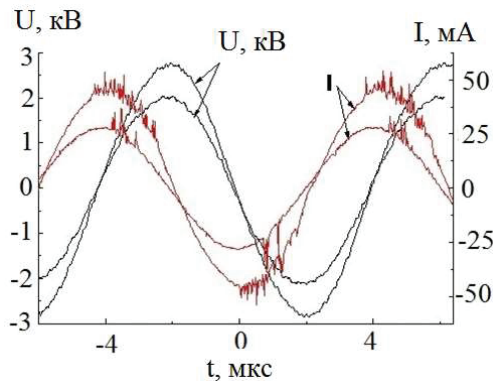


Рис. 7. Осцилограми імпульсів напруги і струму бар'єрного розряду в суміші $HgI_2 / Ne = 0,6 / 110$ кПа при $f = 125$ кГц при різних значеннях прикладеної напруги [45].

напівперіоді прикладеної напруги на осцилограмі реєстрованого струму на кривій струму зміщення спостерігалася серія різких сплесків різної амплітуди і приблизно однаковою тривалості. Сплески на осцилограмі струму відображають величину струму провідності в розряді. Кожен сплеск струму викликаний набором ниткоподібних мікророзрядів - філаментів, які виникають в розрядному проміжку і статистично розподілені в часі. Для суміші $HgI_2 : Ne$ амплітуда піків не перевищувала 10 мА при тривалості 50-80 нс. Перший скачок струму із зростанням амплітуди напруги (U) переміщався все лівіше від максимуму прикладеної напруги, і при великих амплітудах U перший скачок припадав вже на фазу негативного прикладеної напруги. Скачки струму позитивної полярності завжди припадали на фазу напруги з позитивною похідною $dU/dt > 0$. Число скачків струму при підвищенні напруги збільшувалося. Закінчення останнього імпульсу приблизно збігалось з максимумом прикладеної напруги, тобто розряд тривав до тих пір, поки миттєве значення напруги на електродній системі не досягало U . При однаковому значенні напруги в БР на сумішах $HgI_2 : Xe : Ne$ пробій відбувався на 150 нс раніше, ніж на суміші $HgI_2 : Ne$. З ростом напруги активна компонента дає все більший внесок в загальний потік. Максимальне значення струму провідності в розряді на суміші $HgI_2 : Xe : Ne$ становило 15 мА при температурі суміші 170 °С.

Оглядовий спектр випромінювання плазми БР на сумішах $HgI_2 : Ne$ та $HgI_2 : Xe : Ne$ наведений на рис.8 а,б. Як видно, в спектрі у видимому діапазоні домінує

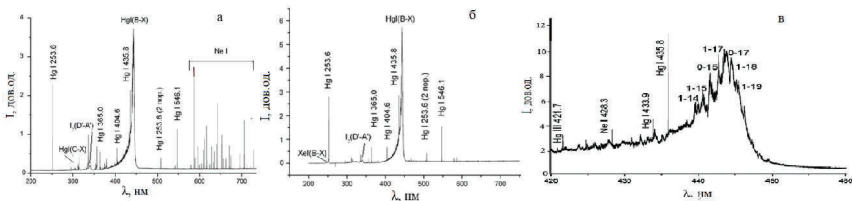


Рис. 8. Оглядовий спектр випромінювання випромінювання плазми бар'єрного розряду на сумішах: $\text{HgI}_2 / \text{Ne} = 0,6 / 110$ кПа (а), $\text{HgI}_2 / \text{Xe} / \text{Ne} = 0,7/10/100$ кПа (б), спектр випромінювання $\text{HgI}(B \rightarrow X)$ с розділенням 0.01 нм. Суміш $\text{HgI}_2/\text{Ne} = 0.7/110$ кПа (в) [45, 46].

система смуг з максимумом при $\lambda=443$ нм, яка має слабкорозділену коливну структуру і відповідає електронно-коливальному переходу $\text{B}^2\Sigma^+_{1/2} \rightarrow \text{X}^2\Sigma^+_{1/2}$ молекули моноїодиду ртуті [47]. Для даної системи смуг характерним є різке збільшення інтенсивності з боку довгохвильової ділянки і повільний спад в короткохвильовій області.

В умовах бар'єрного розряду атмосферного тиску канти спектральних смуг перекривають діапазон довжин хвиль 350-450 нм. В суміші $\text{HgI}_2: \text{Ne} = 0.6/110$ кПа (рис.8 а), крім цих спектральних смуг, в області 580 - 740 нм спостерігалися досить інтенсивні лінії атома неону.

У всіх спектрах також зареєстровано випромінювання молекул $\text{HgI}(C \rightarrow X)$ з максимумом при $\lambda = 306$ нм, випромінювання продуктів розпаду дийодіда ртуті - спектральна смуга молекулярного йоду $\text{I}_2(D' \rightarrow A')$ з максимумом при $\lambda = 342$ нм і атомарні лінії ртуті в УФ та видимому діапазоні, найбільш інтенсивними з яких є - 253.6 ($6^3P_1 \rightarrow 6^1S_0$), 365.0 ($6^3D_3 \rightarrow 6^3P_2$), 404.6 ($7^3S_1 \rightarrow 6^3P_0$), 435.8 ($7^3S_1 \rightarrow 6^3P_1$) та 546.1 нм ($7^3S_1 \rightarrow 6^3P_2$)[47, 48].

Більш детально спектр випромінювання $\text{HgI}(B \rightarrow X)$ з дозволеною коливальною структурою представлений на рис.8в. Інтенсивність сконцентрована в основному в довгохвильовій частині спектра в області 439-446 нм з максимумом випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 443$ нм, що відповідає мінімуму різниці потенціальних кривих верхнього В і нижнього Х - станів. Різниця між рівноважними меж'ядерними відстанями для цих станів становить 0.4-0.5 Å [49]. Внаслідок цього, в умовах БР атмосферного тиску переходи відбуваються переважно з нижніх коливальних рівнів В - стану ($v'=0-5$) на верхні коливальні рівні Х - стану ($v''= 9-19$). Спостерігалися відтіняючи в червону область смуги для малих значень v' . Разом з тим, форма смуг ($v''= 0$ $v''= 17$, $v' = 1$

$\nu'' = 18$) близька до симетричної, оскільки на даній довжині хвилі відбувається накладення та інших смуг ($\nu' = 6 \nu'' = 24$, $\nu' = 6 \nu'' = 25$). Додавка ксенону до суміші $\text{HgI}_2\text{:Ne}$ приводила до істотної зміни спектра випромінювання плазми БР. Для цієї суміші ($\text{HgI}_2\text{:Xe:Ne} = 0.7\text{:}10\text{:}100$ кПа) характерно, що в спектрі випромінювання, крім систем спектральних смуг $\text{HgI} (B \rightarrow X)$ і $\text{HgI} (C \rightarrow X)$, присутні лінії атомів Хе при $\lambda = 462.4$ нм ($7p[3/2] \rightarrow 6s[3/2]_1^0$), $\lambda = 467.1$ нм ($7p[5/2] \rightarrow 6s[3/2]_1^0$), $\lambda = 823.1$ нм ($6p[3/2] \rightarrow 6s[3/2]_1^0$) і $\lambda = 828$ нм ($6p[1/2] \rightarrow 6s[3/2]_1^0$) [47, 48, 50]. Крім того спостерігалися спектральні смуги випромінювання ексиплексних молекул $\text{XeI}(B \rightarrow X)$ та $\text{XeI}(D \rightarrow A)$ з максимумами при 253 і 320 нм, відповідно (рис.76) [47]. У порівнянні з сумішшю $\text{HgI}_2\text{:Ne}$, інтенсивність атомарних ліній неону в області 580-750 нм зменшилася на 1-2 порядки, в той же час яскравість випромінювання $\text{HgI}(B \rightarrow X)$ зросла в 1.6 рази, а яскравість $\text{HgI} (C \rightarrow X)$ зменшилася в 1.8 рази. Під яскравістю молекулярної смуги розумілася площа під кривою на спектрі.

Найбільш інтенсивні спектральні смуги і лінії випромінювання плазми БР на суміші парів дийодиду ртуті з неоном і ксеноном для частоти слідування імпульсів накачки 125 кГц, їх відносні яскравості та інтенсивності з урахуванням спектральної чутливості системи реєстрації (J/k_λ), а також енергії збудження наведені в таблиці 1. Данні з енергій збудження взяті із робіт [2.15, 47, 48, 50-53].

Таблиця 1. Смуги і лінії випромінювання плазми бар'єрного розряду в сумішах парів дийодиду ртуті з неоном і ксеноном.

λ , нм	Молекула, атом	J/k_λ , відн. од.		E_b , eB
		$\text{HgI}_2/\text{Ne} =$ 0.6/110 кПа	$\text{HgI}_2/\text{Xe/Ne} =$ 0.7/10/100 кПа а	
253	$\text{XeI}(B \rightarrow X)$	-	6.55	4.85 [51]
253.6	HgI	1.3	2.02	4.88 [2.30]
306	$\text{HgI}(C \rightarrow X)$	10.0	4.78	8 [47]
320	$\text{XeI}(B \rightarrow A)$	-	2.05	4.85 [51]

342	I ₂	17.34	22.93	5 [51]
365.0	Hg I	0.55	0.93	8.86 [50]
404.6	Hg I	0.50	0.88	7.73 [48]
435.8	Hg I	0.58	0.97	7.73 [48]
443	HgI(B→X)	88	141	7 [47,52]
462.4	Xe I	-	0.2	11.00[50,53]
467.1	Xe I	-	0.21	10.97 [50, 53]
546.1	Hg I	0.58	1.42	7.73 [50]
585.2	Ne I	0.88	0.08	18.97 [50, 53]
640.2	Ne I	0.63	0.02	18.55 [50, 53]
703.2	Ne I	0.57	0.02	18.38 [50, 53]
823.1	Xe I	-	1.2	9.82 [50, 53]
828	Xe I	-	0.5	9.94 [50, 53]

2.3. Оптичні характеристики газорозрядної плазми на суміші парів диброміду ртуті з аргоном і неоном

У цьому підрозділі представлені наші дослідження оптичних характеристик газорозрядної плазми на суміші парів диброміду ртуті з більш "важкими" ніж гелій буферними газами, а саме аргоном і неоном (дослідження з буферним газом гелієм були проведені в роботах [54 -56]). Ці дослідження актуальні тим, що аргон і неон мають меншу проникаючу здатність через стінки випромінювача і тим самим можуть забезпечити більший ресурс лампи.

Газорозрядна плазма на сумішах парів диброміду ртуті та аргону створювалася бар'єрним розрядом (БР) в газорозрядному пристрої в між електродному просторі всередині кварцової трубки товщиною стінки 1 мм, зовнішнім діаметром 9 мм і довжиною 70 мм (рис.1а, розділ 1). Відстань між внутрішнім електродом круглого перерізу (діаметром 0.5 мм) і зовнішнім електродом становила 3.25мм. Оптичні характеристики газорозрядної плазми на суміші парів диброміду ртуті з неоном досліджувалися в іншій конструкції лампи, яка представлена на рис 1б, розділ 1.

Парціальний тиск парів диброміду ртуті в експериментах підтримувався постійним і становив значення 0.6 – 0.8 кПа, воно було вибрано оптимальним, при якому спостерігалася максимальна інтенсивність випромінювання в наших експериментах по дослідженню оптичних характеристик газорозрядної плазми на суміші HgBr_2 : Ne [57]. Тиск аргону змінювалося в діапазоні 106-123 кПа. Тиск неону змінювалося в діапазоні 10-120 кПа.

Відразу після ініціації бар'єрного розряду спостерігався філаментарний режим горіння БР, набір мікророзрядів між металевим електродом і внутрішньої поверхні кварцової трубки випромінювача. Колір розряду в початковій стадії (перших 30 с) визначався буферними газами аргонем і неонем. У наступні часи розряд світився синьо-зеленим кольором. При цьому спостерігався в основному дифузний і однорідний характер розряду.

В отриманих спектрах у видимому діапазоні істотно виділяється спектральна смуга (рис. 9) з максимумом при довжині хвилі $\lambda = 502$ нм, яка має

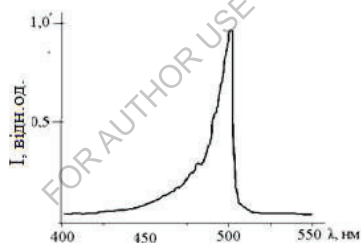


Рис. 9. Спектр випромінювання бар'єрного розряду для суміші HgBr_2 : $\text{Ar} = 0.6$: 100 кПа. Загальний тиск суміші $P = 100.6$ кПа. Частота слідування імпульсів накачки $f = 6$ кГц, амплітуда імпульсу напруги $U_a = 2500$ В [54].

слаборозділену коливальну структуру і відповідає електронно-коливальному переходу $B^2\Sigma^+_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}$ ексиплексних молекул HgBr^* [47]. Основна частина інтенсивності випромінювання спектральної смуги сконцентрована в діапазоні довжин хвиль 512 - 475 нм. Форма спектральної смуги і її ширина на напіввисоті (15-16 нм) аналогічна смугам, відповідним переходу $B \rightarrow X$ моноброміду ртуті на сумішах парів диброміду ртуті і гелію. Спостерігалася різке збільшення

інтенсивності випромінювання в спектрі як в суміші з аргоном так і в суміші з неоном з боку ділянки з великими довжинами хвиль і повільне зменшення її в області менших довжин хвиль.

2.3.1. Залежність середньої потужності випромінювання експлексних молекул HgBr^* від парціальних тиску аргону та неону

На рис. 10 а б представлені результати досліджень залежності потужності випромінювання експлексних молекули HgBr^* від парціального тиску аргону, неону і гелію.

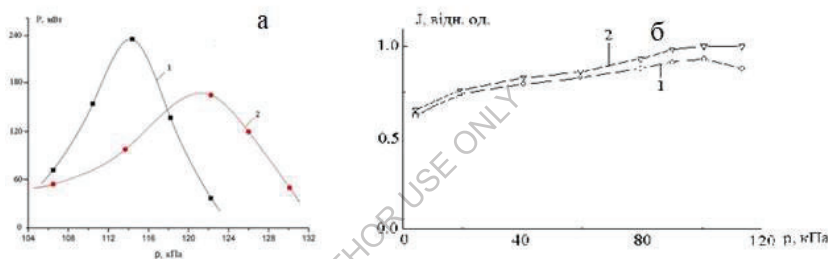


Рис. 10. Залежність потужності випромінювання експлексних молекули HgBr^* ($\lambda 502$ nm) від парціального тиску буферного газу для суміші: а) 1 - $\text{HgBr}_2 / \text{Ar}$; 2 - $\text{HgBr}_2 / \text{Ne}$. Тиск насичених парів $\text{HgBr}_2 = 0.6$ кПа. Амплітуда імпульсу напруги 2500 В. Частота слідування імпульсів накачки $f = 6000$ Гц; б) Залежність яскравості випромінювання експлексних молекули HgBr^* ($\lambda 502$ nm) від парціального тиску буферного газу для суміші: 1 - $\text{HgBr}_2 / \text{Ne}$; 2 - $\text{HgBr}_2 / \text{Ar}$. Тиск насичених парів $\text{HgBr}_2 = 0.8$ кПа. Частота слідування імпульсів накачки $f = 1000$ Гц [54-56].

Спостерігається збільшення потужності випромінювання експлексних молекули HgBr^* з підвищенням парціального тиску, як аргону, так і гелію від величини 106.5 кПа до 114,4 і 122,2 кПа аргону і гелію, відповідно (рис 10а). Подальше підвищення парціальних тисків, як аргону, так і гелію призводить до

зменшення потужності випромінювання. Крім того, спостерігається зсув максимуму потужності випромінювання в область більш низьких тисків в суміші з аргоном і більшої її величиною (в ~ 1.3 рази) в порівнянні з сумішшю з гелієм. Ефективність джерела випромінювання (ККД) становить величину $\sim 4\%$. Похибка вимірів потужності випромінювання не перевищувала 5% .

На рис. 10 б представлені результати досліджень залежності яскравості випромінювання експлексних молекули HgBr^* від парціального тиску неону [55, 56, 57]. Крім того, на рис.10 б. приведена крива залежності яскравості випромінювання HgBr^* від парціального тиску гелію, яка нами визначалася з метою порівняння результатів емісії монобромід ртуті для двох різних газів. Спостерігається збільшення яскравості випромінювання експлексних молекули HgBr^* з підвищенням парціального тиску, як неону, так і гелію від величини 10 кПа до 117 -120 кПа. Подальше підвищення парціальних тисків, як неону, так і гелію призводить до зменшення яскравості випромінювання. Крім того, спостерігається зсув максимуму яскравості випромінювання в область низького тиску в суміші неонем і меншою її величиною (на $\sim 10\%$) у порівнянні з сумішшю з гелієм. Середня потужність випромінювання з застосуванням в якості буферного газу гелію мала значення 170 мВт (об'єм горіння розряду 14 см³) при ефективності (ККД) 1.1%. А в суміші парів диброміду ртуті з неонем середня потужність випромінювання експлексних молекули HgBr^* не перевищувала 153 мВт і ККД $<1\%$.

2.3.2. Осцилограма імпульсу струму та випромінювання

На рис.11 а, б, в представлена осцилограми імпульсів струму та випромінювання бар'єрного розряду для співвідношення компонент сумішей, при якому досягався максимум потужності випромінювання. Коливальна структура імпульсу струму викликана багаторазової розрядкою ємності діелектрика за час імпульсу напруги з амплітудою достатньою для пробією розрядного проміжку. Відмінність в коливальній структурі імпульсів струму пов'язана з протилежними напрямками проходження струму через газорозрядне

проміжок і внаслідок цього неоднаковими умовами розмоктування заряду на внутрішній поверхні діелектрика в умовах одно бар'єрного розряду, який використовується в нашому експерименті. Максимальне значення амплітуди імпульсу струму становить 8,6 А в малогабартному газорозрядному пристрої (рис.1а). Тривалість переднього фронту складала 10 нс, а тривалість на напів висоті - 50 нс. Помилка вимірювання становила 10%

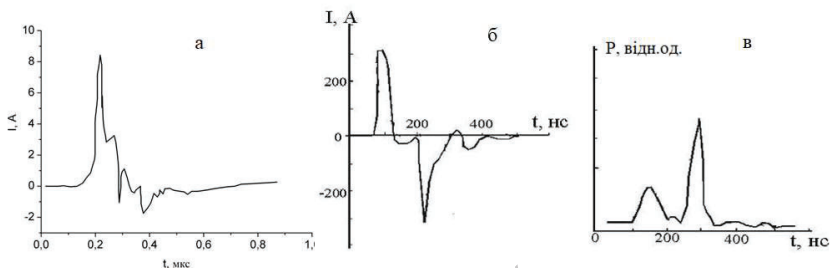


Рис. 11. Осцилограма імпульсу струму в суміші аргон - HgBr_2 : Ar = 0.6: 114.4 кПа. Амплітуда імпульсу напруги 2500 В. Частота слідування імпульсів накачки $f = 6000$ Гц (а) [54]. Осцилограми імпульсів струму (б) і випромінювання (в) молекул HgBr^* ($\lambda = 502$ нм) в суміші HgBr_2 : Ne = 0.8: 100 кПа. Частота слідування імпульсів накачки $f = 1000$ Гц [56].

Для випромінювача з сумішшю HgBr_2 : Ne = 0.8: 100 кПа максимальні значення амплітуди імпульсу струму становить 300 А (рис. 11 б). Імпульси струму подвійні, різної полярності, затримка між ними в наших експериментальних умовах дорівнювала 150 нс. Передній фронт становив 10 нс, тривалість - 50 нс. Імпульси випромінювання (рис. 11 в) також подвійні із зсувом за часом відносно один одного на 150 нс. Їх амплітуди різні за величиною, амплітуда другого імпульсу перевищує за величиною амплітуду першого. Підвищення парціального тиску неону в діапазоні 10-100 кПа призводить до збільшення амплітуди обох імпульсів.

2.4. Оптичні характеристики ексиламп на сумішах парів дийодиду і диброміду ртуті з гелієм

Підрозділ посвячено дослідженню оптичної емісії (350-700 нм) розряду, який створювався імпульсно-періодичним (5-20 кГц) високовольтною напругою наносекундної тривалості (150 нс) в сумішах $\text{HgI}_2 / \text{HgBr}_2 / \text{He}$, $\text{HgI}_2 / \text{HgBr}_2 / \text{N}_2 / \text{He}$, $\text{HgI}_2 / \text{HgBr}_2 / \text{Xe} / \text{He}$.

Дослідження проводилися в пристрої (випромінювачі), конструкція якого представлена в розділі 1 (рис.1б) з робочим об'ємом 111см^3 .

2.4.1. Спектри випромінювання ексиламп

Оглядові спектр випромінювання при частоті слідування імпульсів $f = 18$ кГц наведено на рис.12 а,б, в. Амплітуда напруги на електродах і струму через газорозрядний проміжок дорівнювали 25.5 кВ і 280 А відповідно. Загальний тиск суміші 162.8 кПа. Характерним для всіх сумішей є наявність систем спектральних смуг електронно-коливального переходу $\text{V}^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow \text{X}^2\Sigma_{1/2}^+$ оксиплексних молекул HgI^* і HgBr^* шириною 5 і 7 нм з максимумами випромінювання на довжинах хвиль $\lambda = 444$ нм і $\lambda = 502$ нм, відповідно [47, 58], крутим зростанням інтенсивності цих спектральних смуг з боку довгохвильового ділянки і повільним спадом в короткохвильовій області. Інтенсивність спектральної смуги в суміші $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{He}$ на довжинах хвиль $\lambda = 444$ нм в 2.5 рази вище інтенсивності спектральної смуги на довжинах $\lambda = 502$ нм. Канти спектральних смуг перекривають діапазон довжин хвиль 350-510 нм. Крім цих спектральних смуг спостерігається також випромінювання на лініях $\lambda = 365$ нм і $\lambda = 546$ нм атомів ртуті, переходи $6p^3P_2^0 - 6d^3D_3$ і $7s^3S_1 - 6p^3P_2^0$ [48,50], лінії $\lambda = 587$ нм атомів гелію, перехід $2p^3P_{2,1} - 3d^3D_{3,2,1}$, а в довгохвильовій області ($\lambda_{\text{макс.}} = 600-750$ нм) спостерігається випромінювання спектральних смуг молекули гелію [53]. В суміші $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{N}_2:\text{He}$ спостерігається також

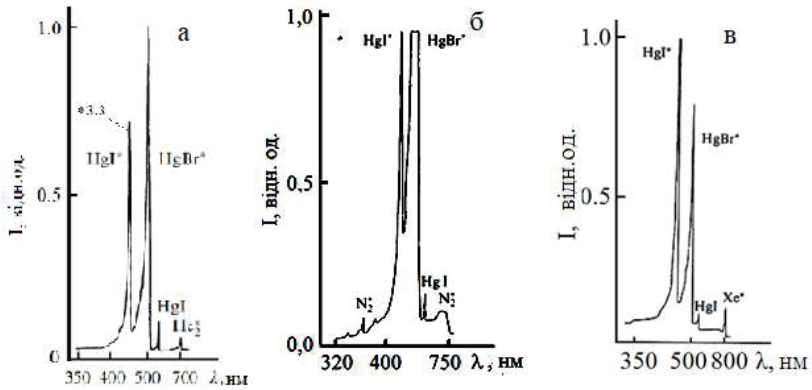


Рис. 12. Оглядовий спектр випромінювання плазми бар'єрного розряду в ексилампі. Парціальні тиску парів: діюдіда ртуті - 0.25 кПа, диброміду ртуті - 0.5 кПа, гелію - 162 кПа. Амплітуди імпульсів напруги і струму - 25.5 кВ і 280 А відповідно [57]. Спектр випромінювання суміші $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{N}_2:\text{He}$. Парціальні тиски: азоту 2 кПа, гелію 182 кПа. Амплітуда напруги, струм і частота слідування імпульсів - 30 кВ, 280 А і 18 кГц, відповідно [58]. Оглядовий спектр випромінювання плазми бар'єрного розряду. Парціальні тиску: діюдіду ртуті - 0.1 кПа, диброміду ртуті - 0.3 кПа, ксенону - 1 кПа, гелію - 180 кПа. Амплітуди імпульсів напруги і струму - 26 кВ і 280 А відповідно [59].

випромінювання на лінії ртуті $\lambda=546$ нм, спектральні смуги молекулярного азоту (N_2^*) з максимумами випромінювання на довжинах хвиль $\lambda=337$ нм, $\lambda=357$ нм, $\lambda=375$ нм і $\lambda=654$ нм, що відповідають переходу $\text{C}^3\text{P}_u \rightarrow \text{V}^3\text{P}_g$ (друга позитивна система) [47,48]. Крім систем спектральних смуг електронно-коливального переходу $\text{V}^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow \text{X}^2\Sigma_{1/2}^+$ ексиплексних молекул HgI^* і HgBr^* спектральних смуг в суміші $\text{HgI}_2 / \text{HgBr}_2 / \text{Xe} / \text{He}$ спостерігається також випромінювання на лінії $\lambda = 546$ нм атомів ртуті, лінії $\lambda = 823$ нм атомів ксенону [48,53]. Зі зміною частоти слідування імпульсів накачки від 5000 Гц до 20000 Гц інтенсивність випромінювання в спектральних смугах і лініях зростає в 4 рази.

2.4.2. Інтегральні характеристики випромінювання

Результати досліджень інтегральних характеристик (залежно середньої потужності випромінювання від парціального тиску буферного газу гелію, а також часу роботи джерела емісії на одній порції робочої суміші представлені на рис.12 а,б,в. Встановлено закономірність - при підвищенні парціального тиску гелію від 140 кПа до 200 кПа спостерігається зростання середньої потужності, досягнення її максимального питомого значення $235 \text{ мВт} / \text{см}^3$, $120 \text{ мВт} / \text{см}^3$ і $260 \text{ мВт} / \text{см}^3$ в сумішах $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{He}$, $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{N}_2:\text{He}$ і $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{Xe}:\text{He}$ (рис. 13 а,б,в) при 180 кПа і при подальшому збільшенні парціального тиску гелію різьке її зменшення.

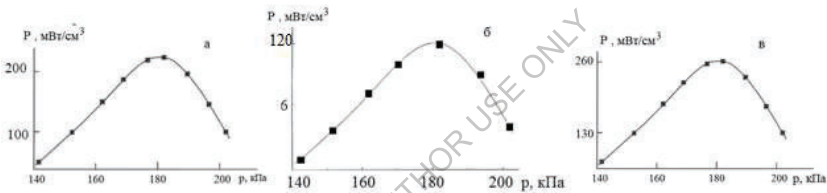


Рис.13. Залежність питомої середньої потужності випромінювання від парціального тиску гелію в сумішах $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{He}$ (а), $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{N}_2:\text{He}$ (б) і $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{Xe}:\text{He}$ (в). Частота слідування імпульсів накачки 18 кГц, амплітуда імпульсу напруги - 25.5 кВ (а), 30 кВ (б), 25.5 кВ (в) [57, 58, 59].

На рис. 14 а, б, в, г предсавлені результати досліджень залежності інтенсивності випромінювання у відносних одиницях в спектральних смугах молекул HgI^* і HgBr^* від парціального тиску азоту та загального числа імпульсів в сумішах: $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{N}_2:\text{He}$ а, в і $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{Xe}:\text{He}$ б, г.

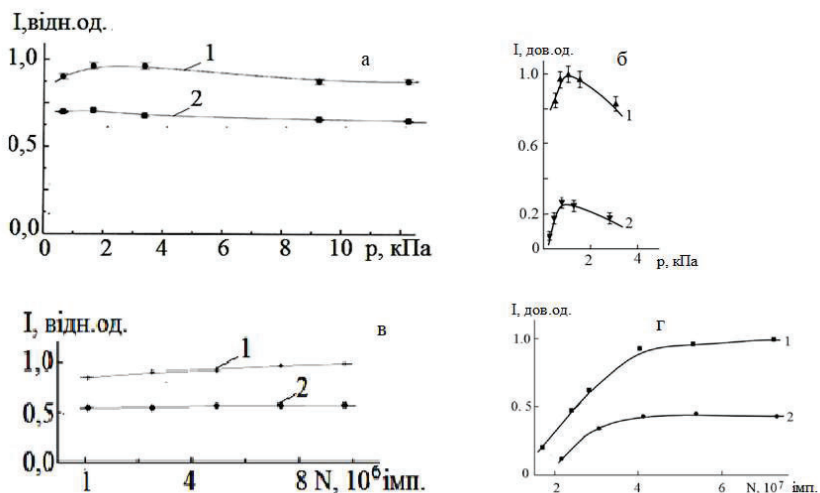


Рис. 14. Залежності інтенсивності випромінювання молекул: HgBr^* (крива 1) і HgI^* (крива 2) від парціального тиску азоту (а), молекул HgI^* (крива 1) і молекул HgBr^* (крива 2) від парціального тиску ксенону (б). Залежність інтенсивності випромінювання моногалогенідів ртуті від загального числа імпульсів в суміші: $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{N}_2:\text{He}$: 1. Молекула HgBr^* , 2. Молекула HgI^* (в); $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{Xe}:\text{He}$: 1. Молекула HgI^* , 2. Молекула HgBr^* (г). Парціальний тиск гелію 180 кПа [58, 59].

Спостерігаються закономірності: слабка залежність інтенсивності випромінювання молекул HgI^* і HgBr^* від парціального тиску азоту і більш інтенсивне випромінювання молекули моноброміду ртуті (рис. 14 а). Для залежності інтенсивності випромінювання моногалогенідів ртуті у відносних одиницях від числа імпульсів накачки (для суміші співвідношення газових компонент вибиралося оптимальним - при якому спостерігаються максимальні інтенсивності випромінювання молекул HgI^* і HgBr^*) спостерігається перевага випромінювання моноброміду ртуті (крива 1, рис.14 в). Для суміші $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{Xe}:\text{He}$ найбільш інтенсивне випромінювання цих молекул відбувається при парціальному тиску ксенону в області 1 кПа. В суміші більш інтенсивно (3.5 раз) випромінюють молекули монойодиду ртуті в порівнянні з

інтенсивністю випромінювання молекул моноброміду ртуті (рис. 14 б). Насичення інтенсивності випромінювання відбувається для експлексних молекул HgI^* після $5 \cdot 10^7$ імпульсів для експлексних молекул HgI^* , а для молекули HgBr^* раніше за часом $\sim 4 \cdot 10^7$ імпульсів (рис 14 г).

2.4.3. Осцилограми імпульсів струму і випромінювання

Результати досліджень часових характеристик випромінювачів приведені на рис.15 а, б, в при найбільш оптимальних по потужності випромінювання експериментальних умовах. Похибка і відтворюваність результатів осцилографічних вимірювань становили 10% і 90% відповідно. Імпульси струму (I) різної полярності. Складна форма їх викликана перезарядкою ланцюга "діелектрик-плазма". Амплітуда і тривалість їх складає $\sim 280\text{A}$ і ~ 150 нс відповідно. Імпульси випромінювання (P) однаковою полярності. Тривалості імпульсів на напіввисоті становили ~ 100 нс і ~ 150 нс для молекул HgI^* і HgBr^* відповідно.

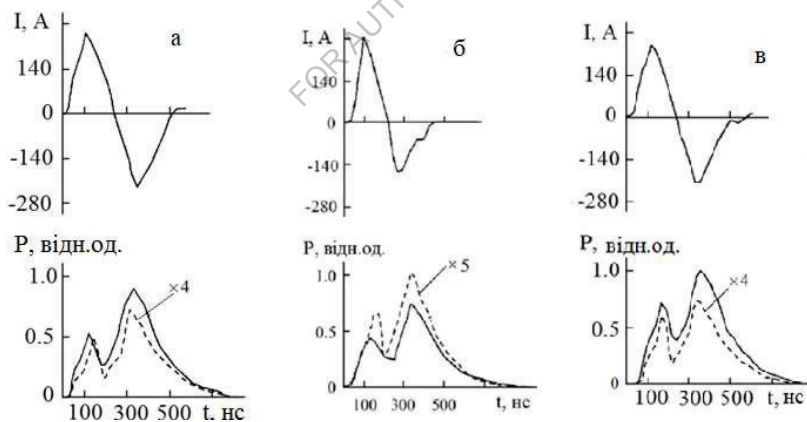


Рис.15. Осцилограми імпульсів струму (I) і випромінювання (P) в суміші: $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{He}$ (а), $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{N}_2:\text{He}$ (б), $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{Xe}:\text{He}$ (в). --- Для молекул HgI^* , - для молекул HgBr^* . Загальний тиск суміші = 181.4 кПа. Частота слідування імпульсів накачки 18 кГц *[57, 58, 59].

Питома потужність випромінювання в імпульсі в суміші: HgI₂:HgBr₂:He 52 Вт / см³ (а), HgI₂:HgBr₂:N₂:He 27 Вт / см³ (б), HgI₂:HgBr₂:Xe:He 96 Вт / см³ (в).

Для випромінювання ексиплексних молекул як HgI* так і HgBr* спостерігається двогорба часова залежність. Амплітуди імпульсів струму і випромінювання за часом збігаються в межах помилки вимірювань (10%). Амплітуда другого імпульсу випромінювання для цих молекул вище першого. Для другого імпульсу випромінювання характерно і збільшення його тривалості в порівнянні з першим імпульсом.

2.5. Оптичні характеристики та параметри ексиламп на сумішах парів дихлориду ртуті з азотом і неоном

Ексилампи на суміші парів дихлориду ртуті з газами є робочим середовищем джерел спонтанного випромінювання в синьо - зеленій спектральній області з довжиною хвилі в максимумі інтенсивності ($\lambda_{\text{макс.}}$) 557 нм. Дослідження проводилася в ексилампі, конструкція якої була у відповідності з рис.1 б.

Характер розряду був схожий на типовий для бар'єрного розряду [24]. З збільшенням частоти слідування імпульсів накачки інтенсивність випромінювання однорідного розряду зростала, тоді, як інтенсивність ниткоподібних каналів падала. Товщина розрядної області і довжина горіння розряду становили 0.005 м і 0.20 м, відповідно.

2.5.1. Спектри випромінювання ексилампи

Спектри випромінювання досліджувалися в області парціальних тисків парів дихлориду ртуті 0.5 - 2 кПа і азоту 10-130 кПа, неона 5-140 кПа.

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

Проводилось дослідження спектрів випромінювання для сумішей $\text{HgCl}_2:\text{N}_2 = 1.5 : 40$ кПа, $\text{HgCl}_2 : \text{Ne} = 1.5 : 140$ кПа та $\text{HgCl}_2 : \text{N}_2 : \text{Ne} = 1.5: 20 : 140$ кПа. Характерний спектр випромінювання для потрібної суміші при частоті слідування імпульсів $f = 18$ кГц приведено на рис.16. Спостерігалось тільки випромінювання системи електронно-коливальних смуг молекул монохлориду ртуті (HgCl^*) з максимумом випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 557$ нм, переходу $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}^+$, $v' = 0-5$, $v'' = 14-30$ для суміші з азотом; $v' = 0-5$, $v'' = 9-19$ для сумішей з неоном і малою добавкою азоту (рис.16) молекул монохлориду ртуті (HgCl^*). Розшифровка спектра випромінювання проводилася за довідковими даними [47]. Форма спектральної смуги і її ширина на напіввисоті (15-16 нм) аналогічна спектральним смугам, відповідним переходу $B \rightarrow X$ моногалогенідам ртуті на сумішах парів дигалогенідів ртуті, гелію та інших газів [55, 57]. Спостерігалось різке збільшення інтенсивності випромінювання в спектральних смугах з боку ділянки з великими довжинами хвиль і повільне зменшення її в області менших довжин хвиль.

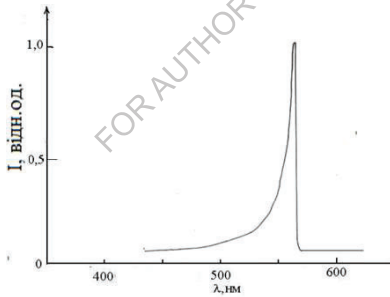


Рис. 16. Спектр випромінювання ексилампи в суміші $\text{HgCl}_2 : \text{N}_2 : \text{Ne} = 1.5: 20 : 140$ кПа. Частота слідування імпульсів 18 кГц [60].

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

2.5.2. Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску азоту і неону

Результати досліджень залежності середньої потужності випромінювання від парціальних тисків азоту і неону в сумішах парів дихлориду ртуті, азоту та неону наведені на рис. 17 а, б, в. Максимальна питома потужність випромінювання 30 мВт/см^3 досягається при парціальних тисках азоту і пари дихлориду ртуті 30 кПа і 1.5 кПа відповідно (рис.17 а). Для суміші пари дихлориду ртуті з неонем спостерігається збільшення потужності випромінювання з ростом парціального тиску неону від 28 до 60 мВт/см^3 і при збільшенні парціального тиску неону вище 110 кПа значення потужності не змінюється аж до збільшення парціального тиску неону до 140 кПа (рис.17 б).

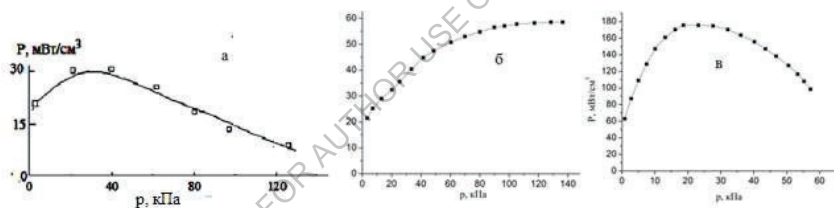


Рис.17. Залежність потужності випромінювання спектральної смуги $\lambda_{\text{макс}} 557 \text{ нм}$ молекул HgCl^* від парціального тиску буферного газу: азоту для суміші $\text{HgCl}_2\text{:N}_2$ (а) [61], неону в суміші парів дихлориду ртуті і неону. Парціальний тиск дихлориду ртуті 1.5 кПа . [62] (б), азоту в суміші парів дихлориду ртуті, неону і азоту. Парціальний тиск парів дихлориду ртуті 1.5 кПа , парціальний тиск неону 140 кПа . Амплітуда напруги 30 кВ . Частота слідування імпульсів 18 кГц [60] (в).

Результати досліджень залежності середньої потужності випромінювання від парціального тиску азоту для суміші парів дихлориду ртуті неону і добавкою азоту приведені на рис.17 в. Спостерігається збільшення потужності випромінювання з ростом парціального тиску азоту, потужність

випромінювання зростає до значення $180 \text{ мВт} / \text{см}^3$ при зміні парціального тиску від 0 до 20 кПа, входить в насичення і при збільшенні парціального тиску азоту вище 30 кПа спостерігається її зменшення.

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

2.5.3. Часові характеристики ексилампи

Проводились дослідження часових характеристик ексилампи для суміші парів дихлориду ртуті з азотом та парів дихлориду ртуті з неоном. Максимальні значення амплітуди імпульсу струму становлять 325 А. Імпульси струму подвійні, різної полярності, затримка між ними в наших експериментальних умовах дорівнювала 150 нс. Передній фронт становив 10 нс, тривалість - 50 нс. Імпульси випромінювання також подвійні із зсувом за часом відносно один одного на 150 нс. Їх амплітуди різні за величиною, амплітуда другого імпульсу перевищує за величиною амплітуду першого. Похибка і відтворюваність результатів осцилографічних вимірювань становили 10% і 90% відповідно.

На рис.18 а, б представлені характерні осцилограми імпульсів струму і випромінювання на прикладі суміші парів дихлориду ртуті, неону та малої добавки азоту для співвідношення компонент суміші, при якому досягався максимум потужності випромінювання. Максимальне значення амплітуди імпульсу струму становило 375 А. Імпульси струму подвійні, різної полярності, затримка між ними в наших експериментальних умовах складала 150 нс. Передній фронт цього імпульсу мав тривалість 10 нс, при загальній його тривалості - 50 нс. Імпульси випромінювання також подвійні із зсувом за часом одного відносно другого на час 150 нс. Їх амплітуди різні за величиною, амплітуда другого імпульсу перевищувала за величиною амплітуду першого. Похибка і відтворюваність результатів осцилографічних вимірювань становили 10% і 90%, відповідно. Для подвійних сумішей спостерігалася такаж закономірність, але амплітуди, як імпульсів струму, так і імпульсів випромінювання були меншим за значеннями (325 А , 34 Вт/см^3) [61, 62].

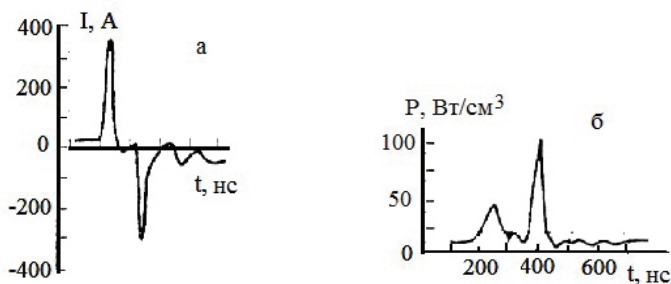
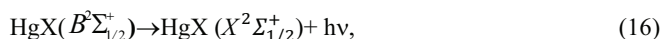
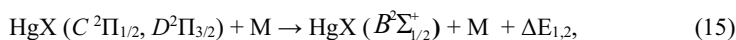
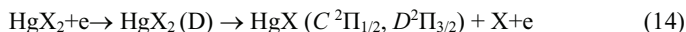
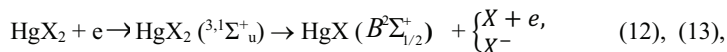
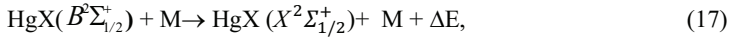


Рис.18. Осцилограми імпульсів розрядного струму (а) та випромінювання (б) для спектральної смуги $\lambda_{\text{макс.}} 557$ нм молекули HgCl^* в розряді на основі суміші $\text{HgCl}_2 : \text{N}_2 : \text{Ne}$. Парціальний тиск парів HgCl_2 - 1.5 кПа, парціальний тиск азоту -20 кПа, парціальний тиск неону -140 кПа. Амплітуда імпульсів напруги складала 30 кВ. Частота слідування імпульсів - 18 кГц [60].

2. 6. Обговорення результатів досліджень

Виникнення емісії спектральних смуг з максимумами при довжинах хвиль $\lambda = 444, 502$ та 557 нм електронно-коливального переходу $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}^+$ ексиплексних молекул HgI^* , HgBr^* та HgCl^* (HgX^*) в газорозрядній плазмі ексилампи на сумішах парів дйодиду, диброміду та дихлориду ртуті з інертними газами та азотом відбувається внаслідок процесів, що приводять до утворення й руйнування $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану моногалогенідів ртуті, основними з яких є [63, 64]:





де X - I, Br, Cl; M - концентрації молекул і атомів (HgI_2 , HgBr_2 , HgCl_2 , N_2 , He, Ne, Ar, Xe) відповідно,

ΔE - різниця енергії в реакції.

Кінетичне рівняння для населеності $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану молекул HgX^* :

$$\frac{d[\text{HgX}^*]}{dt} = k_d [\text{HgX}_2][\text{N}_e] - \tau_p^{-1} [\text{HgX}^*] - k_r [\text{HgX}^*][\text{M}], \quad (18)$$

де k_d - константа швидкості дисоціації молекул HgX_2 електронним ударом, τ_p -радіаційний час життя $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану HgX^* , k_r - константа швидкості гасіння $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану HgX^* ; $[\text{HgX}^*]$, $[\text{HgX}_2]$, $[\text{N}_e]$, $[\text{M}]$ - концентрації молекул HgX^* , HgX_2 , електронів та молекул і атомів, що гасять (HgI_2 , N_2 , He) відповідно.

Для квазістаціонарного випадку з виразу (2.5) інтенсивність емісії:

$$I_{\text{HgX}^*}^{-1} = \alpha(1 + k_r \tau_p [\text{M}]), \quad (19)$$

де $\alpha = (k_d h\nu [\text{HgX}_2][\text{N}_e])^{-1}$.

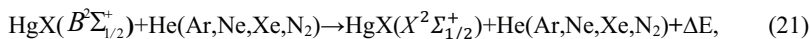
Інтенсивність випромінювання уздовж лінії спостереження, усереднена по періоду пульсації розряду T:

$$\bar{I} \sim \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^L \tau_p^{-1} [\text{HgX}^*] dl dt, \quad (20)$$

де L - відстань по променю спостереження (радіус).

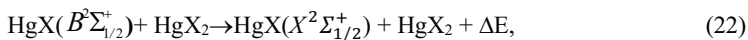
Круте зростання інтенсивності з боку ділянки в спектрі з великими довжинами хвиль і повільний спад в області коротких довжин хвиль (рис.3, 8, 9, 12, 16) пояснюється ходом потенціальних кривих для всіх сумішей (збуджений $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стан сдвинуто в бік великих меж'ядерних відстаней відносно $X^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану, різниця між рівноважними меж'ядерних відстанями для цих станів становить $0.4-0.5 \text{ \AA}$ [49]) і процесами релаксації заселеності верхніх коливальних рівнів збудженого електронного стану, які відбуваються швидше, ніж електронно-коливальний перехід на основний $X^2\Sigma_{1/2}^+$ - стан [65]. Внаслідок цього, в умовах БР атмосферного тиску переходи відбуваються переважно з нижніх коливальних рівнів B - стану ($v'=0-5$) на верхні коливальні рівні X - стану ($v''=9-19$) [47].

Хід залежності потужності випромінювання ексиплексних молекули HgX^* від парціального тисків компонент сумішей викликаний, перш за все, такими процесами: підвищенням концентрації електронів при збільшенні парціального тиску гелію, аргону, ксенону, неону, азоту в сумішах, зміні частки енергії розряду, яка витрачається на нагрівання робочої суміші; зміною середньої енергії електронів і константи швидкості збудження ексиплексних молекул HgX^* в залежності від значень параметра E/N , а також процесом гасіння $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул HgX^* при зіткненні з атомами гелію, аргону, ксенону, неону і молекулами азоту [27]. При збільшенні парціального тиску гелію, аргону, ксенону, неону і азоту в суміші зменшується значення параметра E/N . Це призводить до підвищення питомих втрат потужності розряду на пружне розсіяння електронів на атомах і молекулах і, відповідно, до підвищення парціального тиску парів дйодиду, дибромиду та дихлориду ртуті, що призводить до збільшення потужності випромінювання ексиплексних молекул моноїодиду, монобромиду та монохлориду ртуті (див. вираз 17). Крім того, збільшенню потужності випромінювання з підвищенням парціального тиску, як гелію аргону, ксенону, неону і азоту, так і парів дигалогенідів ртуті сприяє і підвищення концентрації електронів, яка зростає зі збільшенням концентрації компонент робочої суміші [27]. Падіння потужності випромінювання ексиплексних молекул моногалогенідів ртуті при підвищенні парціального тиску гелію аргону, ксенону, неону і азоту (рис.4, рис.5 в,д; рис.10 а, б; рис.13 а,б,в; рис.14 а,б; рис 17 а, б,в) викликано процесом гасіння (21) цього стану молекул моногалогеніда ртуті ($B^2\Sigma_{1/2}^+$) при зіткненні їх з атомами інертних газів і молекулами азоту, константи швидкостей яких складають величини $< 2.9 \times 10^{-20} \text{ м}^3/\text{с}$ і $< 2.9 \times 10^{-20} \text{ м}^3/\text{с}$ $2.2 \times 10^{-19} \text{ м}^3/\text{с}$ відповідно [27, 66, 67].



де ΔE - різниця енергії в реакції.

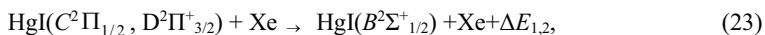
Хід залежностей потужності випромінювання ексиплексів HgX^* від парціального тиску парів дигалогенідів ртуті (рис.5) і оптимальне значення парціального тиску парів дигалогеніду ртуті визначається кінетикою процесів, які ведуть до збудження та гасіння $V^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул HgX^* , значенням констант швидкостей процесів (14 -16) і ефективністю процесу гасіння:



де ΔE - різниця енергії в реакції.0

Вище певного значення парціальних тисків парів дигалогеніду ртуті процес гасіння (22) буде відігравати велику роль в зв'язку, з чим і відбувається зменшення потужності випромінювання. Константа швидкості цього процесу становить величину $(3.6 \pm 0.3) \times 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$ [67].

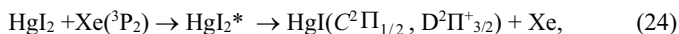
У сумішах парів дигалогеніду ртуті з додаванням азоту потужність випромінювання ексиплексних молекул моногалогенідів ртуті нижче (рис.5 в,г,13 б) в порівнянні з сумішшю тільки парів дигалогеніду ртуті і гелію (рис.5 а,б, 13а), що викликано додатковими каналами витрачання енергії розряду (пружні і непружні процеси зіткнення електронів з молекулами азоту) і відповідно меншим значенням питомої втрати потужності на процес диссоціативного збудження $V^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул HgX^* . Підвищення потужності випромінювання в суміші парів дийодиду ртуті, ксенону і гелію (рис.5 д,е, 13 в) в порівнянні з сумішшю тільки парів дийодиду ртуті і гелію може бути викликано процесом гасіння $C^2\Pi_{1/2}^+$ і $D^2\Pi_{3/2}^+$ - станів молекул моноїодиду ртуті атомами ксенону з передачею заселеності на $V^2\Sigma_{1/2}^+$ -стан:



який був вперше виявлений в експериментах по фотодиссоціації дийодиду ртуті [66, 73] ($\Delta E_{1,2}$ - різниця енергій між станами состояннями $C^2\Pi_{1/2}$ $D^2\Pi_{3/2}$ і $V^2\Sigma_{1/2}^+$ молекул HgI). Аргументами на користь цього можуть бути зміни співвідношення амплітуд імпульсів випромінювання і скорочення їх тривалості (рис. 6 (3б)) в суміші $\text{HgI}_2\text{-Xe-He}$ в порівнянні з сумішшю $\text{HgI}_2\text{-He}$ (рис. 6 (1б)), а також дані за добутком $k_q\tau = 4.5 \cdot 10^{-24} \text{ м}^3$ [67] (k_q - константа швидкості гасіння С-стану молекул моноїодиду ртуті ксенонном, τ - час життя молекул $\text{HgI}(C^2\Pi_{1/2})$, який є більшим

ніж у подвійній суміші ($k_{qt} = 4.2 \cdot 10^{-25} \text{ м}^3$). Цей процес гасіння є додатковим до основного процесу (12) дисоціативного збудження електронами ексиплексних молекул $\text{HgI}(\text{B}^2\Sigma_{1/2}^+)$.

З огляду на те, що питома потужність розряду на збудження метастабільного стану $^3\text{P}_2$ атомів ксенону має високе значення [86], підвищеному значенню потужності випромінювання сприяє і процес зіткнення метастабільних атомів ксенону ($^3\text{P}_2$ - стан) з молекулами дийодиду ртуті:

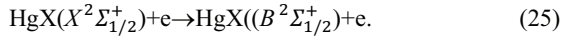


в результаті якого $\text{C}^2\Pi_{1/2}^+$ і $\text{D}^2\Pi_{3/2}^+$ - стани молекул моноїодіда ртуті додатково подзаселяються за рахунок дисоціації збудженого стану молекул дийодиду ртуті, що призводить відповідно з процесом гасіння (23) до більшої кількості заселення $\text{B}^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану молекул моноїодіда ртуті і, в кінцевому рахунку, до більшої потужності випромінювання.

Досягнення максимального значення потужності випромінювання в суміші парів дийодиду ртуті, ксенону і гелію, а також в суміші парів дийодиду ртуті, азоту і гелію раніше за часом (рис. 5 е, г) в порівнянні з сумішшю тільки парів дийодиду і гелію (рис.5 б) викликано додатковим каналом пружного розсіювання електронів на атомах ксенону і молекулах азоту, що призводить до більшої швидкості розігріву суміші і відповідно до збільшення парціального тиску парів дийодиду ртуті і, в кінцевому рахунку кількістю заселення $\text{B}^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану молекул HgI^* [27].

Більші значення амплітуд других імпульсів випромінювання молекул HgX^* в порівнянні з першими (рис.6 (1,2)), як для двокомпонентної так і для трикомпонентної суміші пов'язані з тим, що перший імпульс струму (рис.6 1а, 2а) створює збуджені і не збуджені молекули моногалогеніду ртуті. Випромінювання збуджених молекул задає амплітуду першого світлового імпульсу. Під дією другого імпульсу струму (крім основного процесу (12, 13) збуджуються і молекули моногалогеніду ртуті з основного стану, внаслідок чого є додаткова підкачка населеності $\text{B}^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодіда ртуті

(HgX*), і це виражається в додатковому збільшенні амплітуди другого імпульсу випромінювання:

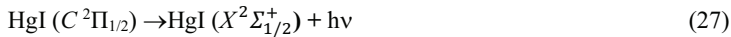


Обговоримо результати досліджень спектральних характеристик плазми високочастотного БР атмосферного тиску суміші (розділ 2.2).

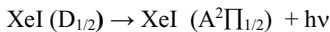
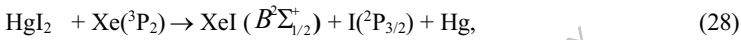
Емісія спостережуваних спектральних переходів може бути ініційована реакціями (12-17, 24, 25) [52, 63, 64, 68-71] та :



$$\lambda_{\text{макс.}} = 443 \text{ нм}$$



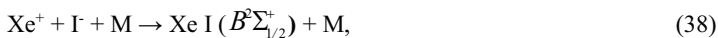
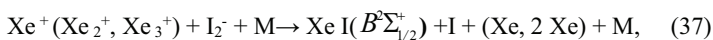
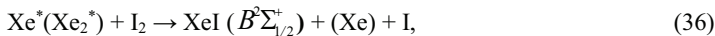
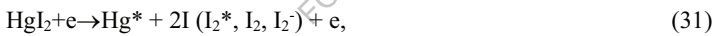
$$\lambda_{\text{макс.}} = 306 \text{ нм}$$



$$\lambda_{\text{макс.}} = 253, 320 \text{ нм}$$



$$\lambda_{\text{макс.}} = 342 \text{ нм}$$



де М - концентрації молекул або атомів, які гасять (HgI₂, Xe, Ne),

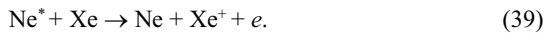
ΔE_{1,2}-різниця енергій C²Π_{1/2}, D²Π_{3/2} та B²Σ_{1/2}⁺- стан.

Реакції (12) і (13) відомі як основні джерела HgI^* молекул, ефективний переріз для яких складає величину $(1,2 - 3,0) \times 10^{-17} \text{ см}^2$ [63, 64]. Крім того, монойодид ртуті може бути утворений у реакції (14) внаслідок виникнення молекул дйодиду ртуті в стані D при зіткненні з електронами (D - стан є сумою декількох станів, розташованих між 5.7 eV та 9.5 eV (порог іонізації HgI_2) [53, 68 – 71]. Емісія з D - стану молекул HgI_2 не спостерігається, так як даний стан швидко дисоціює з утворенням електронно-збуджених молекул HgI^* в $C^2\Pi_{1/2}$, $D^2\Pi_{3/2}$ - станах [67]. Ці стани збуджуються також при зіткненнях молекул дйодиду ртуті з атомами ксенону в метастабільних станах (3P_2) в реакції (24). А в реакції (23) вони релаксують з високою ефективністю в $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стан монойодиду ртуті [67].

В додаток до реакції (28), реакції (36-38) можуть бути ефективним джерелом утворення експлексних молекул XeI ($B^2\Sigma_{1/2}^+$). Реакція (36) є гарпунною реакцією між $\text{Xe}^*(\text{Xe}_2)$ та (I_2) молекулами, в той час як реакції (37, 38) є іонно-іонною рекомбінацією [27]. Наявність різних смуг і ліній у спектрі випромінювання розряду залежить насамперед від складу кожної суміші та парціального тиску компонентів. Інтенсивність випромінювання виявлених спектральних смуг та ліній при робочому парціальному тиску визначається константами швидкості збудження атомів і молекул електронами, густинами електронів та компонентами сумішей в газорозрядній плазмі [27, 72].

Збільшення яскравості випромінювання молекул HgI ($B \rightarrow X$) у парах дйодиду ртуті, ксенонової та неоновної суміші (рис.8 а, таблиця 1) порівняно з сумішшю без ксенону (рис.8 б) може бути спричинено процесом перенесення енергії до молекули дйодиду ртуті при зіткненні з атомами ксенону в метастабільному стані (3P_2) та гасіння атомами ксенону з $C^2\Pi_{1/2}$, $D^2\Pi_{3/2}$ -станів з безвипромінювальним переходом в $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стан (реакції 15, 24). Процес (15) був знайдений в експериментах з фотодисоціації дйодиду ртуті [66,73], а також у наших експериментах із збудженням молекул HgI^* в умовах барерного розряду на суміші HgI_2 : Xe: Ne на частоті слідування імпульсу накачки суміші до 20 кГц [44]. Очевидним аргументом на користь цього є зменшення яскравості системи HgI ($C \rightarrow X$) випромінювання (таблиця 1).

Різде зменшення інтенсивності спектральних ліній атомів неону в діапазоні 580-750 нм в цій суміші пояснюється процесом іонізації Пеннінга ксенону [72]:



У цих експериментах у спектрах випромінювання не проявляється резонансна лінія атома йоду при $\lambda = 206$ нм, через поглинання випромінювання молекулами дийодиду ртуті в процесі [73].



Зменшення амплітуди сплесків на осцилограмах імпульсів струму (рис.7), як в позитивному, так і в негативному півперіодах при нагріванні суміші мабуть, пояснюється тим, що при збільшенні концентрації парів дийодиду ртуті збільшується внесок процесу (14) утворення негативного іону йоду і зменшує концентрацію електронів, відповідно.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИПРОМІНЮВАЧІВ НА СУМІШАХ ПАРІВ ДИЙОДИДУ КАДМІЮ ТА ДИЙОДИДУ ЦИНКУ З ГАЗАМИ

3.1. Оптичні характеристики ексиламп на сумішах парів дийодиду кадмію, гелію, азоту та ксенону

Ексилампи на сумішах парів дийодиду кадмію з інертними газами та азоту є джерелом селективного випромінювання в спектральному діапазоні 610-720 нм, який співпадає з областю активної фотосинтетичної радіації рослин, а саме 610-720 нм і 400-510 нм.

Оптичні характеристики ексиплексного джерела досліджувались в ексилампі конструкція якої приведена на рис.1в.

3.1.1. Спектри випромінювання ексиламп на сумішах парів дийодиду кадмію, гелію, азоту та ксенону

На рис. 14 (а, б, в) представлені оглядові спектри випромінювання ексиплексного джерела на суміші парів дийодиду кадмію з гелієм, суміші парів

дийодиду кадмію, гелію з малою добавкою азоту та ксенону при частоті слідування імпульсів накачки 20 кГц, амплітудою напруги на електродах і амплітуді струму через газорозрядний проміжок 10 кВ і 300 А, 10 кВ і 310 А та 10 кВ і 304 А для суміші парів дийодиду кадмію з гелієм і суміші парів дийодиду кадмію, гелію з малою добавкою азоту і ксенону відповідно.

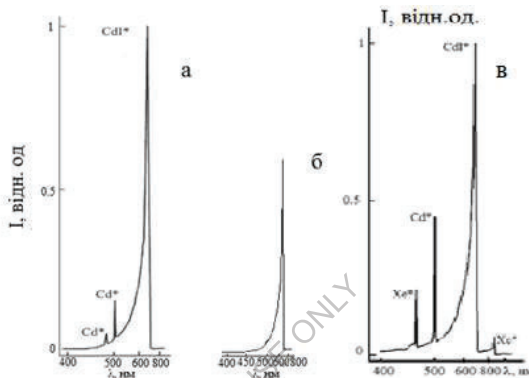


Рис. 19 а, б, в. Оглядові спектри випромінювання ексилампи на сумішах CdI_2 : He = 0, 024: 250 кПа (а), CdI_2 : N_2 : He = 0, 024: 9, 7: 250 кПа (б) і CdI_2 : Xe: He = 0.024: 4.05: 250 кПа (в). Частота слідування імпульсів накачки $f = 20$ кГц, амплітуда напруги і струму $U = 10$ кВ та $I = 300$ А, 310 А, 304 А відповідно [74-76].

Характерним для сумішей є наявність системи спектральних смуг електронно-коливального переходу $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}^+$, ексиплексних молекул моноїодиду кадмію (CdI^*) з максимумом випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 650$ нм, $\nu' = 0-2 \rightarrow \nu'' = 61,62$ [47], крутим зростанням інтенсивності цих спектральних смуг з боку довгохвильової ділянки і повільним спадом в короткохвильовій області. Канти спектральних смуг перекривають діапазон довжин хвиль 470-700 нм. Крім цих спектральних смуг спостерігається також випромінювання на лініях $\lambda = 479.991$ нм та $\lambda = 508.582$ нм атомів Cd, переходи $5p^3P^0-6s^3S$ ($J=1-1$) та $5p^3P^0-6s^3S$ ($J=2-1$) [48]. Зі зміною частоти слідування

імпульсів накачки від 18 кГц до 20 кГц інтенсивність випромінювання в спектральних смугах і лініях зростає на 10%. Інтенсивність випромінювання молекул CdI* в максимумі випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 650$ нм перевищує інтенсивність випромінювання атомів кадмію на довжинах хвиль $\lambda = 479.991$ нм і $\lambda = 508.582$ нм в 3.4 і 1.8 разів відповідно. В суміші парів дийодиду кадмію з азотом та гелієм лінії атомів кадмію $\lambda = 479.991$ нм і $\lambda = 508.582$ нм спостерігалися тільки при підвищенні в два рази чутливості експериментальної апаратури. В суміші парів дийодиду кадмію, гелію та малою добавкою ксенону (14 в) окрім спектральної смуги молекул молекул CdI*, лінії атомів кадмію спостерігаються лінії атомів Хе $\lambda=823$ нм, $\lambda=458$ нм і $\lambda=450$ нм (переходи $6s[3/2]_2^0 - 6p[3/2]_2$, $6p[1/2]_1 - 6p^1[1/2]_1$ и $6s[3/2]_1^0 - 6p^1[1/2]_1$) [47,48, 50].

Спектральні смуги і лінії випромінювання плазми бар'єрного розряду на суміші парів дийодиду кадмію з гелієм, ксеноном для частоти слідування імпульсів накачки 18 кГц, їх відносні інтенсивності ($J/k\lambda$) з урахуванням спектральної чутливості системи реєстрації ($k\lambda$), а також енергії збудження наведені в таблиці 2.

Таблиця 2. Спектральні смуги і лінії випромінювання робочих сумішей.

λ , нм	Молекула, атом	$k\lambda$, відн. ед.	J/ $k\lambda$, відн. ед.		E_{zb} , eV	Література
			CdI ₂ :He	CdI ₂ :Xe:He		
458	Xe I	8	-	0.2	11.15	[48]
479	Cd I	13	0.82	0.25	6.39	[48]
509	Cd I	19	1.56	0.38	6.39	[48]
650	CdI	57	2.8	0.88	5.0	[77]
823	Xe I	20	-	0.1	9.82	[48]

Зі зміною частоти слідування імпульсів накачки від 18 кГц до 20 кГц інтенсивність випромінювання в спектральних смугах і лініях зростає на 10%. Інтенсивність випромінювання молекул CdI* в суміші парів дийодиду кадмію і гелію в максимумі випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 650$ нм перевищує інтенсивність випромінювання атомів кадмію на довжинах хвиль $\lambda = 479.991$ нм і $\lambda = 508.582$ нм в 3.4 і 1.8 разів відповідно, а інтенсивність випромінювання молекул CdI* в суміші парів дийодиду кадмію, ксенону і гелію в максимумі випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 650$ нм перевищує інтенсивність випромінювання: атомів кадмію на довжинах хвиль $\lambda = 479.991$ нм і $\lambda = 508.582$ нм, атомів ксенону на довжинах хвиль $\lambda = 458$ нм і $\lambda = 823$ нм в 3.5, 2.3, 4. 4, 8.8 разів відповідно (таблиця 2).

3.1.2. Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску гелію, парів дийодиду кадмію, азоту та ксенону

На рис. 20 а представлена залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску гелію. При підвищенні парціального тиску гелію від 120 кПа до 260 кПа спостерігається зміна середньої потужності випромінювання: збільшення в діапазоні 120 - 250 кПа, досягнення максимального значення при 250 кПа і зменшення її величини при подальшому збільшенні тиску гелію. Парціальний тиск парів дийодиду кадмію складав 24 Па. При підвищенні парціального тиску дийодиду кадмію до 1000 Па спостерігається зміна середньої потужності випромінювання: збільшення значень в діапазоні 1 - 100 Па, досягнення максимального значення 55 Вт при величинах парціального тиску парів дийодиду кадмію 100-110 Па (20 б) і зменшення його значення при подальшому збільшенні парціального тиску парів дийодиду кадмію. Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску дийодиду кадмію досліджувалася при застосуванні підігріву джерела випромінювання зовнішнім електронагрівачем після досягнення парціального тиску парів дийодиду кадмію 24 Па. Результати залежності потужності випромінювання експлексних молекул моноіодиду кадмію від

парціальних тисків ксенону представлені на рис. 21 б. Найбільш інтенсивне випромінювання молекул відбувається при парціальному тиску ксенону 4 кПа.

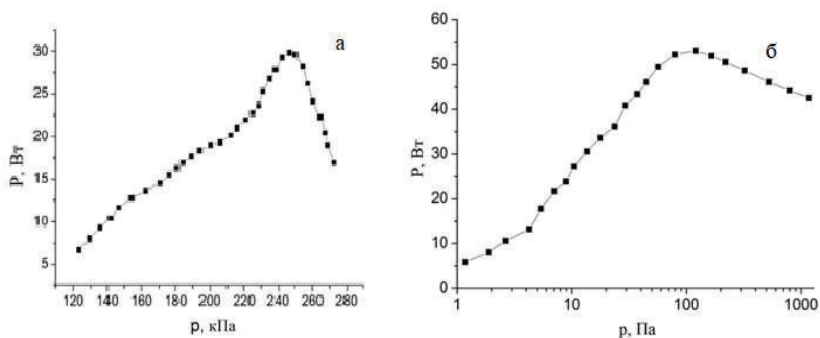


Рис. 20 а, б. Залежність середньої потужності випромінювання ексилампи від парціального тиску: гелію (а), дйодиду кадмію при парціальному тиску гелію 250 кПа (б). Амплітуда напруги і струму $U = 10 \text{ кВ}$ та $I = 300 \text{ А}$, відповідно. Частота слідування імпульсів накачки $f = 20 \text{ кГц}$ [74,78].

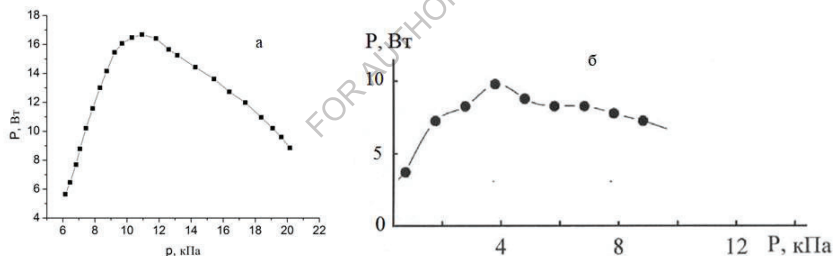


Рис. 21 а, б. Залежність потужності випромінювання експлекних молекул монойодиду кадмію від парціального тиску: молекулярного азоту в суміші парів дйодиду кадмію з гелієм і азотом (а), ксенону в суміші парів дйодиду кадмію з гелієм і ксенонем (б). Парціальний тиск парів дйодиду кадмію 24 Па, гелію 250 кПа. Частота слідування імпульсів накачки 20 кГц [79, 80].

3.1.3. Залежність середньої потужності випромінювання від числа імпульсів накачки та від часу горіння розряду

Залежність потужності випромінювання моноїодиду кадмію від числа імпульсів накачування (співвідношення газових компонент вибиралося оптимальним - при якому спостерігаються максимальні інтенсивності випромінювання молекул CdI^*) представлені на рис.22 а, б, в (суміші парів дийодиду кадмію з гелієм (рис.22 а), з добавкою азоту (рис.22 б), з добавкою ксенону (рис.22 в)) . Для суміші парів дийодиду кадмію з гелієм характерно лінійне збільшення потужності випромінювання до значення $3.5 \cdot 10^7$ імпульсів. При подальшому збільшенні числа імпульсів накачки до $5 \cdot 10^7$ спостерігається зменшення потужності випромінювання в межах 11%. ККД джерела випромінювання при середній потужності випромінювання 32 Вт складав - 4.3%.

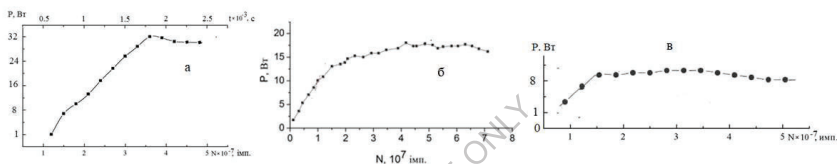


Рис. 22 а, б, в. Залежність середньої потужності випромінювання ексиплекних молекул моноїодиду кадмію від числа імпульсів та від часу горіння розряду (верхня вісь) в суміші парів дийодиду кадмію з гелієм (а), від числа імпульсів накачки в суміші: $CdI_2 : N_2 : He = 24 \text{ Па} : 10 : \text{кПа} : 250 \text{ кПа}$. (б), $CdI_2 : Xe : He = 24 \text{ Па} : 4 \text{ кПа} : 250 \text{ кПа}$ (в). Амплітуда імпульсів напруги $U = 10 \text{ кВ}$. Парціальний тиск гелію = 250 кПа. Частота слідування імпульсів $f = 20 \text{ кГц}$ [78 -80].

Для суміші парів дийодиду кадмію з гелієм та азотом характерно, що насичення потужності в залежності від числа імпульсів накачування настає після проходження $4 \cdot 10^7$ імпульсів накачування (рис 22 б), а для суміші з ксеноном характерно, що насичення потужності в залежності від числа імпульсів накачування настає раніше за часом ніж для сумішей тільки з гелієм (рис 22 в).

3.1.4. Осцилограми напруги, розрядного струму і потужності випромінювання

На рис. 23 (а, б, в) приведені характерні осцилограми напруги, розрядного струму і потужності випромінювання. Похибка і відтворюваності результатів осцилографічних вимірювань становили 10%, і 90%, відповідно. Імпульси струму мали різну полярність, амплітуду в максимумі 300 А і тривалість ~ 150 нс.

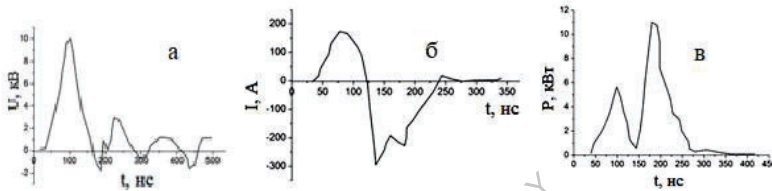
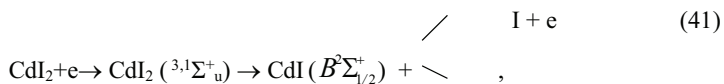


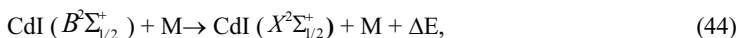
Рис. 23 а, б, в. Осцилограми: напруги (а), розрядного струму (б) та потужності випромінювання (в) для суміші парів дйодиду кадмію з гелієм. Парціальний тиск парів дйодиду кадмія 24 Па, гелія 250 кПа, частота слідування імпульсів 20 кГц [78].

Для залежності потужності випромінювання від часу (рис.23 в) спостерігається двогорба залежність і збіг за часом максимумів амплітуд імпульсів випромінювання і імпульсів струму (рис.23 б). Амплітуда другого імпульсу струму і випромінювання більша першого. Для другого імпульсу випромінювання характерно збільшення його тривалості і тривалості заднього фронту, в порівнянні з першим імпульсом.

Виникнення емісії спектральних смуг з максимумом на довжині хвилі $\lambda = 650 \text{ нм}$ електронно-коливального переходу $V^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}^+$ молекули CdI^* в газорозрядній плазмі на сумішах парів дйодиду кадмію з гелієм відбувається внаслідок процесів, що призводять до утворення та руйнування $V^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану монойдиду кадмію, основними з яких є [77,81]:



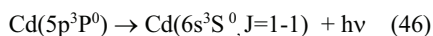
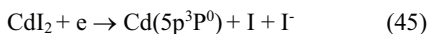
$$\lambda_{\text{макс.}} = 650 \text{ нм}$$



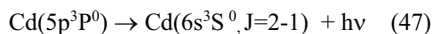
де М - концентрації молекул CdI_2 , He, Xe, N_2 ; ΔE – різниця енергії в реакції.

Реакції (41) і (42) є основними джерелами утворення ексиплексних молекул CdI^* , що впливає з часових залежностей амплітуд струму і потужності випромінювання (рис.23 б, в, затримки в часі початку і максимумів амплітуд імпульсів струму і випромінювання співпадають в межах похибки осцилографічних вимірів 10%) . Електронно-коливальні переходи ${}^B\Sigma^+_{1/2} \rightarrow {}^X\Sigma^+_{1/2}$ молекул CdI^* призводять до емісії спектральних смуг з максимальною інтенсивністю на довжині хвилі $\lambda_{\text{макс.}} = 650 \text{ нм}$ (реакція 43). У реакції гасіння (44) відбувається електронно- коливальний перехід молекули моноїодиду кадмію в основний стан без випромінювання.

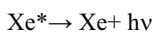
Емісія спектральних ліній кадмію і ксенону відбувається за рахунок реакцій [82]:



$$\lambda = 479.991 \text{ нм}$$

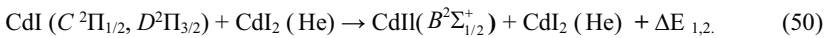
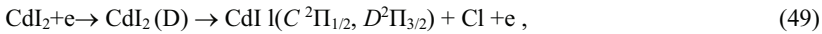


$$\lambda = 508.582 \text{ нм}$$



$$\lambda = 458 \text{ нм}, 823 \text{ нм} .$$

Питомий внесок потужності розряду в збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану оксиплексних молекул CdI^* (Реакції (41), (42), (43) був на рівні 0.05% для приведеної напруженості поля 55.9 Тд (рис.28, крива 4), що не могло забезпечити значення ККД = 4.3%, яке досягалося в експерименті. У зв'язку з цим необхідно передбачити додаткові процеси заселення $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану оксиплексних молекул CdI^* :



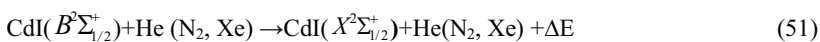
Процес 49 це процес збудження молекул CdI_2 електронами в стан D [83,84]. Цей стан молекули дийодиду кадмію є сумою всіх станів, які розташовані між енергією порогу (5 еВ та енергією іонізації 11 еВ) [83, 84]. Можна очікувати, що ефективний переріз збудження цього стану електронами для молекули дийодиду кадмію є близьким до ефективного перерізу збудження D стану молекули диброміду ртуті, значення якого має величину 10^{-15} см² [84]. З D стану емісія молекули CdI_2 не спостерігається, внаслідок того, що даний стан перед дисоціює з утворенням молекули моноїодиду кадмію в (C, D) станах. Емісія з C і D станів молекули моноїодиду кадмію в наших умовах експерименту не спостерігається через високу ефективність процесу гасіння (50) [6]. Населеність цього стану передається на $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стан молекул CdI або в інші не оптичні канали [6, 68].

Різке збільшення інтенсивності з боку ділянки в спектрі з великими довжинами хвиль і повільне її зменшення в області коротких довжин хвиль (рис. 19 а, б) пояснюється ходом потенціальних кривих (збуджений $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стан зміщений в бік великих між'ядерних відстаней відносно $X^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану) та процесами релаксації заселеності верхніх коливальних рівнів збудженого електронного стану, які відбуваються швидше, ніж електронно-коливальний перехід на основний $X^2\Sigma_{1/2}^+$ - стан [27, 68].

Збільшення інтенсивності спектральних смуг випромінювання оксиплексних молекул CdI^* , а також інтенсивності спектральних ліній атомів

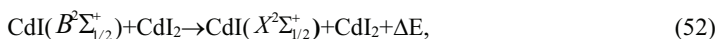
кадмію і ксенону при збільшенні частоти слідування імпульсів накачки в межах 18-20 кГц викликані підвищенням числа актив збудження компонент плазми і, відповідно, числа імпульсів випромінювання в одиницю часу, які потрапляють в систему реєстрації. Крім того, збільшення інтенсивності спектральних смуг випромінювання експлексних молекул CdI* і атомів кадмію викликані і зміною температури робочої суміші (потужність дисипації енергії розряду, при підвищенні частоти слідування імпульсів накачки збільшується [27], і, відповідно, збільшуються парціальні тиски дийодиду кадмію [84] , що призводить до збільшення концентрації парів дийодиду кадмію і в кінцевому підсумку - до різних концентрацій збуджених молекул CdI* в $B^2\Sigma^+_{1/2}$ -стані, що і призводить до збільшення інтенсивностей випромінювання в спектральних смугах і лініях.

Наявність оптимального парціального тиску для буферного газу гелію, азоту та ксенону (рис. 20, 21) пов'язане з часткою енергії розряду, яка витрачається на нагрівання робочої суміші [27]. При збільшенні загального тиску в суміші зменшується параметр E/N . Це призводить до підвищення питомих втрат потужності розряду на пружне розсіяння електронів на атомах та молекулах (рис.28, крива 9), що призводить до нагрівання суміші і, відповідно, до підвищення парціального тиску парів дийодиду кадмію та потужності випромінювання молекул CdI*. Наявність максимуму в залежності потужності випромінювання молекул CdI* від тиску гелію, азоту і ксенону (рис.20, 21) і при подальшому збільшенні їх парціального тиску пов'язано: зі зменшенням середньої енергії електронів (рис.26, табл.4, 5, 6), що в свою чергу призводить до зменшення константи швидкості дисоціативного збудження $B^2\Sigma^+_{1/2}$ – стану молекули CdI* електронами в газорозрядній плазми (рис.27, крива 10, реакція 41,42 табл.7, 8, 9), а також процесом гасіння $B^2\Sigma^+_{1/2}$ – стану молекул моноїодиду кадмію гелієм, азотом, ксеноном:



де ΔE – різниця енергії в реакції, що виділяється у виді тепла.

Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску парів дийодиду кадмію (рис.20 б) пояснюється, як процесом підвищення концентрації молекул в стані $B^2\Sigma_{1/2}^+$ зі зростанням їх парціального тиску, так і процесом їх гасіння. Оптимальні парціальні тиску для дийодиду кадмію визначаються динамічною рівновагою між цими процесами. Вище певного значення парціальних тисків дийодиду кадмію процес гасіння



де ΔE – різниця енергії в реакції, що виділяється у виді тепла буде відігравати велику роль в зв'язку, з чим і відбувається зменшення потужності випромінювання. Константа швидкості його становить величину $(9.2 \pm 1.1) 10^{-10} \text{ см}^3 / \text{с}$ [81].

Потужність випромінювання ексиплексних молекул моноїодиду кадмію в двох компонентній суміші вище потужності випромінювання в трьох компонентів суміші, що пояснюється меншим значенням потужності розряду, яка вкладається в збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стан ексиплексних молекул CdI^* через наявність додаткових каналів втрати потужності розряду в сумішах парів дийодиду кадмію, азоту, ксенону та гелію.

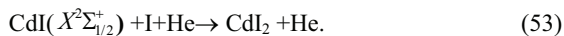
Збільшення потужності випромінювання від числа імпульсів накачування (рис. 22 а, б, в) визначається процесом дисипації енергії розряду, при якому відбувається нагрівання суміші і відповідно підвищення парціального тиску парів дийодиду кадмію та збільшення потужності випромінювання за рахунок процесів (41-43, 49). Насичення залежності потужності випромінювання від числа імпульсів накачки, подальше її зменшення на 11% і стабілізація на рівні 32 Вт викликається процесом гасіння (44, 49) та стабілізацією температури робочої суміші.

Різні швидкості (по числу імпульсів накачування) досягнення насичення в інтенсивності випромінювання молекул CdI^* від числа імпульсів для сумішей дийодиду кадмію з гелієм та дийодиду кадмію з гелієм і малими добавками молекулярного азоту та ксенону (рис. 22 а, б, в) викликані різною швидкістю

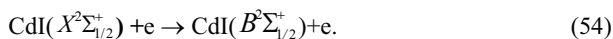
дисипації енергії розряду для багатокомпонентної плазми і, яка залежить насамперед від ймовірності пружних зіткнень електронів з компонентами плазми [27]. Константи швидкостей пружних зіткнень електронів з молекулами азоту і ксенону вищі за ніж для гелію ($0.159 \cdot 10^{-12}$ (N₂), $0.148 \cdot 10^{-16}$ (He), табл.8 ; $277 \cdot 10^{-15}$ (Xe), $77.92 \cdot 10^{-15}$ (He), табл.9, що в першому наближенні пояснює виявлені закономірності. Для визначення кількісних характеристик цих закономірностей необхідно проведення чисельних розрахунків кінетики процесу дисипації енергії розряду в таких багатокомпонентних сумішах.

Коливальна форма амплітуди імпульсу напруги (рис.23 а) викликана за рахунок неузгодження вихідного опору генератора напруги з вхідним опором джерела випромінювання. Структура імпульсу струму (рис.23 б) викликана зарядкою і розрядкою ємності діелектрика за час імпульсу напруги з амплітудою достатньою для пробою розрядного проміжку [85]. Відмінності у формі імпульсів струму на передньому і задньому фронті пов'язані з протилежними напрямками проходження струму через газорозрядний проміжок і внаслідок цього неоднаковими умовами розсмоктування заряду на внутрішній поверхні діелектрика в умовах одно бар'єрного розряду, який використовується в нашому експерименті.

Наявність часового розширення другого імпульсу випромінювання і його заднього фронту в порівнянні з першим імпульсом викликано накопиченням монойодиду кадмію в основному енергетичному стані в між імпульсному періоді, так як не всі молекули монойодиду кадмію встигають відновитися в процесі:



Це призводить, в кінцевому підсумку, до зміни амплітуди і часової поведінки другого імпульсу за рахунок збільшення заселеності $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану монойодиду кадмію в результаті збудження зі стану $X^2\Sigma_{1/2}^+$ електронами:



3.2. Оптичні та електричні характеристики ексиламп на сумішах парів дйодиду кадмію, неону та ксенону

Метою досліджень було провести спектральну діагностику ексилампи на сумішах парів дйодиду кадмію з неоном і ксеноном із збудженням робочих сумішей високочастотним джерелом живлення з гармочною формою вихідної напруги, з можливістю перебудови частоти до 140 кГц.

3.2.1. Електричні характеристики ексилампи

В ході експериментів досліджувалися суміш парів дйодиду кадмію з неоном, а також суміші парів дйодиду кадмію, неону і ксенону при різних парціальних тисках в ексилампі, конструкція, якої описана в розділі 1, рис.1а. Відразу після ініціації бар'єрного розряду атмосферного тиску в сумішах дйодиду кадмію з інертними газами спостерігався філаментарний режим горіння БР. Зі збільшенням частоти слідування імпульсів накачки спостерігалася зміна форми мікророзрядів від циліндричної (при $f \sim 10$ кГц) до конусоподібної - з вершиною на металевому електроді і основою на внутрішній поверхні кварцової трубки (при $f \sim 100$ кГц). У міру розігріву суміші колір розряду ставав рожевим. При цьому спостерігався більш дифузний і однорідний характер розряду, істотно згладжувався контраст яскравості в об'ємному розряді і філаментах.

При невисоких частотах повторення імпульсів ($f \sim 10$ кГц) в кожному напівперіод прикладеної напруги U на осцилограмме реєстрованого струму на кривій струму зміщення спостерігалася серія різких сплесків різної амплітуди і приблизно однаковою тривалості. Кожен сплеск струму викликаний набором мікророзрядів - філаментів, які виникають в розрядному проміжку і статистично розподілені в часі (рис.24). Амплітуда піків не перевищувала 20 мА при тривалості до 200 нс. З ростом температури суміші при фіксованому значенні напруги і частоти слідування імпульсів збільшувалася кількість сплесків струму.

У той же час, збільшення частоти проходження імпульсів при фіксованій напрузі призводило до зменшення числа сплесків струму в кузі. Перший сплеск струму зі зростанням U переміщався все лівіше від максимуму прикладеної напруги, і при великих амплітудах U перший сплеск припадав вже на фазу негативної прикладеної напруги. Як і в [51], сплески струму позитивної полярності завжди припадали на фазу напруги з позитивною похідною $dU / dt > 0$.

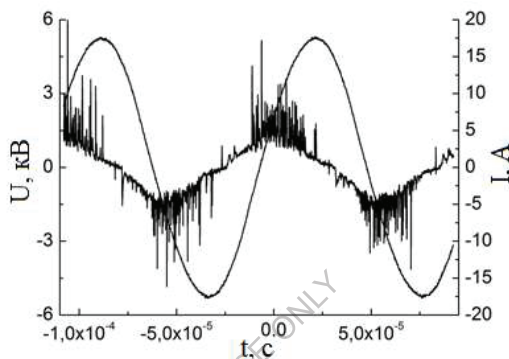


Рис.24. Осцилограми імпульсів напруги і струму бар'єрного розряду в суміші $CdI_2 / Ne = 20 \text{ Па} / 101,3 \text{ кПа}$, $f = 10 \text{ кГц}$ [85].

3.2.2. Спектри випромінювання

Типові оглядові спектри випромінювання плазми БР на подвійній суміші парів дйодиду кадмію з неоном і потрійній суміші дйодиду кадмію, неону і ксенону наведені на рис. 4.15-4.17. В спектрах у видимому діапазоні істотно виділяється спектральна смуга з максимумом при $\lambda = 655 \text{ нм}$, яка має слаборозділену коливну структуру і відповідає електронно-коливальному переходу $B \ ^2\Sigma^+_{1/2} \rightarrow X \ ^2\Sigma^+_{1/2}$ ексиплексних молекул моноїодиду кадмію [4.4]. Випромінювання CdI ($B \rightarrow X$) проявляється, починаючи з $\lambda \sim 400 \text{ нм}$, основна частина його сконцентрована в діапазоні 635 - 660 нм. Форма спектральної смуги електронно-коливального переходу $B \ ^2\Sigma^+_{1/2} \rightarrow X \ ^2\Sigma^+_{1/2}$ ексиплексних молекул моноїодиду кадмію аналогічна спектральним смугам, відповідним переходу

$B \rightarrow X$ в галогенідах ртуті і цинку, а саме: більш крутий зростання інтенсивності з боку довгохвильового ділянки і повільний спад в короткохвильовій області [86, 87]. При атмосферному тиску суміші внаслідок завершеності коливальної релаксації переходи відбуваються в основному з нижніх коливальних рівнів збудженого електронного стану $v' = 0-2 \rightarrow v'' = 61, 62$. Ширина спектральної смуги на напіввисоті для CdI ($B \rightarrow X$) мала величину 11- 12 нм. При збільшенні частоти слідування імпульсів накачки зростала яскравість спектральної смуги CdI ($B \rightarrow X$), при цьому форма її та положення максимуму випромінювання не змінювалися (під яскравістю спектральної смуги розумілася площа під кривою на спектрі).

Також у всіх спектрах присутні атомарні лінії кадмію, найбільш інтенсивними з яких є резонансні лінії $5p \rightarrow 5s$ (228.8 і 326.1 нм) в УФ області, а у видимій - триплет $6s \rightarrow 5p$ (467.8, 480.0 і 508.6 нм) і лінія $5d \rightarrow 5p$ (643.8 нм). Крім того, спостерігалася резонансна лінія йоду $6s \rightarrow 5p$ (206.2 нм) [4.5] і спектральні смуги молекулярного йоду, найбільш інтенсивною з яких була смуга $I_2 (D' \rightarrow A')$ з максимумом при $\lambda = 342$ нм [47]. Інтенсивність атомарних ліній і яскравість молекулярних смуг сильно залежали від температури робочої суміші. Інтенсивність ліній кадмію росла з підвищенням температури, в той час як інтенсивність атомарних ліній йоду і яскравість спектральних смуг молекулярного йоду падала. В спектральному діапазоні 315 - 425 нм спостерігалися також смуги молекулярного азоту, що відповідають переходу другий позитивної системи азоту [47]. Вони виявлялися внаслідок горіння розряду (паразитного) в повітрі між зовнішньою поверхнею кварцовою трубки і сіткою. При температурі $<100^{\circ}C$ у всіх досліджуваних сумішах в спектральному діапазоні 420 - 480 нм спостерігалися спектральні смуги, які ототожені з випромінюванням молекул $I_2 (B \rightarrow X)$ [47].

В спектрах випромінювання бар'єрного розряду на суміші парів дйодиду кадмію з неоном (рис. 25 а) в спектральному діапазоні 580 - 720 нм спостерігалися атомарні лінії буферного газу неону, інтенсивність яких помітно падала в міру розігріву робочого середовища і обумовлена вона зменшенням температури електронів в розряді з підвищенням концентрації

легкоіонізувальних частинок молекул дийодиду кадмію і атомів кадмію, що призводило до зміни ефективності збудження ліній неону. В спектрах випромінювання потрійної суміші CdI₂ / Xe / Ne (рис. 25 б, в), крім випромінювання CdI (B→X), при температурі суміші до ~ 250 °С спостерігалися

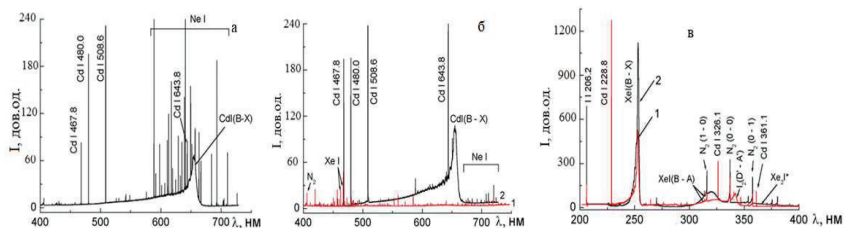
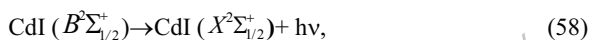
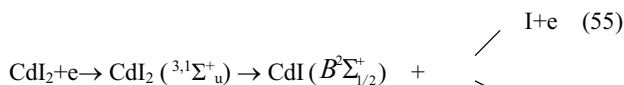


Рис.25 а,б, в. Оглядовий спектр випромінювання бар'єрного розряду в видимій області на сумішах: CdI₂ / Ne = 20 Па / 101, 3 кПа (а), 1- CdI₂ / Xe / Ne = 0.01 Па / 8 кПа / 101,3 кПа, 2 - CdI₂ / Xe / Ne = 30 Па / 8 кПа / 101, 3 кПа (б), 1 - CdI₂ / Xe / Ne = 0.15 Па / 4 кПа / 101, 3 кПа, 2 - CdI₂ / Xe / Ne = 0.05 Па / 8 кПа // 101, 3 кПа (в)[85].

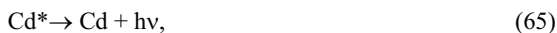
Таблиця 3. Яскравість спектральної смуги випромінювання CdI (B → X) в бар'єрному розряді на сумішах парів дийодиду кадмію з неонем і ксенонем.

Суміш	Парціальні тиски компонент	Яскравість CdI(B→X), відн. од.
CdI ₂ /Ne	20 Па/ 101, 3 кПа.	0.79
CdI ₂ /Xe/Ne	20 Па/0.6 кПа/ 101, 3 кПа.	0.29
	20 Па/0.9 кПа/ 101, 3 кПа.	0.54
	21 Па/1.23 кПа/101, 3 кПа.	0.72
	22 Па/2.5 кПа/ 101, 3 кПа.	0.96
	22 Па/4 кПа/ 101, 3 кПа.	1
	23 Па/4.5 кПа/101, 3 кПа.	0.89
	24 Па/5.5 кПа/ 101, 3 кПа.	0.84
	26 Па/8 кПа/ 101, 3 кПа.	0.89

ліній кадмію і інертних газів, а також молекулярні смуги CdI *, I₂ *, XeI * і Xe₂I *, що викликані плазмохімічними реакціями взаємодії електронів різних енергій з молекулами дийодиду кадмію, атомами інертних газів і реакціями рекомбінації позитивних і негативних іонів. Таким чином, виникнення емісії спостережуваних спектральних смуг і ліній, ймовірно, відбувається в наступних реакціях [28, 53, 77, 81, 82, 83, 88, 89]:



$$\lambda_{\text{макс.}} = 655 \text{ нм}$$



$$\lambda = 228.8 \text{ нм}, 326.1 \text{ нм}, 467.8, 480.0 \text{ нм}, 508.6 \text{ нм} \text{ и } 643.8 \text{ нм}$$



$$\lambda = 206.2 \text{ нм}$$



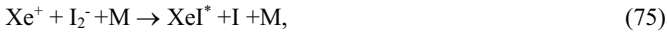
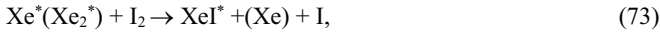
$$\lambda = 342 \text{ нм}, 420 - 480 \text{ нм}$$



$$\lambda = 580 - 720 \text{ нм}$$



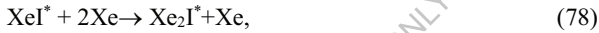
$\lambda = 462.4 \text{ нм}, 467.1 \text{ нм}, 823.2 \text{ нм}, 828.0, 834.7 \text{ нм}, 840.9 \text{ нм},$
 881.9 нм



де M – третя частинка



$\lambda = 253 \text{ нм}, 320 \text{ нм}$



$\lambda = 330 - 400 \text{ нм}$

Особливості в спектрах випромінювання плазми БР на потрійній суміші з Хе (рис. 4.17), а саме, різке зменшення кількості ліній неону в спектрі при додаванні ксенону викликані пеннінговою іонізацією Хе [28]:



Співвідношення інтенсивностей спектральних смуг і ліній в спектрах залежать від констант швидкостей збудження, які в свою чергу визначаються ефективними перерізами і функціями розподілу електронів від енергій в газорозрядній плазмі бар'єрного розряду [27, 2 8].

3.3. Оптичні та електричні характеристики ексилампи на сумішах парів дийодиду цинку з гелієм

Суміші парів дийдиду цинку з інертними газами можуть бути перспективними робочими середовищами для створення екологічно чистих ексиламп у видимому і ультрафіолетовому діапазоні спектра. У цьому розділі представлені дослідження оптичних характеристик ексиламп атмосферного тиску на сумішах парів дийдиду цинку і гелію і малої добавки молекулярного азоту при частоті слідування імпульсів накачки генератора 130 кГц.

3.3.1. Осцилограми струму і напруги

Відразу після ініціації в ексилампі бар'єрного розряду атмосферного тиску в сумішах дийдиду цинку з інертними газами спостерігався філаментарний режим горіння БР, типовий для частот ~ 100 кГц - набір конусоподібних мікророзрядів з вершиною на металевому електроді і основою на внутрішній поверхні кварцової трубки. Колір розряду в початковій стадії перших 30 с був рожевим. Наступні 30-60 с розряд горів синьо-зеленим кольором. У міру саморозігріву суміші колір розряду ставав помаранчевим. При цьому спостерігався більш дифузний і однорідний характер розряду, помітно згладжуються контраст яскравості в об'ємному розряді і філаментах.

Типові осцилограми струму і напруги наведені на рис. 26. У кожному напівперіоді прикладеної напруги на осцилограмі реєстрованого струму на кривій струму зміщення спостерігалася серія різких сплесків різної амплітуди і приблизно однаковою тривалості. Кожен сплеск струму викликаний набором ниткоподібних мікророзрядів - філаментів, які виникають в розрядному проміжку і статистично розподілені в часі. Осцилограма імпульсів струму несиметрична - в позитивному напівперіоді перший сплеск мав значно більшу амплітуду, ніж інші, а в негативному напівперіоді амплітуда всіх сплесків була приблизно однаковою. Це, мабуть, пов'язано з тим, що зі збільшенням частоти в БР на суміші значно зростає роль факторів, пов'язаних з геометрією розряду, а саме, сильно відрізняються площі поверхні електродів, оскільки розряд відбувається в системі "циліндр-дріт", діелектриком покритий тільки один електрод випромінювача, і в одному випадку перенесення заряду відбувається

спочатку через діелектричний бар'єр, а потім через плазму, а в іншому навпаки - спочатку через плазму, а потім через діелектрик.

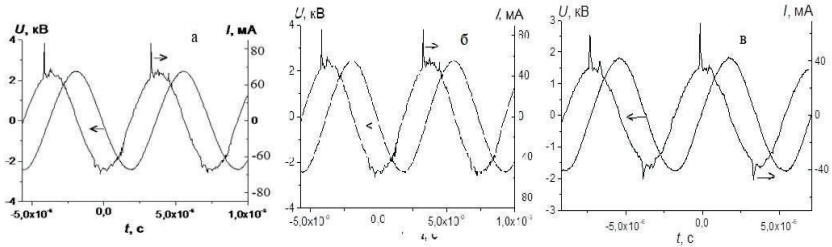


Рис.26. Осцилограми імпульсів напруги і струму газорозрядної плазми бар'єрного розряду в суміші: $ZnI_2 / He = 0.5 \text{ Па} / 150 \text{ кПа}$ (а), $ZnI_2 / Ne = 0.5 \text{ Па} / 200 \text{ кПа}$ (б), $ZnI_2 / Xe / Ne = 0.5 \text{ Па} / 2 \text{ кПа} / 200 \text{ кПа}$ (в), $f = 130 \text{ кГц}$ [90,91].

Вплив ксенону на осцилограму струму (рис. 4.27) пов'язаний зі зміною параметрів плазми і обумовлено більшою роллю процесів ступінчастої іонізації в напрацьованні електронів на початковій стадії розряду в даній суміші [4.6]. Крім того з Ne ефективно протікає пеннінговська іонізація Xe (реакція (4.73).

3.3.2. Спектри випромінювання ексилампи

Типові оглядові спектри випромінювання плазми БР на бінарній суміші парів дийодиду цинку з гелієм і неонем і потрійній суміші $ZnI_2 / Xe / Ne$ наведені на рис. 27 а б в.

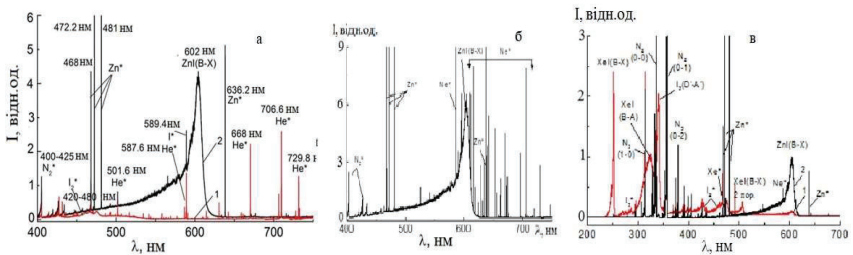


Рис.27. Оглядовий спектр випромінювання газорозрядної плазми бар'єрного розряду на сумішах: 1 - $ZnI_2 / He = 0.0003 \text{ Па} / 150 \text{ кПа}$ (холодна суміш); 2 - $ZnI_2 / He = 0.5 \text{ Па} / 150 \text{ кПа}$ (а), $ZnI_2 / Ne = 0.5 \text{ Па} / 200 \text{ кПа}$ (б), 1 - $ZnI_2 / Xe / Ne = 0.001 \text{ Па} / 30 \text{ кПа} / 170 \text{ кПа}$; 2 - $ZnI_2 / Xe / Ne = 0.5 \text{ Па} / 30 \text{ кПа} / 170 \text{ кПа}$ (в) [90, 91].

В спектрах на бінарній суміші парів дийодиду цинку з гелієм у видимому діапазоні істотно виділялася спектральна смуга з максимумом при $\lambda = 602 \text{ нм}$, яка мала слабкорозділену коливну структуру і відповідала електронно-коливальному переходу $B^2\Sigma^+_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}$ молекули ZnI [47]. Основна частина випромінювання молекул ZnI ($B \rightarrow X$) сконцентрована в діапазоні $590 - 608 \text{ нм}$. Форма спектральної смуги ZnI ($B \rightarrow X$) аналогічна спектральним смугам, відповідним переходу $B \rightarrow X$ в моногалогенідах ртуті, а саме: більш круте зростання інтенсивності з боку довгохвильової ділянки і повільний спад в короткохвильовій області. При атмосферному тиску суміші внаслідок завершеності коливальної релаксації переходи відбуваються в основному з нижніх коливальних рівнів збудженого електронного стану. Ширина на напіввисоті для спектральної смуги ZnI ($B \rightarrow X$) становила 15 нм , що узгоджується з результатами роботи [92], де застосовувалася оптичне накачування суміші ZnI_2 / Ar випромінюванням ArF -лазера. Також в спектрах присутні атомарні лінії цинку - триплет $5s \rightarrow 4p$ ($468.0, 472.2$ і 481.0 нм), лінія $4d \rightarrow 4p$ (636.2 нм) [48] і смуги молекулярного йоду, найбільш інтенсивної з яких була смуга I_2 ($D' \rightarrow A'$) з максимумом при $\lambda = 342 \text{ нм}$ [92]. Інтенсивність атомарних ліній і яскравість молекулярних смуг сильно залежали від температури робочої суміші. Інтенсивність ліній цинку збільшувалася з підвищенням температури, в той час як яскравість смуг молекулярного йоду зменшувалася. Під яскравістю молекулярної смуги розумілася площа під кривою на спектрі. У спектральній області $315 - 425 \text{ нм}$ спостерігалися також смуги молекулярного азоту, відповідні електронно-коливальному переходу другої позитивної системи N_2 . Вони виявлялися в спектрі внаслідок горіння розряду (паразитного) в повітрі між зовнішньою поверхнею кварцовою трубки і сіткою.

При температурі <math><100-120\text{ }^{\circ}\text{C}</math> в діапазоні 420 - 480 нм спостерігалися смуги, які ототожені з випромінюванням молекул I_2 (B \rightarrow X) (рис.27). В спектрі випромінювання БР (рис.27 б) інтенсивність атомарних ліній гелію помітно падала в міру розігріву робочої суміші. Така закономірність обумовлена зменшенням температури електронів в розряді з підвищенням концентрації легко іонізуючих частинок, зокрема молекул дийодиду цинку і атомів цинку. [27].

При збільшенні парціального тиску гелію і неону в сумішах ZnI_2 / He і ZnI_2 / Ne в межах 102 - 200 кПа відбувалося збільшення яскравості випромінювання ZnI (B \rightarrow X) приблизно в три рази без ознак насичення (рис.28 а, б). Такий характер залежності може бути викликаний збільшенням температури робочої суміші і, в свою чергу, зростанням парціального тиску парів ZnI_2 . Додавання азоту до суміші ZnI_2 / He (вставка на рис.28 а) призводило до монотонного зменшення яскравості випромінювання молекул ZnI , так як енергія розряду витрачається на додаткові канали, в тому числі, на коливальне збудження молекулярного азоту залежність яскравості випромінювання спектральної смуги ZnI (B-X) від величини парціального тиску азоту [90].

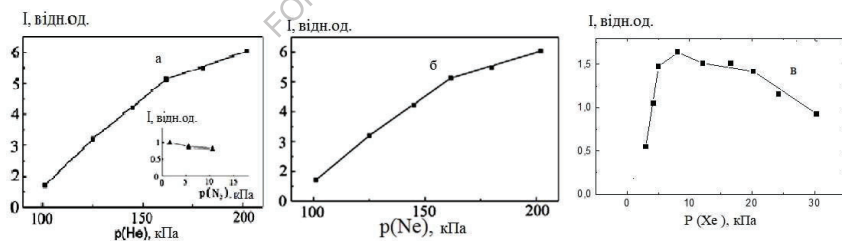


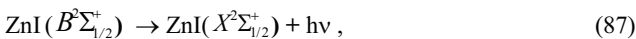
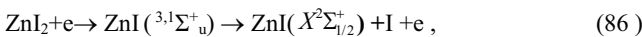
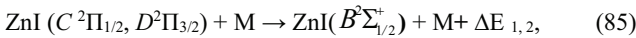
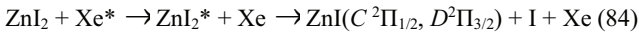
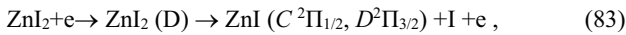
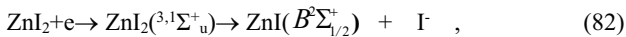
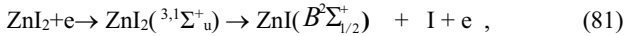
Рис. 28. Залежність яскравості випромінювання спектральної смуги ZnI (B-X) від величини парціального тиску гелію в суміші ZnI_2 / He . На вставці - залежність яскравості випромінювання спектральної смуги ZnI (B-X) від величини парціального тиску азоту (а), неону в суміші ZnI_2 / Ne (б), ксенону (в). Парціальний тиск ZnI_2 - 0.5 Па, неона- 200 кПа, $f = 130$ кГц [87,90].

При додаванні ксенону (рис.28 в) спостерігається максимум в залежності яскравості випромінювання смуги ZnI (B-X) від парціального тиску ксенону в області $p(\text{Xe}) = 8\text{-}10$ кПа. У даних експериментах загальний тиск сумішей ZnI₂ / Xe / Ne становило 200 кПа і забезпечувався однаковий енерговнесок в розряд .

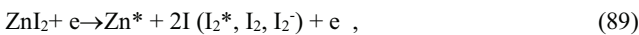
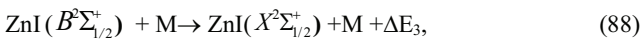
Збільшення яскравості випромінювання в сумішах з ксенonom (рис. 28 в) може бути передача енергії від атомів ксенону в метастабільних станах ³P₂ молекулам ZnI₂ (реакція 84) і гасіння станів C²Π_{1/2}, D²Π_{3/2} молекули ZnI (реакція 85) [28, 91]. Зниження потужності випромінювання обумовлено зменшенням інтенсивності випромінювання ліній неону, ксенону і спектральних смуг молекулярного йоду (рис.28 в) в наслідок поглинання їх випромінювання парами дийодиду цинку в діапазоні Δλ = 550-650 нм, який пропускає світлофільтр ЖС-18, що застосовується нами при вимірюванні потужності випромінювання.

3.3.3. Реакції відповідальні за емісію спектральних смуг і ліній

Емісія спектральних смуг і ліній плазми бар'єрного розряду на суміші парів дийодиду цинку з гелієм ймовірно спостерігається внаслідок наступних реакцій [28, 88]:



$$\lambda_{\text{макс.}} = 602 \text{ нм},$$





$$\lambda_{\text{макс.}} = 342 \text{ нм}$$



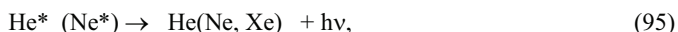
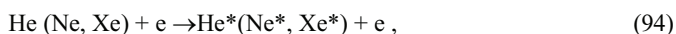
$$\lambda = 420 - 480 \text{ нм}$$



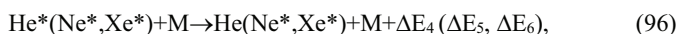
$$\lambda = 468.0, \lambda = 472.2 \text{ нм}, \lambda = 481.0 \text{ нм}, \lambda = 636.2 \text{ нм},$$



$$\lambda = 589,4 \text{ нм}$$



$$\lambda_{He} = 501,6 \text{ нм}, \lambda_{Ne} = 587,2 \text{ нм}, \lambda_{Xe} = 823 \text{ нм},$$



де M- концентрації гасячих молекул і атомів (ZnI₂, He, Ne) відповідно, $\Delta E_{1,2}$, ΔE_3 , ΔE_4 , ΔE_5 , ΔE_6 - різниця енергій в реакціях різниця енергій в реакціях (85, 88, 96).

Крім того, утворення молекул ZnI (B) може відбуватися також в реакціях електрон-іонної і іон-іонної рекомбінації. Але внесок таких процесів незначний через більш низькі концентрацій вихідних компонент [28].

Реакції (81) і (82) відомі як основні джерела ексиплексних молекул моноїодиду цинку (ZnI*), константи швидкості яких на даний момент не відомі. Можна припустити, що вони знаходяться в межах величин $10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ і $10^{-17} \text{ м}^3 / \text{с}$, відповідно, так як питома потужність випромінювання в спектральній смузі ексиплексних молекули ZnI* (рис. 29) близька до питомої потужності випромінювання в спектральних смузі ексиплексних молекул моноїодиду і моноброміду ртуті [86]. Крім того, молекули моноїодиду цинку можуть бути утворені в реакціях (83) внаслідок збудження молекул діїодиду цинку в стан D при зіткненнях з електронами (D - стан є сумою декількох станів, які розташовані між 6 і 7 еВ [28, 90, 91, 92]. Емісія з D - стану ZnI₂ не спостерігається, так як даний стан швидко предиссоціює з утворенням електронно-збуджених молекул

ZnI* в C і D - станах [28, 93]. Збудження молекул ZnI* в C і D - станах можливо і при зіткненнях атомів ксенону в метастабільних станів 3P_2 з молекулами ZnI₂ (реакція (84) [28]. Вони гасяться в реакції (85), що веде до високої населеності $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану моноїодиду цинку [28, 93]. Реакція зіткнення молекул діїодиду цинку з електронами (86) є каналом утворення молекул моноїодиду цинку в основному стані, константа швидкості якої за нашою оцінкою має значення $\sim 10^{15} \text{ м}^3 / \text{с}$. Електронно-коливальні переходи $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow (X^2\Sigma_{1/2}^+)$ молекул моноїодиду цинку призводять до емісії спектральних смуг з максимальною інтенсивністю на довжині хвилі $\lambda_{\text{макс.}} = 602 \text{ нм}$ (реакція (87)) [47]. Емісія спектральних смуг з максимумом інтенсивності на довжині хвилі $\lambda_{\text{макс.}} = 342 \text{ нм}$ викликана електронно-коливальних переходом $D' \rightarrow A'$ молекул йоду (реакція 90)), а емісія спектральних смуг на $\lambda = 420 - 480 \text{ нм}$ викликана електронно-коливальних переходом $B \rightarrow X$ молекул йоду (реакція 91) [47]. Збуджені молекули йоду утворюються в реакції (89). Збуджені атоми цинку утворюються внаслідок проходження реакцій (89) завдяки великому ефективному перерізу дисоціативного збудження молекул діїодиду цинку електронами [94]. Реакція (94) відповідальна за збудження атомів газу гелію, неону, ксенону. Важливу роль в емісії спектральних смуг і ліній належить і процесам гасіння станів з яких відбувається емісія як молекулами діїодиду цинку (реакція 88), так і атомами буферного газу гелію, неону, ксенону (реакції 96) через які інтенсивність випромінювання зменшується, константи швидкості яких мають значення $1.7 \cdot 10^{-9} \text{ м}^3 / \text{с}$ і $\sim 1.5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 / \text{с}$ [91, 28]. Реакція 97 різке зменшення кількості ліній неону в спектрі при додаванні ксенону викликана пеннінговою іонізацією Хе [28].

3.3.4. Питома потужність випромінювання ексилампи

Вимірювання середньої потужності випромінювання (P) випромінювача проводилося при загальному тиску 150 кПа (рис.29 а). Після включення розряду з ростом температури спочатку відбувалося зростання середньої потужності протягом 12 хвилин після чого невелике зменшення P протягом 8 хвилин,

обумовлене зниженням інтенсивності випромінювання ліній інертних газів і спектральних смуг молекулярного йоду (рис.27 а). Потім випромінювач входив в режим за 20 хв. і спостерігалася стабілізація потужності випромінювання.

За даних умов максимальне значення середньої потужності випромінювання з одиниці площі в видимому діапазоні дорівнювало $34 \text{ мВт} / \text{см}^3$ (рис. 29 а), ККД по відношенню до вкладеної в розряд потужності $\sim 8\%$.

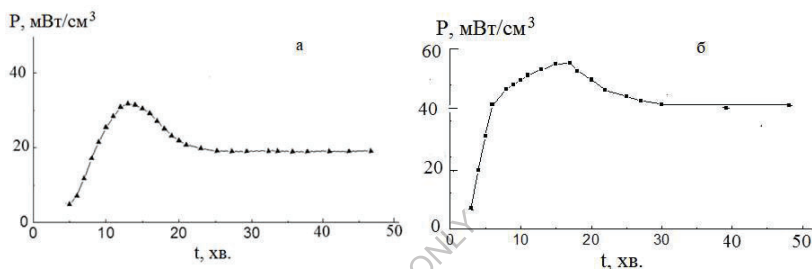


Рис.29. Залежності потужності випромінювання газорозрядної плазми бар'єрного розряду на суміші $\text{ZnI}_2 / \text{He} = 0.5 \text{ Па} / 150 \text{ кПа}$ від часу горіння розряду в діапазоні $\Delta\lambda = 550\text{-}650 \text{ нм}$ (а), $\text{ZnI}_2 / \text{Xe} / \text{Ne} = 0.5 \text{ Па} / 10\text{кПа}/190 \text{ кПа}$ від часу горіння розряду в діапазоні $\Delta\lambda = 550\text{-}650 \text{ нм}$ (б) [87, 90].

Вимірювання середньої потужності випромінювання випромінювача в суміші $\text{ZnI}_2 / \text{Xe} / \text{Ne} = 0.5 \text{ Па} / 10\text{кПа}/190 \text{ кПа}$ проводилося при загальному тиску 200.005 кПа (рис.29 б). Після включення розряду з ростом температури спочатку відбувалося зростання середньої потужності протягом 18 хвилин після чого невелике зменшення її протягом 8 хв. Потім випромінювач входив в режим за 10 хв. і спостерігалася стабілізація потужності. Максимальне значення середньої потужності випромінювання з одиниці об'єму в видимому діапазоні дорівнювало $54,4 \text{ мВт} / \text{см}^3$ (рис.29 б), ККД по відношенню до вкладеної в розряд потужності $\sim 12,8\%$. Похибка виміру абсолютної величини повної потужності випромінювання джерела - 25% .

4. Транспортні та енергетичні характеристики плазми ексиламп на суміші парів диброміду ртуті аргону і неону та дийодиду кадмію, ксенону, азоту, гелію і неону. Константи швидкості процесів зіткнень електронів з компонентами суміші

В інтегралі зіткнень електронів з атомами аргону, неону і гелію в кінетичному рівнянні Больцмана (розділ 1.2) були враховані такі процеси: пружне розсіяння, збудження енергетичних рівнів атома Ag з пороговою енергією рівною 11.623 eV, 12.906 eV, 11.273 eV і іонізація атома аргону з пороговою енергією рівною 15.700 eV; пружне розсіяння, збудження енергетичних рівнів атома He (2^3S , 2^1S , 2^3P , 2^1P , $3SPD$, $4SPD$, $5SPD$), іонізація атома гелію; пружне розсіяння і збудження електронних станів атома ксенону з граничними енергіями: 3.4 eV, 8.31 eV, 8.44 eV, 9.69 eV, 10.0 eV, 11.0 eV, 11.7 eV, іонізація атомів ксенону; пружне розсіяння, збудження енергетичних рівнів атома Ne з енергією порогу рівною 16.62 eV, 16.67 eV ($1s4$), 16.84 eV ($1s2$), 18.72 eV ($2p$), 20.0 eV ($2s + 3d$), 20.65 eV ($3p$), 4.9 eV, іонізація атома неону. Із процесів взаємодії електронів і молекул диброміду ртуті враховані: коливальне збудження молекули $HgBr_2$, збудження електронних станів молекули диброміду ртуті ($HgBr_2(D)$) з енергією порога електронів 7.9 eV, дисоціативне збудження електронних станів молекули моноброміду ртуті ($X^2\Sigma^+_{1/2}$, $B^2\Sigma^+_{1/2}$), прилипання, а також іонізація, пружне розсіяння та збудження енергетичних рівнів молекули азоту: оберտального- енергія порогу 0.020 eV, коливальних рівнів (енергії порогу: 0.290 eV, 0.291 eV, 0.590 eV, 0.880 eV, 1.170 eV, 1.470 eV, 1.760 eV, 2.060 eV, 2.350 eV; електронних станів: 6.170 eV, 7.000 eV, 7.350 eV, 7.360 eV, 7.800 eV, 8.160 eV, 8.400 eV, 8.550 eV, 8.890 eV, 11.03 eV, 11.87 eV, 12.25 eV, 13.00 eV, іонізація (енергія порогу - 15.60 eV); дисоціативне збудження: $B^2\Sigma^+_{1/2}$ - стану молекул монйодиду кадмію (енергія порогу - 4.986 eV), атомів кадмію $\lambda = 479.991$ нм та $\lambda = 508.582$ нм (енергія порогу - 6.386 eV): іонізація дийодиду кадмію, дисоціативна іонізація з утворенням іонів: дийодиду кадмію, монйодиду кадмію, кадмію та йоду (енергія порогу - 10 eV, 11 eV, 13eV, 14 eV, відповідно).

Дані з абсолютних величин ефективних перерізів цих процесів, а також їх залежностей від енергії електронів взяті з бази даних [31] та праць [63, 68, 77, 82, 83,].

4.1. Транспортні та енергетичні характеристики плазми ексиламп на суміші парів диброміду ртуті, аргону і неону

На рис. 30 а, б приведено характерний вид ФРЕЕ при зміні параметра E/N в діапазоні 1-100 Тд для сумішей: HgBr_2 : $\text{Ar} = 0.005:0.995$ для загального тиску суміші $P = 115$ кПа; HgBr_2 : $\text{Ne} = 0.005:0.995$ при загальному тиску суміші $P = 100.8$ кПа при яких досягалася максимальна величина яскравості випромінювання в експериментальних дослідженнях (розділ 2.3.1). Збільшення параметра E/N призводить до зростання кількості «швидких» електронів в розряді. Середня енергія електронів розряду в суміші диброміду ртуті з аргонем різко збільшується від 2.2 до 4.6 еВ при підвищенні параметра E/N від 1 до 18 Тд. При подальшому зростанні приведенного електричного поля швидкість збільшення середньої енергії електронів сповільнюється і досягає значення 6.6 еВ для $E/N = 100$ Тд. В суміші диброміду ртуті з неонем (рис.30 б) середня енергія електронів розряду повільно збільшується від 1 до 2.7 еВ при підвищенні параметра E/N від 1 до 20 Тд. Вона найбільш різко зростає (від 2.7 до 8 еВ) в діапазоні параметра $E/N = 20 - 50$ Тд. При подальшому зростанні приведенного електричного поля швидкість збільшення середньої енергії електронів сповільнюється і досягає значення 12.5 еВ для $E/N = 100$ Тд.

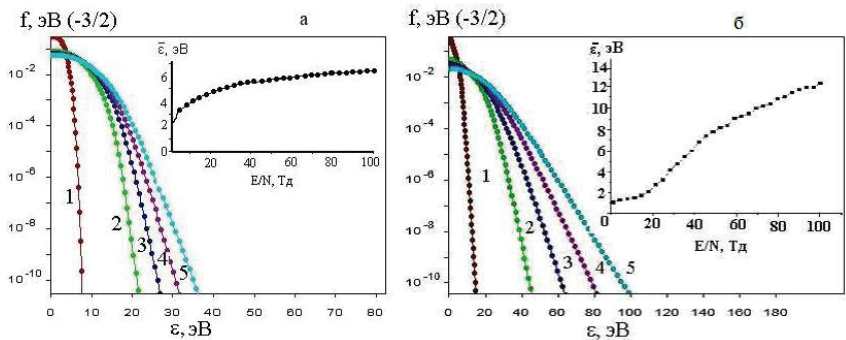


Рис. 30. Функції розподілу електронів по енергії в розряді для суміші: $\text{HgBr}_2 : \text{Ar} = 0.005 : 0.995$ при загальному тиску суміші $P = 115$ кПа для значень параметра E / N : 1 (1), 25.8 (2), 50.5 (3), 75.3 (4), 100 (5) Тд; на вставці - залежність середньої енергії електронів від параметра E / N (а); $\text{HgBr}_2 : \text{Ne} = 0.005 : 0.995$ при загальному тиску суміші $P = 100.8$ кПа для значень параметра E / N : 1 (1), 25.8 (2), 50.5 (3), 75.3 (4), 100 (5) Тд; на вставці - залежність середньої енергії електронів від параметра E / N [54, 55, 56].

Температура електронів в газорозрядній плазмі випромінювача на суміші $\text{HgBr}_2 : \text{Ar}$ збільшується від 25520 до 76560 $^{\circ}\text{K}$, а на суміші $\text{HgBr}_2 : \text{Ne}$ збільшується від 11600 до 145000 К при зміні параметра E / N від 1 до 100 Тд, відповідно.

Розподіл питомих втрат потужності розряду в суміші $\text{HgBr}_2 : \text{Ar}$ на основні процеси представлено на рис. 31 а. Частка потужності розряду, що йде на процеси диссоціативного збудження молекул монобромиду ртуті, збільшується зі зростанням параметра E / N . Вона досягає максимуму 15%, 51% і 40% при значеннях параметра E / N рівних 30 Тд, 13 Тд і 46 Тд для електронних станів монобромиду ртуті $B^2\Sigma^+_{1/2}$, $X^2\Sigma^+_{1/2}$ і дибромиду ртуті ($\text{HgBr}_2 (D)$), відповідно, і при подальшому підвищенні параметра E / N вона зменшується. Швидкості зростання і падіння частки потужності розряду йдуть на ці процеси і їх величини пов'язані з характером залежності ефективних

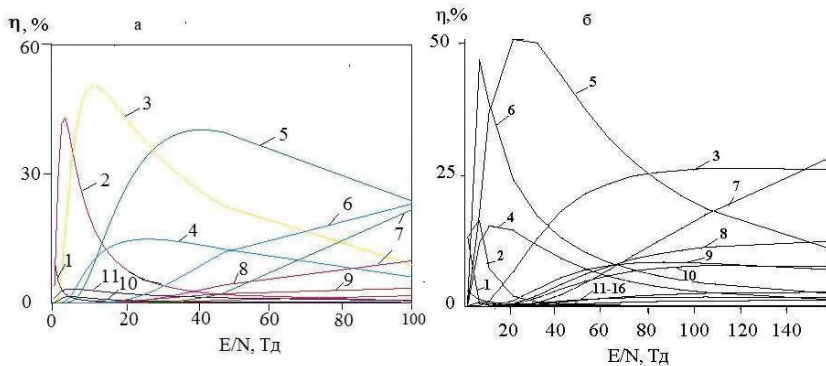


Рис. 31 а б. Залежність питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з молекулами диброміду ртуті і атомів аргону від параметра E/N для сумішей: а) HgBr_2 : $\text{Ar} = 0.005: 0.995$ при загальному тиску суміші $P = 115$ кПа: коливальне збудження молекул диброміду ртуті (1), коливальне резонансне збудження молекул диброміду ртуті (2), дисоціативне збудження електронних станів $X^2\Sigma^+_{1/2}$ (3) і $B^2\Sigma^+_{1/2}$ (4) молекул монобромід ртуті, збудження електронного стану (HgBr_2 (D)) (5) молекули диброміду ртуті, збудження енергетичних рівнів атома аргону з енергією порога 11.273 eV (6), іонізація атомів аргону (7), збудження енергетичних рівнів атома аргону с енергією порога 11.623 eV (8), іонізація молекул диброміду ртуті (9), прилипання електронів до молекул диброміду ртуті (10), пружне розсіяння електронів на атомах аргону (11); б) HgBr_2 : $\text{Ne} = 0.005: 0.995$ при загальному тиску суміші $P = 100.8$ кПа: коливальний збудження молекул диброміду ртуті (1), коливальний резонансне збудження молекул диброміду ртуті (2), іонізація молекул диброміду ртуті (3), дисоціативне збудження електронних станів $B^2\Sigma^+_{1/2}$ (4) і $X^2\Sigma^+_{1/2}$ (6) молекули моноброміду ртуті, збудження електронного стану (HgBr_2 (D)) (5) молекули диброміду ртуті, іонізація атомів неону (7), збудження енергетичного рівня атома неону 1s2 (8), збудження енергетичного рівня атома неону с енергією порога 16.62 eV (9), збудження енергетичного рівня атома неону 2p (10), пружне розсіяння електронів на атомах неону (11), збудження енергетичного рівня атома неону 1s4 (12), збудження енергетичного рівнів атомів неону (2s + 3d) с енергією порога

20.00 eV (13), збудження енергетичного рівня атома неону (4p) (14), прилипання електронів до молекул диброміду ртуті (15), іонізація метастабільного атома неону (енергія порога 4.9 eV) (16)) [54, 55, 56].

перерізів збудження конкретних станів, від енергій електронів, їх абсолютних величин, залежністю функції розподілу електронів для різних значень параметра E / N від величини енергії порогу диссоціативного збудження електронних станів молекули моноброміду ртуті. Частка потужності розряду, що йде на коливальний резонансний збудження молекул диброміду ртуті досягає максимуму 43% для $E / N = 4$ Тд, при підвищенні значень параметра вона різко зменшується. Частки потужності розряду, що йдуть на коливальний збудження молекул диброміду ртуті, дисоціативне прилипання електронів до молекул диброміду ртуті і пружне розсіяння електронів на атомах аргону значні лише при параметрах $E / N < 7$ Тд, а при збільшенні параметра $E / N > 7$ Тд вони різко зменшуються. Частка потужності розряду, що йде на процеси іонізації найбільш істотна для іонізації атомів аргону (залежність (7)). Це обумовлено великим значенням ефективного перетину іонізації в порівнянні з молекулами диброміду ртуті. Частка потужності розряду, що йде на іонізацію атомів аргону починає різко збільшуватися при значеннях параметра $E / N > 40$ Тд і для $E / N = 100$ Тд стає рівною 22%. Частка потужності розряду, що йде на непружні процеси для аргону стає помітною для значень параметра $E / N > 20$ Тд і її значення для збудження електронних станів з енергією порога електронів 11.273 eV (залежність 6, рис. 31) і 11.623 (залежність 8, рис. 31) становить 23% і 9.8% при величині параметра $E / N = 100$ Тд. Низькі частки потужності розряду, які йдуть на процеси непружного зіткнення електронів з атомами аргону, в порівнянні з частками на процеси непружного зіткнення електронів з молекулами диброміду ртуті пов'язані з більш низькими абсолютними значеннями ефективних перетинів цих процесів і великими величинами енергій і їх порогів [31, 68, 95].

Розподіл питомих втрат потужності розряду в суміші HgBr_2 : Ne на основні процеси при зміні величини параметра E / N в діапазоні 1-140 Тд представлено на рис.31 б. Частка потужності розряду, що йде на процеси диссоціативного

збудження молекул монобромід ртуті, збільшується зі зростанням параметра E/N . Вона досягає максимуму 15%, 46% і 52% при значеннях параметра E/N рівних 10 Тд, 2 Тд і 20 Тд для електронних станів монобромід ртуті $V^2\Sigma_{1/2}^+$, $X^2\Sigma_{1/2}^+$ і диброміду ртуті ($HgBr_2(D)$), відповідно, і при подальшому підвищенні параметра E/N вона зменшуються. Швидкості зростання і падіння частки потужності розряду йдуть на ці процеси і їх величини пов'язані з характером залежності ефективних перерізів збудження конкретних станів, від енергій електронів, їх абсолютних величин, залежністю функції розподілу електронів для різних значень параметра E/N від величини енергії порогу диссоціативного збудження електронних станів молекули моноброміду ртуті. Частка потужності розряду, що йде на коливальний резонанс збудження молекул диброміду ртуті досягає максимуму 16% для $E/N = 6$ Тд, при підвищенні значень параметра вона різко зменшується. Частки потужності розряду, що йдуть на коливальне збудження молекул диброміду ртуті, дисоціативне прилипання електронів до молекул диброміду ртуті і пружне розсіювання електронів на атомах неону значні лише при параметрах $E/N < 6$ Тд, а при збільшенні параметра $E/N > 6$ Тд вони різко зменшуються. Частка потужності розряду, що йде на процеси іонізації найбільш істотна для іонізації молекул диброміду ртуті (крива (3)). Це обумовлено меншою величиною їх потенціалу іонізації в порівнянні з потенціалом іонізації атома неону і великим значенням ефективного перерізу іонізації. Частка потужності розряду, що йде на іонізацію молекул диброміду ртуті починає різко збільшуватися при значеннях параметра $E/N > 10$ Тд і для $E/N > 30$ Тд стає вище значень (12.7%) частки потужності розряду, яка йде на збудження $V^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану монобромід ртуті. Частка потужності розряду, що йде на непружні процеси для неону стає помітною для значень параметра $E/N > 30$ Тд і її значення для збудження електронних станів не перевищують 11% при величині параметра $E/N = 100$ Тд. Низькі частки потужності розряду, які йдуть на процеси непружного зіткнення електронів з атомами неону, в порівнянні з частками на процеси непружного зіткнення електронів з молекулами диброміду ртуті пов'язані з більш низькими абсолютними значеннями ефективних перерізів цих процесів і великими величинами енергій і їх порогів [31, 68, 95].

На рис. 32 а, б представлені результати чисельного розрахунку констант швидкостей для процесів зіткнень електронів з молекулами диброміду ртуті на сумішах HgBr_2 : Ar (а) і HgBr_2 : Ne (б), які є кількісною мірою ефективності цих процесів [28]. Ефективність цих процесів для молекул диброміду ртуті вище. Значення констант швидкостей (k) для них знаходяться в діапазоні $1.8 \cdot 10^{-16}$ - $6.1 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3 / \text{с}$ при зміні параметра E / N від 11 до 100 Тд, що викликано більш високими значеннями абсолютних ефективних перерізів відповідних процесів в порівнянні з даними для атомів аргону [30,31,95]. Константи швидкості збудження диброміду ртуті (HgBr_2 (D)) - стану і іонізації диброміду ртуті електронами (криві 1 і 3, рис.25 а) різко зростають від значень $9.7 \cdot 10^{-16}$ до $3.9 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3 / \text{с}$ і $8.6 \cdot 10^{-17}$ до $1.6 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ при зміні параметра E / N від 1 до 42 Тд, відповідно. В діапазоні $E / N = (42-100) \text{ Тд}$ швидкість зростання їх сповільнюється. Максимальні значення констант

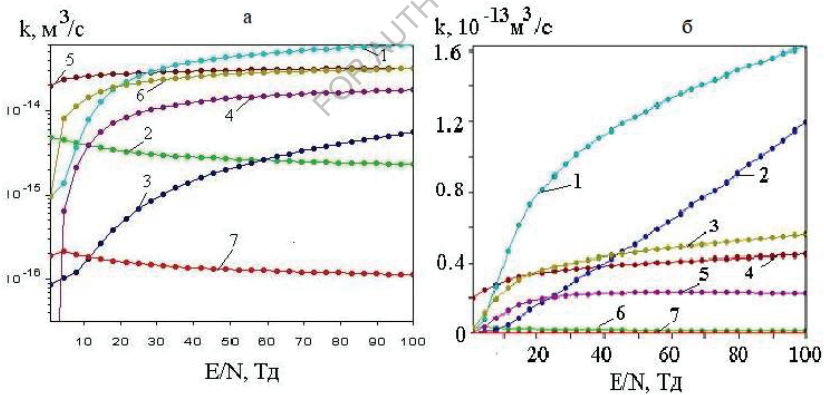


Рис. 32. Константи швидкостей зіткнень електронів з молекулами диброміду ртуті в газорозрядній плазмі на суміші: а) HgBr_2 : Ar = 0. 005: 0. 995 при загальному тиску суміші $P = 100 \text{ кПа}$: 1 - збудження електронного стану (HgBr_2 (D)) молекули диброміду ртуті, 2 - резонансне коливальний збудження молекул

HgBr₂, 3 - іонізація молекул HgBr₂ електронами, 4 - дисоціативне збудження B²Σ⁺_{1/2} - стану молекул HgBr*, 5 - коливальний збудження молекул HgBr₂, 6 - дисоціативне збудження X²Σ⁺_{1/2} -стану молекул HgBr* , 7 - прилипання електронів до молекул HgBr₂; б) Константи швидкостей зіткнень електронів з молекулами диброміду ртуті в газорозрядній плазмі на суміші: HgBr₂: Ne = 0.005: 0.995 при загальному тиску суміші P = 100 кПа: 1 - збудження диброміду ртуті (HgBr₂ (D)), 2 - іонізація молекул HgBr₂ електронами, 3 - дисоціативне збудження X²Σ⁺_{1/2}-стану молекул HgBr* , 4 - коливальний збудження молекул HgBr₂, 5 - дисоціативне збудження B²Σ⁺_{1/2}-стану молекул HgBr*, 6 - резонансне коливальне збудження молекул HgBr₂ , 7 - прилипання електронів до молекул HgBr₂ [54, 55, 56].

швидкості збудження диброміду ртуті (HgBr₂ (D)) - стану і іонізації диброміду ртуті електронами $6.1 \cdot 10^{-14}$ і $5.6 \cdot 10^{-15}$ м³/с досягаються для E / N = 100 Тд. Константа швидкості процесу коливального збудження молекул диброміду ртуті зростає від значень $2.0 \cdot 10^{-14}$ до $3.2 \cdot 10^{-14}$ м³ / с. Константи швидкостей диссоціативного збудження X²Σ⁺_{1/2} і B²Σ⁺_{1/2}- станів молекул моногалогеніду ртуті зростають до значень $3.2 \cdot 10^{-14}$ м³ / с і $1.8 \cdot 10^{-14}$ м³ / с, відповідно, а для процесів резонансного коливального збудження молекул HgBr₂ і диссоціативного прилипання електронів до молекул диброміду ртуті (криві 2 і 7, рис. 32 а) вони не перевищують значень $2.3 \cdot 10^{-15}$ і $1.1 \cdot 10^{-16}$ м³ / с, відповідно. Процеси збудження атомів аргону електронами мають менші величини констант швидкостей у порівнянні з даними для молекул диброміду ртуті. Вони зростають від значення $1.2 \cdot 10^{-26}$ до $2.5 \cdot 10^{-16}$ м³ / с. Константа швидкості процесу іонізації атомів аргону електронами збільшується в межах значень від $5.1 \cdot 10^{-33}$ до $1.3 \cdot 10^{-16}$ м³ / с. Для процесу пружного розсіювання електронів на атомах аргону значення константи швидкості знаходиться в межах $3.4 \cdot 10^{-14}$ - $1.9 \cdot 10^{-13}$ м³ / с.

На рис. 32 б представлені результати чисельного розрахунку констант швидкостей для процесів зіткнень електронів з молекулами диброміду ртуті, які є кількісною мірою ефективності цих процесів [28]. Ефективність цих процесів для молекул дигалогенідів ртуті вище. Значення констант швидкостей (k) для

них знаходяться в діапазоні $1 \cdot 10^{-14}$ - $1.6 \cdot 10^{-13}$ м³/с при зміні параметра E / N від 10 до 100 Тд, що викликано більш високими значеннями абсолютних ефективних перерізів відповідних процесів в порівнянні з даними для атомів неону [31, 68, 95]. В області параметра E / N = 1 - 100 Тд константи швидкості збудження диброміду (HgBr₂ (D)) - стану і іонізації диброміду ртуті електронами (криві 1 і 2, рис.32 б) монотонно зростають від значень $0.6 \cdot 10^{-15}$ до $1.6 \cdot 10^{-13}$ м³/с і $0.6 \cdot 10^{-16}$ до $1.2 \cdot 10^{-13}$ м³/с, відповідно. Константа швидкості процесу коливального збудження молекул диброміду ртуті зростає від значень $1.6 \cdot 10^{-14}$ до $4.4 \cdot 10^{-14}$ м³/с. Константи швидкостей диссоціативного збудження $X^2\Sigma^+_{1/2}$ і $B^2\Sigma^+_{1/2}$ - станів молекул моноброміду ртуті зростають до значень $4 \cdot 10^{-14}$ м³/с і $2.1 \cdot 10^{-14}$ м³/с, відповідно, а для процесів резонансного коливального збудження молекул HgBr₂ і диссоціативного прилипання електронів до молекул диброміду ртуті вони не перевищують значень $1 \cdot 10^{-15}$ м³ / с.

Процеси збудження атомів неону електронами мають менші величини констант швидкостей у порівнянні з даними для молекул диброміду ртуті. Вони зростають від значення $1 \cdot 10^{-22}$ до $3.2 \cdot 10^{-16}$ м³/с в області змін параметру E / N = 1 - 100 Тд. Константа швидкості процесу іонізації атомів неону електронами зростає в межах значень від $6.5 \cdot 10^{-30}$ до $3 \cdot 10^{-16}$ м³/с в тому ж діапазоні параметра E / N (1 - 100 Тд). Для процесу пружного розсіювання електронів на атомах неону значення константи швидкості знаходиться в межах $9 \cdot 10^{-15}$ - $5 \cdot 10^{-14}$ м³/с в діапазоні параметра E / N = 1 - 100 Тд.

4.2. Транспортні та енергетичні характеристики плазми ексиламп на суміші парів дийодиду кадмію, гелію, азоту та ксенону

Всі розрахунки проводилися для розряду при парціальних тисках парів дийодиду кадмію 24 Па і гелію 250 кПа, парів дийодиду кадмію 24 Па , гелію 250 кПа, азоту 10 кПа, парів дийодиду кадмію 24 Па, гелію 250 кПа, ксенону 4 кПа при яких досягалася максимальна величина потужності випромінювання в експерименті (рис. 20 а, 21 а б).

Напруженість електричного поля (E) та приведена напруженість електричного поля на плазмі (E/N), при яких в експерименті спостерігалася максимальна потужність випромінювання в спектральній смузі ($\lambda_{\text{макс.}} = 650 \text{ нм}$) молекули моноїодиду кадмію мали величини $2.0 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ і 55.9 Тд відповідно.

Чисельне моделювання транспортних характеристик електронів на суміші парів дийодиду кадмію та гелію при співвідношенні компонент 24 Па: 250 кПа (рис.33, таблиця 4) виявило, що в плазмі з збільшенням значень приведеної напруженості поля (E / N), спостерігається збільшення середньої енергії електронів (ϵ), температури електронів ($T^0\text{К}$), швидкості дрейфу електронів ($V_{\text{др.}}$, м/с), а концентрація їх (N , м^{-3}) зменшувалась. Транспортні характеристики електронів на суміші парів дийодиду кадмію, азоту і гелію (таблиця 5) і на суміші парів дийодиду кадмію, ксенону і гелію (таблиця 6) мали менші значення ніж на суміші парів дийодиду кадмію і гелію.

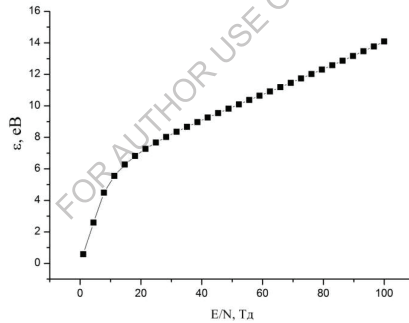


Рис.33. Залежність середньої енергії електронів від величини параметру E/N в плазмі на суміші $\text{CdI}_2 - \text{He} = 0.000095 - 0.999905$ при загальному тиску 250.024 кПа [78].

Таблиця 4. Транспортні характеристики електронів в плазмі на суміші парів дийодиду кадмію і гелію при співвідношенні компонент 24 Па: 250 кПа.

E/N, Тд	ϵ , eV	T ⁰ K	V _{др.} , м/с	N, м ⁻³
7.83	4.490	52084	1.6·10 ⁵	4.2·10 ¹⁸
55.9	10.37	120292	1.7·10 ⁵	4.0·10 ¹⁸
100	14.09	163444	1.9·10 ⁵	3.6·10 ¹⁸

Таблиця 5. Транспортні характеристики електронів на суміші парів дийодиду кадмію, азоту і гелію, при співвідношенні компонент 24 Па: 10 кПа : 250 кПа.

E/N, Тд	ϵ , eV	T ⁰ K	V _{др.} , м/с	N, м ⁻³
7.83	1.042	12087,2	2.4·10 ⁵	2.9·10 ¹⁸
52.2	7.513	87150,8	1.4·10 ⁵	4.9·10 ¹⁸
100	11.27	130732	1.5·10 ⁵	4.6·10 ¹⁸

Таблиця 6. Транспортні характеристики електронів на суміші парів дийодиду кадмію, ксенону і гелію, при співвідношенні компонент 24 Па: 4 кПа: 250 кПа.

E/N, Тд	ϵ , eV	T ⁰ K	V, м/с	N, м ⁻³
7.83	3.220	37352	1.6·10 ⁵	4.3·10 ¹⁸
54.9	8.405	97498	1.5·10 ⁵	4.6·10 ¹⁸
100	11.83	137228	1.6·10 ⁵	4.6·10 ¹⁸

Константи швидкостей збудження і іонізації електронами молекул дийодиду кадмію, азоту та атомів гелію і ксенону (рис. 34, таблиці 7, 8, 9) також збільшуються з ростом параметра E/N.

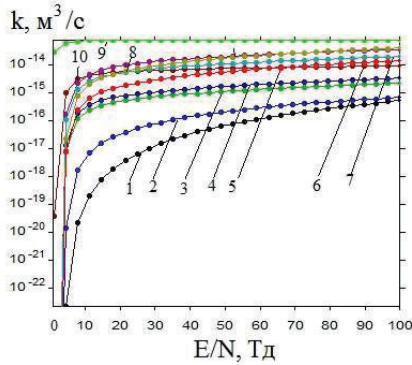


Рис. 34. Залежності констант швидкостей зіткнень електронів з молекулами дийодиду кадмію та атомами гелію від параметра E/N в плазмі на суміші $\text{CdI}_2 - \text{He} = 0.000095 - 0,999905$ при загальному тиску суміші $P = 250024$ кПа: 1- іонізація атома гелію, 2- збудження рівня атома гелію, $E_{\text{пор.}} = 19.8$ еВ, 3- дисоціативне збудження атома кадмію $E_{\text{пор.}} = 9.85$ еВ, $\lambda = 479.991$ нм, 4- дисоціативне збудження атома кадмію $E_{\text{пор.}} = 9.85$ еВ, $\lambda = 508.582$ нм, 5-дисоціативна іонізація молекули моноїодиду кадмію $E_{\text{пор.}} = 11$ еВ, 6-дисоціативна іонізація атома кадмію $E_{\text{пор.}} = 13$ еВ, 7- іонізація молекули дийодиду кадмію $E_{\text{пор.}} = 10$ еВ, 8- дисоціативна іонізація йоду $E_{\text{пор.}} = 14$ еВ, 9- пружне розсіяння електронів на атомі гелію, 10- дисоціативне збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекули моноїодиду кадмію (енергія порогу 5 еВ) [78].

Таблиця 7. Константи швидкостей: збудження (k), іонізації ($k_{\text{CdI}_2^+}$), (k_{He^+}), пружного розсіювання (k_r) електронами: $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул CdI^* (k_{CdI^*}), рівнів атомів кадмію (k_{Cd^*}) та гелію (k_{He^*}), в суміші парів дийодиду кадмію та гелію при співвідношенні 24 кПа : 250 кПа.

E/N, Тд	$k_{CdI^*},$ $\cdot 10^{+15},$ m^3/c $\lambda=650nm$ м	$k_{Cd^*},$ $\cdot 10^{+15},$ m^3/c $\lambda=479nm$	$k_{Cd^*},$ $\cdot 10^{+15},$ m^3/c $\lambda=509nm$ м	k_{CdI2^+} $\cdot 10^{+14}$ m^3/c	$k_r \cdot 10^{+14},$ m^3/c	$k_{He^*},$ $\cdot 10^{+16}$ m^3/c	$k_{He^+},$ $\cdot 10^{+17}$ m^3/c
	CdI ₂				He		
7.83	3.002	0.1203	0.1804	0.2265	6.930	0.017	0.002
55.6	7.481	1.205	1.827	2.113	7.757	2.448	9.359
100	9.101	2.188	3.325	3.530	7.545	6.789	51.58

Таблиця 8. Константи швидкостей: збудження (k), іонізації (k_{CdI2^+}), (k_{He^+}), пружного розсіювання (k_r) електронами: $V^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул CdI* (k_{CdI^*}), рівнів атомів кадмію (k_{Cd^*}) та гелію (k_{He^*}), в суміші парів дийодиду кадмію, азоту та гелію при співвідношенні 24 Па: 10кПа: 250К Па.

E/N, Тд	$k_{CdI^*},$ $\cdot 10^{+15},$ m^3/c $\lambda=650nm$	$k_{Cd^*},$ $\cdot 10^{+15},$ m^3/c $\lambda=479nm$	$k_{Cd^*},$ $\cdot 10^{+15},$ m^3/c $\lambda=509nm$	k_{CdI2^+} m^3/c	$k_r \cdot 10^{+14}$ m^3/c	$k_r,$ $\cdot 10^{+16}$ m^3/c	$k_{He^+},$ $\cdot 10^{+17}$ m^3/c
	CdI ₂				He	N ₂	He
7.83	0.02084	0.505· 10 ⁻²⁰	0.707· 10 ⁻²⁰	0.143· 10 ⁻¹⁸	0.379· 10 ⁻¹³	0.666· 10 ⁻¹³	0.000
52.2	5.734	0.5610	0.8477	0.102· 10 ⁻¹³	0.767· 10 ⁻¹³	0.159· 10 ⁻¹²	0.148· 10 ⁻¹⁶
100	7.862	1.449	2.198	0.244· 10 ⁻¹³	0.770· 10 ⁻¹³	0.172· 10 ⁻¹²	0.211· 10 ⁻¹⁵

Таблиця 9. Константи швидкостей збудження (k): $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану експлексних молекул CdI* (k_{CdI^*}), атомів кадмію (k_{Cd^*}), ксенону (k_{Xe^*}), пружного розсіювання електронів (k_r) на атомах гелію і ксенону в суміші парів дйодиду кадмію, ксенону і гелію при співвідношенні парціальних тисків: 24 Па: 4 кПа: 250 кПа.

E/N, Td	$k_{CdI^*},$ $\cdot 10^{+15},$ м ³ /с $\lambda=650$ н м	$k_{Cd^*},$ $\cdot 10^{+15},$ м ³ /с $\lambda=479$ нм	$k_{Cd^*},$ $\cdot 10^{+15},$ м ³ /с $\lambda=509$ н м	k_{Xe^*} $\cdot 10^{+15}$ м ³ /с	$k_r \cdot 10^{+15}$ м ³ /с	$k_r \cdot 10^{+15}$ м ³ /с
	CdI ₂			Xe	He	Xe
7.83	1.640	0.01741	0.02564	0.07665	63.10	171.0
54.9	6.377	0.7323	1.108	0.7665	77.92	277.8
100	8.150	1.587	2.409	0.9368	76.95	267.5

Максимальні значення спостерігаються для константи дисоціативного збудження молекул монойодиду кадмію в суміші парів дйодиду кадмію с гелієм. Вони складають величину $7.481 \cdot 10^{-15}$ м³/с, а атомів кадмію $1.203 \cdot 10^{-15}$ м³/с та $1.804 \cdot 10^{-15}$ м³/с для приведеної напруженості електричного поля $E/N=55.9$ Тд, що існувало в експериментальних умовах для суміші парів дйодиду кадмію та гелію (таблиця 7).

Для суміші парів дйодиду кадмію, азоту и гелію константи швидкостей збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану експлексних молекул монойодиду кадмію складають величину $5.734 \cdot 10^{-15}$ м³/с, а атомів кадмію $0.5610 \cdot 10^{-15}$ м³/с та 0.847710^{-15} м³/с для приведеної напруженості електричного поля $E/N=52.2$ Тд, що існувало в експериментальних умовах (таблиця 8).

Для суміші парів дийодиду кадмію, ксенону і гелію Константи швидкості збудження $V^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул моноїодиду кадмію складають величину $6.377 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$, атомів кадмію $0.7323 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ та $1.108 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ та атомів ксенону $0.7665 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ для приведеної напруженості електричного поля $E/N = 54.9 \text{ Тд}$, що існувало в експериментальних умовах (таблиця 9).

Питомі втрати потужності розряду в суміші парів дийодиду кадмію з гелієм на пружні і не пружні процеси зіткнення електронів з компонентами суміші максимальні для атомів гелію (рис.35, криві 8, 9 і 10). Для пружного розсіювання електронів на атомах гелію досягають 98% при приведений напруженості електричного поля 4.41 Тд (рис.35, крива 9).

Для молекул дийодиду кадмію вони не перевищували 1% (для дисоціативного збудження $V^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул CdI^* при $E/N = 7.8 \text{ Тд}$ (рис.35, крива 4)), а для приведеної напруженості поля 55.9 Тд , при якій в експерименті спостерігалася максимальна потужність випромінювання в спектральній смузі ($\lambda_{\text{макс.}} = 650 \text{ нм}$), молекули моноїодиду кадмію були на рівні - 0.05%. Зі збільшенням параметра E/N до 100 Тд питомі втрати потужності розряду в суміші максимальні (51%) для процесу збудження атомів гелію (енергія порога 19.80 еВ), і для іонізації атомів гелію (рис.35, криві 10 і 8 відповідно). Для іонізації молекул дийодиду кадмію з утворенням іона CdI^{+2} питомі втрати потужності розряду мали значення 1.5% при $E/N = 11.2 \text{ Тд}$. Для приведеної напруженості поля 55.9 Тд питомі втрати потужності розряду на іонізацію атомів гелію мали значення 31% і 2.5% на іонізацію молекул дийодиду кадмію. А для збудження метастабільного рівня енергії гелію з енергією порога 19.80 еВ вони максимальні та мали значення 90%.

У зв'язку з великими втратами потужності розряду на збудження

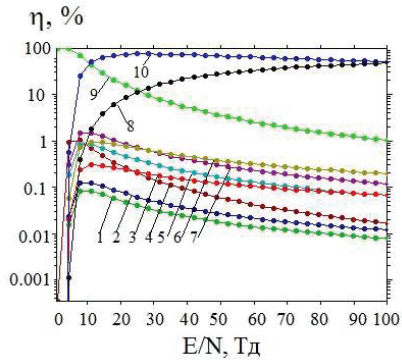


Рис. 35. Залежність питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з молекулами дийодиду кадмію та атомами гелію від параметра E/N в плазмі на суміші парів дийодиду кадмію та гелію суміші: $CdI_2 - He = 0.000095-0,999905$ при загальному тиску суміші $P = 250.024$ кПа: 1- дисоціативне збудження атомів кадмію $E_{пор.} = 9.85$ еВ, $\lambda = 479$ нм; 2 -дисоціативне збудження атомів $E_{пор.} = 9.85$ еВ, кадмію $\lambda = 508.582$ нм; 3- дисоціативна іонізація атомів кадмію $E_{пор.} = 13$ еВ, 4- дисоціативне збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодиду кадмію (енергія порога 5 еВ), 5- дисоціативна іонізація молекул моноїодиду кадмію $E_{пор.} = 11$ еВ, 6- дисоціативна іонізація атомів йоду $E_{пор.} = 14$ еВ, 7- іонізація молекул дийодиду кадмію $E_{пор.} = 10$ еВ, 8- іонізація атомів гелію, 9- пружне розсіяння електронів на атомах гелію, 10- збудження рівня гелію, $E_{пор.} = 19.80$ еВ [78].

метастабільного рівня енергії атомів гелію (енергія порогу 19.80 еВ) можна очікувати вплив на амплітуду і форму імпульсу випромінювання (рис. 4.10 в) процесу передачі енергії від метастабільних атомів гелію молекулам дийодиду кадмію. Це припущення підтверджується зміною форми другого імпульсу випромінювання в порівнянні з формою імпульсу струму (рис. 23 б). Можна очікувати також істотного збільшення потужності випромінювання в спектральній смузі ($\lambda_{макс.} = 650$ нм) молекул моноїодиду кадмію при застосуванні в експерименті значення приведеної напруженості поля 7.8 Тд, при якій втрати

розряду на дисоціативне збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул CdI^* максимальні.

4.3. Транспортні та енергетичні характеристики плазми ексиламп на суміші парів дйодиду кадмію, неону та ксенону

Для з'ясування причини підвищення яскравості випромінювання молекул CdI^* в суміші з добавкою ксенону нами виконано дослідження параметрів плазми.

Всі розрахунки проводилися для суміші $CdI_2: Ne = 20 \text{ Па} : 101, 3 \text{ кПа}$ при загальному тиску суміші $101, 320 \text{ кПа}$ і для суміші $CdI_2: Xe: Ne = 22 \text{ Па} : 4 \text{ кПа} : 101, 3 \text{ кПа}$ при загальному тиску суміші $105, 322 \text{ кПа}$ при яких досягалася максимальна величина яскравості випромінювання в експерименті (таблиця 3).

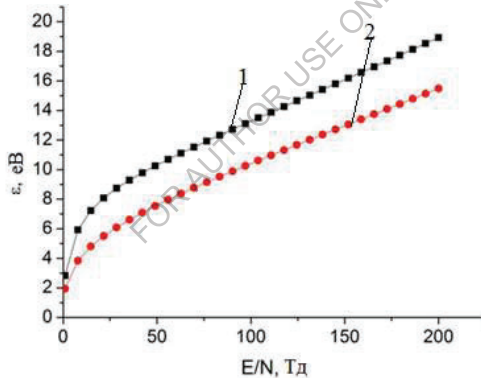


Рис.36. Залежність середньої енергії електронів від параметра E/N в плазмі на суміші: 1- $CdI_2: Ne = 20 \text{ Па} : 101, 3 \text{ кПа}$ при загальному тиску суміші $101, 320 \text{ кПа}$, 2- $CdI_2: Xe: Ne = 22 \text{ Па} : 4 \text{ кПа} : 101, 3 \text{ кПа}$ при загальному тиску суміші $105, 322 \text{ кПа}$ [85].

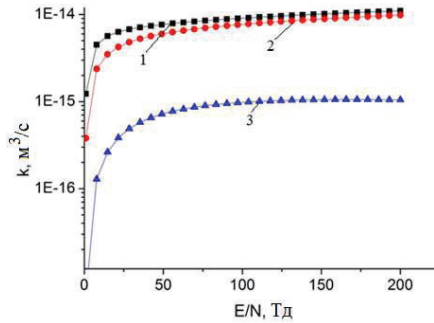


Рис.37. Залежність константи швидкості дисоціативного збудження електронами $V^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодиду кадмію від параметра E / N в плазмі на суміші: 1- CdI_2 -Ne = 20 Па: 101, 3 кПа при загальному тиску суміші 101, 320 кПа, 2- CdI_2 : Xe: Ne = 22 Па: 4 кПа: 101, 3 кПа при загальному тиску суміші 105, 322 кПа, 3- залежність константи швидкості збудження електронами метастабільного стану ксенону (енергія порога 8.31.eВ) від параметра E / N в плазмі на суміші- CdI_2 : Xe: Ne = 22 Па: 4 кПа: 101, 3 кПа при загальному тиску суміші 105, 322 кПа [85].

Питомі втрати потужності розряду на дисоціативне збудження електронами $V^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодиду кадмію для суміші парів дийодиду кадмію з неоном (рис.38) вище значень для суміші парів дийодиду кадмію з неоном і ксеноном (рис.39, крива 1). Вони досягають максимальних значень 14.78% і 4.44% відповідно для приведеного електричного поля $E / N = 1$ Td. У той же ж час питомі втрати потужності розряду на збудження метастабільного стану ксенону ($E_{пор.} = 8.31$ eВ) мають більш високі значення (рис.39, крива 2). Для приведеного електричного поля $E / N = 1$ Td вони становлять величину 20.45% (рис.39, крива 2). При величинах приведеного електричного поля 148.9 і 144.0 Td, при яких проводилися експериментальні дослідження і для яких яскравість спектральної смуги випромінювання CdI ($V \rightarrow X$) для суміші парів дийодиду кадмію з неоном мала величину в відносних одиницях 0.8, а для суміші дийодиду кадмію з неоном і добавкою ксенону (таблиця 3) питомі втрати потужності розряду на дисоціативне збудження

електронами $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодиду кадмію і метастабільного стану атомів ксенону ($E_{\text{пор.}} = 8.31$ eV) становили величини 0.02%, 0.02% і 0.73% відповідно.

У зв'язку з тим, що питома потужність втрат розряду на збудження метастабільного стану ксенону значно вище (в 39 разів) питомої потужності втрат розряду на дисоціативне збудження електронами $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодиду кадмію в суміші з добавкою ксенону і яскравість випромінювання молекул CdI^* в експериментальних умовах вище (таблиця 3), можна припустити, що підвищена яскравість випромінювання в суміші з додаванням ксенону пов'язана з додатковим процесом заселення $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодиду кадмію, а саме з процесом диссоціативного збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодиду кадмію при зіткненні атомів ксенону в метастабільному стані з молекулам діїодиду кадмію (реакція 57).

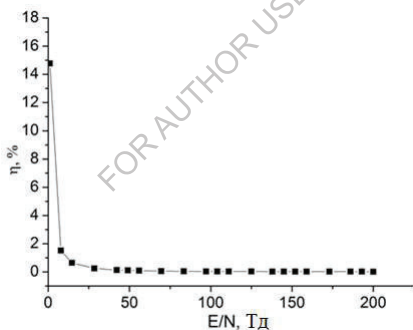


Рис.38. Питомі втрати потужності розряду на дисоціативне збудження електронами $B^2\Sigma_{1/2}^+$ – стану молекул моноїодиду кадмію в плазмі на суміші CdI_2 :Ne = 20 Па: 101. 3 кПа при загальному тиску суміші 101. 320 кПа [85].

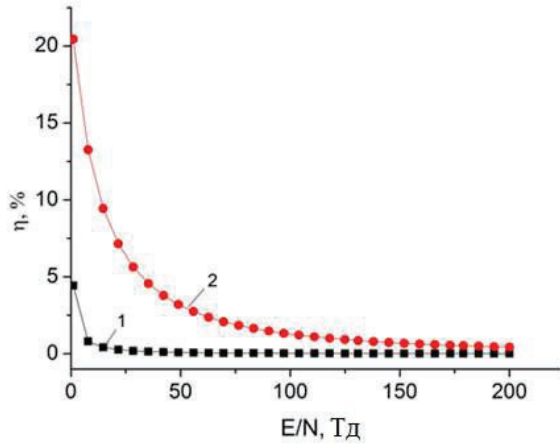


Рис.39. Питомі втрати потужності розряду в плазмі на суміші CdI₂: Xe: Ne = 22 Па: 4 кПа: 101, 3 кПа при загальному тиску суміші 105, 322 кПа: 1- на дисоціативне збудження електронами $V^2\Sigma_{1/2}^+$ — стану молекул моноїодиду кадмію, 2- на збудження метастабільного стану ксенону ($E_{\text{пор.}} = 8.31$ eВ) [85].

5. Застосування випромінювання ФАР діапазону в додатковому штучному освітленні овочевих рослин в закритому ґрунті

Вирощування рослин у закритому ґрунті дає можливість забезпечити населення свіжою овочевою продукцією протягом всього року, особливо, у зимово-весняний період, коли організм відчуває нестачу вітамінів. Важливу роль при цьому відводять зеленним овочам, оскільки навіть незначна кількість спожитої зелені людиною дає позитивний ефект. Систематичне введення в раціон харчування зеленних культур сприяє профілактиці й лікуванню багатьох захворювань.

Зелені овочі відносяться до низьковитратних культур, це рослини довгого дня, холодостійкі. Однак, нині ринок пропонує обмежений асортимент і кількість зеленних овочів, особливо у осіннього-зимового-весняного періоду. Вирощуючи овочі у поза сезонний період за природного освітлення, рослини

відчувають дефіцит сонячної енергії, що ї призводить до зниження врожаю, затримки його формування, зменшення вмісту цукрів і вітамінів, погіршує товарні якості продуктових органів.. Відповідно, якість такої продукції знижується, а термін вирощування збільшується [96, 97]. Враховуючи це, нестачу сонячного освітлення компенсують за рахунок додаткового штучного освітлення в залежності від періоду року, конструкції споруди чи погодних умов [97 - 101].

Мета досліджень полягала у вивченні росту та розвитку розсади салату та капусти під впливом додаткового освітлення в умовах закритого ґрунту. У зв'язку з тим, що у розроблених нами ексилампах збудження випромінювання здійснювалось лабораторними електроджерелами з високими мас - габаритними характеристиками, що ускладнювало використання ексиламп в умовах закритого ґрунту, то в якості джерела додаткового освітлення використовували світлодіодні фіто лампи потужністю 30 Вт, спектр випромінювання яких був близьким до ексиламп. А саме, кольорова температура (повний спектр): червоний (630–660 нм), синій (430–470 нм), білий (6500–3500 К), інфрачервоний 730 -735 нм, ультрафіолетовий 380 нм, світловий потік 2600 Лм.

5.1 Формування розсади салату та капусти під впливом додаткового освітлення

5.1.1 Матеріали і методи дослідження

Матеріалом для дослідження слугували: сорт салату головчастого Айсберг компанії «Enza zaden», гібрид капусти білоголової Мішутка F_1 від «Semco» та капусти брюсельської *Brüsszeli félémagas* фірми «ZKI» (Угорщина).

Досліди закладали на змонтованих стелажах, над якими розміщували світлодіодні фіто лампи потужністю 30 Вт. Різні варіанти досліду розділяли чорними світлонепроникними плівками для уникнення попадання світла між ними. Закладали два варіанти досліду у трикратній повторності: 1) природне освітлення без досвічування, 2) додаткове до природнього – досвічування світлодіодними лампами. Контролем слугував перший варіант досліду без застосування штучного досвічування.

Температура повітря в теплиці під час вирощування розсади знаходилася на рівні 16–19°C вдень та 10–12°C вночі. Насіння висівали у полістиролові касети з розміром чарунок 5,2×5,2×6,5 см на глибину 1 см у першій декаді березня. Використовували ґрунтову суміш «Жива земля для розсади» (*Terra Vita*) – повністю готову з додаванням біогумусу, в якому присутня суміш різних видів торфу і збалансованого складу таких поживних елементів, як азот, фосфор, калій, кальцій, магній, залізо і мікроелементи. При появі сходів встановлювали режим освітлення рослин з експозицією 14 год на добу. При догляді за рослинами проводили регулярні поливи та контроль за температурою і вологістю повітря.

Під час досліджень проводили фенологічні спостереження та біометричні вимірювання розсади рослин згідно з загальноприйнятими методиками [106, 107]. Відзначали дати появи поодиноких і масових сходів, утворення справжніх листків. У фазі розгорнутих сім'ядольних листків вимірювали висоту гіпокотіля та епікотіля. По мірі вступання сянців у наступну фазу розвитку обліки проводили раз у тиждень. Починаючи з фази двох справжніх листків вимірювали висоту стебла, розміри справжніх листків та діаметр стебла. Біометричні параметри рослин фіксували до утворення п'яти–шести листків. Вимірювання проводили на 20 рослинах у кожному повторенні обох варіантів дослідження. Перед висаджуванням у відкритий ґрунт визначали середнє значення сирої маси всієї рослини та, окремо, кореневої і надземної частин.

5.1.2 Результати досліджень та їх обговорення

Провівши дослідження впливу досвічування на ріст і розвиток касетної розсади зеленних культур, можна впевнитись, що додаткове освітлення позитивно впливає на рослини, збільшується маса всієї рослини, площа листкової поверхні та якість самої розсади.

Перші сходи у рослин *салату головчастого* фіксували на 11-ий день. В середньому зійшло 21% рослин. Після появи перших сходів включали режим

досвічування. Через 2 дні відмічали масові сходи у контрольному – 79% і дослідному – 65% варіантах. Слід відмітити, що досвічування салату головчастого позитивно впливало на рослини вже на початковому етапі їх розвитку (рис. 40).



Рис. 40. Розвиток сіянців салату головчастого (сьомий день після масових сходів) у контрольному (зліва) і дослідному варіантах (справа) [109].

Згідно з даними досліджень, у салату головчастого формування справжніх листків відбувалося одночасно у контролі й досліді, однак, за використання додаткового освітлення показники середньої площі листка та їх сумарної площі на рослині (показники фотосинтетичної активності рослини) значно різнилися. На рисунку 41 показано динаміку зміни площі листків розсади салату головчастого за природного і додаткового освітлення.



Рис. 41. Динаміка наростання площі листової поверхні розсади салату головчастого (см²/рослину) за природного (контроль) і додаткового (дослід) освітлення [102].

На п'ятий день після масових сходів спостерігали початок формування першого справжнього листка у контролі, в той час як у варіанті із досвічуванням рослини знаходилися у фазі розгорнутих сім'ядольних листків. Перші виміри довжини і ширини листка (площі асимілюючої поверхні) проводили на дев'ятий день. Так, у досліді в середньому площа першого справжнього листка на 17% перевищувала контроль (ширина листка при цьому у обох варіантах була однаковою і становила 0,50 см, довжина – перевищувала контроль на 17%).

Через п'ять днів спостерігали збільшення розмірів листової поверхні першого листка. Зокрема, його довжина у досліді в середньому на 9% перевищувала контроль, ширина, навпаки, на 25% була меншою. Середня площа поверхні першого листка у контролі на 17% (0,21 см²/роsl.) перевищувала дослідний варіант. В той же час за обидвох варіантів досліду фіксували формування другого справжнього листка.

У фазі двох справжніх листків, площа першого листка збільшилася на 41% у контролі, а в досліді – на 55%. Довжина листка контролю на 25% була меншою, а ширина, як і при попередніх вимірюваннях, перевищувала дослід на 20%. В середньому площа другого листка у досліді перевищувала контроль лише на 1%, а сумарна площа листків на рослині – на 3% (рис. 42).



Рис. 42. Формування розетки листків салату головчастого у контролі (зліва) та досліді (справа) [102].

Необхідно відмітити, що наступні п'ять днів у рослин салату відбувалося значне наростання вегетативної маси. У фазі розвинених чотирьох справжніх листків, їх загальна середня площа у досліді становила 33,22 см²/росл., у контролі на 19% менше. Порівнюючи довжину і ширину листків, зазначимо, що довжина у досліді завжди перевищувала контроль, а ширина всіх листків, навпаки, була меншою у досліді. За природного освітлення зменшення довжини листової поверхні компенсувалося її ростом у ширину.

Оцінка якості розсади салату головчастого свідчить, що за площею листової поверхні у фазі п'яти справжніх листків (на час висаджування розсади у відкритий ґрунт), виділялася розсада варіанту із досвічуванням (70,65 см²/росл.), що на 23% перевищувало контроль. В подальшому, досвічування рослин світлодіодами вже не викликало позитивного результату. Так, у варіанті із застосуванням додаткового освітлення спостерігали лише зачатки шостого листка, в той час як у контролі у 15% рослин розсади фіксували розвиток шостого та початок формування сьомого листків.

Діаметр розетки листків в середньому у контрольному варіанті становив 9,6 см, на 14% менше, ніж у варіанті з досвічуванням. Крім того, враховували стан розвитку кореневої системи рослин, визначали співвідношення між масою надземної і кореневої частин. Так, за відношення сирової маси коренів до надземної частини більші показники спостерігали у розсади, вирощеної за додаткового освітлення – 36%, у контролі цей показник становив 24% (рис. 43, 44).

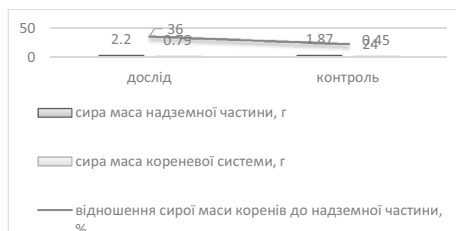


Рис. 43. Показники якості розсади салату головчастого за природного (контроль) і додаткового (дослід) освітлення [102].



Рис. 44. Сформована розсада салату головчастого за природнього освітлення (зліва) та досвічування (справа) [102].

Як свідчать результати досліджень, на час висаджування розсади у відкритий ґрунт, більшу масу коренів і надземної частини мали рослини розсади при досвічуванні. Збільшення маси кореневої системи супроводжувалося збільшенням її довжини. Так, при вирощуванні розсади без додаткового освітлення, коренева система розвивалася значно слабше в порівнянні з варіантом, де розсада досвічувалася світлодіодними фітолампами.

Відмінності у швидкості росту капусти білоголової проявилися уже на ранніх етапах. Аналіз даних показав, що у контрольному варіанті спостерігали менший приріст стебла у висоту та меншу площу листкової поверхні однієї рослини. Так, у варіанті із застосуванням штучного освітлення у фазі сім'ядольних листків висота гіпокотилу перевищувала контроль на 44%, а площа листкової поверхні у фазі першого справжнього листка в середньому на 16% була більшою (рис. 5.8, 5.9).

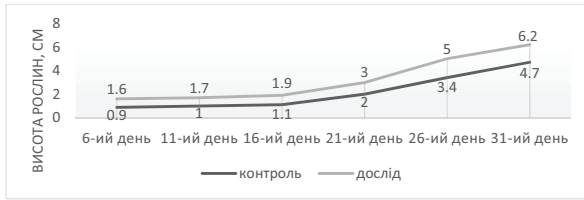


Рис. 45. Динаміка зміни висоти рослин капусти білоголової за природного (контроль) і додаткового (дослід) освітлення[102].



Рис. 46. Динаміка наростання площі листкової поверхні розсади капусти білоголової (см²/росл.) за природного (контроль) та додаткового штучного освітлення (дослід) [102].

У фазі двох справжніх листків різниця у висоті гіпокотіля та епікотіля між дослідними варіантами становила 45% та 9% відповідно, а площа листкової поверхні при використанні досвічування перевищувала контроль лише на 1% (рис. 47). Більш різкі відмінності спостерігали у фазі чотирьох–шести справжніх листків, де висота рослин у досліді різнилася на 32% і 24% відповідно, а площа поверхні листків – на 9% і 7%.



Рис. 47. Формування розетки листків капусти білоголової у контролі (зліва) та досліді (справа) [102].

Крім того, у фазі шести листків вимірювали товщину стебла. У контролі цей показник в середньому дорівнював 0,3 см, у досліді – 0,38 см. Таким чином, додаткове освітлення позитивно впливало на висоту рослин, її діаметр, а площа листків (асиміляційної поверхні) збільшувалася більш швидкими темпами (рис. 48).



Рис. 48. Сформована розсада капусти білоголової за природнього освітлення та досвічування [102].

Більша маса надземної частини і коренів відмічена у варіанті із досвічуванням. Збільшення маси кореневої системи супроводжувалася збільшенням її довжини. Сира маса розсадних рослин капусти білоголової в середньому на 14% перевищувала варіант із природнім освітленням. Відношення сирої маси коренів до надземної частини показано на рисунку 49.

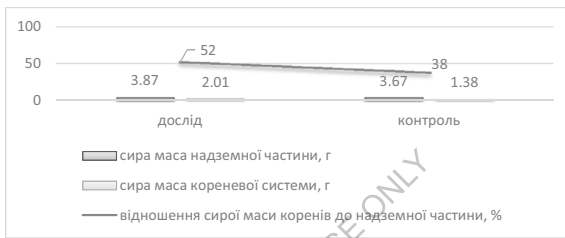


Рис. 49. Показники якості розсади капусти білоголової за природнього (контроль) і додаткового (дослід) освітлення [102].

За фенологічними спостереженнями молоді розсадні рослини капусти брюсельської розвивалися майже однаково. Переваги у розвитку спостерігали вже у фазі формування п'ятого і шостого справжніх листків. Так, при пересаджуванні розсади у 53% рослин дослідного варіанту відмічали добре розвинений шостий та початок формування сьомого справжнього листка, в той час як у контролі шостий листок лише починав формуватися.

За висотою рослин та площею листкової поверхні розсада значно різнилася. Так, у варіанті із досвічуванням за висотою рослини перевищували контроль, однак, за площею листкової поверхні, навпаки, більшою площею листків характеризувалися контрольні рослини. У фазі розгорнутих сім'ядольних листків висота гіпокотилу при досвічуванні в середньому на 26% перевищувала

контроль. На цьому етапі розвитку, рослини обох варіантів досліді перебували на початковій стадії формування першого справжнього листка (рис.50).



Рис.51. Динаміка зміни висоти рослин капусти брюсельської за природного (контроль) і додаткового (дослід) освітлення[102].

У фазі першого справжнього листка площа листкової поверхні за природного освітлення на 4% перевищувала дослідний варіант. У подальшому спостерігали значне збільшення площі листкової поверхні в рослин без досвічування. Зокрема, у фазі двох справжніх листків їх сумарна площа у досліді на 27% була меншою, а висота рослин при цьому – на 18% більша контролю (рис. 52).



Рис. 52. Динаміка наростання площі листкової поверхні розсади капусти брюсельської (см²/росл.) за природного (контроль) та додаткового штучного освітлення (дослід) [102].

У фазі п'яти–шести справжніх листків сформована розсада капусти брюсельської значно різнилася за показниками (рис. 53). Надалі, за пересаджування розсади у відкритий ґрунт, у 53% рослин досліді спостерігали добре розвинений шостий та початок формування сьомого справжнього листка, в той час як шостий листок контролю тільки починав розвиватися



Рис. 53. Сформована розсада брюсельської капусти [102].

При додатковому освітленні розсади, висота рослин перевищувала контроль на 11,7%, проте сумарна площа поверхні листків на 4% була меншою. Товщина стебла при цьому у обох варіантах досліді була однаковою і становила 0,2 см. Більшу масу кореневої і надземної частин відмічали за додаткового освітлення.

ВИСНОВКИ

Проведено огляд окремих результатів комплексного дослідження характеристик і параметрів плазми ексиплексних ламп на переходах моногалогенідів ртуті, кадмію і цинку, які проводились на кафедрі квантової електроніки та кафедри плодоовочівництва і виноградарства Ужгородського національного університету на протязі останніх років. Дослідження охоплювало систематичне виявлення фізико-хімічних закономірностей, які відбуваються в їх робочому середовищі, механізмів додаткового заселення верхнього ($B^2\Sigma^+_{1/2}$) енергетичного стану моногалогенідів металів і знаходження способів підвищення ефективності випромінювання таких джерел а також застосування випромінювання ФАР діапазону в додатковом штучном освітленні овочевих рослин в закритому ґрунті.

Встановлено: при імпульсно-періодичному режимі накачки сумішей парів дийодиду, диброміду та дихлориду ртуті, а також дийодиду кадмію і цинку з інертними газами гелієм, аргонном, неонном та азотом у видимому спектральному діапазоні спектру суттєво виділяються смуги з максимумом інтенсивності при довжині хвилі $\lambda = 444$ нм, 502 нм, 557 нм, 602 нм і 650 нм які відповідають електронно-коливному переходу $B^2\Sigma^+_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}$ ексиплексних молекул моноїодиду, моноброміду і монохлориду ртуті, а також моноїодидом цинку і кадмію; при високочастотному синусоїдальному режимі накачки сумішей парів дийодиду цинку з неонном і ксенонном окрім спектральної смуги з максимумом при $\lambda = 602$ нм ексиплексних молекул моноїодиду цинку виявлено спектральні смуги молекулярного йоду, найбільш інтенсивною з яких була смуга $I_2 (D' \rightarrow A')$ з максимумом при $\lambda = 342$ нм і спектральні смуги електронно-коливального переходу $B \rightarrow X$ в області довжин хвиль 420 - 480 нм, а також лінії цинку - триплет $5s \rightarrow 4p$ (468.0, 472.2 і 481.0 нм) і лінія $4d \rightarrow 4p$ (636.2 нм). В спектрі випромінювання потрійної суміші $ZnI_2 / Xe / Ne$, крім випромінювання $ZnI (B \rightarrow X)$, $Xe^* \text{ і } Ne^*$, при температурі суміші до ~ 160 °C спостерігалися смуги випромінювання ексиплексних молекул $XeI (B \rightarrow X)$ і $XeI (B \rightarrow A)$ з максимумами при 253 і 325 нм, відповідно, 80% потужності випромінювання джерела припадає

на спектральну смугу $B \rightarrow X$ молекули йодистого цинку ($\lambda_{\text{макс.}} = 602$ нм) з шириною 15-16 нм. Виявлена закономірність збільшення середньої потужності випромінювання в спектральних смугах з максимумом інтенсивності при довжині хвилі $\lambda = 444$ нм, 502 нм, 557 нм, 602 нм і 650 нм до максимального значення, а в подальшому, з ростом парціального тиску компонент суміші, її зменшення та надано пояснення такої закономірності.

Встановлено збільшення потужності випромінювання в 1,3 рази експлексних молекул моноїодиду ртуті в трьох компонентній суміші HgI_2 : Хе: Не порівняно з сумішшю без ксенону, що збуджуються імпульсно-періодичним бар'єрним розрядом. Механізм підвищення потужності випромінювання полягає в збільшеності населеності енергетичного стану - $B^2\Sigma^+_{1/2}$ молекул моноїодиду ртуті внаслідок процесу гасіння його вище лежачих енергетичних станів - $C^2\Pi_{1/2}$ та $D^2\Pi_{3/2}$ атомами ксенону, які в свою чергу утворюються в процесі дисоціації молекул дийодиду ртуті $\text{HgI}_2(D)$ - стану, який збуджується в процесі зіткнень з електронами плазми і атомами ксенону в метастабільному стані (3P_2).

Встановлено фізико-хімічні закономірності в оптичних характеристиках випромінювання в газорозрядній плазмі, що створювалась при синусоїдальній накачці частотою 125 кГц в двокомпонентних сумішах парів дийодиду ртуті з неонам і трьох компонентних сумішах парів дийодиду ртуті з неонам і ксеноном.

При височастотному синусоїдальному режимі накачки сумішей парів дийодиду ртуті з неонам і ксеноном виявлено випромінювання експлексних молекул моноїодиду ртуті у видимому ($\lambda_{\text{макс.}} = 443$ нм, $\text{HgI}(B \rightarrow X)$) і ультрафіолетовому ($\lambda_{\text{макс.}} = 306$ нм, $\text{HgI}(C \rightarrow X)$) спектральних діапазонах; йодиду ксенону ($\lambda_{\text{макс.}} = 253$ нм, $\text{XeI}(B \rightarrow X)$), $\lambda_{\text{макс.}} = 320$ нм, $\text{XeI}(B \rightarrow A)$) ультрафіолетовому спектральному діапазону; молекул йоду ($\lambda_{\text{макс.}} = 342$ нм), а також випромінювання окремих ліній атомів ртуті, ксенону і неону. Припущено, що можливим механізмом утворення експлексних молекул йодиду ксенону в сумішах парів дийодиду ртуті з ксеноном та неонам є процес зіткнення атомів ксенону в метастабільному стані 3P_2 з молекулами дийодиду ртуті та рекомбінація позитивних іонів ксенону з від'ємними іонами йоду

У наносекундному бар'єрному розряді атмосферного тиску в сумішах парів дийодиду і диброміду ртуті з газами гелієм, азотом і ксеноном виявлена одночасна емісія двох спектральних смуг молекул HgI^* і HgBr^* з максимумами інтенсивності випромінювання ($\lambda_{\text{макс.}} = 444 \text{ нм}$) ($\lambda_{\text{макс.}} = 502 \text{ нм}$). В сумішах HgI_2 : HgBr_2 : $\text{He} = 0.25 \text{ кПа} : 0.5 \text{ кПа} : 162 \text{ кПа}$, HgI_2 : HgBr_2 : N_2 : $\text{He} = 0.1 \text{ кПа} : 0.5 \text{ кПа} : 2 \text{ кПа} : 180 \text{ кПа}$, HgI_2 : HgBr_2 : $\text{Xe} : \text{He} = 0.1 \text{ кПа} : 0.3 \text{ кПа} : 1 \text{ кПа} : 180 \text{ кПа}$ спостерігалась максимальна потужність випромінювання. Питомі потужності випромінювання імпульсна і середня відповідали значенням: $52 \text{ Вт} / \text{см}^3$ і $235 \text{ мВт} / \text{см}^3$, $26.5 \text{ Вт} / \text{см}^3$ і $120 \text{ мВт} / \text{см}^3$, $96 \text{ Вт} / \text{см}^3$ і $1 \text{ Вт} / \text{см}^3$ відповідно при частоті слідування імпульсів накачки 18 кГц , відповідно. Виявлено довготривалу більше ніж $7 \cdot 10^7$ імпульсів стабільну емісію. Встановлено, що HgI^* емісія повторює часову форму HgBr^* емісії і близька в часовій шкалі. Встановлено, що населеність експлексних молекул HgI^* і HgBr^* ($\text{B}^2\Sigma_{1/2}^+$)-стану має місце в основному за рахунок дисоціативного збудження при зіткненні молекул дийодиду і диброміду ртуті з електронами, а також внаслідок збудження молекул дийодиду і диброміду ртуті електронами в стан D, який переддисоціює з утворенням молекул моногалогенідів ртуті в (C, D) станах, населеність цих станів передається на $\text{B}^2\Sigma_{1/2}^+$ - стан молекул моноїодиду і моноброміду ртуті за рахунок процесу гасіння їх дигалогенідами ртуті. Виявлено додатковий процеси, що підвищують заселеність верхнього $\text{B}^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану моногалогенідів ртуті в газорозрядній плазмі, а саме збудження електронами моногалогенідів ртуті в основному стані $\text{X}^2\Sigma_{1/2}^+$ -стані в $\text{B}^2\Sigma_{1/2}^+$ - стан моноїодиду і моноброміду ртуті.

Газорозрядна плазма бар'єрного розряду на суміші парів диброміду ртуті та аргону дає емісію спектральної смуги експлексних молекул монобромід ртуті у синьо-зеленій спектральній області ($\lambda_{\text{макс.}} = 502 \text{ нм}$). Величина потужності випромінювання (240 мВт) вище в 1.3 рази потужності випромінювання ніж у суміші парів диброміду ртуті з гелієм. Крім того, спостерігався зсув максимуму потужності випромінювання в область більш низьких тисків у суміші з аргоном порівняно з сумішшю з гелієм. Ефективність газорозрядного джерела випромінювання становила $\sim 4\%$. Встановлено: функції розподілу електронів по енергіях, транспортні характеристики, питомі втрати потужності розряду на

електронні процеси, а також константи швидкостей процесів: пружного і непружного розсіювання електронів на компонентах робочої суміші в залежності від величини приведенного електричного поля для суміші HgBr_2 - Ar; максимальні значення концентрації електронів змінюється в межах $8.6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3} - 3.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ при зміні величини параметра E / N від 1 Тд до 100 Тд. Температура електронів збільшувалася від 25520 до 76560 К. Частка потужності розряду, що йде на процес збудження електронами молекул монобромиду і дибромиду ртуті досягала максимуму 15%, 51% і 40% при значеннях параметра E / N рівних 30 Тд, 13 Тд і 46 Тд для електронних станів $V^2\Sigma^+_{1/2}$, $X^2\Sigma^+_{1/2}$ і ($\text{HgBr}_2(\text{D})$), відповідно. Константа швидкості процесу, що призводить до утворення молекул монобромід ртуті, становить величину $8.5 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с} / \text{с}$ для приведенного електричного поля (E / N) = 20 Тд, при якому в умовах експерименту спостерігалася максимальна яскравість випромінювання в синьо-зеленій спектральній області ($\lambda_{\text{макс.}} = 502 \text{ нм}$).

Газорозрядна плазма бар'єрного розряду на суміші пари дибромиду ртуті і неону дає емісію спектральної смуги ексиплексної молекули монобромід ртуті в синьо-зеленій спектральній області ($\lambda_{\text{макс.}} = 502 \text{ нм}$). Величина яскравості випромінювання спектральної смуги відрізняється (~10%) від яскравості випромінювання такої ж спектральної смуги в суміші пари дибромиду ртуті з гелієм. Встановлені функції розподілу електронів по енергіях, транспортні характеристики, питомі втрати потужності розряду на електронні процеси, а також константи швидкостей процесів пружного і непружного розсіювання електронів на компонентах робочої суміші залежно від величини параметра E/N . Концентрації електронів змінюється в межах $0.68 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3} - 3.9 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ при зміні величини параметра E/N від 1 Тд до 100 Тд. Температура електронів при цьому збільшується від 11600 до 145000 К. Доля потужності розряду, що йде на процеси диссоціативного збудження молекул монобромиду ртуті, збільшується із зростанням параметра E/N . Вона досягає максимуму 15%, 46% і 52% при значеннях параметра E/N рівних 10 Тд, 2 Тд і 20 Тд для електронних станів монобромиду ртуті $V^2\Sigma^+_{1/2}$, $X^2\Sigma^+_{1/2}$ і дибромиду ртуть ($\text{HgBr}_2(\text{D})$), відповідно, і при подальшому підвищенні параметра E/N вона зменшуються. У області параметра

$E/N = 1 - 100$ Тд константи швидкості збудження диброміда ($\text{HgBr}_2(\text{D})$) - стана і іонізації диброміда ртуті електронами монотонно зростають від значень $0.6 \cdot 10^{-15}$ до $1.6 \cdot 10^{-13}$ $\text{м}^3/\text{с}$ і $0.6 \cdot 10^{-16}$ до $1.2 \cdot 10^{-13}$ $\text{м}^3/\text{с}$, відповідно. Константи швидкостей диссоціативного збудження $X^2\Sigma^+_{1/2}$ і $V^2\Sigma^+_{1/2}$ - станів молекул моноброміду ртуті зростають до значень $4 \cdot 10^{-14}$ $\text{м}^3/\text{с}$ і $2.1 \cdot 10^{-14}$ $\text{м}^3/\text{с}$, відповідно, а для процесів резонансного коливального збудження молекул HgBr_2 і диссоціативного прилипання електронів до молекул диброміда ртуті вони не перевищують значень $1 \cdot 10^{-15}$ $\text{м}^3/\text{с}$. Процеси збудження атомів неону електронами мають менші величини констант швидкостей в порівнянні з даними для молекул диброміду ртуті. Вони зростають від значення $1 \cdot 10^{-22}$ до $3.2 \cdot 10^{-16}$ $\text{м}^3/\text{с}$ в області змін параметра $E/N = 1 - 100$ Тд.

Газорозрядне джерело випромінювання на сумішах парів дихлориду ртуті та азоту, парів дихлориду ртуті та неону, парів дихлориду ртуті, неону та малою добавкою азоту дає емісію спектральної смуги ексиплексної молекули монохлориду ртуті в синьо-зеленій спектральній області ($\lambda_{\text{макс.}} = 557$ нм). Максимальні питомі потужності випромінювання середня та імпульсна мали значення: 30 мВт/ см^3 та 34 Вт/ см^3 , 60 мВт/ см^3 та 68 Вт/ см^3 , 180 мВт/ см^3 та 204 Вт/ см^3 для першої, другої та третьої сумішей.

Встановлено, що двохімпульсний режим накачування робочої суміші дозволяє збільшувати потужність випромінювання джерела в синьо-зеленій спектральній області за рахунок наявності додаткового процесу збільшення населеності $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану монохлориду ртуті, а саме зіткнення електронів з молекулами монохлориду ртуті, що знаходяться в основному $X^2\Sigma^+_{1/2}$ - стані.

Встановлено спектр випромінювання ексиплексної лампи червоного спектрального діапазону на суміші парів дийодиду кадмію з гелієм, що збуджується імпульсно-періодичним бар'єрним розрядом, складається переважно з спектральних смуг випромінювання молекул моноїодиду кадмію, що розміщені в діапазоні $470-700$ нм з довжиною хвилі в максимумі інтенсивності при $\lambda=650$ нм. У червоній області спектру зосереджено понад 90% потужності випромінювання. Застосування в конструкції випромінювача тепло ізолюючого екрану збільшує на 40% потужність випромінювання. Встановлено

значення парціальних тисків парів дийодиду кадмію та гелію, при яких досягаються максимальні величини середньої та імпульсної потужності випромінювання. Виявлено додаткові процеси збільшення заселеності $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану експлексионних молекул моноїодиду кадмію за рахунок процесу гасіння з $C^2\Pi_{1/2}$, $D^2\Pi_{3/2}$ – станів в зіткненнях з молекулами дийодиду кадмію та атомами гелію. Встановлено величину приведеної напруженості електричного поля, при якій питомий внесок електричної потужності розряду на збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану молекул моноїодиду кадмію є максимальним, а саме 7.8 Тд, що дає змогу підвищити енергетичні параметри газорозрядного випромінювача на суміші дийодиду кадмію та гелію, який випромінює в червоному спектральному діапазоні довжин хвиль. Встановлено, що спектр випромінювання експлексионної лампи червоного спектрального діапазону на суміші парів дийодиду кадмію з гелієм і малими добавками молекулярного азоту складається з випромінювання експлексионних молекул моноїодиду кадмію та атомів кадмію ($\lambda = 479.991$ нм і $\lambda = 508.582$). Канти спектральних смуг перекривають діапазон довжин хвиль 470-700 нм (системи спектральних смуг електронно-коливального переходу експлексионних молекул CdI^* з максимумами випромінювання на довжинах хвиль $\lambda = 650$ нм, $v' = 0-2 \rightarrow v' = 61,62$). Добавка азоту в суміш парів дийодиду кадмію з гелієм приводить до зменшення потужності випромінювання в два рази, як системи спектральних смуг експлексионних молекул CdI^* з максимумами випромінювання на довжинах хвиль $\lambda = 650$ нм, так і спектральних ліній атомів кадмію $\lambda = 479.991$ нм і $\lambda = 508.582$ нм. З ростом частоти слідування імпульсів накачки до 20000 Гц (в межах даних досліджень) інтенсивності випромінювання спектральних смуг, ліній кадмію в сумішах збільшуються. Ці зміни викликані як підвищенням числа імпульсів випромінювання в одиницю часу (за рахунок збільшення числа актів збудження компонент плазми), які потрапляють в систему реєстрації, так і збільшенням парціального тиску дийодиду кадмію в зв'язку зі збільшенням швидкості дисипації енергії розряду. Різні швидкості насичення потужності випромінювання в залежності від часу напрацювання суміші викликані різною швидкістю дисипації енергії розряду в різних щодо компонентного складу сумішах. Встановлено спектр випромінювання

ексиплексної лампи на двухкомпонентних і трьохкомпонентних сумішах (дійодиду кадмію з гелієм і малою добавкою ксенону), виявлено випромінювання у видимій і ближній інфрачервоній області спектра ексиплексних молекул моноїодиду кадмію, атомів кадмію, ксенону. Канти спектральних смуг перекривають діапазон довжин хвиль 470-700 нм (системи спектральних смуг електронно-коливального переходу ексиплексних молекул CdI^* з максимумами випромінювання на довжинах хвиль $\lambda = 650$ нм, $\nu' = 0-2 \rightarrow \nu' = 61,62$), Крім того, присутні лінії атомів кадмію $\lambda = 479$ нм і $\lambda = 509$ нм (переходи $5p^3P^0-6s^3S$, $J=1-1$ і $J=2-1$), а в трикомпонентній суміші лінії атомів Хе $\lambda = 823$ нм, $\lambda = 458$ нм і $\lambda = 450$ нм. Наявність у спектрах випромінювання додаткової компоненти (ліній атомів кадмію), які не присутні в первинному складі суміші, що викликано процесом дисоціативного збудження при непружних зіткненнях електронів із молекулами дійодиду кадмію. Потужність випромінювання ексиплексних молекул моноїодиду кадмію в двох компонентній суміші вище потужності випромінювання в трьох компонентній суміші, що пояснюється меншим значенням потужності розряду, яка вкладується в збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних молекул CdI^* через наявність додаткових каналів втрати потужності розряду в суміші парів дійодиду кадмію, ксенону і гелію. Із збільшенням частоти слідування імпульсів накачки до 20 кГц потужність випромінювання спектральних смуг, ліній кадмію і ксенону в досліджених сумішах збільшуються. Ці зміни викликані як підвищенням числа імпульсів випромінювання в одиницю часу (за рахунок збільшення числа актів збудження компонент плазми), які потрапляють в систему реєстрації, так і збільшенням парціального тиску дійодиду кадмію в зв'язку зі збільшенням швидкості дисипації енергії розряду. Різні швидкості досягнення насичення потужності випромінювання в залежності від часу напрацювання суміші викликані різною швидкістю дисипації енергії розряду в двох компонентній і трьох компонентних сумішах. Помітних (в межах помилки вимірювань 10%) змін в потужності випромінювання ексиплексних молекул CdI^* (після виходу їх на максимальні значення) не спостерігається для $5 \cdot 10^7$ імпульсів накачування для досліджуваних сумішей. Виявлено, що при височастотному синусоїдальному

режимі накачки сумішею парів дйодиду кадмію з неоном і ксеноном спостерігається випромінювання ексиплексних молекул моноїодиду кадмію з максимумами інтенсивності у видимому ($\lambda_{\text{макс.}} = 655 \text{ нм}$, $\text{CdI}(B \rightarrow X)$), інтенсивні спектральні смуги випромінювання ексиплексних молекул $\text{XeI}(B \rightarrow X)$ і $\text{XeI}(B \rightarrow A)$ з максимумами інтенсивності при 253 і 320 нм, відповідно, в області 330 - 400 нм спостерігався широкий континіум, пов'язаний з утворенням молекул Xe_2I^* спектральні смуги молекулярного йоду, найбільш інтенсивною з яких була смуга $\text{I}_2(D' \rightarrow A')$ з максимумом при $\lambda = 342 \text{ нм}$, а також випромінювання окремих ліній атомів кадмію, ксенону і неону. Взірці ексиплексних ламп можуть бути застосовані в якості нового газорозрядного джерела світла для технологічного оновлення та розвитку парникового господарства, у біотехнології, агрофізиці, для більш ефективного управління фотосинтезом, ростом, розвитком рослин і водорослей, при проведенні наукових досліджень з квантової електроніки, для накачки твердотільних і рідинних лазерів та в медицині.

Виявлено інтенсивне випромінювання в ексилампі на сумішах парів дйодиду цинку з гелієм спектральної смуги з максимумом при $\lambda = 602 \text{ нм}$ ексиплексних молекул моноїодиду цинку, основна частина якого зосереджена в діапазоні довжин хвиль 590-608 нм. Крім того виявлено спектральні смуги молекулярного йоду, найбільш інтенсивної з яких була смуга $\text{I}_2(D' \rightarrow A')$ з максимумом при $\lambda = 342 \text{ нм}$ і спектральні смуги електронно-коливального переходу $B \rightarrow X$ в області довжин хвиль 420 - 480 нм, а також лінії цинку - триплет $5s \rightarrow 4p$ (468.0, 472.2 і 481.0 нм) і лінія $4d \rightarrow 4p$ (636.2 нм). Середня потужність випромінювання з одиниці об'єму становила $34 \text{ мВт} / \text{см}^3$ в діапазоні довжин хвиль $\Delta\lambda = 550\text{-}650 \text{ нм}$, ККД $\sim 8\%$. Виявлено інтенсивне випромінювання в ексилампах на сумішах парів дйодиду цинку з неоном і ксеноном спектральної смуги з максимумом при $\lambda = 602 \text{ нм}$ ексиплексних молекул моноїодиду цинку, основна частина якого зосереджена в діапазоні довжин хвиль 590-608 нм. Крім того виявлено спектральні смуги молекулярного йоду, найбільш інтенсивною з яких була смуга $\text{I}_2(D' \rightarrow A')$ з максимумом при $\lambda = 342 \text{ нм}$ і спектральні смуги електронно-коливального переходу $B \rightarrow X$ в області

довжин хвиль 420 - 480 нм, а також лінії цинку - триплет $5s \rightarrow 4p$ (468.0, 472.2 і 481.0 нм) і лінія $4d \rightarrow 4p$ (636.2 нм). В спектрі випромінювання потрійної суміші $ZnI_2 / Xe / Ne$, крім випромінювання $ZnI (B \rightarrow X)$, Xe^* і Ne^* , при температурі суміші до $\sim 160^\circ C$ спостерігалися смуги випромінювання ексиплексних молекул $XeI (B \rightarrow X)$ і $XeI (B \rightarrow A)$ з максимумами при 253 і 325 нм, відповідно, 80% потужності випромінювання джерела припадає на спектральну смугу $B \rightarrow X$ молекули йодистого цинку ($\lambda_{\text{макс.}} = 602$ нм) з шириною 15-16 нм. Середня потужність випромінювання з одиниці об'єму досягала значення $54,4 \text{ мВт} / \text{см}^3$ в діапазоні довжин хвиль $\Delta\lambda = 550\text{-}650$ нм, ККД по відношенню що вкладається в розряд потужності $\sim 13\%$. Ексилампи при височастотному накачуванні робочої суміші парів дийодиду цинку з гелієм неонем і ксеноном може бути основою для створення саморазігрівної ексилампи, яка випромінює в оранжевому спектральному діапазоні. За матеріалами досліджень здобуті патенти на винахід і корисну модель.

Встановлено, що застосування світлодіодних фітоламп ламп, що випромінюють в діапазоні фотоактивності рослин, у ранньому-веснянному періоді при вирощуванні касетної розсади в умовах закритого ґрунту перспективне для збільшення врожаю рослинних культур. Додаткове освітлення позитивно впливало на площу асиміляційної поверхні листків розсади салату, висоту рослин, діаметр стебла у капусти білоголової, висоту рослин капусти брюсельської. У всіх рослин при досвічуванні спостерігали збільшення маси коренів та надземної частини.

Список використаних джерел

1. G. Zissis and S. Kitsinelis. State of art on the science and technology of electrical light sources: from the past to the future, J.Phys. D: Appl. Phys. Vol.42, 173001 (2009).
2. U. Kogelschatz . Ultraviolet excimer radiation from nonequilibrium gas discharges and its application in photophysics, photochemistry and photobiology J. Opt. Technol.Vol.79, 484 (2012).
3. А. Соснин П. А. Гольцова, В. А. Панарин, Д. С. Печеницин, В. С. Скакун, В. Ф. Тарасенко, Ю. В. Чудинова, И. А. Викторова. Перспективы применения ХеСl-эксилампы в сельском хозяйстве //Иновации в сельском хозяйстве ТЗ (24) 7 (2017).
4. Свістунов Н. В. Системи освітлення тепличних комплексів. / Н. В. Свістунов, О. М. Бевза. // Матеріали XI-ї науково-практичної конференції «Перспективні напрямки сучасної електроніки». – 2017. – С. 232–237.
5. Плотникова Л. Я. Перспективные направления повышения продуктивности растений в интенсивной светокультуре / Л. Я. Плотникова, В. Н. Самойлов. // Научный альманах. – 2015. – №12. – С. 428–431.
6. А. М. Бойченко, М.И. Ломаев, А.Н. Панченко и др. Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые эксилампы: физика, техника и применение// Томск: STT, 2011. - 512 с.
- 7.С.В. Автаева, О.С. Жданов, А.А. Пикулев, Э.А. Соснин, В.Ф. Тарасенко Новые направления в научных исследованиях и применениях эксиламп. Монография // 2013. Томск. STT. 240 с.
9. М.В. Ерофеев, Е.Х. Бакшт, В.Ф. Тарасенко, Ю.В. Шутько. Миниатюрная УФ лампа, возбуждаемая субнаносекундными импульсами напряжения // Квантовая электроника. 2010. Т.40, № 6. С.561-564.
10. Е.Х. Бакшт, В.Ф. Тарасенко, Ю.В. Шутько, М.В. Ерофеев Точечный источник УФ-излучения с частотой 1 кГц и короткой длительностью импульса» // Известия высших учебных заведений. Физика. 2011. № 11. С.91-94.
11. E. Kh. Baksht, V.F. Tarasenko, Yu.V. Shut'ko, V.V. Erifeev Point-like pulse-periodic UV radiation source wich a short duration // Quantum Electronics.2012. Vol.42, N 2. P.153-156.

12. A.K. Shuaibov, G.E. Laslov, and Ya.Ya. Kozak Emission Characteristics of the Cathode Region of Nanosecond Discharge in Atmospheric Pressure Air // Optics and Spectroscopy. 2014. Vol.116, №4. P.552-556.
13. A.K. Shuaibov, G.E. Laslov, A.I. Minya, and Z.T. Gomoki Characteristics and Parameters of Nanosecond Air Discharge Plasma between Chalcopyrite Electrodes // Technical Physics Letters. 2014. Vol.40, №11. P.963-965.
14. А.К. Шуайбов, А.Й. Миня, З.Т. Гомоки, В.В. Данило, Р.В. Пинзеник . Характеристики сильнотоочного импульсного разряда в воздухе с эктонным механизмом инжекции паров меди в разрядный промежуток // Электронная обработка материалов. 2018. Т.54, № 1. С.46-50. DOI: 10.5281/zenodo.1168351.
15. О.К. Шуайбов, А.Й. Миня, М.П. Чучман, А.О. Малінін, В.В. Данило, З.Т. Гомоки. Характеристики і параметри плазми перенапруженого наносекундного розряду в повітрі з малими домішками парів перехідних металів // Український фізичний журнал. 2018. Т.63, №9. С. 790-801.
- 16 Furusawa H. High-efficiency continuous operation HgBr excimer lamp excited by microwave discharge / H. Furusawa, S.Okada, M. Obara // Appl.Phys. Lett -1995.- V.66.-P.1877-1879.
17. Коноплев А.Н. Исследование излучения импульсного разряда в смесях ZnI₂, CdI₂ и HgI₂ с гелием и неонаом / А.Н. Коноплев, В.А. Кельман, В.С. Шевера // Журнал прикладной спектроскопии. — 1983. — Т. 39, № 2. — С. 315–317.
- 18.Малинин А.Н. Исследование излучения HgBr в импульсном разряде через стекло/ А.Н. Малинин, А.К. Шуайбов, В.С. Шевера // Журнал прикладной спектроскопии.-1980.- Т.32, вып.4. - С.735-737.
19. Малинин А.Н. Коаксиальные HgI* -эксилампы/А.Н. Малинин, А.В. Поляк, Н.Н. Гуйван и др.//Квантовая электроника.-2002.-Т. 32, №2-С.155-159.
20. Н.Н. Гуйван, Малинин А.Н. Характеристики высокочастотного барьерного разряда на смеси диоксида ртути с газами // Оптика и спектроскопия .-2006.- Т.101, №3.-С.243-253.
21. Малинина А. А. Оптическая эмиссия и параметры плазмы барьерного разряда наносекундной длительности в смеси криптон/гелий и добавкой дибромид

- ртути / А. А. Малинина, С. М. Стариковская, А. Н. Малинин. // Оптика и спектроскопия. – 2014. – №6. – С. 20–31.
22. Datsyuk V. V. Emission kinetics of a HgBr discharge excilamp / V. V. Datsyuk, I. A. Izmailov, V. V. Naumov. // Ukr. J.Phys.. – 2015. – №60. – С. 416–421.
23. V. V.Datsyuk. Direct electron-impact mechanism of excitation of mercury monobromide in a double-pulse dielectric-barrier-discharge HgBr lamp / V. V.Datsyuk, I. A. Izmailov, V. V. Naumov, A. V. Kochelap. // Plasma Sources Science and Technology. – 2016. – №4. P.1-6 Plasma Sources Sci. Technol. 25 (2016) 045020 (6pp) doi:10.1088/0963-0252/25/4/045020 doi:10.1088/0963-0252/25/4/045020
24. Kogelschatz U. Dielectric barrier discharges: Their history, Discharge physics and industrial applications / U. Kogelschatz // Plasma Proccessing.-2003.-V.23, No.1. - P.1-46.
25. Сапожников, Р. А. Теоретическая фотометрия / Р. А. Сапожников. - М.: Энергия, 1977. - 264 с.
26. Диагностика плазмы / Под редакцией Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда.- М.: Мир, 1967. - 515 с.
27. Райзер Ю.П. Физика газового разряда / Ю.П. Райзер. - М.: Наука, 1987. - 592 с.
28. Газовые лазеры / Под редакцией И. Мак-Даниеля и У. Нигэна.- М.: Мир, 1986. -550 с.
29. Hagelaar G. J. M. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models / G. J. M. Hagelaar, L. C. Pitchford. // Plasma Sources Sci. Techn. – 2005. – №14. – С. 722–733.
30. Мкртчян М.М. Кинетика газоразрядного лазера на эксимере XeF / М.М. Мкртчян, В.Т. Платонеко // Квантовая электроника.- 1979.-Т.6. - С. 1639-1647.
31. BOLSIG+, Electron Boltzmann equation solver [Электронный ресурс] – Режим доступа до ресурсу: <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/>
32. Antonina Malinina. Diagnostics of Optical Characteristics and Parameters of Gas-Discharge Plasma Based on Mercury Diiodide and Helium Mixture//Open Journal of Applied Sciences. -2015. –No 5.-P. 826-832.

33. R. Burnham, Discharge pumped mercuric halide dissociation lasers, Appl. Phys. Lett. Vol. 33, 152 (1978).
34. Yu. E. Gavrilova, V. S. Zrodnikov, A. D. Klenentov and A. S. Podsozny, Excimer HgJ* laser excited by an electric discharge, Soviet J. Quant. Electron, Vol. 10, 1457 (1980).
35. A. N. Konoplev, V. A. Kelman and V. S. Shevera, Investigation into pulse discharge emission in ZnI₂, CdI₂ and HgI₂ mixtures with helium and neon, Zhurnal Prikladnoj Spektroskopii. Vol. 39, 315 (1983).
36. A. N. Malinin, Excitation of Mercury Monohalides the Plasma of Pulse-Periodic Discharge in Mixtures of Mercury Dihalides and Rare Gases, Laser Physics, Vol. 7, 1032 (1997).
37. A. N. Malinin, A. V. Polyak, N. N. Guivan, N. G. Zubrilin and L. L. Shimon, Coaxial HgI-excimer lamps, Soviet J. Quant. Electron, Vol. 32, 155 (2002).
38. A. A. Malinina, A. N. Malinin. Optical Characteristics of a Gas Discharge Plasma Based on a Mixture of Mercury Diiodide Vapor, Nitrogen, and Helium, Journal of Applied Spectroscopy, Vol. 83, 592 (2016).
39. Ю. И. Посудин, Лазерная фотобиология (Вища школа, Київ, 1989).
40. В. Д. Романенко, Биотехнология культивирования гидробионтов (Ин-т гидробиол. НАН Украины, Киев, 1999).
41. Э. А. Соснин П. А. Гольцова, В. А. Панарин, Д. С. Печеницин, В. С. Скакун, В. Ф. Тарасенко, Ю. В. Чудинова, И. А. Викторова, Перспективы применения ХеСІ-эксилампы в сельском хозяйстве, Инновации в сельском хозяйстве ТЗ (24) 7 (2017) .
42. В. Б. Басов. Светодиоды – преимущества и недостатки, Электро-журнал Т6, 34 (2010) [DOI: http://www.elektro-journal.ru/sites/default/files/pdf_files/arts/2010_06_06.pdf].
43. Antonina Malinina. Diagnostics of Optical Characteristics and Parameters of Gas-Discharge Plasma Based on Mercury Diiodide and Helium Mixture//Open Journal of Applied Sciences. -2015. –No 5.-P. 826-832.

44. Antonina Malinina, Alexandr Malinin. Experimental and Theoretical Characterization of Dielectric Barrier Discharge in Mercury Diiodide Vapor, Xenon and Helium Gaseous Mixture// American Journal of Optics and Photonics.-2016.- Vol. 4.- No. 2.- pp. 14-19.
45. A.A. Malinina, A.K. Shuaibov, A. N. Malinin. Optical Emission of Atmospheric-Pressure Dielectric Barrier Discharge Plasma on Mercurres Diiodide// IOSR Journal of Applied Physics (IOSR –JAP). e-ISSN: 2278-4861. -Vol.9.- Issue 1. Ver.I (Jan.-Feb. -2017). –pp.51-57.
46. Antonina A. Malinina. Spectral characteristics of the barrier discharge on mercury diiodide vapor with neon mixture // Physical Science International Journal. –2018. – 18(3). –P. 1-8.
47. Pearse R. W. The identification of molecular spectra. Third Edition / R. W. B Pearse, A. G. Gaydon., 1963. – 347 с.
48. Таблицы спектральных линий / [А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский та ін.], 1977. – 800 с.
49. Wadt R. W. The electronic structure of HgCl and HgBr / Wadt. // Appl. Phys. Lett. – 1979. – №34. – С. 658–660.
50. Prokop'ev V. E. Preprint of Inst. of Atomic Energy / V. E. Prokop'ev, A. S. Yatsenko. // Siber. Div., Acad. of Sci. of the USSR, Novosibirsk. – 1981.
51. Akishev YS, DemyanovAV, Karalnik VB, Pankin MV, TrushkinNI. Pulsed Regime of the Diffusive Mode of Barrier Discharge in Helium// Plasma Physics Reports.-2001.- Vol. 27.- P. 164-171.
52. A. N. Malinin, A. K. Shuaibov and V. S. Shevera. Dissociative excitation of the $B2\Sigma^{+}/1/2$ - states of mercury monohalides by electron impact// Qvant. Electron. - 1983.-Vol. 10.-P. 1495-1496.
53. Charles K. Rhodes. Excimer Lasers / Rhodes Charles K. – Springer-Verlag Berlin Heidelberg: Springer, Berlin, Heidelberg, 1979.
54. A. A. Malinina , A. N. Malinin. Optical characteristics and parameters of gas-discharge plasma in a mixture of mercury dibromide vapor with argon//Plasma Physics Reports.- 2015.V. 41, p.281–289.

55. Antonina Malinina. Optical Characteristics of Gas-Discharge Plasma in Mixtures of Mercury Dibromide Vapor with Gases.// Manuscript. Cambridge Scholars Publishing ISBN 9781527545786 Published on Jan 17, 2020 Pages 203
56. A. A. Malinina and A. N. Malinin. Optical characteristics and parameters of gas-discharge plasma in a mixture of mercury dibromide vapor with neon//Plasma Physics Reports 2013.V 39, p.1035–1042.
57. Malinina A. A. Optical Emission and Parameters of Dielectric Barrier Discharge Plasma In A Mixture of Mercury Diiodide and Mercury Dibromide Vapor With Helium / A. A. Malinina, A. N. Malinin, A. K. Shuaibov // Open Physics Journal. – 2018. – №4. – С. 43–454.
58. Малініна А. О. Оптичні характеристики двосмугової ексилампи бар'єрного розряду на молекулах моноїодиду та моноброміду ртуті / А. О. Малініна, О. М. Малінін. // Вісник Ужгородського Національного Університету. Серія «Фізика». – 2017. – №42. – С. 73–79.
59. Malinina A. A. Optical Emission and Parameters of DBD Plasma in a Mixture of Mercury Diiodide and Mercury Dibromide Vapor and Helium with Addition of Xenon / Antonina Malinina. // International Journal of Advanced Research in Physical Science (IJARPS). – 2018. – №5. – С. 10–19
60. Antonina A Malinina and Ivan I Aksenyuk. Emission characteristics and parameters of gas-discharge plasma on mixtures of mercury dichloride vapor, neon and small addition of nitrogen// Plasma Res. Express 20191 035008 P.1-12.
61. А.О. Малініна, О. К.Шуаїбов. Випромінювальні характеристики та параметри газорозрядної плазми на суміші парів дихлорида ртуті з азотом// Журнал фізичних досліджень 2020, Т. 24, № 1, с. 1401-1-1401-9.
62. A. A. Malinina, R.V. Hrytsak. Optical characteristics and parameters of gas-discharge plasma on mixtures of mercury dichloride vapor and neon// Журнал «Problems of Atomic Science and Technology». 2019. №4/ с.124-129.
63. Malinin A. N. Excitation of the $B^2\Sigma^+_{1/2}$ -state of mercury monohalides by electron impact / Malinin. // Laser Phys. – 1997. – №7. – С. 1168–1176.
64. Kushawaha V. Electron impact dissociation of HgX_2 ($X=Cl, Br, I$) / V. Kushawaha, M. Mahmood. // Journal of Applied Physics. – 1987. – №62. – С. 2173–2177.

65. Дацюк В. В. Колебательная релаксация эксимерных молекул / В. В. Дацюк, И. А. Измайлов, В. А. Кочелап. // УФН. – 1998. – №4. – С. 439–464.
66. C. Quenching kinetics for the HgBr* (B 2Σ1/2) and HgI* (B 2Σ1/2, C 2Π1/2) states / C. Roxlo, A. Mandl. // J. Chem. Phys. – 1980. – №72. – С. 541–543.
67. Iden J. G. HgBr and HgJ B-State Quenching Rate Constans / J. G. Iden, R. W. Waynant. // Appl. Phys. Lett.. – 1979. – №34. – С. 324–326.
68. Nighan W.L., Brown R.T. Kinetic processes in the HgBr. (B→X)/HgBr₂ dissociation laser// J.Appl.Phys.-1982.- Vol. 53.- P. 7201 -7210.
69. Datsyuk V V, Izmailov I A and V V Naumov. Emission kinetics of a HgBr discharge excilamp// Ukr. J.Phys.-2015.- Vol. 60.- P.416-421.
70. Datsyuk V V, Izmailov I A , Naumov V V and Kochelap V A. Direct electron-impact mechanism of excitation of mercury monobromide in a double-pulse dielectric-barrier-discharge HgBr lamp//Plasma Sources Sci. Technol.-2016.- Vol. 25.- P. 045020 (6pp).
71. Waynant R W, Iden J G. HgX (B) radiative lifetime by fast photolysis of HgX₂ (X=Br,I)// Appl. Phys. Lett.-1978.- Vol. 33.- P. 708 – 710.
-
72. McDaniel E. W. Gas Lasers / E. W. McDaniel, L. N. William. – New York: Applied Atomic Collision Physics, Vol. 3, 1982. – 486 с. – (Academic Press).
73. Jakob M. Ultraviolet absorption cross sections of HgI₂, HgBr₂, and tin (II) halide vapors / Maya Jakob. // J. Chem. Phys.. – 1977. – №64. – С. 4976–4980
73. Зеленый лазер на хлориде ртути с широкополосной оптической накачкой / [С. П. Бажулин, Н. Г. Басов, С. Н. Бугримов та ін.]. // Квантовая электроника. – 1986. – №6. – С. 1275–1278.
74. A.A. Malinina. Exciplex Gas-Discharge Radiator on the Mixture of Cadmium Diiodide Vapor with Helium// International Journal of Photonics and Optical Technology. 2019.V. 5, No 4, p: 5-9,
75. А.О. Малініна, Р.В. Грицак, І.І. Аксенюк. Оптичні характеристики та параметри газорозрядної плазми на сумішах парів дийодиду кадмію з гелієм і малою добавкою азоту //Вісник Ужгородського Національного Університету. Серія «Фізика».2019, №46. С.92-106.

76. А.А. Малинина. А.Н. Малинин. Эмиссионные характеристики и параметры газоразрядной плазмы на смесях паров диоксида кадмия, гелия и ксенона// Журнал "Problems of Atomic Science and Technology», 2020. №6. с.140-145.
77. Коноплев А. Н., Чаварга Н.Н., Славик В.Н., Шевера В.С. . Диссоциативное возбуждение CdJ_2 электронным ударом // Письма в ЖТФ. 1989. Т.15. № 22. С.48-51.
78. А.О. Малініна, О.К. Шуаїбов. Оптичні характеристики і параметри газорозрядного випромінювача на сумішах парів дйодиду кадмію та гелію // Укр.фіз.журнал 2021, Т66, №2, с.141-150/
79. А.О. Малініна, О.К. Шуаїбов . Випромінювальні характеристики та параметри газорозрядної плазми на суміші парів дихлориду ртуті з азотом// Журнал фізичних досліджень 2020, Т. 24, № 1, с. 1401-1-1401-9.
80. А.А. Малинина. А.Н. Малинин. Эмиссионные характеристики и параметры газоразрядной плазмы на смесях паров диоксида кадмия, гелия и ксенона// Журнал "Problems of Atomic Science and Technology» 2020, №6, с.140-145.
81. В.С. Шевера, А.Н. Малинин, А.К. Шуаибов. Исследование возбуждения и тушения –состояния CdI^* в импульсном разряде через диэлектрик // Журнал прикладной спектроскопии. 1983. Т.39. №3. С. 476 -478.
82. Смирнов Ю.М. Неупругие столкновения медленных электронов с молекулами иодида кадмия (II) // Химия высоких энергий. 2000. Т.34. №6. С.405-410.
83. Коноплев А. Н., Славик В.Н., Шевера В.С. Диссоциативная ионизация молекул CdJ_2 электронным ударом // Письма в ЖТФ. 1990. Т.16. № 1. С.86-89.
84. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. акад. И.К.Кикоина. М., Атомиздат.1976, 1008 с.
85. А.А. Malinina. Spectroscopic diagnostics of a high-frequency barrier discharge of atmospheric pressure in mixtures of cadmium diiodide vapor with neon and small additions of xenon"// J. of Technological and Space Plasmas. -2020.- V.I. No1.- P.45-53.

86. Malinina, Alexandr Malinin. Experimental and Theoretical Characterization of Dielectric Barrier Discharge in Mercury Diiodide Vapor, Xenon and Helium Gaseous Mixture // American Journal of Optics and Photonics. -2016.- Vol. 4.- No. 2.- p. 14-19.
87. A.A. Malinina, A.N. Malinin, A.K. Shuaibov. Emission characteristics of gas – discharge plasma of atmospheric pressure dielectric barrier discharge of zinc diiodide vapor with neon and xenon mixture // 22Nd Symposium on Application of Plasma Processes and 11th EU-Japan Joint Symposium on Plasma Processing Book of Contributed Papers Strbske Pleso, Slovakia 18-24 January, 2019 P155-164.
88. Г. А. Волкова, Г. Н. Зверева. Исследование параметров барьерного разряда в смесях Kr-I₂, Xe-I₂ // Оптика И Спектроскопия. – 2004. – №3. – С. 419–427.
89. Yu.M. Inelastic Smirnov. Collisions of Slow Electrons with Cadmium(II) Iodide Molecules // High Energy Chemistry. – 2000. –Vol. 34, No 6. – pp. 351-355.
- 90, A.A. Malinina, A.N. Malinin, A.K. Shuaibov. Optical characteristics of gas-discharge plasma of atmospheric pressure barrier discharge on zinc diiodide vapor with helium mixtures // Problems of Atomic Science and Technology 2018 №6(118)C.324-327.
91. McCown A.W., Ediger M.N. and Eden J.G. Quenching Kinetics and Small Signal Gain Spectrum of the ZnI Photodissociation Laser // Optics Communications. 1982. V. 40. No 3. P. 190 -194.
92. McCown A.W. and Eden J.G. ZnI(B→X) laser: 600-604 nm // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 39. No 5. P. 371 -373.
93. Roxlo C, Mandl A. Quenching kinetics for the HgBr (B₂Σ_{1/2}) and HgJ (B₂Σ_{1/2}, C²Π_{1/2}) states // J. Chem. Phys. -1980. –V. 72.-P. 541-543.
94. Smirnov Yu.M. Cross Sections for Dissociative Excitation of ZnI and ZnII upon Electron Collisions with ZnBr₂ Molecules // High Energy Chemistry. 2002. V. 36. No 1. P. 1 -6.
95. Kushner, M.J., Pindrof, A.L., Fisher, C. H., and Znotins, T.A. 1985. "Multidimensional modelling of transverse avalanche laser discharges: application to the HgBr laser." *J. Appl. Phys.* 75: 2406-22.

196. Абиян М.В. Влияние периода искусственного освещения на формирование рассады салата / М.В. Абиян, Р.А. Гиш, Ю.В. Подушин // Научный журнал КубГАУ, 2014. – № 101 (07). – С. 1–12.
97. Гіль Л. С. Сучасні технології овочівництва закритого і відкритого ґрунту. Ч. 1. Закритий ґрунт / Л. С. Гіль, А. І. Пашковський, Л. Т. Суліма. – Вінниця: Нова Книга, 2008. – 368 с. – (Навчальний посібник).
98. Курьянова И.В. Оценка влияния различных спектров светодиодного светильника на рост и развитие овощных культур / И.В. Курьянова, С.И. Олонина // Вестник НГИЭИ, 2017. – № 7 (74). – С. 35–44.
99. Методика дослідної справи в овочівництві і баштанництві / За ред. Г. Л. Бондаренка, К. І. Яковенка. – Х. : Основа, 2001. – 369 с.
100. Ракутько С.А. Оценка эффективности светодиодного облучателя «Оптолюкс-спэйс-агро» для светокультуры. С.А. Ракутько, А.П. Мишанов, А.Е. Маркова, Е.Н. Ракутько // Теоретический и научно-практический журнал. ИАЭП, 2016. – № 88. – С. 59–68.
101. Bourget C. Michael. An Introduction to Light-emitting Diodes / C. Michael Bourget // Hortscience, 2008 – № 43 (7). – С. 1944–1946.
102. Г. Б. Попович, А.О. Малініна. Формування розсади салату та капусти під впливом додаткового освітлення // Науковий журнал «Рослинництво та ґрунтознавство» Т. 10, № 1, 2019 С. 58-66.

FOR AUTHOR USE ONLY

**More
Books!**



yes
I want morebooks!

Buy your books fast and straightforward online - at one of world's fastest growing online book stores! Environmentally sound due to Print-on-Demand technologies.

Buy your books online at
www.morebooks.shop

Kaufen Sie Ihre Bücher schnell und unkompliziert online – auf einer der am schnellsten wachsenden Buchhandelsplattformen weltweit! Dank Print-On-Demand umwelt- und ressourcenschonend produziert.

Bücher schneller online kaufen
www.morebooks.shop

KS OmniScriptum Publishing
Brivibas gatve 197
LV-1039 Riga, Latvia
Telefax: +371 686 204 55

info@omniscryptum.com
www.omniscryptum.com

OMNIScriptum



FOR AUTHOR USE ONLY