

# КОНСТАНТИ ШВИДКОСТЕЙ ГАСІННЯ $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -СТАНУ МОЛЕКУЛ $HgBr^*$ І $HgI^*$ ПАРАМИ ДИГАЛОГЕНІДІВ РТУТІ В РОБОЧІЙ СУМІШІ ЕКСИПЛЕКСНОГО ВИПРОМІНЮВАЧА

Л.Л. Шимон, А.О. Малініна

Ужгородський національний університет, фізичний факультет, кафедра квантової електроніки, проблемна науково-дослідна лабораторія фізичної електроніки, вул. Волошина, 54, Ужгород, 88000  
E-mail: mal@univ.uzhgorod.ua

В статті наводяться результати експериментального визначення кількісної характеристики ефективності процесу гасіння  $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану ексиплексних молекул монобромиду та моноїодиду ртуті молекулами дигалогенідів ртуті в плазмі бар'єрного розряду ексиплексного випромінювача, що випромінює в синє-зеленому спектральному діапазоні. Встановлено, що константи швидкості гасіння  $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану такого процесу складають значення  $3.4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  та  $1.1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  відповідно.

## Вступ

Ряд практичних застосувань таких як моніторинг повітря і водяних басейнів, дальнометрія морських об'єктів, підводний зв'язок, обробка матеріалів електронної техніки та інші вимагають створення потужних імпульсно-періодичних лазерів, а також джерел спонтанного випромінювання (ексиламп), які генерують імпульсно-періодичне випромінювання в синє-зеленій області спектру [1-5].

В робочому середовищі (газорозрядній плазмі) такої ексилампи проходять численні процеси, що приводять до утворення збудженого  $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -енергетичного стану ексиплексних молекул монобромиду та моноїодиду ртуті, перехід з якого в основний стан- $X^2\Sigma^+_{1/2}$  дає випромінювання спектральних смуг з максимумом випромінювання на довжинах хвиль 444 нм і 502 нм. Зіткнення молекул, що знаходяться в  $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -стані з складовими робочого середовища приводить до того, що енергія, яку запасують молекули в цьому стані передається в інші (безвипромінювальні) канали і тим самим зменшується потужність випромінювання ексиламп. Для конструювання ексиплексних випромінювачів з наперед заданими характеристиками необхідно визначити

ефективність цього процесу. Кількісною мірою його є константа швидкості гасіння  $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану, а в нашому випадку - ексиплексних молекул монобромиду та моноїодиду ртуті дигалогенідами ртуті.

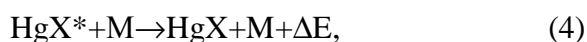
## 1. Забезпечення умов експерименту

Для встановлення ефективності процесу гасіння  $V^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану ексиплексних молекул  $HgBr^*$  і  $HgI^*$  дигалогенідами ртуті ( $HgBr_2$ ,  $HgI_2$ ) запропоновано метод вимірювання константи швидкості гасіння  $V$  – станів. Він повинен якомога у більшій мірі враховувати процеси в газорозрядній плазмі, що є робочим середовищем  $HgBr/HgI$  - випромінювача [6].

Серед відомих методів вимірювання констант швидкостей гасіння збуджених енергетичних станів галогеновмісними молекулами найчастіше використовувалися експериментальні методи, які базуються на оптичному "накачуванні" верхнього енергетичного рівня [7-13]. Проте ці методи не враховують вплив на процес гасіння додаткових частинок, присутніх в плазмі газового розряду (високоезбуджені молекули, електрони і іони, які утворюються за рахунок "хвоста" функції розподілу електронів в плазмі). Вони дають додатковий внесок в значення

константи швидкості гасіння  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - стану. Відповідні процеси враховуються в газорозрядному експериментальному методі. За допомогою цього методу були виміряні константи швидкостей гасіння  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - стану моногалогенідів ртуті в газорозрядній плазмі на двокомпонентних сумішах (дигалогенід ртуті - гелій) [14-16].

Розглянемо цей метод стосовно багатокомпонентної суміші, а саме пари молекул диброміду і дийодиду ртуті з гелієм, які є робочою сумішшю HgBr/HgI ексилампи. Відразу після утворення збуджених станів моногалогенідів ртуті в плазмі газового розряду починається їх радіаційний розпад, крім того, вони гасяться важкими частинками і електронами (в умовах лазерної генерації вони гасяться і за рахунок вимушеного випромінювання) [6]. Відомо (на підставі даних з ефективних перерізів збудження -  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - стану молекул HgX\* (X - Br, I) [17-22] і результатів подальших наших робіт [23-26]), що основними процесами, які приводять до утворення і руйнування  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - стану моногалогенідів ртуті в плазмі розряду для сумішей дигалогенідів ртуті з гелієм є:



де M - частинки, які гасять  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - стани моногалогенідів ртуті, а  $\Delta E$  - різниця енергії в реакції.

Процеси (1-4) в основному пояснюють залежності інтенсивності випромінювання ексиплексних молекул моногалогенідів ртуті від парціального тиску дигалогенідів ртуті. Внесок процесів (1-4) в інтенсивність випромінювання залежить від констант швидкостей збудження і гасіння  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - стану і концентрацій частинок.

Визначимо вираз для інтенсивності випромінювання ексиплексних молекул моногалогенідів ртуті для процесів (1-4).

Для цього складемо кінетичне рівняння для населеності  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - стану HgX\*:

$$\frac{d[\text{HgX}^*]}{dt} = k_d [\text{HgX}_2][\text{Ne}] - \tau_p^{-1} [\text{HgX}^*] - k_r [\text{HgX}^*][M], \quad (5)$$

де  $k_d$  - константа швидкості дисоціації молекул  $\text{HgX}_2$  електронним ударом,  $[\text{HgX}^*]$ ,  $[\text{Ne}]$ ,  $[\text{HgX}_2]$ ,  $[M]$  - концентрації: ексиплексних молекул моногалогенідів ртуті, електронів, дигалогенідів ртуті і гасячих молекул відповідно;  $\tau_p$  - радіаційний час життя ексиплексних молекул HgX\*,  $k_r$  - константа швидкості гасіння ексиплексних молекул HgX\*.

Для квазістаціонарного випадку з (5) можна отримати зв'язок інтенсивності випромінювання з константою швидкості гасіння:

$$I_{\text{HgX}^*}^{-1} = \gamma(1 + k_r \tau_p [M]), \quad (6)$$

$$\text{де } \gamma = (k_d h\nu [\text{HgX}_2][\text{Ne}])^{-1}. \quad (7)$$

З'ясуємо умови, при яких режим імпульсного розряду можна вважати постійним для суміші парів молекул двох дигалогенідів ртуті і гелію. Для цього необхідно щоб тривалість збуджуючого імпульсу була більшою характерних часів процесів, які впливають на концентрацію збуджених молекул HgX\*, а саме: характерного часу встановлення квазістаціонарної функції розподілу електронів по енергіях (ФРЕЕ), часу встановлення концентрації електронів, радіаційного часу життя  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - стану молекул HgX\* і часу гасіння цього ж стану.

Час встановлення квазістаціонарного розподілу електронів, тобто час "стеження" ФРЕЕ за змінами напруженості електричного поля і концентрацією компонент плазми, приблизно рівний часу релаксації середньої енергії електронів [27]. Оцінка часу встановлення ФРЕЕ для суміші пари молекул двох дигалогенідів ртуті і гелію виявила, що воно складає  $< 10$  нс для  $E/P \leq 30$  В/см  $\cdot$  тор (E -

напруженість поля,  $P$  - загальний тиск робочої суміші).

Радіаційні часи життя  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - стану мають значення: 23.2 нс і 27.3 нс для молекул  $HgBr^*$  і  $HgI^*$ , відповідно [12].

Час гасіння ( $\tau_r$ )  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - стану  $HgX^*$  дигалогенідами ртуті оцінювалося виходячи з виразу:

$$\tau_r \approx (k_r[M])^{-1}, \quad (8)$$

в якому для оцінки часу гасіння  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  стану молекул  $HgX^*$  дигалогенідами ртуті використовувалися дані по константах швидкості гасіння  $k_r$  та концентраціях дигалогенідів ртуті з робіт [9, 13, 14-16]. Оцінка  $\tau_r$  дає значення не більше 50 нс.

З'ясуємо тепер умови, при яких коефіцієнт  $\gamma$  (див. (7)) не змінюється при незначному (<2%) підвищенні концентрації молекул, що зіштовхуються з молекулами які знаходяться у  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - стані. Підвищення концентрації молекул дигалогенідів ртуті в плазмі суміші з гелієм може компенсуватися зменшенням концентрації електронів  $Ne$  внаслідок процесу диссоціативного прилипання (2). (Константа швидкості цього процесу складає приблизно  $10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$  при низьких (до 10 еВ) енергіях електронів в розряді [26]). Проте при підвищенні концентрації дигалогенідів можливо і збільшення концентрації електронів в процесі іонізації дигалогенідів ртуті електронами. Але цей процес дає незначний внесок, оскільки його ефективність мала при низьких значеннях енергії електронів, які характерні для бар'єрного розряду, що застосовується для збудження  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - стану ексиплексних молекул  $HgBr^*$  і  $HgI^*$  в робочій суміші  $HgBr/HgI$ - випромінювача [26]. Константа швидкості диссоціації молекул  $HgX_2$  електронним ударом  $k_d$  може залишатися постійною, якщо функція розподілу електронів не змінюється. Для цього в експерименті необхідно забезпечувати квазістаціонарність напруженості поля  $E$ , яке прикладене до електродів випромінювача під час імпульсу накачування. Що стосується загальної концентрації  $N$ , то вона задається в

основному буферним газом гелієм ( $N > 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) і вона вище за концентрацію парів дигалогенідів ртуті на два порядки. У зв'язку з цим передбачається, що функція розподілу електронів плазми змінюється незначно.

Таким чином, якщо забезпечити в плазмі газового розряду постійність величин, що входять в коефіцієнт  $\gamma$  (2.7) при введенні в суміш галогеновмісних гасячих молекул, концентрації яких незначні (<2%), вираз (2.6) співпадає з відомою формулою Штерна - Фольмера для гасіння люмінесценції молекул [28].

## 2. Техніка експерименту

Відповідно до розробленої методики була створена експериментальна установка і проведені вимірювання констант швидкостей гасіння  $B$  - станів моногалогенідів ртуті в робочій суміші  $HgBr/HgI$  - ексиплексні. Блок-схема її представлена на рис. 1. Вона складається з газорозрядного ексиплексного випромінювача (елементи 1-5), генератора імпульсно - періодичної напруги (ГІН) і системи реєстрації: лінзи (Л), дифракційного монохроматора випромінювання (СД), фотоелектронного помножувача (ФЕУ-106), підсилювача напруги (У5-9), цифрового вольтметра (Щ 4300) і блоку живлення електродів фотоелектронного помножувача (БЖ). У газорозрядний ексиплексний випромінювач (ГЕВ) входить газорозрядна кювета, яка виконана з кварцової трубки діаметром 32 мм, завдовжки 200 мм. У середині неї знаходиться електрод (4), а зовні на поверхні - другий (сітчастий) електрод (2). Відкачування ГЕВ і його заправка досліджуваними сумішами здійснюється (СВНГ) через капіляр (5).

Конструкція ГІНа, його параметри подібні до генератора наносекундних імпульсів, використаним в роботах [14, 23].

Робочі суміші готувалися безпосередньо у випромінювачі. Порошки диброміда і діюдида ртуті ( $HgBr_2$ ,  $HgI_2$ ) в кількості по 60 міліграм заздалегідь змішувалися і завантажувалися в джерело.

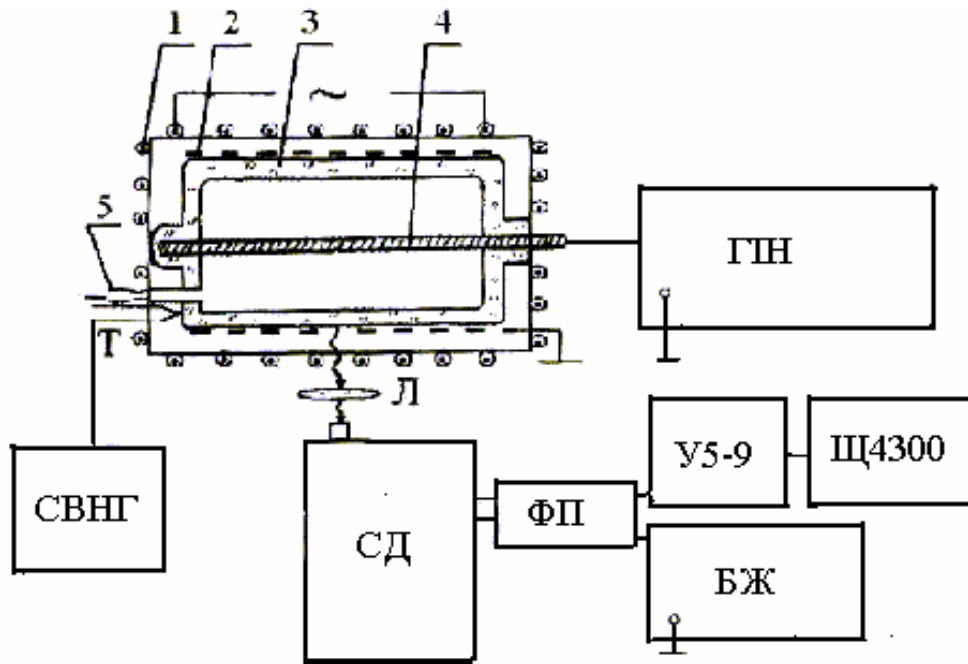


Рис. 1. Блок-схема експериментальної установки: 1-електронагрівач, 2-зовнішній електрод у вигляді сітки, 3-кювета, 4-внутрішній електрод, 5- капіляр; ГН-генератор імпульсно – періодичної напруги, СД-дифракційний монохроматор, СВНГ-система відкачування і напуску газу, ФП-фотоелектронний помножувач, У5-9-підсилювач напруги, Ц4300-цифровий вольтметр, БЖ-блок живлення фотоелектронного помножувача.

Знегажування випромінювача проводилося шляхом прогрівання його при температурі  $50^{\circ}\text{C}$  і відкачування протягом 2 годин. Парціальний тиск парів дигалогенідів ртуті в сумішах з гелієм створювався за рахунок нагріву ГЕВ електронагрівачем (1). Вимірювання тиску парів здійснювалося по температурі найбільш холодної точки поверхні ГЕВ, яка визначалася термпарою (Т), на підставі лінійної інтерполяції довідкових даних роботи [29]. Парціальний тиск гелію вимірювався мембранним зразковим манометром.

При подачі імпульсно-періодичної напруги з ГН на електроди випромінювача в робочій суміші запалюється розряд і створюється газорозрядна плазма.

Випромінювання з ГЕВ досліджувалося за допомогою системи реєстрації. Воно фокусувалося на входній щілині дифракційного монохроматора (СД) лінзою (Л). Розміри щілин монохроматора вибиралися з умови реєстрації всієї інтенсивності випромінювання в молекулярних смугах з максимумами випромінювання на довжинах хвиль ( $\lambda$ ) 502 і 444 нм ексиплексних молекул  $\text{HgBr}^*$

і  $\text{HgI}^*$ , яке виникає при енергетичному переході ( $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}^+$ ). Оптичний сигнал потрапляє на фотоелектронний помножувач (ФЕУ-106), електричний сигнал підсилюється підсилювачем напруги (У5-9) і реєструється цифровим вольтметром (Ц4300). Імпульси напруги і струму випромінювача реєструвалися за допомогою двопробеневого осцилографа С8-2, сигнал на який подавався з дільника напруги і інтегруючого ланцюга поясу Роговського.

На рис. 2 представлена характерна осцилограма імпульсу струму через газорозрядну плазму ексилампи на робочій суміші  $\text{HgI}_2 : \text{HgBr}_2 : \text{He}$ .

Імпульси струму мали різну полярність, амплітуду  $\approx 265$  А, тривалість  $\approx 150$  нс і тривалість переднього фронту  $\approx 50$  нс. Їх форма викликана перезарядкою ланцюга діелектрик – плазма. Похибка і відтворення осцилографічних вимірювань складала 10% і 90%, відповідно.

З даних експериментальних досліджень випливає, що тривалість імпульсів накачування робочих сумішей в три рази більше характерних часів процесів, що впливають на заселеність  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - стану

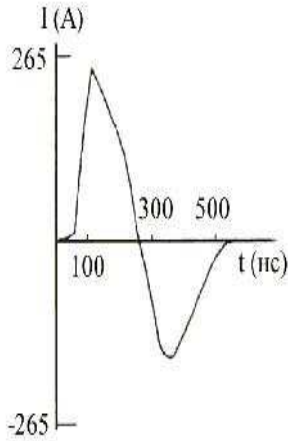


Рис. 2. Осцилограма розрядного струму. Загальний тиск суміші  $\text{HgI}_2\text{:HgBr}_2\text{:He} = 125.6 \text{ Па} : 356.3 \text{ Па} : 161.5 \text{ кПа}$  складає  $162 \text{ кПа}$ , частота слідування імпульсів накачування і амплітуда напруги на джерелі  $500 \text{ Гц}$  і  $25.5 \text{ кВ}$  відповідно.

ексиплексних молекул монобромиду і монойодиду ртуті. Відомо, що буферний газ гелій “незначно” гасить молекули  $\text{HgX}^*$  (константа швидкості гасіння  $<10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$ ) [9, 11, 13]. Це дозволяє проводити вимірювання при атмосферних тисках буферного газу і невеликому парціальному тиску дигалогенідів ртуті ( $<2\%$ ), характерному для  $\text{HgBr}/\text{HgI}$  ексилампи. Крім того, в експерименті забезпечуються умови, при яких величина параметра  $E/N$  ( $E$  - напруженість поля,  $N$  - загальна концентрація частинок суміші) практично не змінюється (амплітуда імпульсу напруги, що прикладається до електродів, не змінювалася за час його тривалості, а

збільшення концентрації дигалогенідів ртуті, порівнюючи з концентрацією буферного газу гелію складало не більше  $2\%$ ).

### 3. Результати досліджень і їх обговорення

Дослідження проводилися при наступних параметрах  $\text{HgBr}/\text{HgI}$  – випромінювача: питомій потужності випромінювання в одному імпульсі  $270 \text{ Вт}/\text{см}^3$ , середній потужності  $65 \text{ мВт}/\text{см}^3$  при частоті слідування імпульсів накачування  $5 \text{ кГц}$ .

Для визначення ефективності процесу гасіння  $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану ексиплексних молекул монобромиду і монойодиду ртуті в газорозрядній плазмі  $\text{HgBr}/\text{HgI}$  – випромінювача спочатку були проведені експерименти по виявленню залежності інтенсивності випромінювання молекул моногалогенідів ртуті від парціального тиску дигалогенідів ртуті. Результати цих досліджень представлені на рис.3.

Для залежності інтенсивності випромінювання молекул  $\text{HgI}^*$   $\lambda 444 \text{ нм}$  (1) і  $\text{HgBr}^*$   $\lambda 502 \text{ нм}$  (2) від парціального тиску дигалогенідів ртуті характерним є зростання інтенсивності випромінювання, досягнення максимуму інтенсивності для випромінювання ексиплексних молекул  $\text{HgI}^*$  при  $0.25 \text{ кПа}$  і для випромінювання ексиплексних молекул  $\text{HgBr}^*$  при  $0.5 \text{ кПа}$ .

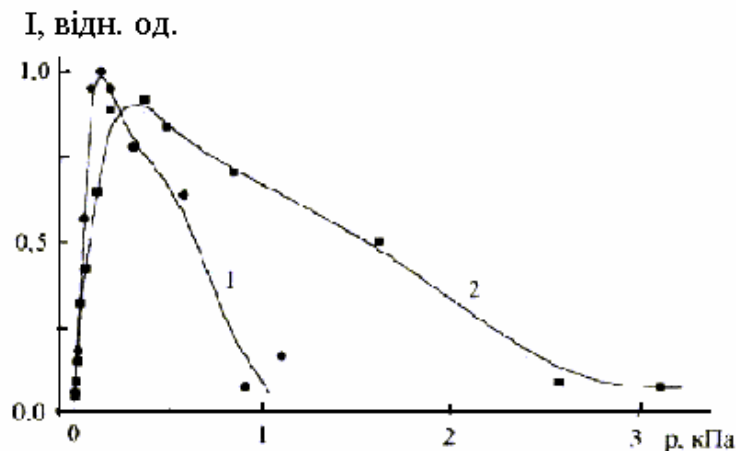


Рис. 3. Залежність інтенсивності випромінювання смуг  $\lambda 444 \text{ нм}$  ексиплексних молекул  $\text{HgI}^*$  (1) і  $\lambda 502 \text{ нм}$  ексиплексних молекул  $\text{HgBr}^*$  (2) від парціального тиску парів дибромиду і дийодиду ртуті в суміші з гелієм. Загальний тиск складає  $162 \text{ кПа}$ .

При подальшому підвищенні парціального тиску дигалогенідів ртуті, спостерігається лінійне зменшення значень інтенсивності випромінювання. Швидкість зменшення інтенсивності випромінювання і розміри лінійної ділянки залежать від конкретної молекули, інтенсивність якої досліджується залежно від парціального тиску. На рис. 4 приведена залежність зворотної величини

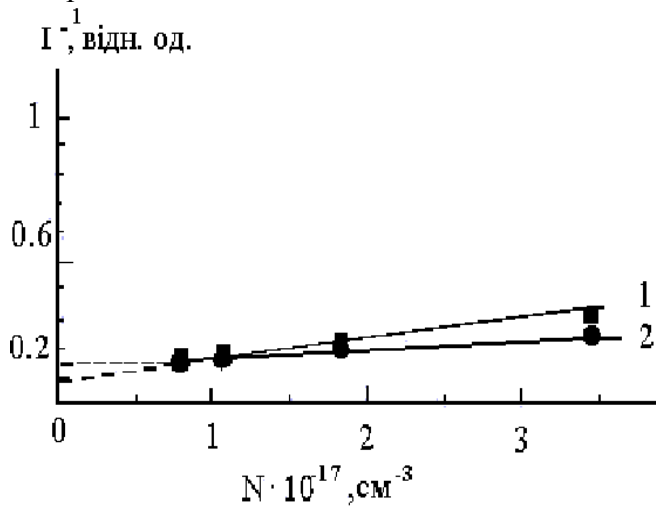


Рис. 4. Залежність зворотної величини інтенсивності випромінювання смуг  $\lambda$  502 нм ексиплексних молекул  $\text{HgBr}^*$  (1) і  $\lambda$  444 нм ексиплексних молекул  $\text{HgI}^*$  (2) від концентрацій дийодиду і диброміду ртуті.

цих графіків визначаються значення добутку  $\gamma k_r \tau_{\text{HgX}^*}$ . У свою чергу коефіцієнт  $\gamma$  визначається в точці перетину залежностей 1 і 2 з віссю ординат при їх продовженні (рис. 4).

Результати визначення добутку  $k_r \tau_{\text{HgX}^*}$  і  $k_r$  представлені в таблиці 1.

Радіаційні часи життя  $B^2 \Sigma_{1/2}^+$ -стану  $\tau_{\text{HgX}^*}$  мають значення: 23.2 нс і 27.3 нс для молекул  $\text{HgBr}^*$  і  $\text{HgI}^*$ , відповідно [12].

Як видно з даних таблиці, для ексиплексних молекул моногалогенідів ртуті характерним є менше значення  $k_r$  при більшій молекулярній вазі молекули,

інтенсивності випромінювання ексиплексних молекул  $\text{HgBr}^*$ (1) і  $\text{HgI}^*$  (2) (для ділянки спаду інтенсивності (див. рис.3)) від концентрації пари молекул диброміду і дийодиду ртуті. Для неї характерна зміна кута нахилу до осі абсцис для конкретної молекули,  $B^2 \Sigma_{1/2}^+$ - стан якої гаситься.

За даними тангенсів кутів нахилу

$B^2 \Sigma_{1/2}^+$ - стан якої гаситься. Така закономірність відрізняється від закономірності отриманої в дослідженнях [14, 15] для констант швидкостей гасіння в сумішах одного дигалогеніду ртуті і гелію.

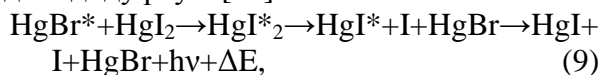
Дана закономірність зменшення значення константи швидкості гасіння  $B^2 \Sigma_{1/2}^+$ - стану молекул моноїодиду ртуті у присутності парів диброміду ртуті можна пояснити додатковим процесом підкачки населеності цього стану. Таким може бути процес передачі заселеності від більш заселеного  $B^2 \Sigma_{1/2}^+$ - стану ексиплексних

Таблиця 1

Реакції гасіння, добутку константи швидкості гасіння на радіаційний час ( $k_r \tau_{\text{HgX}^*}$ ) і константи швидкості гасіння ( $k_r$ )

Реакція гасіння	$k_r \tau_{\text{HgX}^*}, 10^{-19} \text{cm}^3$	$k_r, 10^{-10} \text{cm}^3 \cdot \text{c}^{-1}$
$\text{HgI}^* + (\text{HgBr}_2, \text{HgI}_2)$	$30 \pm 6$	$1.1 \pm 0.22$
$\text{HgBr}^* + (\text{HgI}_2, \text{HgBr}_2)$	$78.8 \pm 15.7$	$3.4 \pm 0.68$

молекул  $\text{HgBr}^*$  в зіткненнях з молекулами дийодиду ртуті [30]:



де  $\Delta E$  - різниця енергій  $B^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану молекул  $\text{HgBr}^*$  и  $\text{HgI}^*$ .

### Висновки

На підставі розробленої методики, в умовах газорозрядної плазми на робочій суміші  $\text{HgBr}/\text{HgI}$  – ексилампи вперше проведена кількісна оцінка ефективності процесу гасіння  $B^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану ексиплексних молекул моноброміду і моноїодиду ртуті дигалогенідами ртуті. Внаслідок цього процесу енергія збудження  $B^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану ексиплексних молекул моноїодиду і моноброміду ртуті передається в канал, що відрізняється від оптичного і тим самим цей процес у результаті обмежує потужність випромінювання  $\text{HgBr}/\text{HgI}$  – ексилампи. Необхідною умовою для кількісної оцінки ефективності процесу гасіння  $B^2\Sigma^+_{1/2}$ -

стану ексиплексних молекул моноброміду і моноїодиду ртуті дигалогенідами ртуті повинна бути наявною ділянка близька до лінійної в залежності інтенсивності випромінювання цих молекул від парціального тиску дигалогенідів ртуті.

Константи швидкості гасіння  $B^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану ексиплексних молекул моноїодиду та моноброміду ртуті дигалогенідами ртуті складають значення  $1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  та  $(3.4 \pm 0.7) \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  відповідно.

Значення константи швидкості гасіння  $B^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану молекул моноїодиду ртуті у присутності парів диброміду ртуті є меншою порівняно з випадком двокомпонентні суміші (дийодид ртуті, гелій), що пояснюється додатковим процесом підкачки населеності цього стану, тобто передачею заселеності від ексиплексних молекул  $\text{HgBr}^*$  в результаті зіткнень з молекулами дийодиду ртуті.

### Література

1. Burnham R., Schimitschek E.J. High-power blue-green lasers // Laser Focus.- 1981. - №6. - P. 54-61.
2. Петрухин Е.А., Подсосонный А.С. Электроразрядный  $\text{HgBr}$ -лазер с УФ предионизацией, объемом активной среды 1л, энергией импульса генерации 1,4 Дж и КПД 0,7% // Квантовая электроника. - 1990. - Т.17, №5. - С. 535-536.
3. Бажулин С.П., Басов Н.Г., Бугринов С.Н., Зуев В.С., Камруков А.С., Кашников Г.Н., Козлов Н.П., Овчинников П.А. и др. Синифиолетовый  $\text{HgI}/\text{HgI}_2$ -лазер с широкополосной оптической накачкой линейно-стабилизированным поверхностным разрядом // Квантовая электроника. - 1986. - Т.13, №5. - С. 1017-1019.
4. Berry A.J., Whitehurst C. and King T. A. Multihalide operation of mercury halide lasers // J. Phys. D. Appl. Phys. - 1988. - V. 21. - P. 39-44.
5. Малинин А.Н. Оптические характеристики газоразрядной плазмы на рабочих смесях эксимерного  $\text{HgBr}/\text{HgI}$ -излучателя // Квантовая электроника. - 2005. - Т 35. -С. 243-251.
6. Газовые лазеры / Под редакцией И. Мак-Даниеля и У. Нигэна. - М.: Мир, 1986. - 550 с.
7. Degani J., Rokni M., Yatsivs S. Investigation of  $\text{HgBr}^*$  excitation by X-ray sustained discharge in  $\text{Xe}/\text{HgBr}_2$  mixture // J.Chem. Phys. - 1981. - V.75, №1. - P. 164-171.
8. Mandl A., Parks J.J. Collisional quenching kinetics for the  $\text{HgCl}^*(B^2\Sigma^+_{1/2})$  // Appl.Phys.lett. - 1978. - V.33, №6. - P. 498-500.
9. Mandl A., Parks J.J., Roxlo C. Collisional quenching kinetics for the  $\text{HgCl}$  and  $\text{HgBr}$  ( $B^2\Sigma^+_{1/2}$ ) state // J.Chem.Phys. - 1980. - V.72, №1. - P. 504-507.

10. Eden J.G. Vuv-pumped HgCl laser// Appl.Phys.Lett. - 1978. – V.33, №6. - P. 495-497.
11. Roxlo C., Mandl A. Quenching kinetics for the HgBr ( $B^2\Sigma_{1/2}^+$ ) and HgJ ( $B^2\Sigma_{1/2}^+$ ,  $C^2\Pi_{1/2}$ ) state // J.Chem.Phys. - 1980. - V.72, №1. - P. 541-543.
12. Waynant R.W., Eden J.G. HgX(B) radiative lifetime by fast photolysis of HgX<sub>2</sub> (X=Br, J) // Appl.Phys.Lett. - 1978. - V.33, №8. - P. 708-710.
13. Eden J.G., Waynant R.W. HgBr and HgJ B-state quenching rate constants // Appl.Phys. Lett.-1979. – V.34, №5. - P. 324-326.
14. Малинин А.Н., Шуаибов А.К. Константы тушения  $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -состояния HgBr\* // Опт. и спектр. - 1982. - Т.52, вып.3. - С. 487-489.
15. Малинин А.Н., Шуаибов А.К., Шевера В.С. Определение констант тушения моногалогенидов ртути в разряде // Журнал Прикл. Спектр. - 1981. - Т.34, вып.4. - С. 752-754.
16. Malinin A.N. Excitation of the  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - state of mercury monohalides by electron impact // Laser Physics.-1997. - v.7. №6. - P. 1168-1176.
17. Малинин А.Н., Шуаибов А.К. // Тезисы докладов V Республиканской конференции молодых ученых по спектроскопии и квантовой электронике. (Вильнюс, Лит.ССР). – 1981, С. 67.
18. Шевера В.С., Малинин А.Н., Шуаибов А.К. // Тезисы докладов VIII Всесоюзной конференции по физике электронных и атомных столкновений. – Ленинград, 1981. – 224 с.
19. Малинин А.Н., Шуаибов А.К. Диссоциативное возбуждение  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  состояний моногалогенидов ртути электронным ударом // Квантовая электроника. - 1983. - Т. 10, № 7. - С. 1495-1496.
20. McGeoch M.W., Hsia J.C. and Klimek D.E. // J.Chem. Phys. 1983. V. 78. P. 1180. Nighan W.L., Brown R.T. Kinetic processes in the HgBr (B→X)/HgBr<sub>2</sub> dissociation laser // J.Appl.Phys. - 1982. - V.53, №11. - P. 7201-7210.
21. Kushner M.J., Pindrof A.L., Fisher C. H., Znotins T.A. modeling of transverse avalanch laser discharges: applications for the HgBr laser//J. Appl. Phys. - 1985. - V.75. - P. 2406-2420.
22. Kushawaha V., Mahmood M. Eletron impact dissotiation of HgX<sub>2</sub> (X-Cl, Br, I)// J. Appl. Phys. -1987. - V.62., №6. - P. 2173-2177.
23. Малинин А.Н., Шимон Л.Л. Возбуждение состояния  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  молекул HgBr\* в газоразрядной плазме на смеси дибромида ртути с гелием // Квантовая электроника. - 1996. - Т.23, №12. - С. 1077-1080.
24. Malinin A.N. Excitation of the  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - state of mercury monohalides by electron impact // Laser Physics. - 1997. - v.7, №6. - P. 1168-1176.
25. Malinin A.N. Excitation of mercury monohalides in the plasma of pulse-periodic discharge in mixtures of mercury dihalides and rare gases // Laser Physics. - 1997. - v.7, №5. - P. 1032-1040.
26. Malinin A.N. The Main Characteristics of the Plasma of Pulse Glow Discharge in Mixtures of Mercury Dihalides and Rare Gases // Laser Physics. - 1998. - V.8, №2. - P.395-406.
27. Мкртчян М.М., Платонеко В.Т. Кинетика газоразрядного лазера на эксимере ХеF // Квантовая электроника. – 1979. – Т.6. – С. 1639-1647.
28. Кондратьев В.Н. и Никитин Е.Е. Кинетика и механизм газофазных реакций. - М.: Наука, 1974, - 558 с.
29. Свойства неорганических соединений. Справочник / Ефимов А.И., Белорукова Л.П., Василькова И.В., Чечев В.П. - Л.: Химия, 1983. - 392 с.
30. Nighan W.L. Kinetic processes in the electronically excited mercuric-bromide dissociation laser // Appl.Phys.Lett.- 1980. - V.36, №3. - P. 173-175.



10. Eden J.G. Vuv-pumped HgCl laser// Appl.Phys.Lett. - 1978. – V.33, №6. - P. 495-497.
11. Roxlo C., Mandl A. Quenching kinetics for the HgBr ( $B^2\Sigma_{1/2}^+$ ) and HgJ ( $B^2\Sigma_{1/2}^+$ ,  $C^2\Pi_{1/2}$ ) state // J.Chem.Phys. - 1980. - V.72, №1. - P. 541-543.
12. Waynant R.W., Eden J.G. HgX(B) radiative lifetime by fast photolysis of HgX<sub>2</sub> (X=Br, J) // Appl.Phys.Lett. - 1978. - V.33, №8. - P. 708-710.
13. Eden J.G., Waynant R.W. HgBr and HgJ B-state quenching rate constants // Appl.Phys. Lett.-1979. – V.34, №5. - P. 324-326.
14. Малинин А.Н., Шуаибов А.К. Константы тушения  $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -состояния HgBr\* // Опт. и спектр. - 1982. - Т.52, вып.3. - С. 487-489.
15. Малинин А.Н., Шуаибов А.К., Шевера В.С. Определение констант тушения моногалогенидов ртути в разряде // Журнал Прикл. Спектр. - 1981. - Т.34, вып.4. - С. 752-754.
16. Malinin A.N. Excitation of the  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - state of mercury monohalides by electron impact // Laser Physics.-1997. - v.7. №6. - P. 1168-1176.
17. Малинин А.Н., Шуаибов А.К. // Тезисы докладов V Республиканской конференции молодых ученых по спектроскопии и квантовой электронике. (Вильнюс, Лит.ССР). – 1981, С. 67.
18. Шевера В.С., Малинин А.Н., Шуаибов А.К. // Тезисы докладов VIII Всесоюзной конференции по физике электронных и атомных столкновений. – Ленинград, 1981. – 224 с.
19. Малинин А.Н., Шуаибов А.К. Диссоциативное возбуждение  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  состояний моногалогенидов ртути электронным ударом // Квантовая электроника. - 1983. - Т. 10, № 7. - С. 1495-1496.
20. McGeoch M.W., Hsia J.C. and Klimek D.E. // J.Chem. Phys. 1983. V. 78. P. 1180. Nighan W.L., Brown R.T. Kinetic processes in the HgBr (B→X)/HgBr<sub>2</sub> dissociation laser // J.Appl.Phys. - 1982. - V.53, №11. - P. 7201-7210.
21. Kushner M.J., Pindrof A.L., Fisher C. H., Znotins T.A. modeling of transverse avalanch laser discharges: applications for the HgBr laser//J. Appl. Phys. - 1985. - V.75. - P. 2406-2420.
22. Kushawaha V., Mahmood M. Eletron impact dissotiation of HgX<sub>2</sub> (X-Cl, Br, I)// J. Appl. Phys. -1987. - V.62., №6. - P. 2173-2177.
23. Малинин А.Н., Шимон Л.Л. Возбуждение состояния  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  молекул HgBr\* в газоразрядной плазме на смеси дибромида ртути с гелием // Квантовая электроника. - 1996. - Т.23, №12. - С. 1077-1080.
24. Malinin A.N. Excitation of the  $B^2\Sigma_{1/2}^+$  - state of mercury monohalides by electron impact // Laser Physics. - 1997. - v.7, №6. - P. 1168-1176.
25. Malinin A.N. Excitation of mercury monohalides in the plasma of pulse-periodic discharge in mixtures of mercury dihalides and rare gases // Laser Physics. - 1997. - v.7, №5. - P. 1032-1040.
26. Malinin A.N. The Main Characteristics of the Plasma of Pulse Glow Discharge in Mixtures of Mercury Dihalides and Rare Gases // Laser Physics. - 1998. - V.8, №2. - P.395-406.
27. Мкртчян М.М., Платонеко В.Т. Кинетика газоразрядного лазера на эксимере ХеF // Квантовая электроника. – 1979. – Т.6. – С. 1639-1647.
28. Кондратьев В.Н. и Никитин Е.Е. Кинетика и механизм газофазных реакций. - М.: Наука, 1974, - 558 с.
29. Свойства неорганических соединений. Справочник / Ефимов А.И., Белорукова Л.П., Василькова И.В., Чечев В.П. - Л.: Химия, 1983. - 392 с.
30. Nighan W.L. Kinetic processes in the electronically excited mercuric-bromide dissociation laser // Appl.Phys.Lett.- 1980. - V.36, №3. - P. 173-175.

# **THE RATE CONSTANTS OF QUENCHING OF THE $B^2\Sigma_{1/2}^+$ - STATE MOLECULES OF THE HgBr\* AND HgI\* VAPOUR OF MERCURY DIHALIDES IN THE WORKING MIXTURE OF THE EXCIPLEX EMITTER**

**L.L. Shimon, A.N. Malinina**

Uzhhorod National University

Physical faculty, department of quantum electronics, Problem research laboratory  
of physical electronics, str. Voloshina, 54, Uzhhorod 88000 , Ukraine

The results of experimental determination of quantitative characteristic of process efficiency of extinguishing of  $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -state of exciplex molecules of monobromide and monoiodide of mercury by the molecules of mercury dihalides in plasma of barrier discharge of exciplex emitter which has emission in blue-green spectral band are presented in the article. The ground of the applied method of measurings is given. It is set that rate coefficients of extinguishing of  $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -state of exciplex molecules of monobromide and monoiodide of mercury by the mercury dihalides have accordingly the values of  $3.4 \cdot 10^{-10} \text{ sm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$  and  $1.1 \cdot 10^{-10} \text{ sm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$ .