

О.М. МАЛІНІН, А.О. МАЛІНІНА, О.К. ШУАІБОВ,
К.Б. МОЛНАР, О.Й. МИНЯ, Р.В. ГРИЦАК, М.О. МАРГІТИЧ

Ужгородський національний університет
(Вул. Волошина, 54, Ужгород 88000; e-mail: alex.malinin@uzhnu.edu.ua)

ОПТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИПРОМІНЮВАННЯ ТА ПАРАМЕТРИ ПЛАЗМИ БАР'ЄРНОГО РОЗРЯДУ ДЛЯ СУМІШІ ПАРІВ ДИЙОДИДУ, ДИБРОМІДУ ТА ДИХЛОРИДУ РТУТІ З ГЕЛІЄМ

УДК 539

Досліджено спектральні, енергетичні характеристики випромінювання та параметри плазми імпульсно-періодичного наносекундного бар'єрного розряду атмосферного тиску на суміші парів трьох дигалогенідів ртуті ($\text{HgI}_2/\text{HgBr}_2/\text{HgCl}_2$) і гелію. Виявлено одночасне випромінювання спектральних смуг фіолетово-синього ($\lambda_{\text{макс.}} = 444$ нм), синьо-зеленого ($\lambda_{\text{макс.}} = 502$ нм) і зеленого ($\lambda_{\text{макс.}} = 557$ нм) діапазонів спектра. Обговорено механізм утворення експлексних молекул моногалогенідів ртуті (HgI^* , HgBr^* і HgCl^*). Встановлено константи швидкості збудження експлексних молекул моногалогенідів ртуті. Визначено оптимальні значення приведеної напруженості електричного поля, для яких спостерігається максимальна потужність випромінювання у фіолетово-синьому, синьо-зеленому й зеленому діапазоні спектра з максимумами емісії на довжинах хвиль: 444 нм, 502 нм і 557 нм. На основі проведених досліджень може бути створена нова ексілампа, що випромінює одночасно три спектральні смуги у видимому діапазоні, яка може бути використана: у наукових дослідженнях, медицині, для технологічного оновлення та розвитку парникового господарства, в біотехнології, для більш ефективного керування фотосинтезом, ростом і розвитком рослин і водоростей, а також для покращення технології опріснення морської води і енергоефективності методів сушіння в промисловості.

Ключові слова: наносекундний бар'єрний розряд, випромінювання експлексних молекул, параметри плазми, моногалогеніди ртуті, гелій.

1. Вступ

Дослідження оптичних характеристик випромінювання і параметрів плазми бар'єрного розряду, в

якому вона виникає, є важливою як для покращення наявних, так і для створення нових джерел випромінювання [1]. Плазма на сумішах парів трьох дигалогенідів ртуті (диброміду, дійодиду й дихлориду ртуті) з атомними та молекулярними газами може бути ефективним експлексним джерелом трисмугової когерентної та спонтанної емісії у фіолетово-синьому, синьо-зеленому й зеленому діапазонах з максимумами довжин хвиль 444 нм, 502 нм та 557 нм [2, 3]. Оптичні характеристики випромінювання сумішей на парах окремих дигалогенідів металів другої групи періодичної системи хімічних елементів з газами встановлено у до-

Цитування: Малінін О.М., Малініна А.О., Шуаїбов О.К., Молнар К.Б., Миня О.Й., Грицак Р.В., Маргітич М.О. Оптичні характеристики випромінювання та параметри плазми бар'єрного розряду для суміші парів дійодиду, диброміду та дихлориду ртуті з гелієм. *Укр. фіз. журн.* **71**, №8, 656 (2026).

© Видавець ВД "Академперіодика" НАН України, 2026. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

слідженнях авторів [4–13], де визначена можливість створення газорозрядних ексиламп, що випромінюють окремі смуги у видимому спектральному діапазоні та їхнє можливе застосування в наукових дослідженнях, медицині для технологічного оновлення і розвитку парникового господарства, в біотехнології, для більш ефективного керування фотосинтезом, ростом і розвитком рослин і водоростей.

Останніми роками в дослідженнях авторів статей [14, 15] виявлено нові можливості застосування випромінювання окремих спектральних смуг видимого діапазону. У статті [14] встановлено можливість використання світла з певними довжинами хвиль для виготовлення функціональних молекул у живому середовищі, що відкриває нову технологію точного маніпулювання людськими клітинами для точкової терапії. У дослідженнях науковців з Массачусетського технологічного інституту [15] виявлено, що світло може випаровувати воду без використання тепла. Їхнє дослідження показало, що під впливом світла з певними довжинами хвиль вода може випаровуватись, оминаючи стадію нагрівання. В експериментах, проведених дослідниками, було виявлено, що світло, що падає на поверхню води, може безпосередньо стимулювати вивільнення водних молекул, спричинюючи їхнє випаровування незалежно від температури. Це відкриття має значні наслідки. Воно може допомогти вирішити наявні розбіжності у даних щодо поглинання вологи хмарами, що важливо для точнішого прогнозування кліматичних змін. Також це створює нові можливості для розробки технологій, таких як опріснення морської води або більш енергоефективні методи сушіння в промисловості. У статті [16] показано, що наразі ключовою проблемою ексиплексних випромінювачів є покращення використання їхніх компонент. Вони пропонують стратегію побудови ексиплексних випромінювачів із трьома робочими компонентами. Вважають, що запровадження кількох каналів збудження дає змогу ефективніше використовувати різні молекули в ексиплексних випромінювачах, але також демонструє переваги трикомпонентної ексиплексної стратегії для подальшого розвитку газорозрядних ексиплексних випромінювачів.

Ця робота присвячена дослідженню оптичних характеристик випромінювання (спектральних і енергетичних) у діапазоні довжин хвиль 350–

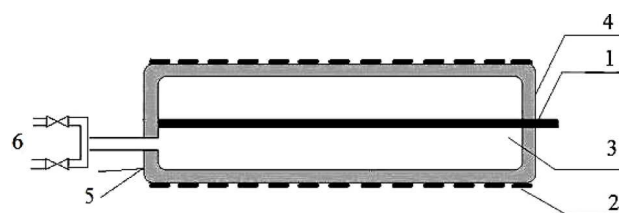


Рис. 1. Конструкція випромінювача: 1 – внутрішній електрод, 2 – зовнішній (сітковий) електрод, 3 – зона розряду, 4 – кварцове скло, 5 – термопара, 6 – вентилі системи відкачування і подавання газів

700 нм газорозрядної плазми одnobар'єрного розряду, що зініціювався імпульсно-періодичною напругою наносекундної тривалості у суміші парів трьох дигалогенідів ртуті ($\text{HgI}_2 : \text{HgBr}_2 : \text{HgCl}_2$) з гелієм, а також визначенню параметрів плазми та аналізу механізму утворення ексиплексних молекул моногалогенідів ртуті (HgI^* , HgBr^* , HgCl^*) і виявленню значення приведеної напруженості електричного поля для якого спостерігаються максимальні потужності випромінювання у фіолетово-синьому, синьо-зеленому та зеленому діапазонах спектра з максимумами емісії на довжинах хвиль: 444 нм, 502 нм і 557 нм.

2. Техніка й методика досліджень

Дослідження оптичних характеристик випромінювання плазми бар'єрного розряду в суміші парів дийодиду, диброміду й дихлориду ртуті з гелієм проводилися в пристрої (випромінювачі), конструкція якого представлена на рис. 1. Бар'єром служило кварцове скло. Плазма бар'єрного розряду досліджуваної суміші створювалася в міжелектродному просторі всередині циліндричного пристрою, виконаного з трубки кварцового скла (кварцове скло марки КУ-2) (1) із зовнішнім діаметром 0,008 м і довжиною 0,08 м. Всередині трубки вздовж осі розташований молибденовий електрод діаметром 0,0005 м. Розрядний проміжок становив 0,00325 м. Зовнішній електрод (довжиною 0,07 м) виготовлявся з металевої сітки (нержавка сталь), коефіцієнт пропускання сіткою випромінювання становив 70%.

Живлення розряду проводилося від генератора імпульсно-періодичних імпульсів наносекундної тривалості (рис. 2). У процесі експериментів амплітуда імпульсів напруги й струму змінювалася в межах 1,5–4,2 кВ і 0,03–0,1 А, відповідно, часто-

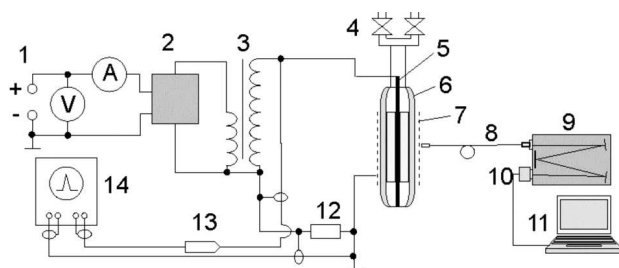


Рис. 2. Система реєстрації оптичних і електричних характеристик у режимі накачування робочих сумішей імпульсно-періодичною напругою: 1 – джерело постійного струму, 2 – генератор, 3 – високовольтний трансформатор, 4 – система відкачування і подавання газів, 5 – електрод, 6 – кварцова трубка, 7 – сітка (зовнішній електрод), 8 – оптичне волокно, 9 – монохроматор, 10 – ПЗЗ детектор, 11 – персональний комп'ютер, 12 – шунт, 13 – дільник напруги, 14 – осцилограф

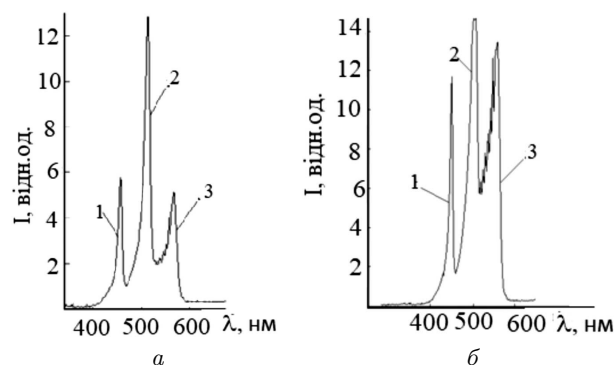


Рис. 3. Спектри випромінювання суміші $\text{HgI}_2:\text{HgBr}_2:\text{HgCl}_2:\text{He}$ для загального тиску: 104 кПа (а), 129 кПа (б); система спектральних смуг електронно-коливального переходу $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}^+$ ексиплексних молекул HgI^* (1), HgBr^* (2) і HgCl^* (3) з максимумами випромінювання на довжинах хвиль $\lambda = 444$ нм, $\lambda = 502$ нм і $\lambda = 557$ нм, відповідно. Амплітуда напруги і частота слідування імпульсів – 3, 5 кВ і 6 кГц, відповідно

та повторення імпульсів становила 6 кГц, тривалість імпульсів напруги на піввисоті 180 нс, а імпульсів струму – 25 нс і 75 нс (імпульси струму подвійні з різною полярністю, їхня складна форма викликана перезарядкою ланцюга “діелектрик–плазма” [7]). Випромінювання виводилося з центральної області міжелектродного простору й аналізувалося у видимій і ближній УФ-області спектра за допомогою оптичної системи експериментальної установки, а саме спектрометра серії SL40-2-1024USB малогабаритного двоканального аналізатора спектра (рис. 2). Спектральна роздільна

здатність спектрометра SL40-2 становила $<1,5$ нм на довжині хвилі $\lambda = 450$ нм (дифракційна ґратка 600 штр/мм) і $<0,8$ нм на довжині хвилі $\lambda = 280$ нм (дифракційна ґратка 1200 штр/мм).

Реєстрація імпульсів напруги й розрядного струму джерела випромінювання здійснювалася за допомогою осцилографа С1-72, сигнал на який подавався з дільника напруги й інтегрувального ланцюга каліброваного пояса Роговського. Середня потужність випромінювання вимірювалася за допомогою приладу “Кварц-01”.

Досліджувана суміш готувалася безпосередньо в міжелектродному просторі. Дигалогеніди ртуті: дийодид ртуті, дибромід ртуті та дихлорид ртуті у кількості по 80 мг попередньо завантажувалися в міжелектродний простір. Дегазація поверхонь елементів внутрішнього об'єму трубки проводилася шляхом прогрівання її до температури 50°C і відкачування до тиску залишкових газів $1,3 \cdot 10^{-1}$ Па протягом 2 годин. Парціальний тиск парів HgI_2 , HgBr_2 і HgCl_2 у суміші створювався внаслідок нагрівання суміші під час дисипації енергії імпульсно-періодичного розряду. Вимірювання здійснювалося за температурою найхолоднішої частини трубки, визначеною методом лінійної інтерполяції даних довідника [17]. Парціальний тиск гелію вимірювався зразковим мембранним манометром.

3. Результати досліджень та їх обговорення

На рис. 3, а, б представлено спектри випромінювання плазми бар'єрного розряду на суміші парів дийодиду, диброміду й дихлориду ртуті з гелієм. Загальний тиск сумішей становив 104 і 129 кПа. Частота слідування імпульсів накачки – 6 кГц, амплітуда напруги на електродах 3,5 кВ. Характерним у спектрі випромінювання є наявність систем спектральних смуг електронно-коливального переходу $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}^+$ ексиплексних молекул HgI^* , HgBr^* і HgCl^* з максимумами випромінювання на довжинах хвиль $\lambda = 444$ нм (1), $\lambda = 502$ нм (2) і $\lambda = 557$ нм (3), відповідно, різким ростом інтенсивності цих спектральних смуг в довгохвильовій області й повільним спадом у короткохвильовій області [18]. Краї спектральних смуг перекривають діапазон довжин хвиль 380–580 нм. При зростанні парціального тиску гелію від 104 кПа (рис. 3, а) до 129 кПа (рис. 3, б) збільшуються ін-

тенсивності випромінювання в спектральних смугах (найбільше для спектральної смуги з максимумом випромінювання на довжині $\lambda = 502$ нм). З подальшим збільшенням парціального тиску гелію інтенсивність спектральних смуг зменшується.

Зі зміною частоти слідування імпульсів накачки в межах 6–8 кГц форма, діапазон, положення максимумів випромінювання спектральних смуг не міняється, змінюється лише їхня інтенсивність і співвідношення інтенсивностей на краях смуг.

Для визначення умов, за яких спостерігається найбільша питома потужність у спектральних смугах випромінювання з максимумами випромінювання на довжинах хвиль $\lambda = 444$ нм, $\lambda = 502$ нм і $\lambda = 557$ нм, проведено дослідження інтегральних характеристик (залежності середньої потужності випромінювання від парціального тиску буферного газу гелію, температури суміші і амплітуди напруги зовнішнього джерела накачування, представлені на рис. 4, рис. 5 і рис. 6. Спостерігається зростання середньої потужності випромінювання в спектральних смугах експлекси молекул HgBr^* , HgCl^* і HgI^* , досягнення максимального значення 7,3, 7,2 і 6 мВт за тиску гелію 128 кПа і з подальшим збільшенням тиску гелію – падіння (рис. 4). З підвищенням температури суміші від 100 °С до 420 °С також спостерігається зростання середньої потужності випромінювання в трьох спектральних смугах експлекси молекул, досягнення максимального значення за температури 150 °С і з подальшим її збільшенням – падіння (рис. 5), подібна залежність спостерігається і для амплітуди імпульсу напруги (рис. 6) – досягнення максимального значення 7,3, 7,2 і 6 мВт, коли амплітуда напруги на електродах досягає значення 3,5 кВ.

Виявлено, що потужності випромінювання спектральних смуг молекул у наскрізних точках перетинання не збігаються (рис. 4–6), що може бути пов'язано з впливом кінетики релаксації коливних станів як у В, так і у Х станів молекул HgBr^* , HgCl^* і HgI^* на ширину їх спектральних смуг випромінювання, що може впливати на потужність випромінювання.

4. Параметри плазми

Дослідження параметрів плазми за атмосферного тиску суміші становить складне методичне й технічне завдання [19]. Тому ми використовували

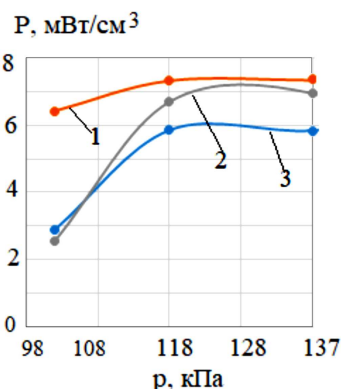


Рис. 4. Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску гелію: 1 – HgBr^* , 2 – HgCl^* , 3 – HgI^* . Частота імпульсів накачування 6 кГц, амплітуда імпульсу напруги – 3,5 кВ

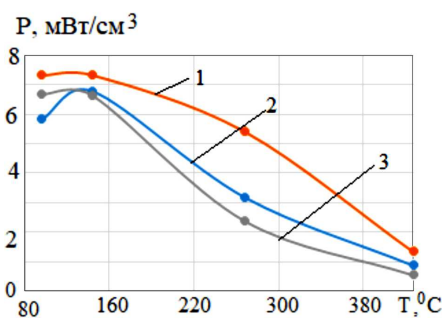


Рис. 5. Залежність середньої потужності випромінювання від температури суміші: 1 – HgBr^* , 2 – HgI^* , 3 – HgCl^* . Частота слідування імпульсів накачування 6 кГц, амплітуда імпульсу напруги – 3,5 кВ, парціальний тиск гелію 128 кПа

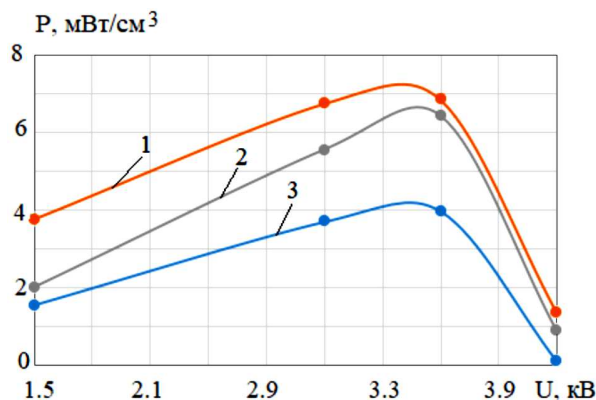


Рис. 6. Залежність середньої потужності випромінювання від амплітуди імпульсу напруги: 1 – HgBr^* , 2 – HgCl^* , 3 – HgI^* . Частота слідування імпульсів накачування 6 кГц, температура суміші 150 °С, парціальний тиск гелію 128 кПа

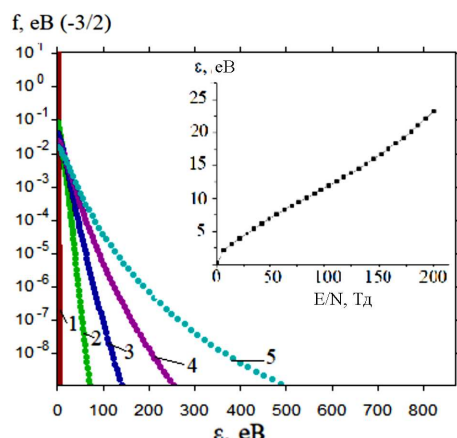


Рис. 7. Функції розподілу електронів за енергіями (ФРЕЕ) для суміші: $\text{HgI}_2 : \text{HgBr}_2 : \text{HgCl}_2 : \text{He} = 126,2 \text{ Па} : 449,4 \text{ Па} : 505,6 \text{ Па} : 128000 \text{ Па}$ за загального тиску суміші $P = 129131,2 \text{ Па}$ для значень параметра E/N : 1 (1), 50,8 (2), 100 (3), 150 (4), 200 Тд (5) на вставці – залежність середньої енергії електронів від параметра E/N

теоретичний метод, який успішно випробуваний у розрядах на основі інших сумішей парів дигалогенідів з газами [5–8, 10]. Відповідно до цього методу, параметри і характеристики газорозрядної плазми визначалися на основі відомої функції розподілу електронів за енергіями (ФРЕЕ). Для визначення ФРЕЕ використовується кінетичне рівняння Больцмана для квазістаціонарних функцій розподілу електронів за енергіями [20].

В інтегралі зіткнень електронів з молекулами диброміду, дйодиду, дихлориду ртуті враховані процеси: коливальне збудження молекул HgBr_2 , збудження ($\text{HgBr}_2(D)$)-стану молекул HgBr_2 , дисоціативне збудження моноброміду ртуті ($X^2\Sigma_{1/2}^+$, $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -станів), прилипання та іонізація; дисоціативне збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану моноїодиду ртуті, іонізація молекул дйодиду ртуті; дисоціативне збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану монохлориду ртуті, іонізація молекул дихлориду ртуті; пружне розсіяння, збудження електронного рівня атома He (2^3S) та іонізація атома гелію. Дані за абсолютними величинами ефективних перетинів цих процесів, а також їхні залежності від енергій електронів, взяті з робіт [21–24].

Напруженість електричного поля на плазмі E розраховувалася за формулою:

$$E = U_{\text{пл.}}/d,$$

$U_{\text{пл.}}$ – 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:

$$U_{\text{пл.}} = U - U_{\text{дл.}}$$

Напруга $U_{\text{дл.}}$ обчислювалася за переміщенням заряду Q і ємності діелектричного бар'єра $C_{\text{д.}}$:

$$U_{\text{дл.}} = Q/C_{\text{д.}}$$

Переміщений у колі заряд визначався інтегруванням струму з урахуванням початкових умов:

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

де $Q_0 = Q(t=0)$.

У результаті напруженість електричного поля (E) і приведене електричне поле на плазмі (E/N), за яких в експерименті спостерігалася максимальна потужність випромінювання в спектральних смугах ($\lambda_{\text{макс.}} = 444, 502$ і 557 нм) експлексних молекул моноїодиду, моноброміду і монохлориду ртуті, мали величини 1076923 В/м і 49 Тд , відповідно коли значення загальної концентрації компонент суміші $N = 2,2 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$. Вони визначалися за методикою, описаною в роботі [25].

На рис. 7 наведено характерний вид ФРЕЕ коли параметр E/N змінюється в діапазоні 1–200 Тд для суміші $\text{HgBr}_2\text{--HgI}_2\text{--HgCl}_2\text{--He}$. Збільшення його величини зумовлює зростання кількості “швидких” електронів у розряді. Середня енергія електронів збільшується майже лінійно від 0,23 до 23,2 еВ при зростанні приведенної напруженості електричного поля від 1 до 200 Тд (рис. 7, вставка). Максимальна енергія електронів для приведенної напруженості електричного поля за якої в експерименті досягалася найбільша потужність (49 Тд) становила 84,32 еВ.

Для величини приведенного електричного поля 49 Тд, реалізованого в експерименті, величина середньої енергії електронів, температури та швидкості дрейфу електронів становили: 6,88 еВ, 79808 К і $1,1 \cdot 10^5 \text{ м/с}$ відповідно (табл. 1). Концентрація електронів за густини струму $796,18 \text{ А/м}^2$ на поверхні внутрішнього електрода становила $4,52 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$.

На рис. 8 наведено залежність питомої потужності втрат розряду на пружні та непружні процеси зіткнень електронів з молекулами дибромиду ртуті, дийодиду ртуті, дихлориду ртуті й атомами гелію від приведеної напруженості електричного поля в плазмі на суміші $\text{HgI}_2 : \text{HgBr}_2 : \text{HgCl}_2 : \text{He} = 126,2 \text{ Па} : 499,4 \text{ Па} : 505,6 \text{ Па} : 128000 \text{ Па}$ за загального тиску $129131,2 \text{ Па}$.

Спостерігалось збільшення питомої потужності зі збільшенням значень приведеної напруженості електричного поля. Для непружних процесів зіткнень електронів з компонентами плазми питома потужність втрат розряду на непружні процеси більша ніж питома потужність втрат розряду на пружні процеси. Вона досягає значення $0,1133 \cdot 10^{-12} \text{ eV} \cdot \text{м}^3/\text{с}$ для $E/N = 200 \text{ Тд}$ (рис. 8).

У таблиці 2 наведено значення питомої потужності втрат розряду на пружні та непружні процеси зіткнень електронів з молекулами дибромиду ртуті, дийодиду ртуті, дихлориду ртуті й атомів гелію. Для непружних процесів зіткнень електронів з компонентами плазми вони більші приблизно в 34 рази ніж пружні.

Розподіл питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з молекулами дигалогенидів ртуті й атомами гелію представлено на рис. 9. Значення питомих втрат потужності розряду з дисоціативним збудженням ексиплексних молекул моноїодиду, монобромиду і монохлориду ртуті електронами збільшується із зростанням приведеної напруженості електричного поля. Вони досягають максимуму 30,2%, 12,6%, 46,2%, 2,8 % і 1,1% коли значення параметра E/N рівні 7,9 Тд, 21,6 Тд, 28,4 Тд, 14,7 Тд, і 21,6 Тд для електронних станів монобромиду ртуті $X^2\Sigma_{1/2}^+$, $B^2\Sigma_{1/2}^+$, дибромиду ртуті ($\text{HgBr}_2(D)$), $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану моноїодиду ртуті й монохлориду ртуті відповідно, а з подальшим підвищенням приведеної напруженості електричного поля (E/N) питомі втрати потужності розряду для галогенидів ртуті зменшуються.

Для приведеної напруженості поля з якою проводився експеримент (49 Тд) частки питомої потужності розряду для $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану були: 7,2% (HgBr), 1,4% (HgI), 0,7% (HgCl), а для $\text{HgBr}_2(D)$ 37,4%.

На рис. 10. наведено залежності констант швидкостей зіткнення електронів з компонентами газорозрядної плазми в суміші $\text{HgI}_2 : \text{HgBr}_2 : \text{HgCl}_2 :$

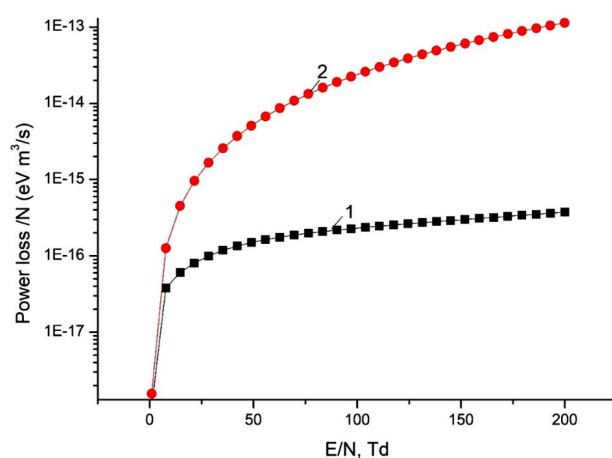


Рис. 8. Залежність питомої потужності втрат розряду на 1 – пружні, 2 – непружні процеси зіткнень електронів з молекулами дибромиду ртуті, дийодиду ртуті, дихлориду ртуті та атомів гелію від приведеної напруженості електричного поля в плазмі на суміші $\text{HgI}_2 : \text{HgBr}_2 : \text{HgCl}_2 : \text{He} = 126,2 \text{ Па} : 499,4 \text{ Па} : 505,6 \text{ Па} : 128000 \text{ Па}$ за загального тиску $129131,2 \text{ Па}$

Таблиця 1. Транспортні характеристики електронів: середня енергія ϵ , температура T К, швидкість дрейфу $v_{\text{др.}}$ і концентрації N_e в розряді на суміші $\text{HgI}_2 : \text{HgBr}_2 : \text{HgCl}_2 : \text{rm He} = 126,2 \text{ Па} : 499,4 \text{ Па} : 505,6 \text{ Па} : 128000 \text{ Па}$ за загального тиску $129131,2 \text{ Па}$

E/N , Тд	ϵ , eV	T , К	$v_{\text{др.}}$, м/с	N_e , м^{-3}
49	6,88	79808	$1,1 \cdot 10^5$	$4,52 \cdot 10^{16}$

Таблиця 2. Значення питомої потужності втрат розряду на пружні та непружні процеси зіткнень електронів з молекулами дигалогенидів і атомів гелію від приведеної напруженості електричного поля в плазмі суміші $\text{HgI}_2 : \text{HgBr}_2 : \text{HgCl}_2 : \text{He} = 126,2 \text{ Па} : 499,4 \text{ Па} : 505,6 \text{ Па} : 128000 \text{ Па}$ за загального тиску $129131,2 \text{ Па}$ для приведеної напруженості 49 Тд

E/N , Тд	Пружні, потужність/ N , eV $\text{м}^3/\text{с}$	Непружні, потужність/ N , eV $\text{м}^3/\text{с}$
49	$0,1492 \cdot 10^{-15}$	$0,5087 \cdot 10^{-14}$

: $\text{He} = 126,2 \text{ Па} : 499,4 \text{ Па} : 505,6 \text{ Па} : 128000 \text{ Па}$ від параметра E/N .

Константи швидкості дисоціативного збудження електронами $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану ексиплексних моле-

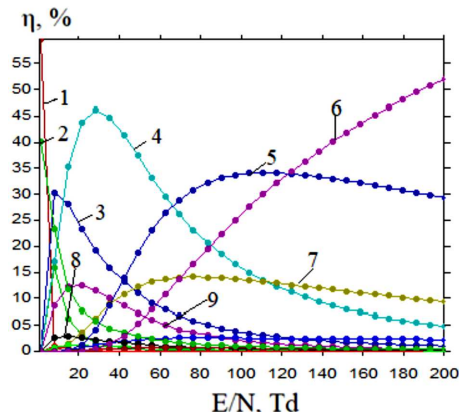


Рис. 9. Залежність питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з молекулами дигалогенідів ртуті й атомами гелію від приведеної напруженості в плазмі в суміші: $\text{HgI}_2 : \text{HgBr}_2 : \text{HgCl}_2 : \text{He} = 126,2 \text{ Па} : 499,4 \text{ Па} : 505,6 \text{ Па} : 128000 \text{ Па}$ за загального тиску $129131,2 \text{ Па}$ від параметра E/N : 1 – пружне розсіювання електронів на атомах гелію, 2 – коливальне збудження молекул диброміду ртуті (енергія порогу $0,035 \text{ eV}$) 3 – дисоціативне збудження $X^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану молекул HgBr (енергія порогу $5,00 \text{ eV}$), 4 – збудження ($\text{HgBr}_2(D)$)-стану молекул HgBr_2 (енергія порогу $7,86 \text{ eV}$), 5 – збудження атомів гелію (енергія порогу $19,80 \text{ eV}$), 6 – іонізація атомів гелію, 7 – іонізація молекул диброміду ртуті (енергія порогу $8,54 \text{ eV}$), 8 – дисоціативне збудження стану $B^2\Sigma_{1/2}^+$ молекул HgI (енергія порогу $5,32 \text{ eV}$), 9 – дисоціативне збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ стану молекул HgBr (енергія порогу $6,40 \text{ eV}$)

кул моноброміду, моноїодиду і монохлориду ртуті досягали максимальної величини $2,0 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$ (крива 7), $3,3 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$ (крива 5) і $3,4 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$ (крива 9) для приведеного електричного поля: $103,9 \text{ Тд}$, 200 Тд і 200 Тд відповідно; збудження ($\text{HgBr}_2(D)$)-стану молекул HgBr_2 (енергія порогу $7,86 \text{ eV}$) $1,8 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$ (крива 2) для приведеного електричного поля: 200 Тд (рис. 10).

5. Обговорення результатів дослідження

Емісія спектральних смуг ймовірно спостерігається внаслідок таких реакцій [23, 24, 26–28]:

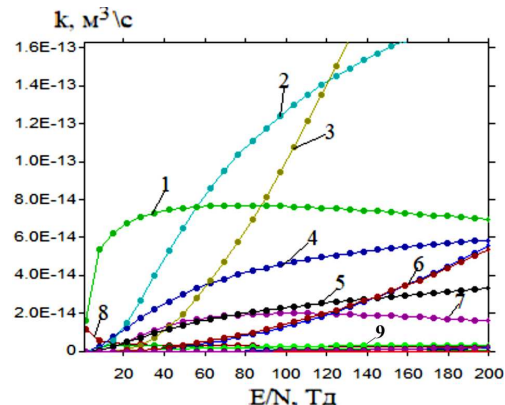
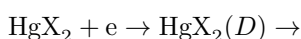
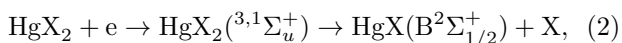
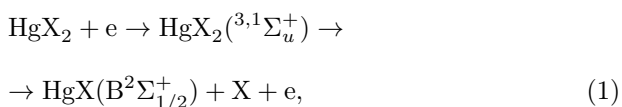
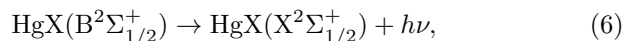
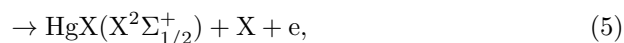
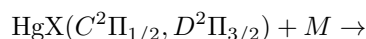
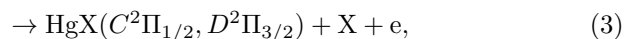
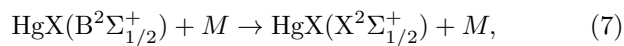


Рис. 10. Залежність констант швидкостей зіткнення електронів з компонентами газорозрядної плазми на суміші $\text{HgI}_2 : \text{HgBr}_2 : \text{HgCl}_2 : \text{He} = 126,2 \text{ Па} : 499,4 \text{ Па} : 505,6 \text{ Па} : 128000 \text{ Па}$ за загального тиску $129131,2 \text{ Па}$ від параметра E/N : 1 – пружне розсіювання електронів на атомах гелію, 2 – збудження ($\text{HgBr}_2(D)$)-стану молекул HgBr_2 (енергія порогу $7,86 \text{ eV}$), 3 – іонізації молекул диброміду ртуті (енергія порогу $8,54 \text{ eV}$), 4 – дисоціативне збудження $X^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану молекул HgBr^* (енергія порогу $5,00 \text{ eV}$), 5 – дисоціативне збудження стану $B^2\Sigma_{1/2}^+$ молекул HgI (енергія порогу $5,32 \text{ eV}$), 6 – іонізації молекул дийодиду ртуті і дихлориду ртуті (енергія порогу $10,00 \text{ eV}$ і $11,40 \text{ eV}$ відповідно), 7 – дисоціативне збудження стану $B^2\Sigma_{1/2}^+$ молекул HgBr (енергія порогу $6,40 \text{ eV}$), 8 – коливальне збудження молекул диброміду ртуті* (енергія порогу $0,035 \text{ eV}$), 9 – дисоціативне збудження стану $B^2\Sigma_{1/2}^+$ молекул HgCl (енергія порогу $6,49 \text{ eV}$)



$$\lambda_{\text{макс.}} = 443 \text{ нм}, \lambda_{\text{макс.}} = 502 \text{ нм}, \lambda_{\text{макс.}} = 557 \text{ нм}$$



де X – галоген (I, Br, Cl), M – концентрації молекул або атомів, що гасять $B^2\Sigma_{1/2}^+ C^2\Pi_{1/2}, D^2\Pi_{3/2}$ – енергетичні стани експлексних молекул моногалогенідів ртуті (HgX_2, He), $\Delta E_{1,2}$ – різниця енергій в реакціях (4).

Таблиця 3. Константи швидкостей збудження електронами $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану експлексних молекул $HgCl$, HgI , $HgBr$ (k_{HgCl^*} , k_{HgI^*} , k_{HgBr^*}), D -стану диброміду ртуті $k_{HgBr_2(D)}$, енергетичного рівня атомів (2^3S) He (k_{He^*}); константи швидкості іонізації гелію (k_{He^+}) і пружного розсіяння електронів на атомах гелію (k_r) в суміші парів: дийодиду, диброміду, дихлориду та гелію: $HgI_2 : HgBr_2 : HgCl_2 : He = 126,2 \text{ Па} : 499,4 \text{ Па} : 505,6 \text{ Па} : 128000 \text{ Па}$ за загального тиску 129131 Па

E/N , T_d	$k_{HgCl^*} \cdot 10^{+14}$, $\text{м}^3/\text{с}$ $\lambda = 557 \text{ нм}$	$k_{HgI^*} \cdot 10^{+13}$, $\text{м}^3/\text{с}$ $\lambda = 444 \text{ нм}$	$k_{HgBr^*} \cdot 10^{+13}$, $\text{м}^3/\text{с}$ $\lambda = 502 \text{ нм}$	$k_{HgBr_2(D)} \cdot 10^{+13}$, $\text{м}^3/\text{с}$	$k_r \cdot 10^{+13}$, $\text{м}^3/\text{с}$	$k_{He^*} \cdot 10^{+16}$, $\text{м}^3/\text{с}$	$k_{He^+} \cdot 10^{+16}$, $\text{м}^3/\text{с}$
	$HgI_2 : HgBr_2 : HgCl_2$				He		He
49	0,1468	0,1371	0,1536	0,6510	0,7568	0,5009	0,1112

Реакції (1) і (2) є основними джерелами утворення експлексних молекул HgX^* [23, 24, 29, 30]. Константа їхньої швидкості має величину $1,371 \times 10^{-14} \text{ м}^3 (\text{HgI}^*)$, $1,536 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3 (\text{HgBr}^*)$, $1,468 \times 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с} (\text{HgCl}^*)$ (табл. 3) для наших умов експерименту коли значення приведеної напруженості електричного поля дорівнює 49 Тд.

Крім того, експлексні молекули моногалогеніди ртуті утворюються в результаті реакцій (3), (4) внаслідок збудження молекул HgI_2 , $HgBr_2$, $HgCl_2$ електронами в стан D [32]. Константа швидкості має величину $6,5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$ для молекул $HgBr_2$ (табл. 3). Цей стан молекул дигалогенідів ртуті є сумою всіх станів, які розташовані між енергією порогу і енергією іонізації. Емісія з D станів молекул HgX_2 не спостерігається, через те, що дані стани переддисоціюють з утворенням молекул моногалогенідів ртуті в (C , D) станах. Випромінювання з C і D станів молекул HgI , $HgBr$ і $HgCl$ у наших умовах експерименту не спостерігається через високу ефективність процесу гасіння (4). (Відомо добуток константи швидкості гасіння гелієм $C^2\Pi_{1/2}$ -стану молекул моноїодиду ртуті на час життя становить величину $4,2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3$, а процес гасіння дигалогенідами ртуті станів (C , D) може відбуватися більш ефективно [31, 32]). Населеність цих станів передається на $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стан молекул HgI , $HgBr$ і $HgCl$ або в інші не оптичні канали [33]. Реакція зіткнення молекул дигалогенідів ртуті з електронами (5) є каналом утворення молекул моногалогенідів ртуті в основному стані $X^2\Sigma_{1/2}^+$, константа швидкості якої має значення $3,0 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$ (рис. 10, крива 4). Електронно-коливальні переходи $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow (X^2\Sigma_{1/2}^+)$ молекул

HgI , $HgBr$ і $HgCl$ зумовлюють емісію спектральних смуг з максимальною інтенсивністю на довжинах хвиль $\lambda_{\text{макс.}} = 443 \text{ нм}$, $\lambda_{\text{макс.}} = 502 \text{ нм}$, $\lambda_{\text{макс.}} = 557 \text{ нм}$, (реакція 6). У реакції гасіння (7) відбувається електронно-коливальний перехід молекул дигалогенідів ртуті в їх основний стан без випромінювання. Константа швидкості цього процесу для гасіння гелієм $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану молекул моноїодиду і моноброміду ртуті $1 \cdot 10^{-21} \text{ м}^3/\text{с}$ і $< 2 \cdot 10^{-21} \text{ м}^3/\text{с}$, відповідно [34] і гасіння гелієм $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану молекул моноїодиду й моноброміду ртуті дигалогенідами ртуті $1,1 \cdot 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$ і $3 \cdot 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$, відповідно [35].

Різка зростання інтенсивності випромінювання у довгохвильовій області спектра і повільний спад в короткохвильовій області (рис. 3) пояснюється ходом потенційних кривих (збуджений $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стан зміщений у бік великих між'ядерних відстаней відносно до $X^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану) 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 [36, 37].

Співвідношення інтенсивностей випромінювання молекул моногалогенідів ртуті (рис. 3) пояснюється в основному співвідношеннями констант швидкості збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану моногалогенів ртуті (табл. 3) у процесі дисоціативного збудження електронами розряду при зіткненні з дигалогенідами ртуті в реакціях (1) і (2). Більша інтенсивність випромінювання молекул $HgCl^*$ (рис. 3, б) порівняно з інтенсивністю випромінювання молекул $HgCl^*$ (рис. 3, а) ймовірно пов'язана з більшими константами швидкості в процесі гасіння

ння (реакція (4)), значення яких у науковій літературі не наведено.

Хід залежності потужності випромінювання від величини парціального тиску гелію (рис. 4) зумовлений, перш за все, такими процесами: підвищенням концентрації електронів зі збільшенням парціального тиску гелію в суміші, зміною частки енергії розряду, яка витрачається на нагрівання робочої суміші; зміною середньої енергії електронів і констант швидкості збудження молекул HgI^* , HgBr^* і HgCl^* залежно від величини параметра E/N , а також процесом гасіння $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану молекул HgI , HgBr , HgCl при зіткненні з атомами гелію і молекулами дигалогенідів ртуті. Зі збільшенням парціального тиску гелію зменшується значення параметра E/N . Це зумовлює підвищення питомих втрат потужності розряду на пружне розсіяння електронів на атомах і молекулах (рис. 9, крива 1) і, відповідно, підвищення парціального тиску парів HgI_2 , HgBr_2 , HgCl_2 і потужності випромінювання молекул HgI^* , HgBr^* , HgCl^* . Крім того, збільшення потужності випромінювання з підвищенням парціального тиску, як гелію, так і парів HgI_2 , HgBr_2 , HgCl_2 пов'язане зі збільшенням концентрації електронів, яка зростає зі збільшенням концентрації компонент робочої суміші [38]. Наявність максимуму й подальше падіння потужності випромінювання ексиплексних молекул HgI^* , HgBr^* , HgCl^* при підвищенні парціального тиску гелію (зменшує значення приведенної напруженості електричного поля) пов'язане зі зменшенням частки енергії розряду, яка витрачається на збудження їхнього $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану (рис. 9) і їхніх констант швидкості збудження (рис. 10), а також процесом гасіння цього стану молекул моногалогенідів ртуті при зіткненні їх з атомами гелію [38].

Залежність потужності випромінювання від температури (рис. 5) пояснюється залежністю тиску парів дигалогенідів ртуті (і відповідно їхніх концентрацій у плазмі) від температури [17], зі збільшенням концентрації дигалогенідів ртуті зростає концентрація ексиплексних молекул моногалогенідів ртуті HgI^* , HgBr^* , HgCl^* і число фотонів, які вони випромінюють, що зумовлює зростання потужності випромінювання (див. реакції (1), (2), (4), (6)). За температури 150 °С настає рівновага між процесами, що збільшують потужність випромінювання і процесом гасіння при зіткнен-

ні молекул моногалогенідів ртуті в енергетичному стані $B^2\Sigma_{1/2}^+$ (реакція (7)) і з подальшим збільшенням температури вплив процесу гасіння на потужність випромінювання переважає, що і приведе до її зменшення.

Залежність потужності випромінювання від амплітуди імпульсів напруги (рис. 6) пояснюється залежністю питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з молекулами дигалогенідів ртуті й атомами гелію від приведеної напруженості електричного поля в плазмі. Зі зростанням амплітуди імпульсів напруги зростає приведена напруженість електричного поля і відповідно збільшуються втрати на процеси збудження ексиплексних молекул моногалогенідів ртуті, досягаються максимальні їхні значення і зі збільшенням приведеної напруженості електричного поля спостерігається зменшення цих втрат, що і відповідає залежності потужності випромінювання від амплітуди імпульсів напруги (рис. 9, криві 3, 4, 8, 9).

6. Висновки

Таким чином, у результаті проведених нами досліджень оптичної емісії та параметрів плазми бар'єрного розряду на суміші парів трьох дигалогенідів ртуті ($\text{HgI}_2/\text{HgBr}_2/\text{HgCl}_2$) і гелію виявлено одночасне випромінювання трьох смуг у фіолетово-синьому, синьо-зеленому та зеленому діапазонах спектра з максимумом емісії на довжинах хвиль ($\lambda_{\text{макс.}}$) = 444 нм, ($\lambda_{\text{макс.}}$) = 502 нм і ($\lambda_{\text{макс.}}$) = 557 нм. Установлено інтегральні характеристики – залежності середньої потужності випромінювання від парціального тиску буферного газу гелію, температури суміші та амплітуди імпульсів напруги зовнішнього джерела накачування. Установлено транспортні й енергетичні характеристики електронів у газорозрядній плазмі залежно від приведенного електричного поля, а також константи швидкості збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану ексиплексних молекул монохлориду, монобромиду й монохлориду ртуті в газорозрядній плазмі. Установлено закономірності в залежностях потужності випромінювання від парціального тиску буферного газу гелію, температури суміші й амплітуди імпульсів напруги.

На основі проведених досліджень можливе створення нової ексилампи, що випромінює одночасно три спектральні смуги у видимому діапазо-

ні та яка може бути застосована в наукових дослідженнях, медицині та як нове газорозрядне джерело світла для технологічного оновлення та розвитку парникового господарства, у біотехнології, для більш ефективного керування фотосинтезом, ростом і розвитком рослин і водоростей, у технології опріснення морської води і для покращення енергоефективності методів сушіння в промисловості.

1. G.Z. Zissis, S.K. Kitsinelis. State of art on the science and technology of electrical light sources: From the past to the future. *J. Phys. D* **42**, 173001 (2009).
2. U.K. Kogelschatz. Dielectric barrier discharges: their history, discharge physics and industrial applications. *Plasma Chem. Plasma Process.* **23**, 1 (2003).
3. A.M. Boichenko, M.I. Lomaev, A.N. Panchenko *et al.* *Ultraviolet and Vacuum Ultraviolet Excilamps: Physics, Engineering, and Applications* (STT, 2011).
4. A.N. Malinin. Excitation of mercury monohalides in the plasma of pulse-periodic discharge in mixtures of mercury dihalides and rare gases. *Laser Phys.* **7**, 1032 (1997).
5. A.N. Malinin. The main characteristics of the plasma of pulse glow discharge in mixtures of mercury dihalides and rare gases. *Laser Phys.* **8**, 395 (1998).
6. A.A. Malinina, A.N. Malinin. Optical characteristics and parameters of gas-discharge plasma in a mixture of mercury dibromide vapor with neon. *Plasma Phys. Rep.* **39**, 1035 (2013).
7. A. Malinina. Diagnostics of optical characteristics and parameters of gas-discharge plasma based on mercury diiodide and helium mixture. *Open J. Appl. Sci.* **5**, 826 (2015).
8. A.A. Malinina, A.N. Malinin. Optical characteristics of a gas discharge plasma based on a mixture of mercury diiodide vapor, nitrogen, and helium. *J. Appl. Spectrosc.* **83**, 592 (2016).
9. A.O. Малініна, О.К. Шуайбов, О.М. Малінін. Механізм збільшення інтенсивності випромінювання газорозрядної плазми на сумішах парів дйодиду ртуті, ксенону та неону в фіолетово-синьому спектральному діапазоні. *УФЖ* **62**, 590 (2017).
10. A.A. Malinina, R.V. Hrytsak. Optical characteristics and parameters of gas-discharge plasma on mixtures of mercury dichloride vapor and neon. *Probl. At. Sci. Technol.* **4**, 124 (2019).
11. A.O. Малініна, О.К. Шуайбов, О.М. Малінін. Механізм збільшення потужності випромінювання газорозрядної плазми на сумішах парів дихлориду ртуті, неону та азоту в синьо-зеленому спектральному діапазоні. *УФЖ* **64**, 803 (2019).
12. A.O. Малініна, О.К. Шуайбов. Випромінювальні характеристики та параметри газорозрядної плазми на суміші парів дихлориду ртуті з азотом. *Журнал фізичних досліджень* **24**, 1401 (2020).
13. A.N. Malinin, K.B. Molnar, A.O. Malinina. Parameters of gas-discharge plasma of barrier discharge on mixtures of vapours of diiodide, dibromide and mercury dichloride with helium. *Sci. Herald Uzhhorod Univ. Ser. Phys.* **50**, 1 (2021).
14. C. D'Avino, S. Gutiérrez, M.J. Feldhaus, M. Tomás-Gamasa, J.L. Mascareñas. Intracellular synthesis of indoles enabled by visible-light photocatalysis. *J. Am. Chem. Soc.* **146**, 2895 (2024).
15. Guangxin Lv, Yaodong Tu, J.H. Zhang, Gang Chen. Photomolecular effect: visible light interaction with air-water interface. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **121**, e2320844121 (2024).
16. Ming Zhang, Wei Liu, Cai-Jun Zheng, Kai Wang, Yi-Zhong Shi, Xing Li, Hui Lin, Si-Lu Tao, Xiao-Hong Zhang. Tri-component exciplex emitter realizing over 20% external quantum efficiency in organic light-emitting diode with multiple reverse intersystem crossing channels. *Adv. Sci.* **6**, 1801938 (2019).
17. A.I. Efimov, L.P. Belorukova, I.V. Vasil'kova, V.P. Chechev. *Properties of Inorganic Compounds* (Khimiya, 1983).
18. R.W. Pearse, A.G. Gaydon. *The Identification of Molecular Spectra* (Chapman and Hall, 1963).
19. R.H. Huddleston, S.L. Leonard. *Plasma Diagnostic Techniques* (Academic Press, 1965).
20. G.J.M. Hagelaar, L.C. Pitchford. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. *Plasma Sources Sci. Technol.* **14**, 722 (2005).
21. *BOLSIG+*. Electron Boltzmann equation solver; <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr>
22. W.L. Nighan, R.T. Brown. Kinetic processes in the HgBr/HgBr₂ dissociation laser. *J. Appl. Phys.* **53**, 7201 (1982).
23. V. Kushawaha, M. Mahmood. Electron impact dissociation of HgX₂ (X = Cl, Br, I). *J. Appl. Phys.* **62**, 2173 (1987).
24. A.N. Malinin. Excitation of the B²Σ_{1/2}⁺ state of mercury monohalides by electron impact. *Laser Phys.* **7**, 1168 (1997).
25. M.I. Lomaev, V.S. Skakun, E.A. Sosnin, V.F. Tarasenko, D.V. Shitts, M.V. Erofeev. Excilamps: efficient sources of spontaneous UV and VUV radiation. *Phys.-Usp.* **46**, 193 (2003).
26. E.W. McDaniel, W.L. Nighan. *Gas Lasers* (Academic Press, 1982).
27. C.K. Rhodes. *Excimer Lasers* (Springer, 1979).
28. M. Jakob. Ultraviolet absorption cross sections of HgI₂, HgBr₂, and tin(II) halide vapors. *J. Chem. Phys.* **64**, 4976 (1977).
29. A.N. Malinin, A.K. Shuaibov, V.S. Shevera. Dissociative excitation of the B²Σ_{1/2}⁺ states of mercury monohalides by electron impact. *Sov. J. Quantum Electron.* **10**, 1495 (1983).

30. W.L. Nighan, R.T. Brown. Kinetic processes in the $\text{HgBr}(\text{B} \rightarrow \text{X})/\text{HgBr}_2$ dissociation laser. *J. Appl. Phys.* **53**, 7201 (1982).
31. A. Malinina. *Optical Characteristics of Gas-Discharge Plasma in Mixtures of Mercury Dibromide Vapor with Gases* (Cambridge Scholars Publishing, 2020).
32. R.W. Waynant, J.G. Iden. $\text{HgX}(\text{B})$ radiative lifetime by fast photolysis of HgX_2 ($\text{X} = \text{Br}, \text{I}$). *Appl. Phys. Lett.* **33**, 708 (1978).
33. V.V. Datsyuk, I.A. Izmailov, V.V. Naumov, A.V. Kochelap. Direct electron-impact mechanism of excitation of mercury monobromide in a double-pulse dielectric-barrier-discharge HgBr lamp. *Plasma Sources Sci. Technol.* **25**, 015018 (2016).
34. C. Roxlo, A. Mandl. Quenching kinetics for the HgBr^* ($\text{B}^2\Sigma_{1/2}^+$) and HgI^* ($\text{B}^2\Sigma_{1/2}^+$, $\text{C}^2\Pi_{1/2}$) states. *J. Chem. Phys.* **72**, 541 (1980).
35. A.A. Malinina, A.N. Malinin. Efficiency of quenching of the $\text{B}^2\Sigma_{1/2}^+$ state of mercury monoiodide and monobromide by mercury dihalides in gas-discharge plasma in multi-component mixtures of an exciplex radiation source. *Opt. Spectrosc.* **105**, 32 (2008).
36. R.W. Wadt. The electronic structure of HgCl and HgBr . *Appl. Phys. Lett.* **34**, 658 (1979).
37. V.V. Datsyuk, I.A. Izmailov, V.V. Naumov, V.A. Kochelap. Vibrational relaxation of excimers. *Phys.-Usp.* **41**, 379 (1998).
38. Y.P. Raizer. *Gas Discharge Physics* (Springer, 1991).

Одержано 05.03.26

O.M. Malinin, A.O. Malinina, O.K. Shuaibov, K.B. Molnar, O.Y. Mynia, R.V. Hrytsak, M.O. Margitych
 PARAMETERS AND RADIATION PROPERTIES
 OF PLASMA OF BARRIER DISCHARGE BASED
 ON A MIXTURE OF MERCURY DIIODIDE,
 DIBROMIDE, AND DICHLORIDE
 VAPORS WITH HELIUM

The parameters of the plasma of the pulse-periodic nanosecond barrier discharge based on a vapor mixture of three mercury dihalides (HgI_2 , HgBr_2 , and HgCl_2) and helium at atmospheric pressure, as well as the spectral and energy properties of its radiation, have been studied. Simultaneous radiation emission of spectral bands was detected in the violet-blue ($\lambda_{\text{max}} = 444 \text{ nm}$), blue-green ($\lambda_{\text{max}} = 502 \text{ nm}$), and green ($\lambda_{\text{max}} = 557 \text{ nm}$) spectral intervals. The mechanism of formation of exciplex molecules of mercury monohalides (HgI^* , HgBr^* , and HgCl^*) was discussed. The rate constants for the excitation of exciplex molecules of mercury monohalides were determined. The optimal values of the reduced electric field strength at which the radiation power in the violet-blue, blue-green, and green spectral ranges is maximum, with the emission maxima at wavelengths of 444, 502, and 557 nm, were found. On the basis of performed research, a new excilamp can be created that simultaneously emits three spectral bands in the visible spectral intervals and can be used in scientific research and medicine, for technological renewal and development of greenhouse farming, in biotechnology, for more effective management of photosynthesis, growth, and development of plants and algae, as well as in seawater desalination technology and for more energy-efficient drying methods in industry.

Keywords: nanosecond barrier discharge, radiation of exciplex molecules, plasma parameters, mercury monohalides, helium.