

В.В. ДАЦЮК,<sup>1</sup> І.О. ІЗМАЙЛОВ,<sup>2</sup> В.В. НАУМОВ<sup>2</sup><sup>1</sup> Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, фізичний факультет  
(Вул. Володимирська, 64, Київ МСП 01601; e-mail: datsyuk@univ.kiev.ua)<sup>2</sup> Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України  
(Просп. Науки 41, Київ, 03028)**КІНЕТИКА ВИПРОМІНЮВАННЯ  
ГАЗОРОЗРЯДНОЇ HgBr ЕКСИЛАМПИ**

УДК 621.387

*Запропоновано кінетичну модель робочого середовища газорозрядної ексилампи на переході В–Х ексимерних молекул броміду ртуті HgBr. Модель пояснює немонотонну залежність інтенсивності випромінювання ексилампи від парціального тиску молекул діброміду ртуті прилипанням електронів до цих молекул. Встановлено, що в зіткненнях з високоенергетичними електронами молекули HgBr(X) переходять у збуджений стан HgBr(B), завдяки чому характеристики ексилампи покращуються.*

*Ключові слова:* ексилампа, газорозрядна плазма, кінетика, ексимерне випромінювання, галогеніди ртуті.

Ексимерні лампи (ексилампи) – джерела випромінювання в УФ та видимому діапазонах, досліджуються протягом трьох останніх десятиліть [1–13]. Для створення робочого середовища в ексилампах використовують газові розряди, подібні до розрядів ексимерних лазерів [1]. Однак, на відміну від лазерів, більш дешеві ексилампи дають поліхроматичне випромінювання, призначене для освітлення великих площ і об'ємів. У порівнянні із звичайними лампами, ексилампи мають більш високу спектральну густину потужності випромінювання, більш ніж 80 % загальної потужності випромінюється у вузькій смузі шириною від 2 до 5 нм. Завдяки цим перевагам, ексилампи широко застосовуються у сучасних фотофізиці, фотохімії та фотобіології [3–5].

Для видимого діапазону перспективні ексилампи на моногалогенідах ртуті. Випромінювання в них відбувається на електронно-коливальних переходах ексимерних молекул HgBr\* ( $\lambda = 502$  нм) або/та HgCl\* ( $\lambda = 557$  нм). Збудження робочої суміші HgX<sub>2</sub> – М, де X = Br, Cl, М = Ne, He, або Xe,

здійснюється за допомогою імпульсно-періодичних розрядів.

Типові кінетичні моделі [6, 9, 10, 13], що враховують кінетику плазми газового розряду, дисоціативне збудження молекул HgX<sub>2</sub>, дезактивацію і випромінювання молекул HgX(B), не можуть пояснити експериментальну залежність енергії випромінювання HgX(B) від парціального тиску HgX<sub>2</sub>. У дослідах під час збільшення тиску пари HgBr<sub>2</sub>,  $P_{\text{HgX}_2}$ , від десятих частин до 0,5–1 кПа, інтенсивність випромінювання  $I$  зростала на порядок величини. За подальшого збільшення  $P_{\text{HgX}_2}$  до 1,5 кПа  $I$  зменшувалася приблизно удвічі [6, 8]. Проте звичайні теоретичні моделі передбачають, що зі збільшенням  $P_{\text{HgX}_2}$  монотонно зростає як темп утворення молекул HgX\*, так і ефективність ексилампи.

Наша робота відрізняється від попередніх 1) обчисленням коефіцієнта втрат електронів, який характеризує зменшення ефективності ексилампи, спричинене прилипанням електронів до HgX<sub>2</sub>, і 2) урахуванням збудження електронних станів HgX(B) внаслідок зіткнення молекул HgX(X) з електронами плазми газового розряду. Роз-

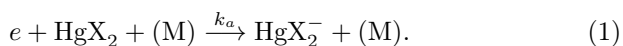
© В.В. ДАЦЮК, І.О. ІЗМАЙЛОВ, В.В. НАУМОВ, 2015

рахунки проведено без використання підгінних параметрів. Передбачення теорії добре, як якісно, так і кількісно, узгоджуються з вимірними залежностями  $I$  від парціального тиску  $\text{HgX}_2$ .

### 1. Кінетична модель плазми ексилампи

У запропонованій кінетичній моделі ми розглядаємо плазму газового розряду в суміші  $\text{HgBr}_2$ – $\text{Ne}$  як сукупність двох підсистем. Одна підсистема – це сукупність вільних електронів, інша – сукупність важких частинок: молекул, атомів, іонів. Рівновага в цих системах встановлюється за різні характерні часи. Найбільш швидко релаксація в підсистемі електронів. Ми припускаємо, що в ній за час, набагато менший за час розряду, встановлюється максвеллівський розподіл електронів за швидкостями з температурою  $T_e$ . Якщо  $T_e$ , а також часова залежність концентрації електронів  $n(t)$  – відомі, то з рівнянь фізико-хімічної кінетики можна обчислити концентрації важких частинок і потужність випромінювання молекул  $\text{HgX}(\text{B})$ .

Концентрацію електронів  $n(t)$  можна визначити, використовуючи дані експериментів, у яких вимірюється густина струму  $j(t)$  в газовому розряді. Однак, необхідно зазначити, що вимірювання  $j(t)$  не може зареєструвати кількості всіх електронів, що утворюються в електричному розряді. Це зв'язано з тим, що частина створених електронів прилипає до електронегативних молекул, у нашому випадку –  $\text{HgX}_2$ :



Оскільки реакція (1) виводить електрони з ланцюжка процесів, що приводять до створення молекул  $\text{HgX}(\text{B})$ , ефективність джерела світла в результаті (1) зменшується. Це зменшення вивчено за допомогою обчислення коефіцієнта втрат електронів, уперше введеного в даній роботі.

У запропонованій кінетичній моделі обчислення проводяться у два етапи. На першому етапі постулюється вигляд сумарної швидкості  $R(t)$  утворення електронів провідності в газовому розряді. Використовуючи задану  $R(t)$ , концентрація електронів  $n(t)$  обчислюється аналітично, за допомогою операційного методу. Знайдена залежність  $n(t)$  дозволяє перевірити припущення про вигляд

$R(t)$ , оскільки стає відомою густина струму  $j(t) = evn(t)$  – величина, що вимірюється в експериментах, тут  $e$  – заряд електрона,  $v$  – швидкість дрейфу електронів. На другому етапі визначена  $n(t)$  використовується під час числового розв'язку системи кінетичних рівнянь для концентрацій важких частинок. Числові обчислення дають  $I(t)$  – інтенсивність випромінювання  $\text{HgX}(\text{B})$ . Часова залежність  $I(t)$  також відома з дослідів. Таким чином, порівняння розрахункових і експериментальних залежностей  $j(t)$  та  $I(t)$  дозволяє перевірити запропоновану кінетичну модель. У рамках такого підходу вдається пояснити низку особливостей електричних розрядів у сумішах інертних газів з  $\text{HgX}_2$ . Зокрема, передбачено немонотонну залежність енергії випромінювання  $\int I(t) dt$  від концентрації  $\text{HgX}_2$ .

### 2. Коефіцієнт втрат електронів

Нехай швидкість утворення електронів  $R(t)$  і концентрація  $n(t)$  зв'язані кінетичним рівнянням:

$$\frac{dn}{dt} = R(t) - r_a n. \quad (2)$$

У цьому рівнянні виділено швидкість прилипання електронів до електронегативних молекул  $\text{HgX}_2$  в реакції (1):  $r_a \equiv k_a [\text{HgX}_2]$ , де  $k_a$  – константа швидкості прилипання електронів,  $[\text{HgX}_2]$  – концентрація молекул  $\text{HgX}_2$ .

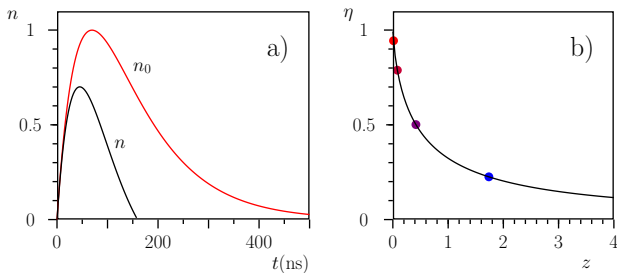
Введемо величину  $n_0(t) = \int_0^t R(s) ds$  – кількість електронів, утворених в одиничному об'ємі, і запишемо рівняння (2) в такому вигляді:

$$n(t) + r_a \int_0^t n(s) ds = n_0(t). \quad (3)$$

Розв'язок рівняння (3) можна знайти операційним методом. Нехай пряме перетворення Лапласа від  $n_0(t)$  дає  $N_0(p)$ . Тоді з (3) знайдемо зображення  $n(t)$ :

$$N(p) = \frac{p}{p + r_a} N_0(p). \quad (4)$$

З формули (4) можна визначити функцію-оригінал  $n(t)$  для довільної  $n_0(t)$ .



**Рис. 1.** Концентрації електронів, що утворилися і залишилися у розряді: криві  $n_0$  та  $n$ , визначені за допомогою рівнянь (5) і (6), відповідно,  $t_0 = 30$  нс,  $z = 1$  (а), коефіцієнт втрат електронів  $\eta$  як функція параметра  $z$ . Точки вказують значення  $\eta(z)$ , знайдені під час розрахунків, наведених на рис. 2 (б)

Розрахункові залежності  $n(t)$  добре узгоджуються з експериментальними, якщо взяти

$$n_0 = n_m \begin{cases} 0, & t < 0, \\ 2 \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau}\right) - \exp\left(-2\frac{t-t_0}{\tau}\right), & t > 0, \end{cases} \quad (5)$$

де  $\tau \equiv t_0 / \ln 2$ . У цьому випадку отримуємо

$$n = 4 n_m \max \left[ 0; \frac{\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)}{(1-z)} - \frac{2 \exp\left(-2\frac{t}{\tau}\right)}{(2-z)} - \frac{z \exp\left(-z\frac{t}{\tau}\right)}{(1-z)(2-z)} \right], \quad (6)$$

де  $z \equiv r_a \tau$ . Графіки функцій (5) і (6) дано на рис. 1, а.

Рівняння (3) дозволяє проаналізувати, яка частина електронів прилипає до молекул і через це виходить з підсистеми легких частинок, знижуючи ефективність ексилампи. Введемо коефіцієнт втрат електронів – коефіцієнт, що враховує зниження концентрації електронів внаслідок їх прилипання до електронегативних молекул:

$$\eta = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} n(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} n_0(t) dt}. \quad (7)$$

Якщо  $\eta = 1$ , то процес (1) не знижує ефективності джерела світла. Якщо  $\eta = 0$ , усі вільні електрони прилипають до молекул  $\text{HgX}_2$ , і перетворення енергії електричного розряду в світлову енергію стає неможливим.

Графік залежності коефіцієнта  $\eta$  від параметра  $z$ , знайденої для (5), наведено на рис. 1, б. Відповідно до обчислень, якщо  $z = 1$ , то ефективність

ексилампи внаслідок реакції (1) знижується втричі. За цих умов зниження пікової потужності випромінювання буде не настільки великим – відношення максимальних  $n(t)$  і  $n_0(t)$  дорівнює 0,7.

### 3. Кінетика важких частинок

За основу для моделювання кінетики важких частинок у плазмі  $\text{HgX}_2\text{-M}$  було взято стандартну модель лазера на переходах  $\text{HgX}(\text{B-X})$  [1]. Ми врахували такі процеси. Процес 1.а в таблиці – це процес створення молекул  $\text{HgX}(\text{B})$  внаслідок дисоціації молекул  $\text{HgX}_2$  у зіткненнях з електронами. Константу швидкості дисоціації  $k_d$  було оцінено, використовуючи дані [15]. Квантовий вихід утворення молекул у стані  $\text{B } ^2\Sigma_{1/2}^+$  становить 0,2–0,25 за енергії електронів  $\epsilon = 5\text{--}10$  еВ. Зіткнення електронів з молекулами  $\text{HgX}_2$  також супроводжуються утворенням молекул  $\text{HgX}$  в основному стані (реакція 1.б) і іонізацією (процес 2). Електронно-збуджені молекули  $\text{HgX}(\text{B})$  переходять в основний стан з випромінюванням фотона (процес 10) або без (процес 11). Молекули  $\text{HgX}(\text{X})$  можуть дисоціювати в зіткненнях з атомами буферного газу М (процес 6) або утворювати триатомну молекулу  $\text{HgX}_2$  в зіткненнях з молекулами галогенів  $\text{X}_2$  (процес 8). Крім прямих реакцій 6 і 8, ми врахували зворотні реакції 7 і 9. Константи швидкості реакцій дисоціації 6 та 13 [17]:

$$K_{\text{AX}}^{(d)} = K_{\text{AX}} \left( \frac{T}{1000 \text{ K}} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{D_{\text{AX}}}{k_B T}\right) K_{\text{AX}}^{(r)}, \quad (8)$$

де  $A = \text{Hg}$  або  $\text{X}$ ,  $K_{\text{HgX}} = 0,6 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$ ,  $D_{\text{HgX}} = 0,48$  еВ [18];  $K_{\text{X}_2} = 10^{24} \text{ см}^{-3}$ ,  $D_{\text{X}_2} = 1,97$  еВ [18];  $T$  – газова температура в К.

Основними реакціями в плазмі електричного розряду є реакції 1, 10 і 11 [1, 6, 7, 9, 10, 13]. Врахувавши лише ці реакції, для інтенсивності випромінювання  $I$  на переході  $\text{HgX}(\text{B}) \rightarrow \text{HgX}(\text{X})$  у квазі-стаціонарному наближенні знайдемо:

$$I = \frac{h\nu k_d n [\text{HgX}_2]}{1 + \tau_r (k_M [\text{M}] + k_{\text{HgX}_2} [\text{HgX}_2])}, \quad (9)$$

де  $h\nu$  – енергія фотона. Відповідно до (9),  $I$  зі збільшенням  $[\text{HgX}_2]$  зростає, наближаючись до сталого значення:

$$I_s = \frac{h\nu k_d}{\tau_r k_{\text{HgX}_2}} n. \quad (10)$$

Кінетика важких частинок у плазмі  $\text{HgX}_2\text{-M}$  а)

№	Процес	Константа швидкості	Формула або джерело
1.а, 1.б	$e + \text{HgX}_2 \begin{cases} \rightarrow \text{HgX(B)} + X + e \\ \rightarrow \text{HgX(X)} + X + e \end{cases}$	$k_d = 2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$	оцінка б)
2	$e + \text{HgX}_2 \rightarrow \text{HgX}_2^+ + 2e$	$\kappa k_d, \kappa = 4$	[1]
3	$e + \text{HgX}_2 \rightarrow \text{HgX}_2^- \rightarrow \text{HgX(X)} + X^-$	$k_i = 1,8 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$	[14, 15]
4	$e + \text{HgX(X)} \rightarrow \text{HgX(B)} + e$	$k_a$	(12)
5	$e + \text{HgX(X)} \leftarrow \text{HgX(B)} + e$	$k_e \exp\left(\frac{E_B - E_X}{T_e}\right)$	(11)
6	$\text{HgX(X)} + \text{M} \rightarrow \text{Hg} + \text{X} + \text{M}$	$K_{\text{HgX}}^{(d)}$	(8)
7	$\text{HgX(X)} + \text{M} \leftarrow \text{Hg} + \text{X} + \text{M}$	$K_{\text{HgX}}^{(r)} = 10^{-32} \text{ см}^6/\text{с}$	оцінка в)
8	$\text{HgX(X)} + \text{X}_2 \rightarrow \text{HgX}_2 + \text{X}$	$k_x = 8 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$	
9	$\text{HgX(X)} + \text{X}_2 \leftarrow \text{HgX}_2 + \text{X}$	$500 \exp\left(-\frac{13100}{T}\right) k_x$	[6]
10	$\text{HgX(B)} \rightarrow \text{HgX(X)} + h\nu$	$\tau_r = 23 \cdot 10^{-9} \text{ с}$	[16]
11	$\text{HgX(B)} + \text{Q} \rightarrow \text{HgX(X)} + \text{Q}$	$k_Q = 2,3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}, \text{Q} = \text{HgX}_2$	[16]
		$k_Q = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}, \text{Q} = \text{Ne}$	[16]
12	$X + X + \text{M} \rightarrow \text{X}_2 + \text{M}$	$K_{\text{X}_2}^{(r)} = 3,5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^6/\text{с}$	
13	$X + X + \text{M} \leftarrow \text{X}_2 + \text{M}$	$K_{\text{X}_2}^{(d)}$	(8)

а) X позначає Br, J, або Cl, M—Ne або He. Числові значення констант швидкості наведено для суміші  $\text{HgBr}_2\text{-Ne}$ ; б) за даними [1, 6] для  $E/P = 2 \text{ В см}^{-1} \text{ Торр}^{-1}$ ; в) за даними [1].

З формули (10) видно, що для пояснення дослідних даних треба врахувати залежність  $n$  від  $[\text{HgX}_2]$ . У даній роботі це зроблено за допомогою обчислення коефіцієнта (7).

Ми розширили стандартну кінетичну модель  $\text{HgX(B-X)}$ -лампи, врахувавши збудження стану  $\text{HgX(B)}$  у зіткненні електрона з молекулою  $\text{HgX(X)}$ . Те, що реакція 4 може бути додатковим каналом створення молекул  $\text{HgX(B)}$ , було зазначено в роботі [7]. Формулу для константи швидкості індукованих електронами переходів двохатомних молекул було отримано в теоретичній роботі [19]. Згідно з [19]:

$$k_e = \frac{16\sqrt{\pi} |\mu_{\text{ВХ}}|^2}{3ap_0} \exp\left(\frac{E_X - E_B}{2k_B T_e}\right) K_0\left(\frac{E_B - E_X}{2k_B T_e}\right), \quad (11)$$

де  $p_0 = (2k_B T_e m_e)^{1/2}$ ,  $k_B$  – стала Больцмана,  $K_0$  – модифікована функція Бесселя. Для переходу між станами  $\text{HgBr(B)}$  і  $\text{HgBr(X)}$  маємо  $E_B - E_X = 23480 \text{ см}^{-1}$ ,  $\mu_{\text{ВХ}} = 4 \text{ Д}$ , звідки для  $T_e = 8 \text{ еВ}$  знаходимо константу швидкості  $k_e = 2,9 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ . Константа швидкості зворотної реакції більше в 1,4 раза.

Константу швидкості реакції (1) було визначено по формулах [20] за даними [21]:

$$k_a = \sigma_f \frac{\varepsilon^* \Delta\varepsilon}{k_B T_e} \sqrt{\frac{8}{\pi m_e k_B T_e}} \exp\left(-\frac{\varepsilon^*}{k_B T_e}\right), \quad (12)$$

де  $\sigma_f = 0,6 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ ,  $\varepsilon^* = 3,7 \text{ еВ}$ ,  $\Delta\varepsilon = 0,5 \text{ еВ}$ ,  $m_e$  – маса електрона.

4. Інтенсивність випромінювання  $\text{HgX(B)}$ 

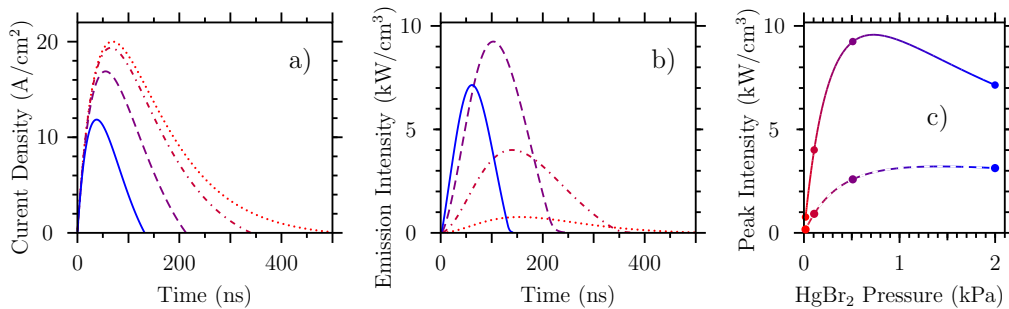
У даній роботі зроблено припущення про те, що швидкість  $R(t)$  слабо залежить від концентрації молекул  $\text{HgX}_2$  у газовій суміші. На першому етапі було задано  $R(t)$  і обчислено  $n(t)$ . Після цього, використовуючи визначену функцію  $n(t)$ , було знайдено розв'язок системи рівнянь, що визначають часову залежність концентрацій  $\text{HgX}_2$ ,  $\text{HgX(X)}$ ,  $\text{HgX(B)}$ ,  $X$ ,  $X_2$ ,  $\text{Hg}$  і обчислено потужність випромінювання  $\text{HgX(B)}$ .

Обчислення було проведено для таких параметрів: тиск буферного газу  $P = 107 \text{ кПа}$ ,  $T$  від 365 до 465 К,  $T_e = 8 \text{ еВ}$ ,  $v = 2,7 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ ,  $n_m = 4,62 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Тиск насичених парів  $\text{HgX}_2$  було визначено за формулою, яка інтерполює табличні значення [22]:

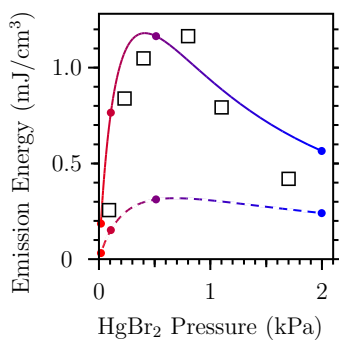
$$\lg P_{\text{HgX}_2} = -\frac{4470}{T} + 11,50 - 0,05 \left(\lg T - \frac{T}{40}\right), \quad (13)$$

де  $P_{\text{HgX}_2}$  – тиск  $\text{HgX}_2$  в Торр (133,3 Па),  $T$  – температура в К.

Систему кінетичних рівнянь для концентрацій було розв'язано чисельно методом Гіра. Результати обчислень наведено на рис. 2. Цей рисунок по-



**Рис. 2.** Імпульси струму (а) та інтенсивності випромінювання (б), знайдені для різних тисків HgBr<sub>2</sub>, і інтенсивність випромінювання, як функція тиску HgBr<sub>2</sub> (с). Точки на рис. 2, с вказують максимальні значення інтенсивностей для кривих на рис. 2, б. Пунктирна лінія – розрахунок для  $k_e = 0$



**Рис. 3.** Теоретичні значення енергії випромінювання ексилампи (суцільна крива). Квадрати позначають експериментальні значення інтенсивності випромінювання (в умовних одиницях) з рис. 1.19 роботи [6]. Пунктирна лінія – обчислення без урахування реакцій 4 і 5

рівнює густину струму в газовому розряді  $j(t)$  і тому потужність випромінювання  $I(t)$ . Крім того, на рис. 2, с наведено пікову потужність випромінювання, а на рис. 3 – енергію випромінювання. Знайдена залежність енергії випромінювання від тиску насиченої пари HgX<sub>2</sub> добре узгоджується з експериментальними даними [6].

Запропонована кінетична модель відрізняється від попередніх урахуванням переходів HgX(X-B), які виникають унаслідок зіткнень молекул HgX з електронами. Константи швидкості цих переходів було визначено теоретично, без використання підгінних параметрів. Для того, щоб встановити роль реакцій 4 і 5, ми обчислили інтенсивність випромінювання лампи, поклавши  $k_e = 0$ . Результати цих розрахунків показано на рис. 2, с і 3 пунктирними лініями. З цих рисунків видно, що як пікова потужність випромінювання, так і енергія випромі-

нювання лампи за  $k_e = 0$  зменшуються приблизно у чотири рази. Не менш важливим є те, що крім значних кількісних змін, спостерігаються і якісні зміни. А саме, залежність потужності випромінювання ексилампи від тиску HgX<sub>2</sub> втрачає немонотонність, а це суперечить дослідним даним. Таким чином, заселення стану HgX(B) внаслідок зіткнень електронів плазми з молекулами HgX(X) суттєво покращує інтенсивність випромінювання ексилампи. Реакції 4 і 5 потрібно враховувати в кінетичних моделях робочого середовища ексимерних джерел світла.

Реакція 4 дозволяє передбачити деякі неочікувані особливості випромінювання ексиламп на переходах HgX(B-X). Наприклад, у недавньому експерименті [13] через робоче середовище ексилампи на переходах HgBr(B-X) пропускали два імпульси струму з інтервалом порядку 100 нс. Амплітуда імпульсів струму була приблизно однаковою, однак пікова потужність другого імпульсу випромінювання перевищувала пікову потужність першого імпульсу більш ніж удвічі. Якісно цю особливість можна пояснити тим, що перед проходженням другого імпульсу струму в робочому середовищі залишалася значна кількість молекул HgBr(X), утворених під час проходження першого імпульсу. Внаслідок зіткнень з електронами ці молекули переходили у збуджений стан, що збільшувало інтенсивність випромінювання ексилампи більш ніж на 100 %.

## 5. Висновки

Основним результатом даного дослідження є побудова кінетичної моделі випромінювання ексимерної лампи на галогенидах ртуті. Важливим еле-

ментом моделі є вперше введений коефіцієнт втрат електронів. Цей коефіцієнт враховує прилипання електронів газового розряду до електронегативних галогеномістких молекул. Як показано у роботі, цей процес безпосередньо впливає на ефективність ексимерного джерела світла. У роботі запропоновано метод аналітичного обчислення коефіцієнта втрат електронів, що спрощує оцінку ефективності ексимерного джерела світла. За допомогою запропонованої кінетичної моделі було пояснено залежність інтенсивності випромінювання ексилампи на переходах  $\text{HgBr}(B \rightarrow X)$  від парціального тиску  $\text{HgBr}_2$ . Крім того, було уперше визначено важливість зіткнень електронів з ексимерними молекулами, що приводять до електронних переходів між  $\text{HgBr}(X)$  і  $\text{HgBr}(B)$ . Результати обчислень наведено для суміші  $\text{HgBr}_2$  з  $\text{Ne}$ . Однак, дану модель можна застосувати для розрахунку і оптимізації характеристик ексимерного джерела світла, що використовує інші буферні гази і інші ексимерні молекули, зокрема  $\text{HgCl}$  і  $\text{HgI}$ .

Автори вдячні О.М. Малініну за надані експериментальні дані та М.Г. Зубріліну за обговорення результатів роботи.

1. E.W. McDaniel and W.L. Nighan, *Gas Lasers* (Academic Press, New York, 1982).
2. B.M. Smirnov, *Sov. Phys. Usp.* **26**, 31 (1983).
3. M.I. Lomaev, V.S. Skakun, E.A. Sosnin, V.F. Tarasenko, D.V. Shitts, and M.V. Erofeev, *Phys.–Uspekhi* **46**, 193 (2003).
4. M.I. Lomaev, E.A. Sosnin, and V.F. Tarasenko, *Progress Quant. Electron.* **36**, 51 (2012).
5. U. Kogelschatz, *J. Opt. Technol.* **79**, 484 (2012).
6. А.Н. Малінін, *Фізика процесів в газорозрядній плазмі на робочих сумісях ексимерних  $\text{XeCl}$ - і  $\text{HgBr}$ -лазерів. Дисс. на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук* (Ужгородский гос. университет, 1998).
7. A.N. Malinin, N.N. Guivan, L.L. Shimon, A.V. Polyak, N.G. Zubrilin, and A.I. Shchedrin, *Opt. Spectr.* **91**, 864 (2001).
8. A.A. Malinina and A.A. Malinin, *Opt. Spectr.* **105**, 32 (2008).
9. A.A. Malinina, N.N. Guivan, and A. K. Shuaibov, *J. Appl. Spectr.* **76**, 711 (2009).
10. A.A. Malinina, N.N. Guivan, L.L. Shimon, and A.K. Shuaibov, *Plasma Phys. Rep.* **36**, 803 (2010).
11. M.M. Guivan, A.A. Malinina, and A. Brablec, *J. Phys. D* **44**, 224012 (2011).
12. A.A. Malinina, A.N. Malinin, and A.K. Shuaibov, *Quant. Electron.* **43**, 757 (2013).
13. A.A. Malinina and A.N. Malinin, *Plasma Phys. Rep.* **39**, 1035 (2013).
14. V. Kushawaha and M. Mahmood, *J. Appl. Phys.* **62**, 2173 (1987).
15. A.N. Malinin, *Laser Phys.* **7**, 1168 (1997).
16. A. Mandl, J.H. Parks, and C. Roxio, *J. Chem. Phys.* **72**, 504 (1980).
17. В.А. Кочелап, С.И. Пекар, *Теория спонтанной и стимулированной хемиллюминесценции газов* (Наукова думка, Киев, 1986).
18. K.P. Huber and G. Herzberg, *Molecular spectra and molecular structure. IV. Constants of diatomic molecules* (Van Nostrand Reinhold, New York, 1979).
19. V.V. Datsyuk, I.A. Izmailov, and V.A. Kochelap, *Ukr. Phys. Zh.* **38**, 242 (1993).
20. *Физико-химические процессы в газовой динамике. Компьютеризированный справочник в трёх томах. Том 1: Динамика физико-химических процессов в газе и плазме*, под ред. Г.Г. Черного, С.А. Лосева (Издательство Московского университета, Москва, 1995).
21. W.L. Nighan, J.J. Hinchey, and W.J. Wigand, *J. Chem. Phys.* **77**, 3442 (1982).
22. *Свойства неорганических соединений. Справочник*, под ред. А.И. Ефимова, Л.П. Белоруковой, И.В. Васильковой, В.П. Чечева (Химия, Москва, 1983).

Одержано 17.10.14

В.В. Дацюк, И.А. Измайлов, В.В. Наумов

#### КИНЕТИКА ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ HgBr ЭКСИЛАМПЫ

#### Резюме

Предложена кинетическая модель рабочей среды газоразрядной ексилампы на переходе B–X эксимерных молекул бромида ртути HgBr. Модель объясняет немонотонную зависимость интенсивности излучения ексилампы от парциального давления молекул дибромида ртути прилипанием электронов к этим молекулам. Установлено, что в столкновениях с высокоэнергетическими электронами молекулы HgBr(X) переходят в возбужденное состояние HgBr(B), благодаря чему характеристики ексилампы улучшаются.

V. V. Datsyuk, I. A. Izmailov, V. V. Naumov

#### EMISSION KINETICS OF A HgBr DISCHARGE EXCILAMP

#### Summary

A kinetic model of the working medium of a discharge excilamp on the B–X transition of mercury bromide, HgBr, excimer molecules has been proposed. The model explains the non-monotonic dependence of the excilamp radiation intensity on the partial pressure of mercury dibromide molecules by the attachment of electrons to these molecules. HgBr(X) molecules were found to transit into the HgBr(B) excited state due to their collisions with high-energy electrons, thereby improving the excilamp characteristics.