

ЗБУДЖЕННЯ ЕКСИМЕРНИХ МОЛЕКУЛ HgBr ТА HgCl В ПЛАЗМІ ВИСОКОЧАСТОТНОГО РОЗРЯДУ ЧЕРЕЗ ДІЕЛЕКТРИК

М.М. Гуйван, О.М. Малінін

Ужгородський національний університет, 88000, Ужгород, вул. Підгірна 46

E-mail: guivan@iss.univ.uzhgorod.ua

Виявлено оптимальні умови збудження ексимерних молекул $HgBr^*$ та $HgCl^*$ в газорозрядній плазмі на двокомпонентних сумішах $HgX_2:R$ ($X=Br, Cl$, $R=He, Ne, Xe, N_2$) при частоті слідування імпульсів накачки 1000 Гц. Визначена різниця в поведінці інтенсивності випромінювання розряду залежно від парціальних тисків буферних газів та дигалогенідів ртуті. Встановлено, що механізм збудження ексимерних молекул монобромиду та монохлориду ртуті не змінюється до частот слідування імпульсів накачки $f=1000$ Гц.

Вступ

Останнім часом значно збільшився інтерес до вивчення газорозрядних некогерентних джерел випромінювання, що працюють на електронно-коливних переходах ексимерних молекул, а саме ексимерних ламп [1-7]. Це пов'язано, насамперед, з їх можливістю давати потужне (≤ 75 кВт) випромінювання великої площі (~ 5000 см²) з ККД більшим, ніж 10%, що вже знайшло застосування в різних галузях науки і техніки [8-10]. У видимому діапазоні досить перспективним є використання випромінювання ексимерних молекул монобромиду та монохлориду ртуті ($HgBr^*$ та $HgCl^*$) з довжинами хвиль $\lambda=502$ нм і $\lambda=557$ нм, відповідно. Джерела випромінювання на основі цих молекул можна застосовувати для накачки твердотільних лазерів, лазерів на органічних барвниках, активних середовищ на основі забарвлених полімерів, в агрофізиці для активації процесу фотосинтезу.

Техніка експерименту

Для забезпечення однорідного розряду в робочих сумішах нами застосовувався розряд через діелектрик (кварцове скло). Він дозволяє мати значну площу однорідного випромінювання і

отримувати інтенсивні молекулярні смуги ексимерних молекул [3, 11]. Простота конструкції, що особливо суттєва в експериментах з високотемпературними об'єктами, також обумовила цей вибір. У роботах по лазерній генерації на інертних і молекулярних газах високого тиску застосовувався розряд через інший діелектрик – сіканд [11,12].

Експериментальна установка схожа до описаної в роботі [13]. Вона складалась з таких вузлів: генератор наносекундних високовольтних імпульсів накачки (ГІН), система відкачки та газонаповнення (СВГ), газорозрядна кювета (ГК) та система реєстрації. Основна відмінність установки полягала в тому, що її ГІН дозволяв проводити експерименти при значно вищих частотах слідування імпульсів накачки (≤ 1000 Гц). Система реєстрації оптичних, електричних та часових характеристик розряду дозволяла проводити дослідження спектрів, залежності інтенсивності випромінювання від компонентного складу середовища, параметрів накачки та ін. В неї входили: спектральний монохроматор ЗМР-3, фотоелектронні помножувачі (ФЕП) ФЭУ-79 та 14 ЭЛУ-ФС, підсилювач електричних сигналів У1-2, самописець КСП-4, осцилограф С7-10А.

Конструктивні елементи експериментальної установки враховували особливості умов досліджень з високовольтними імпульсами наносекундної тривалості, випромінюванням електромагнітних завад в широкому діапазоні частот (10 Гц – 100 МГц), токсичними і високотемпературними об'єктами та високими парціальними тисками робочих сумішей до 200 кПа. Всі високовольтні вимірювальні кола були виконані з урахуванням загальних вимог [14]: якісне екранування приладів, з'єднувальних проводів експериментальної установки; використання фільтрів, які захищали вимірювальні прилади від наводок.

Часові характеристики випромінювання і розрядного струму реєструвались за допомогою електронного лінійного помножувача типу 14ЭЛУ-ФС та каліброваного поясу Роговського, відповідно. Роздільна здатність 14ЭЛУ-ФС по часу становила 2.5 нс. Чутливість поясу Роговського складала $5.35 \cdot 10^{-2}$ В/А.

Генератор наносекундних високовольтних імпульсів накачки зібраний на основі тиратронного комутатора ТГИ2-130/10. Він складався з високовольтного випрямляча, блока запуску тиратрона, зарядних конденсаторів ємністю 6.8 нФ і кабельного підвищувального трансформатора з коефіцієнтом трансформації 1:4. Енергія, що запасалась в накопичувальній ємності ГНа становить $0.3 \div 0.4$ Дж. Питомий енерговклад в робочий об'єм розряду $0.2 \times 1.5 \times 20$ см рівний 55 мДж/см³. Вихідна напруга генератора складала 30-40 кВ при тривалості імпульсів та частоті слідування 50 нс і 1000 Гц, відповідно.

Після відкачки ГК до залишкового тиску $1.3 \cdot 10^{-2}$ Па здійснювалось наповнення її досліджуваною газовою сумішшю з допомогою СВГ. Конструкція ГК та СВГ схожі до описаних в роботі [13]. Для захисту системи реєстрації від завад, що випромінюються розрядом, кювета поміщена в сталевий екран.

Створення необхідних парціальних тисків парів дигалогенідів ртуті в ГК здійснювалося електронагрівником.

Дієздатність експериментальної установки перевірялась контрольними експериментами по вимірюванню оптичних, електричних та часових характеристик системи реєстрації. Контрольні виміри оптичних характеристик проводилися шляхом подачі імпульсів генерації азотного лазера типу ЛГИ-21 на вхідну щілину спектрального монохроматора ЗМР-3. З допомогою цього лазера з відомими параметрами струму перевірялись також електричні та часові характеристики системи реєстрації. Результати вимірів співпадають з паспортними даними лазера в межах похибки 10%.

Експериментальні результати та їх інтерпретація

1. Імпульсні характеристики розряду

Результати досліджень часових характеристик струму розряду та випромінювання ексимерних молекул $HgBr^*$ при частоті слідування $f = 1000$ Гц представлені на рис. 1 для суміші $HgBr_2:He$. Імпульси струму подвійні, різної полярності, затримка між ними в наших експериментальних умовах дорівнювала 150 нс. Передній фронт становив 10 нс, тривалість - по 50 нс. Імпульси випромінювання також подвійні зі зсувом по часу 150 нс.

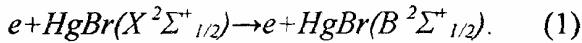
В характеристиках спостерігаються наступні закономірності:

амплітуда першого імпульсу випромінювання менша, ніж амплітуда другого імпульсу;

зменшення тиску гелію приводить до збільшення амплітуди обох імпульсів, однак для другого імпульсу це відбувається повільніше;

із збільшенням тиску гелію зменшується часовий інтервал між першим і другим імпульсом струму та випромінювання.

Першу закономірність можна пояснити наступним чином. Перший імпульс накачки створює молекули $HgBr$ в $B^2\Sigma^+_{1/2}$ та $X^2\Sigma^+_{1/2}$ – станах за рахунок дисоціації молекул $HgBr_2$ електронним ударом (перший канал). Другий імпульс накачки приводить також до збудження молекул $HgBr$ з основного стану в процесі



Це спричиняє додаткове збільшення другого імпульсу випромінювання внаслідок зростання заселеності $B^2\Sigma^+_{1/2}$ - стану подібно до експериментів при низьких частотах та при дослідженні когерентного випромінювання [13, 15].

Друга закономірність пов'язана із зменшенням значень параметра E/p (E - напруженість електричного поля, p - загальний тиск суміші) і, як впливає з результатів роботи [16], це приводить до зменшення константи швидкості збудження $B^2\Sigma^+_{1/2}$ - стану монобромиду ртуті та в підсумку до зменшення амплітуд імпульсів випромінювання. Для другого імпульсу випромінювання це зменшення проходить повільніше завдяки протіканню процесу (1).

Третя закономірність пов'язана, ймовірно, із зміною імпедансу плазми при зміні загального тиску суміші.

Результати часових вимірів виявили, що імпульси випромінювання виникають не більш, ніж на 5 нс пізніше імпульсів струму (з врахуванням затримок в електричному та оптичному трактах системи реєстрації). Такі малі значення затримок між імпульсами накачки та випромінювання дають підставу зробити висновок, що і при $f = 1000$ Гц збудження $B^2\Sigma^+_{1/2}$ - стану монобромиду ртуті відбувається внаслідок швидкого процесу, а саме дисоціації дибромиду ртуті під дією електронного удару, що спостерігалось в роботі [13] при $f \leq 50$ Гц.

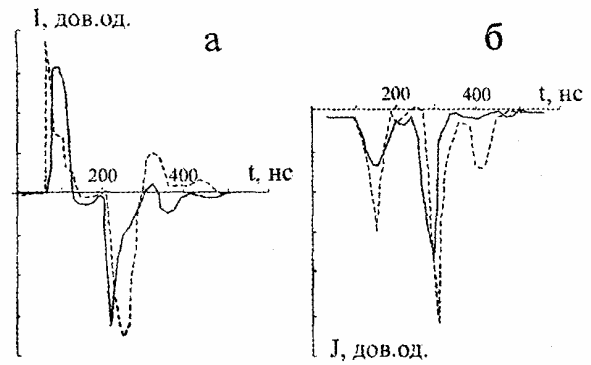


Рис.1. Осцилограми імпульсів розрядного струму (а) та випромінювання (б) для $\lambda=502$ нм молекул $HgBr^*$ в суміші $HgBr_2:He$ при $f=1000$ Гц. Тиск насичених парів $HgBr_2 \approx 0.6$ кПа, тиск гелію: (—) - 100 кПа, (- -) - 20 кПа.

2. Спектри випромінювання розряду

При записах спектрів розміри щілин спектрального монохроматора становили 0.1 мм. Вони вибирались з умови забезпечення роздільної здатності при певній чутливості системи реєстрації та рівні сигналу наводок від розряду. Обернена лінійна дисперсія монохроматора ЗМР-3 становить 44 Å/мм на $\lambda=434$ нм і погіршується із збільшенням довжин хвиль. Парціальний тиск парів дибромиду та дихлориду ртуті визначався по температурі найбільш холодної точки газорозрядної кювети лінійною інтерполяцією довідкових даних роботи [17].

Умови дослідження спектральних характеристик розряду через діелектрик на сумішах дибромиду чи дихлориду ртуті з гелієм наступні: тиск гелію 20-140 кПа, тиск дигалогенідів ртуті 0.065-2 кПа, амплітуда імпульсів напруги 30 – 40 кВ, тривалість імпульсів струму 150 нс, розрядний струм 350-360 А, енергія, що запасється робочою ємністю 0.3 Дж, частота слідування імпульсів накачки 1000 Гц.

Характерні спектри випромінювання для подвійних сумішей $HgBr_2:He$, $HgCl_2:He$ з врахуванням спектральної чутливості системи реєстрації приведені на рис. 2. По осі ординат відкладена відносна інтенсивність випромінювання

смуг. Аналіз спектрів показує, що спостерігаються тільки системи молекулярних смуг з максимумами випромінювання на $\lambda\lambda$ 502 нм і 557 нм, відповідно, для сумішей $HgBr_2:He$ та $HgCl_2:He$ в спектральному діапазоні довжин хвиль 300-700 нм.

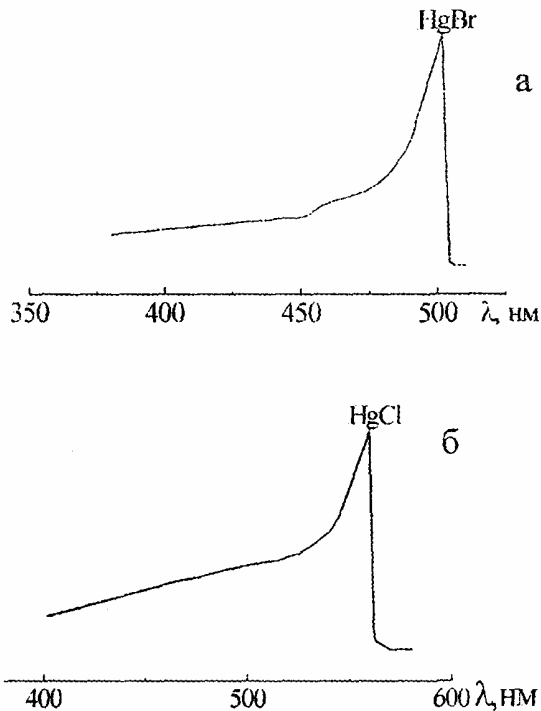


Рис.2. Спектр випромінювання розряду: а – суміш $HgBr_2:He=0.3:120$ кПа; б – суміш $HgCl_2:He=0.3:120$ кПа.

Дослідження впливу парціального тиску буферного газу гелію на спектри випромінювання розряду показали, що вони відрізняються кількістю електронно-коливних смуг випромінювання, поведінкою інтенсивності в короткохвильовій частині спектрального діапазону та інтенсивністю на довжинах хвиль 502 нм (суміш $HgBr_2:He$) і 557 нм (суміш $HgCl_2:He$). При значенні парціального тиску гелію 130 кПа загальна ширина (на пів висоті) системи молекулярних смуг електронного переходу менша на 20%, а інтенсивність випромінювання $\lambda\lambda$ 502 нм і 557 нм

більша на 20%, ніж для парціального тиску гелію 40 кПа. При менших тисках гелію спектр протяжніший в короткохвильовій області.

Ідентифікація спостережуваних молекулярних смуг випромінювання виявила, що вони відносяться до електронно-коливного переходу $B^2\Sigma^+_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}$ двоатомних ексимерних молекул $HgBr^*$ та $HgCl^*$ при $v'=0\div 5$, $v''=22\div 15$ [18,19], де v' , v'' – коливальні квантові числа електронних станів B та X , відповідно. При цьому слід відмітити, що найбільша інтенсивність в системі належить смугам $(0, v'')$ -прогресії, де $v''=22\div 17$.

Дослідження спектральних характеристик газорозрядної плазми виявили такі закономірності:

1. Нерозділену коливальну структуру системи смуг переходу $B \rightarrow X$ ексимерних молекул $HgBr$ та $HgCl$.

2. Поступове спадання інтенсивності випромінювання електронно-коливних смуг переходу $B \rightarrow X$ із зменшенням довжин хвиль в межах 502 нм - 400 нм для молекул $HgBr$ та 557 нм - 400 нм для молекул $HgCl$.

3. Вплив тиску буферного газу на інтенсивність випромінювання молекулярних смуг переходу $B \rightarrow X$ ексимерних молекул $HgBr$ та $HgCl$.

Нерозділена коливальна структура системи смуг пов'язана з тим, що різниця в довжинах хвиль між максимумами окремих електронно-коливних смуг становить ~ 0.7 нм [18, 19], а спектральне розділення системи реєстрації в області 400-560 нм того ж порядку. Взаємне розташування, вигляд потенційних кривих основного ($X^2\Sigma^+_{1/2}$) і збудженого ($B^2\Sigma^+_{1/2}$) станів молекул визначають характер окремих смуг випромінювання та розподіл інтенсивності в межах їх системи. Поведінка інтенсивності випромінювання системи смуг залежно від парціального тиску гелію може бути пояснена процесом релаксації заселеності верхніх ($v'>0$) коливних рівнів збудженого електронного стану. При підвищенні

загального тиску суміші швидкість релаксації збільшується. Це приводить до зменшення кількості електронно-коливних переходів у короткохвильовій частині спектру, збільшення їх інтенсивності для $(0, v'')$ -прогресії у довгохвильовій частині та, відповідно, до "звуження" системи молекулярних смуг.

Результати досліджень спектрів випромінювання двокомпонентних сумішей диброміду та дихлориду ртуті з гелієм дозволяють зробити висновок, що в розряді через діелектрик і при підвищених частотах слідування імпульсів накачки ефективно збуджується $B^2\Sigma_{1/2}^-$ стан ексимерних молекул $HgBr^*$ і $HgCl^*$.

3. Залежності інтенсивності випромінювання молекул $HgBr^*$ та $HgCl^*$ від вмісту компонент суміші та часу роботи

Дослідження залежності випромінювання молекул $HgBr^*$ і $HgCl^*$ від вмісту компонентів суміші та часу роботи потрібні для оптимізації оптичних, енергетичних характеристик випромінювання газорозрядних джерел, робочим середовищем якого є суміші парів $HgBr_2$, $HgCl_2$, інертних газів та азоту.

Експерименти проводилися таким чином: спектральний монохроматор настроювався на смугу випромінювання λ 502 нм або λ 557 нм, при цьому розміри щілин вибиралися з розрахунку реєстрації практично всієї інтенсивності системи спектральних смуг випромінювання. Діапазон зміни тисків інертних газів, азоту та парів дигалогенідів ртуті: 4-140 кПа, 4-110 кПа, 13.3-4000 Па відповідно. При таких умовах значення параметру E/p оптимальне для проходження збудження ексимерів у газорозрядній плазмі на робочих сумішах [16]. Відносна похибка вимірів інтенсивності випромінювання складала 5%.

На рис. 3, 4 представлені результати експериментальних досліджень залежності інтенсивності випромінювання ексимерів $HgBr^*$ та $HgCl^*$ від вмісту компонентів суміші. Як видно з рис. 3, інтенсивне випромінювання молекул

$HgBr^*$ і $HgCl^*$ спостерігається в широкій області парціальних тисків гелію та неону 60-105 кПа (залежності 1, 2, 4, 5), а в області великих тисків ксенону та азоту інтенсивність помітно зменшується (залежності 3, 6). Максимум випромінювання в сумішах з ксеноном та азотом спостерігається в межах діапазону парціальних тисків 10-40 кПа. Найбільша інтенсивність випромінювання ексимерних молекул $HgBr^*$ та $HgCl^*$ спостерігається в сумішах парів $HgBr_2$ або $HgCl_2$ з буферним газом гелієм.

При збільшенні парціальних тисків дигалогенідів ртуті інтенсивності випромінювання спочатку зростають, досягають насичення, а потім відбувається спад. Область максимальної інтенсивності випромінювання знаходиться для $HgBr^*$ при 0.4-0.9 кПа, а для $HgCl^*$ в межах 0.7-3.5 кПа (рис. 4).

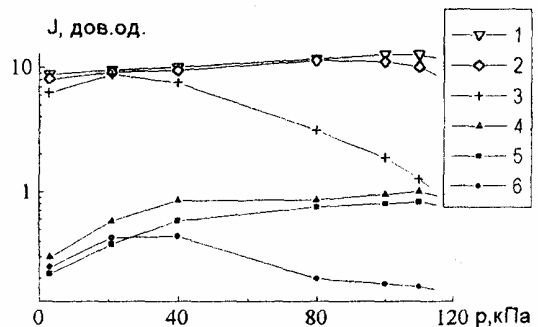


Рис. 3. Залежності інтенсивності випромінювання ексимерних молекул $HgBr^*$ ($\lambda=502$ нм) і $HgCl^*$ ($\lambda=557$ нм) від парціального тиску буферного газу при $f=1000$ Гц для сумішей: 1 - $HgBr_2:He$; 2 - $HgBr_2:Ne$; 3 - $HgBr_2:Xe$; 4 - $HgCl_2:He$; 5 - $HgCl_2:Ne$; 6 - $HgCl_2:N_2$. Тиск насичених парів $HgBr_2$ - 0.6 кПа, $HgCl_2$ - 1 кПа.

Поведінка залежностей інтенсивності випромінювання розряду від парціальних тисків гелію, неону, ксенону та азоту пояснюється таким чином.

Інтенсивність спонтанного випромінювання $J_{v,v'}$ за відсутності поглинання пропорційна заселеності N_v верхнього

рівня та імовірності переходу (квадрату абсолютного значення матричного елемента дипольного моменту $R_{v'v''}$) [20]:

$$J_{v'v''} \sim N_{v'} |R_{v'v''}|^2, \quad (2)$$

де $R_{v'v''} = \int \Psi_{v'} \bar{P} \Psi_{v''}^* dr$, $\Psi_{v'}$, $\Psi_{v''}$ - власні хвильові функції станів з енергіями $E_{v'}$ та $E_{v''}$, \bar{P} - дипольний момент системи.

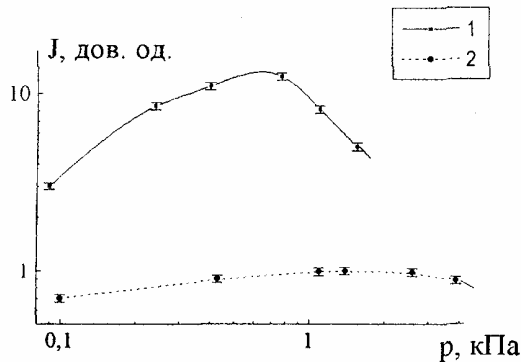


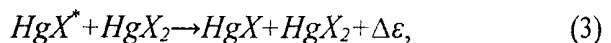
Рис.4. Залежності інтенсивності випромінювання ексимерних молекул $HgBr^*$ ($\lambda=502$ нм) і $HgCl^*$ ($\lambda=557$ нм) від парціального тиску насичених парів $HgBr_2$ та $HgCl_2$ при $f=1000$ Гц: 1 – суміш $HgBr_2:He$; 2 – суміш $HgCl_2:He$. Тиск гелію – 110 кПа.

Заселеність $N_{v'}$ залежить від процесів заселення, спустошення рівня і параметру E/p . Ефективність процесів заселення та гасіння $B^2\Sigma^+_{1/2}$ - стану ексимерних молекул $HgBr$ і $HgCl$ визначається константами швидкості k_0 і k_2 , відповідно. Значення k_0 для сумішей дигалогенідів ртуті з гелієм в діапазоні E/p , який співпадає з експериментом, більші, ніж для сумішей з неоном [16]. Процес гасіння люмінесценції молекул $HgBr^*$ та $HgCl^*$ інертними газами слабо впливає на заселеність, так як константи швидкості відповідного процесу мають малі значення $\approx 10^{-13}-10^{-14}$ см³/с [21,22]. Внаслідок цього заселеність верхнього рівня, а отже і інтенсивність випромінювання для сумішей з гелієм буде більша при однаковому енерговкладі. Окрім того, як показують результати

чисельного розрахунку [16] для сумішей з гелієм та неоном, вклад потужності розряду в канал збудження залежить від значень параметру E/p , що в підсумку приводить до перерозподілу заселеності $B^2\Sigma^+_{1/2}$ - стану ексимерних молекул $HgBr$ і $HgCl$.

Більші втрати енергії електронів на збудження та іонізацію ксенону, збудження численних коливних рівнів молекули азоту [23], а також більші значення констант швидкості гасіння $B^2\Sigma^+_{1/2}$ - стану ксеноном і молекулярним азотом [24] приводять до відмінності у поведінці інтенсивностей випромінювання в сумішах з Xe та N_2 по відношенню до інтенсивності випромінювання в сумішах з He та Ne .

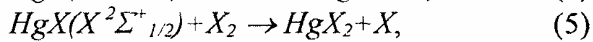
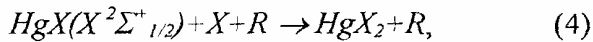
Залежності інтенсивності випромінювання ексимерних молекул від парціального тиску диброміду або дихлориду ртуті (рис. 4) можна пояснити таким чином. При збільшенні парціального тиску парів дигалогенідів ртуті збільшується концентрація молекул $HgBr^*$ та $HgCl^*$ в збудженому $B^2\Sigma^+_{1/2}$ - стані. Це зумовлює збільшення інтенсивності випромінювання. Потім хід залежностей пояснюється тим, що більш ефективно проходить процес гасіння люмінесценції ексимерних молекул дигалогенідами ртуті [25], для якого константи швидкості мають значення $\approx 10^{-10}$ см³/с:



де $X=Br, Cl$, $\Delta\varepsilon$ - енергія, яка не витрачається на випромінювання електронно-коливного переходу $B \rightarrow X$ молекул $HgBr^*$ та $HgCl^*$.

Дослідження ресурсних характеристик робочих сумішей виявили, що при загальному тиску сумішей ~ 120 кПа на протязі $9 \cdot 10^6$ імпульсів практично не спостерігалось деградації диброміду чи дихлориду ртуті. Експерименти при малих тисках $p \leq 15$ кПа гелію та неону виявили незначний ресурс роботи газорозрядної кювети ($\sim 10^4$ імпульсів), що пояснюється

таким чином. При малому тиску буферного газу збільшується час між зіткненнями і, відповідно, більше залишається моногалогенідів ртуті в основному стані. При наступних зіткненнях з повільними електронами це приводить до дисоціації молекул HgX на атоми ртуті і галогену. Деградація робочої суміші проходить внаслідок зменшення швидкості відновлення радикалів у процесах [26]



де R – буферний газ.

Висновки

Таким чином, в розряді через діелектрик (кварцове скло) на двокомпонентних сумішах парів диброміду чи дихлориду ртуті з газами при атмосферних тисках та підвищених частотах ефективно збуджуються моногалогеніди ртуті тільки в $B^2\Sigma^+_{1/2}$ - стані. В результаті дослідження залежності інтенсивності випромінювання $HgBr^*$ та $HgCl^*$ від парціальних тисків буферних газів і парів $HgBr_2$ та $HgCl_2$ встановлено оптимальні умови збудження молекул моноброміду та монохлориду ртуті при частотах слідування імпульсів накачки $f = 1000$ Гц.

Різниця в поведінці інтенсивності випромінювання розряду від парціальних тисків буферних газів і дигалогенідів ртуті пояснюється залежністю заселеності верхнього рівня ($B^2\Sigma^+_{1/2}$) ексимерних молекул $HgBr^*$ та $HgCl^*$ від констант швидкості процесів заселення та гасіння, а також різним вкладом потужності розряду в процес збудження залежно від параметру E/p .

Часові виміри імпульсів струму та випромінювання розряду на сумішах диброміду ртуті з гелієм виявили, що і при високих частотах слідування імпульсів накачки збудження $B^2\Sigma^+_{1/2}$ - стану моногалогенідів ртуті здійснюється за

рахунок дисоціації диброміду ртуті електронним ударом.

Результати досліджень по збудженню ексимерних молекул $HgBr$ та $HgCl$ в робочих сумішах газорозрядних джерел випромінювання при високих частотах (1000 Гц) узгоджуються з даними, які отримані в роботі [13] при низьких частотах (≤ 50 Гц) слідування імпульсів накачки.

1. Б.А. Коваль, В.С. Скакун, В.Ф. Тарасенко, Е.А. Фомин, Е.Б. Янкелевич, ПТЭ. 4, 244 (1978).
2. А.А. Кузнецов, В.С. Скакун, В.Ф. Тарасенко, Е.А. Фомин, Письма в ЖТФ. 19, 5, 1 (1993).
3. Г.А. Волкова, Н.Н. Кирилова, Е.Н. Павловская, А.В. Яковлева, ЖПС. 41, 4, 691 (1984).
4. Н. Kumagai, M. Obara, Appl. Phys.Lett. 54, № 26, 2619 (1989).
5. Н. Kumagai, M. Obara, Appl. Phys.Lett. 55, № 15, 1583 (1989).
6. Н. Kumagai, K. Toyoda, Appl. Phys.Lett. 59, № 22, 2811 (1991).
7. Н. Furusawa, S. Okada, M. Obara, Appl.Phys. Lett. 66,1877 (1995).
8. В.М. Борисов, В.А. Водчиц, А.В. Ельцов, О.Б. Христофоров, Квантовая электроника. 25, 4, 308 (1998).
9. В.А. Визирь, В.С. Скакун, Г.В. Смородов, Э.А. Соснин, В.Ф. Тарасенко, Е.А. Фомин, В.В. Червяков, Квантовая электроника. 22, 5, 519 (1995).
10. В.К. Беликова, Л.И. Мац. Изменение иммунологических реакций организма. УФ излучение. Сб. 3 (М.: Медгиз, 1960).
11. В.Н. Ищенко, В.Н. Лисицин, А.А. Сорокин, Квантовая электроника. 5, 4, 788 (1978).
12. Ю.П. Райзер. Основы современной физики газоразрядных процессов (М.: Наука, 1980).
13. А.Н. Malinin, Laser Physics. 7, 5, 1032 (1997).
14. А. Шваб. Измерения на высоком напряжении: измерительные приборы

- и способы измерения: Пер с нем. (М.: Энергоатомиздат, 1983).
15. Е.А. Петрухин, А.С. Подсосонный, Квантовая электроника. **17**, 7, 837 (1990).
16. A.N. Malinin, Laser Physics. **8**, 2, 395 (1998).
17. А.И. Ефимов, Л.П. Белорукова, И.В. Василькова, В.П. Чечев. Свойства неорганических соединений. Справочник (Л.: Химия, 1983).
18. K. Wieland, Zeitschrift für Elektronen. **64**, 761 (1980).
19. R.W. Pearse, A.G. Gaydon. The identification of molecular spectra (London, 1963).
20. М.А. Ельяшевич. Атомная и молекулярная спектроскопия (М.: Гос. изд. физ. мат. лит., 1962).
21. J.G. Eden, Appl.Phys.Lett. **33**, 6,495 (1978).
22. C. Roxlo, A. Mandl, J.Chem.Phys. **72**, 1, 541 (1980).
23. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы (М.: Наука, 1982).
24. A. Mandl, J.J. Parks, C.Roxlo, J.Chem.Phys. **72**, 1, 504 (1980).
25. А.Н. Малинин, А.К. Шуайбов, Оптика и спектроскопия. **52**, 3, 487 (1982).
26. A.C. Erlandson, T.A. Cool, Chem. Phys. Letts. **96**, 6, 685 (1983).

EXCITATION OF HgBr AND HgCl EXCIMER MOLECULES IN PLASMA OF A HIGH-FREQUENCY BARRIER DISCHARGE

M.M. Guivan, A.N. Malinin

Uzhgorod National University, Pidgirna str. 46, Uzhgorod, 88000 Ukraine

E-mail: guivan@iss.univ.uzhgorod.ua

The optimal conditions of excitation of $HgBr^*$ and $HgCl^*$ excimer molecules in gas-discharge plasma on $HgX_2 \cdot R$ ($X=Br, Cl, R=He, Ne, Xe, N_2$) binary mixtures has been revealed at the pump pulse repetition frequency of $f=1000$ Hz. The difference in behaviour of discharge emission power depending on partial pressures of buffer gases and HgX_2 molecules has been determined. Has been established, that the excitation mechanism of mercury monobromide and monochloride excimer molecules doesn't change up to $f=1000$ Hz.



Микола Миколайович Гуйван, молодший науковий співробітник НДЧ УжНУ, 1974 року народження, закінчив фізичний факультет УЖДУ в 1996 році, аспірантуру УЖДУ – в 1999 році.



Олександр Миколайович Малінін, провідний науковий співробітник НДЧ УжНУ, 1947 року народження, закінчив фізичний факультет УЖДУ в 1970 році, кандидат фіз.-мат.наук (1985р.), доктор фіз.-мат.наук (1998 р.), старший науковий співробітник (1999р.)