

02;04;07

©1995 г.

ИССЛЕДОВАНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ЭКСИМЕРНЫХ МОЛЕКУЛ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА ИНЕРТНОГО ГАЗА С ПАРАМИ ГАЛОГЕНИДОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

*А.А.Алехин, В.А.Баринов, Ю.В.Герасько,
О.Ф.Костенко, Ф.Н.Любченко, А.В.Тюкавкин*

Центральный научно-исследовательский институт машиностроения,
141070, Калининград, Московская область, Россия
(Поступило в Редакцию 3 августа 1994 г.)

Исследуются радиационные характеристики области реакций, образованной при инъекции галогенидов щелочных металлов в сверхзвуковой поток плазмы инертных газов. Зарегистрирована люминесценция молекул XeCl^* , XeF^* , XeBr^* , XeI^* , KrF^* , KrCl^* . Определено, что основным каналом образования эксимерных молекул являются двухчастичные ион-молекулярные реакции замещения. Показано, что выходная мощность люминесценции, составившая в экспериментах 500 Вт, определяется энергозапасом в плазменном потоке.

Введение

Исследования эффективности люминесценции эксимерных молекул при инъекции галогеносодержащих веществ в сверхзвуковой поток плазмы инертных газов [1] связаны как с разработкой непрерывных узкополосных источников ультрафиолетового излучения, так и с изучением возможности осуществления генерации когерентного ультрафиолетового излучения в непрерывном режиме. В таких исследованиях для случая инъекции паров NaCl в плазменный поток ксенона [2] получена максимальная выходная мощность люминесценции молекул XeCl^* в полосе $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$, $\lambda = 308$ нм, равная 4 кВт, и зарегистрированы сужение полосы люминесценции эксимерных молекул в оптическом резонаторе.

Поэтому представляют несомненный интерес дальнейшие исследования эффективности образования эксимерных молекул при инъекции различных галогенидов щелочных металлов в плазму инертных газов.

Экспериментальные исследования

Исследования люминесценции эксимерных молекул $\text{XeCl}^*(B^2\Sigma^+)$, $\text{XeF}^*(B^2\Pi_{1/2})$, $\text{XeBr}^*(B^2\Sigma^+)$, $\text{XeI}^*(B^2\Sigma^+)$, $\text{KrF}^*(B^2\Sigma_{1/2})$, $\text{KrCl}^*(B^2\Sigma_{1/2})$ при взаимодействии плазменного потока инертного газа с парами га-

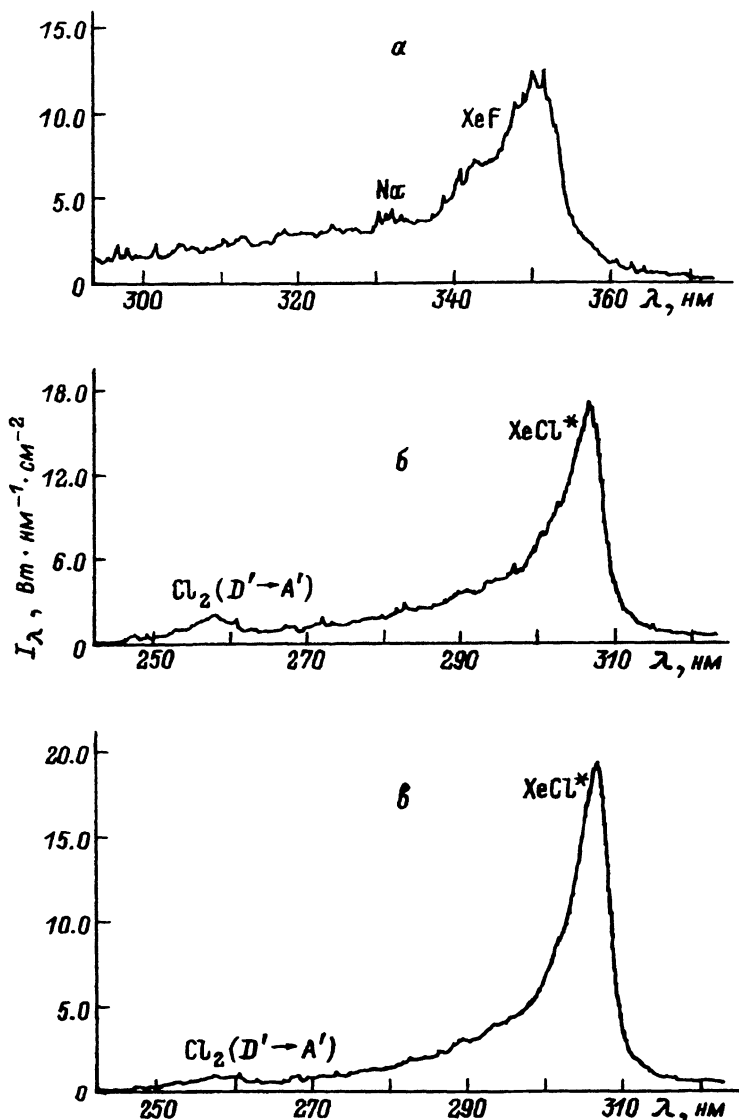


Рис. 1. Спектр свечения эксимерных молекул, излучаемый с поверхности области плазмохимических реакций при инъекции паров галогенидов щелочных металлов в плазменный поток Xe.

$G[\text{Xe}] = 2.3$ г/с, $v[\text{Xe}] = 1.7$ км/с, $T[\text{Xe}] = 1$ эВ, $T_e = 1.5$ эВ, $N[\text{Xe}] = 8 \cdot 10^{14}$ см⁻³,
 а — $\text{XeF}^*(B^2\Pi_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma)$, $N[\text{NaF}] = 1.5 \cdot 10^{15}$ см⁻³; б — $\text{XeCl}^*(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+)$,
 $N[\text{KCl}] = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³; в — $\text{XeCl}^*(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+)$, $N[\text{NaCl}] = 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³,
 г — $\text{XeBr}^*(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+)$, $N[\text{KBr}] = 2.8 \cdot 10^{15}$ см⁻³; д — $\text{XeI}^*(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+)$,
 $N[\text{KI}] = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³.

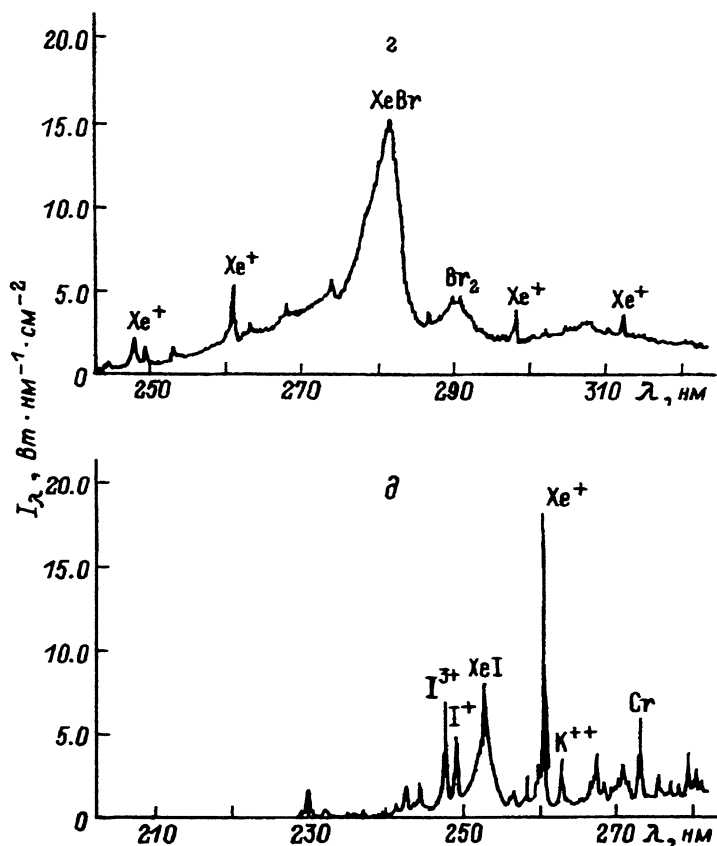


Рис. 1 (продолжение).

логенидов щелочных металлов проводились на установке, детально описанной в работе [1]. Источником паров галогенидов щелочных металлов служила танталовая трубка диаметром 14 мм и длиной 230 мм с толщиной стенки 0.3 мм, в которой было просверлено 25 отверстий диаметром 0.75 мм через 5 мм вдоль образующей боковой поверхности и симметрично относительно середины трубки. В трубку засыпался обезвоженный порошок галогенида щелочного металла и трубка плотно заглушалась медными конусами — токовводами.

Во всех экспериментах через танталовую трубку пропускали ток от генератора $I = 500 \text{ А}$, что соответствовало вкладываемой мощности $P = 4.25 \text{ кВт}$ и температуре трубки 1200°C , и помещали на оси потока ксеноновой или криптоновой плазмы на расстоянии 113 мм от среза анода отверстиями навстречу потоку. В процессе измерений регистрировалась интенсивность излучения эксимерных молекул в скачке уплотнения, образованного при обтекании плазменным потоком трубки-инжектора и расположенном на расстоянии 8 мм вверх по потоку от поверхности танталовой трубки. При этом условия эксперимента поддерживались постоянными во всех сериях экспериментов: расход инертного газа составлял $G[\text{Xe}] = 2.3 \text{ г/с}$ или $G[\text{Kr}] = 1.47 \text{ г/с}$,

ток плазматрона $I_a = 2.5$ кА. В области до зоны плазмохимических реакций были выдержаны практически постоянными степень ионизации и концентрация плазмы. Во всех экспериментах концентрация ксеноновой или криптоновой плазмы в области перед зоной смешения была практически одинаковой и равнялась $N_1 \approx 8 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Ионная температура составляла перед скачком уплотнения $T_i \approx 1$ эВ, электронная температура $T_e \approx 1.5$ эВ, степень ионизации плазмы $\alpha \approx 0.9$, скорость плазменного потока составляла для ксеноновой плазмы ≈ 1.7 и ≈ 2 км/с для криптоновой плазмы. Начальные загрузки галогеносителей и соответствующие им характеристики истечения галогеносителей даны в табл. 1. Расчетные характеристики плазмы за скачком уплотнения составляли $T_i^c \approx 1.5$ эВ, $N_i^c = 4N_i$, $v^c = 0.5$ М, что можно рассматривать как верхнюю границу характеристик среды в области плазмохимических реакций.

Регистрация временной динамики люминесценции эксимерных молекул производилась следующим образом: спектральный измерительный комплекс со скважностью $2c$ записывал спектры свечения из области наблюдения. Такая схема эксперимента позволяла получить до 18 спектров люминесценции за время одного запуска и при условии, что известна динамика протекания процесса, изучить эффективность образования эксимерных молекул при инжекции различных галогеносителей в плазму ксенона или криптона.

Экспериментально зарегистрированные спектры люминесценции эксимерных молекул в пике свечения для случая инжекции галогеносителей в плазменный поток ксенона представлены на рис. 1, а-д, в плазменный поток криптона — на рис. 2, а, б. Из спектрограмм также видно, что наряду с излучением эксимерных молекул в спектре свечения процесса присутствуют полосы $D' \rightarrow A'$ молекул Br_2 и Cl_2 [3].

Динамика свечения области плазмохимических реакций была (рис. 3, а, б) типичной для всех экспериментов: в первые 2...6 с процесса наблюдался интенсивный рост люминесценции эксимерных молекул, в дальнейшем интенсивность свечения стабилизировалась и при уменьшении количества галогеносителя начинался ее спад. Измерения полуширины $\Delta\lambda$ полосы люминесценции эксимерных молекул в течение одного эксперимента показали (рис. 3, а, б), что в начале эксперимента при возрастании I_λ — интенсивности люминесценции эксимерных молекул полуширина $\Delta\lambda$ молекулярной полосы уменьшается. Значения $\Delta\lambda$ достигают минимума при максимуме люминесценции.

Таблица 1. Характерные расходы галогеносителей

Молекула	m_0 , начальная нагрузка		Время истечения, с	Расход вещества, г/с	Концентрация в зоне реакции, см ⁻³
	г/моль	г			
NaCl	58	7.3	12	0.65	$3 \cdot 10^{15}$
KCl	75	5.4	10	0.54	$2 \cdot 10^{15}$
NaF	42	5.5	28	0.2	$1.5 \cdot 10^{15}$
NaI	152	19.0	16	1.2	$0.9 \cdot 10^{15}$
KI	166	11.5	16	0.7	$0.5 \cdot 10^{15}$
KBr	119	15.6	14	1.1	$2.8 \cdot 10^{15}$

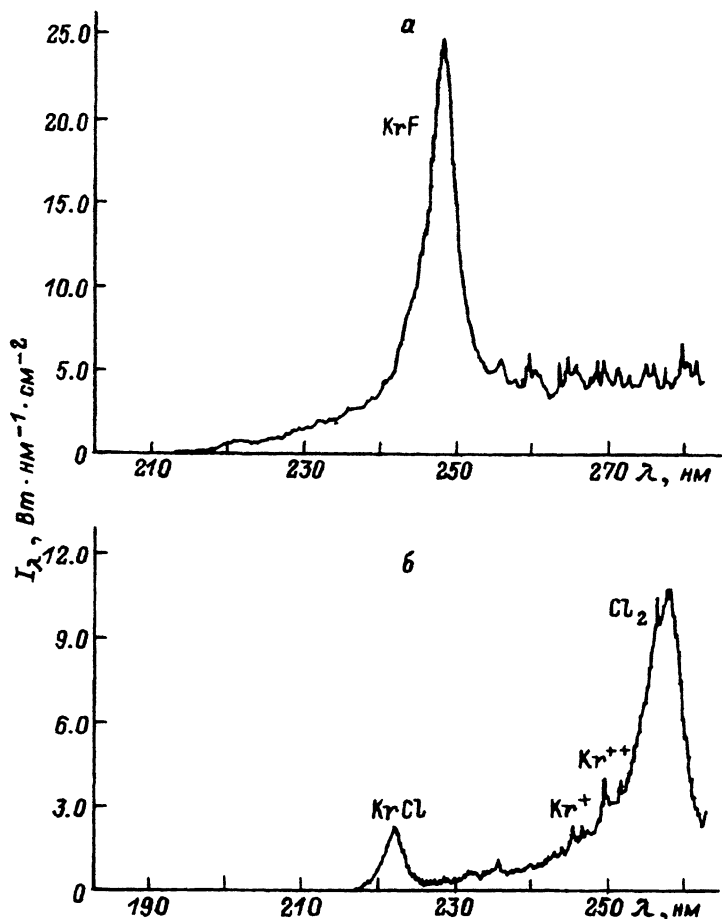


Рис. 2. Спектр свечения эксимерных молекул, излучаемый с поверхности области плазмохимических реакций при инъекции паров галогенидов щелочных металлов в плазменный поток Кг.

$G[\text{Kr}] = 1.47$ г/с, $v[\text{Kr}] = 2$ км/с, $T_{[\text{Kr}]} = 1$ эВ, $T_e = 1.5$ эВ, $N_{[\text{Kr}]} = 8 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$;
 а — $\text{KrF}^*(B^2\Sigma_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma)$, $N_{[\text{NaF}]} = 1.5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$; б — $\text{KrCl}^*(B^2\Sigma_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma^+)$,
 $N_{[\text{KCl}]} = 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$.

ции эксимерных молекул. В конце эксперимента при уменьшении интенсивности люминесценции эксимерных молекул полуширина $\Delta\lambda$ молекулярной полосы возрастает до начального значения $\Delta\lambda$. В случае использования смеси двух галогеноносителей (кривые 2 и 4 на рис. 3, б) зависимости $\Delta\lambda$ от I_λ носят более сложный характер.

Анализ зависимостей полуширины $\Delta\lambda$ полосы люминесценции эксимерных молекул от интенсивности люминесценции этих молекул, проведенный для всех серий экспериментов, показал (рис. 4), что $\Delta\lambda$ явно коррелирует со спектральной плотностью люминесценции эксимерных молекул из области плазмохимических реакций.

Сравнительная эффективность образования эксимерных молекул $\text{XeCl}^*(B^2\Sigma^+)$, $\text{XeF}^*(B^2\Pi_{1/2})$, $\text{XeBr}^*(B^2\Sigma^+)$, $\text{XeI}^*(B^2\Sigma^+)$, $\text{KrF}^*(B^2\Sigma_{1/2})$,

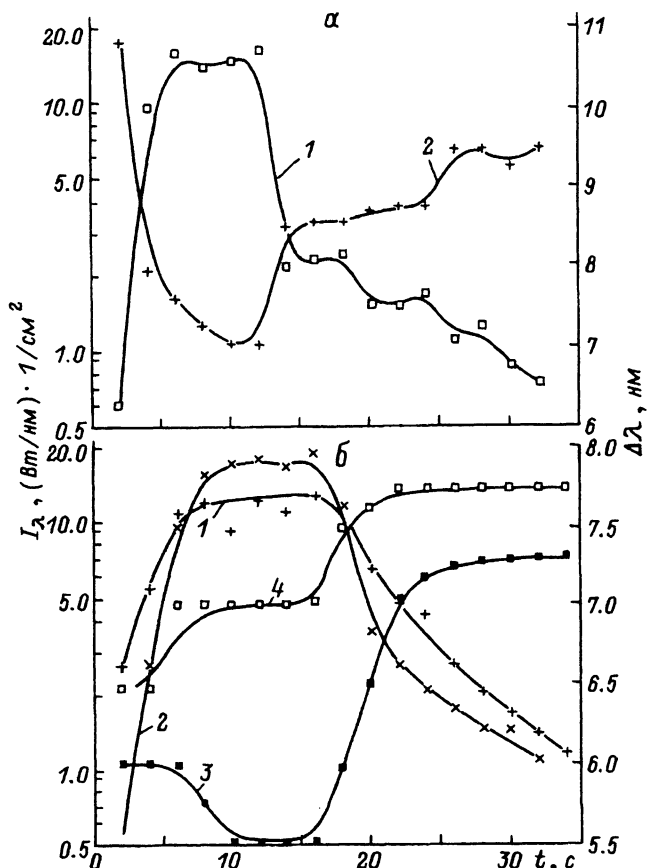


Рис. 3. Изменение I_{λ} — спектральной плотности потока излучения эксимерных молекул с поверхности области плазмохимических реакций и $\Delta\lambda$ — полуширины молекулярной полосы этих молекул в процессе эксперимента при инжекции паров галогенидов щелочных металлов в плазменный поток ксенона.

$G[\text{Xe}] = 2.3$ г/с, $v[\text{Xe}] = 1.7$ км/с, $T_{[\text{Xe}]} = 1$ эВ, $T_e = 1.5$ эВ, $N_{[\text{Xe}]} = 8 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$;
 а — $\text{XeCl}^*(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+)$, $N_{[\text{KCl}]}^{\text{max}} = 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, $m_0[\text{KCl}] = 5.4$ г; 1 — I_{λ} , 2 — $\Delta\lambda$;
 б — $\text{XeBr}^*(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+)$, $N_{[\text{KBr}]} = 2.8 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$;
 $m_0[\text{KBr}] = 15.6$ г, $m_0[\text{KCl}] = 15.6$ г (2, 4).

$\text{KrCl}^*(B^2\Sigma_{1/2})$ определялась по мощности люминесценции этих молекул с единицы площади торца скачка уплотнения, полученной в практически одинаковых условиях смешения потоков. Сводка экспериментальных данных для максимумов люминесценции эксимерных молекул представлена в табл. 2.

Как следует из экспериментальных данных (рис. 5, табл. 2), плотность мощности P_{λ} [Вт/см^2] излучения эксимерных молекул $\text{XeF}^*(B^2\Pi_{1/2})$ и $\text{XeCl}^*(B^2\Sigma^+)$ примерно одинакова. Образование $\text{XeBr}^*(B^2\Sigma^+)$ в плазмохимических реакциях плазмы ксенона с КВг протекает менее эффективно. Люминесценция молекул $\text{XeI}^*(B^2\Sigma^+)$ при смешении плазмы ксенона с парами NaI на порядок меньше по сравнению с $\text{XeCl}^*(B^2\Sigma^+)$, $\text{XeF}^*(B^2\Pi_{1/2})$, что в соответствии с [4] можно

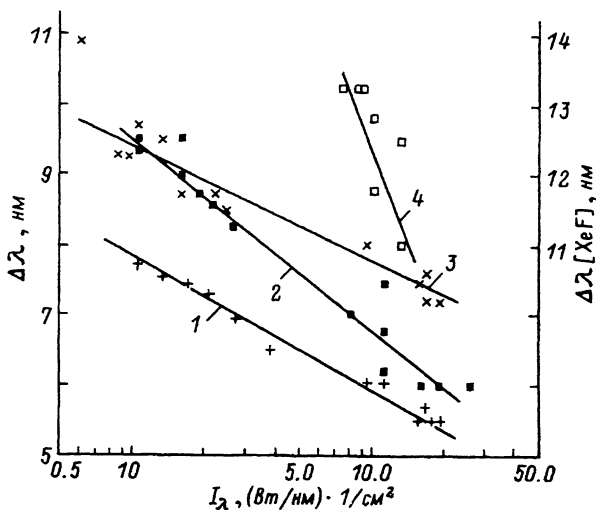


Рис. 4. Изменение интенсивности излучения молекулярных полос эксимерных молекул в процессе эксперимента при вдуве паров галогенидов щелочных металлов в плазменный поток ксенона.

$G[\text{Xe}] = 2.3 \text{ г/с}$, $v[\text{Xe}] = 1.7 \text{ км/с}$, $T[\text{Xe}] = 1 \text{ эВ}$, $T_e = 1.5 \text{ эВ}$, $N[\text{Xe}] = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$;
 1 — $\text{XeCl}^*(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+)$, $\lambda = 308 \text{ нм}$, $m_0[\text{NaCl}] = 7.3 \text{ г}$, $N_{[\text{NaCl}]}^{\text{max}} = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$;
 2 — $\text{XeCl}^*(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+)$, $\lambda = 308 \text{ нм}$, $m_0[\text{KCl}] = 5.4 \text{ г}$, $N_{[\text{KCl}]}^{\text{max}} = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$;
 3 — $\text{XeBr}^*(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+)$, $\lambda = 282 \text{ нм}$, $m_0[\text{KBr}] = 15.6 \text{ г}$, $N_{[\text{KBr}]}^{\text{max}} = 2.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$;
 4 — $\text{XeF}^*(B^2\Pi_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma)$, $\lambda = 351 \text{ нм}$, $m_0[\text{NaF}] = 5.5 \text{ г}$, $N_{[\text{NaF}]}^{\text{max}} = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

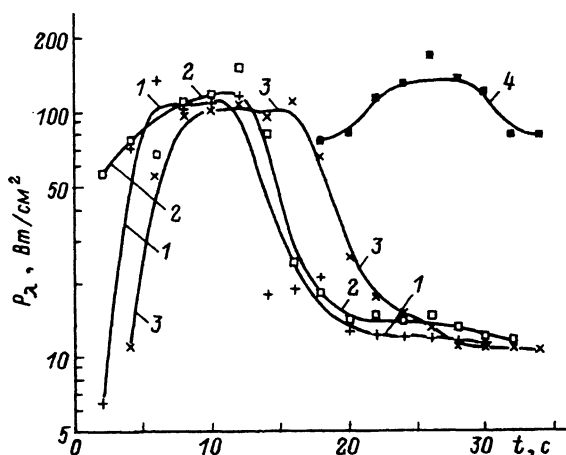


Рис. 5. Изменение интенсивности излучения молекулярных полос эксимерных молекул в процессе эксперимента при вдуве паров галогенидов щелочных металлов в плазменный поток ксенона.

$G[\text{Xe}] = 2.3 \text{ г/с}$, $v[\text{Xe}] = 1.7 \text{ км/с}$, $T[\text{Xe}] = 1 \text{ эВ}$, $T_e = 1.5 \text{ эВ}$, $N[\text{Xe}] = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$;
 1 — $\text{XeBr}^*(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+)$, $\lambda = 282 \text{ нм}$, $m_0[\text{KBr}] = 15.6 \text{ г}$; 2 — $\text{XeCl}^*(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+)$, $\lambda = 308 \text{ нм}$, $m_0[\text{NaCl}] = 7.3 \text{ г}$; 3 — $\text{XeCl}^*(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+)$, $\lambda = 308 \text{ нм}$, $m_0[\text{KCl}] = 5.4 \text{ г}$;
 4 — $\text{XeF}^*(B^2\Pi_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma)$, $\lambda = 351 \text{ нм}$, $m_0[\text{NaF}] = 5.5 \text{ г}$.

Таблица 2. Пиковые значения плотности излучения из области плазмохимических реакций

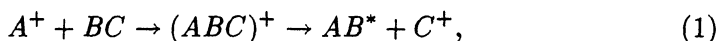
Молекула	Галоген	λ , нм	$\Delta\lambda$, нм	P_λ , Вт/см ²
XeF*	NaF	351	11.0	119
XeCl*	NaCl	308	5.2	117
XeCl*	KCl	308	6.6	108
XeBr*	KBr	282	5.2	78
XeI*	NaI	253	1.5	10.8
KrF*	NaF	249	4.0	120

объяснить неадиабатическим переходом в разлетное состояние высоко возбужденных колебательных уровней молекулы XeI* ($B^2\Sigma^+$).

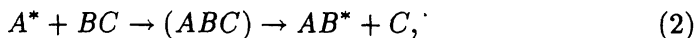
Интегральная выходная мощность люминесценции в экспериментах составляла $P_\lambda \simeq 500$ Вт. Интересным является также то, что вне зависимости от типа эксимерных молекул максимумы интенсивности их люминесценции во всех сериях экспериментов были близки (рис. 5).

Обсуждение результатов

В работе [2] показано, что при инжекции в плазму ксенона плотностью $N_i \leq 10^{16}$ см⁻³ молекул NaCl основными каналами образования эксимерных молекул в таких условиях, совпадающих с условиями наших экспериментов, являются резонансные ион-молекулярные двухчастичные реакции замещения положительных ионов Na⁺ этих молекул ионом Xe⁺ ($^2P_{3/2,1/2}^0$)



или обменные реакции с участием метастабильных атомов ксенона Xe* ($^3P_{2,0}^0$)



где A — инертный газ, BC — двухатомная молекула галогенида щелочного металла, ABC — промежуточный комплекс, AB^* — эксимерная молекула, C — продукты.

Оценка сечения и константы скорости этих реакций для случая $A = \text{Xe}$ и $BC = \text{NaCl}$, проведенная по экспериментальным данным [2], показала, что сечения этих реакций сравнимы и составляют $\sigma \simeq 2 \cdot 10^{-15}$ см², константа скорости лежит в диапазоне $k \simeq 2 \cdot 10^{-10} \dots 10^{-9}$ см³ · с⁻¹.

Качественный анализ эффективности реакций (1), (2) для экспериментально реализованных плазменных потоков (Xe и Kr) и использованных в экспериментах галогенидов щелочных металлов (табл. 1) проводился в соответствии с [4,5] на основе изучения поведения кривых потенциальной энергии, описывающих начальное и конечное состояния плазмохимических реакций (1) и (2). Кривые потенциальной энергии для анализа рассчитывались как морзе-потенциалы по данным [3,6].

Константа скорости ион-молекулярных реакций (1) рассчитывалась по модифицированной формуле Ланжевена [7,8]

$$k_0 = \frac{2\pi e}{\mu^{1/2}} \left[\alpha^{1/2} + Cd_e \left(\frac{2}{\pi kT_i} \right)^{1/2} \right], \quad (3)$$

где e — заряд иона A^+ , μ — приведенная масса ион-молекулярной реакции, α — поляризуемость молекулы BC , d_e — дипольный момент молекулы BC , k — постоянная Больцмана, C — ориентационный фактор для ион-молекулярной реакции.

Учитывая то, что при $T_i \simeq 1$ эВ характерное время взаимодействия ион-молекула составляет $\simeq 10^{-11}$ с, а характерное время ориентации диполя в поле набегающего заряда составляет $\simeq 10^{-10}$ с, вектор дипольного момента можно считать неподвижным и соответственно $C = 1/\pi$.

Константа скорости обменной реакции (2) для случая столкновения электронно-возбужденного нейтрала (Xe^* в 3P -состоянии) и молекулы с большим дипольным моментом (NaCl) оценивалась следующим образом. Дальнодействующая часть потенциала взаимодействия возбужденного атома $\text{Xe}^*(^3P)$ с молекулой NaCl отлична от нуля, начиная только со второго порядка теории возмущений по диполь-дипольному взаимодействию, так как в результате усреднения по ориентации все мультипольные моменты, а следовательно, и диполь-мультипольные взаимодействия в первом порядке теории возмущений обращаются в нуль. Таким образом, первый не исчезающий член дальнодействующей части потенциала будет равен

$$V = -\frac{\alpha d_e^2}{6} \frac{1}{(3 \cos^2 \theta + 1)} = -\frac{2\alpha d_e^2}{6}, \quad (4)$$

где α — поляризуемость возбужденного атома инертного газа, θ — угол между осью молекулы и вектором \mathbf{R} , черта над скобкой означает усреднение по ориентации молекулярной оси.

Используя выражение (4), нетрудно показать, что ионный и ковалентный термы системы $\text{Xe}^* + \text{NaCl}$ не пересекаются на расстояниях, характерных для реакций гарпунного типа [5]. В таком случае химическая реакция идет с образованием промежуточного комплекса и качественно описывается формулой Ланжевена [9]. При этом критический прицельный параметр R_0 столкновения возбужденного нейтрала с дипольной молекулой в потенциале (4) равен

$$R_0 = 3^{1/2} \left(\frac{\alpha d_e^2}{2E} \right)^{1/6}, \quad (5)$$

где E — кинетическая энергия столкновения в системе центра масс сталкивающихся частиц.

Константа скорости образования комплекса (ABC) будет определяться выражением [5]

$$k^0 = 6\Gamma \left(\frac{5}{3} \right) \left(\frac{\pi}{\mu} \right)^{1/2} (\alpha d_e^2)^{1/3} (2kT_i)^{1/6}, \quad (6)$$

где Γ — гамма-функция.

Таблица 3. Константы скорости ион-молекулярных реакций

Ион	Галоген	d_0, D	$\mu, \text{ а.е.м.}$	Результат реакции	$k_0, \text{ см}^3/\text{с}$	
					$T_i = 1 \text{ эВ}$	$T_i = 5 \text{ эВ}$
Xe^+	NaF	8.16	31.8	XeF^*	$2.13 \cdot 10^{-9}$	$9.54 \cdot 10^{-10}$
	NaCl	9.00	40.4	XeCl^*	$2.09 \cdot 10^{-9}$	$9.33 \cdot 10^{-10}$
	KCl	10.30	47.5	XeCl^*	$2.20 \cdot 10^{-9}$	$9.85 \cdot 10^{-10}$
	KBr	10.60	62.4	XeBr^*	$1.98 \cdot 10^{-9}$	$8.85 \cdot 10^{-10}$
	NaI	9.26	70.0	XeI^*	$1.63 \cdot 10^{-9}$	$7.30 \cdot 10^{-10}$
Kr^+	NaF	8.16	27.9	KrF^*	$2.28 \cdot 10^{-9}$	$1.02 \cdot 10^{-9}$
	KCl	10.30	39.4	KrCl^*	$2.42 \cdot 10^{-9}$	$1.08 \cdot 10^{-9}$

Константа скорости k_0 обменной реакции (2) рассчитывалась [10] путем домножения k^0 на P -стерический фактор обменной реакции (в нашем случае $P \approx 0.1$ [10]) и на $\exp(-E_0/kT_i)$, где E_0 — энергия активации реакции (2).

Результаты оценок константы скорости реакции (1) для экспериментально реализованных комбинаций плазменного потока и галогеноносителей представлены в табл. 3. Расчет скорости реакции (2) показал, что при высоких ионных температурах вклады реакций (1) и (2) сравнимы и значения констант скоростей реакций с хорошей точностью совпадают с экспериментально определенными значениями [2].

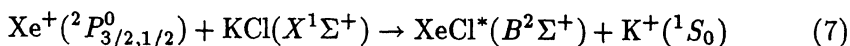
Необходимо также отметить, что реакции (1) и (2) идут с поглощением энергии ΔE и ΔE лежит в диапазоне $0.5 \leq \Delta E \leq 1.5$ эВ.

Для определения вклада плазмохимических реакций типа (1) и (2) в интегральную люминесценцию процесса в экспериментальных исследованиях была опробована схема, в которой в качестве галогеноносителя использовалась молекула CuCl с ковалентной структурой нижнего электронного состояния, для которой реакция (1) не реализуется.

В этом случае в спектре свечения (рис. 6) не наблюдалось полос молекулы $\text{XeCl}^*(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+)$. Это может объясняться тем, что, согласно [11], концентрация метастабильных состояний инертных газов в экспериментально реализованных условиях более чем на порядок меньше концентрации плазмы в области плазмохимических реакций.

В целом же можно сделать вывод, что интенсивность люминесценции эксимерных молекул из области плазмохимических реакций, образованной при инъекции галогенидов щелочных металлов в плазменный поток инертного газа в проведенных экспериментах, определяется ион-молекулярной реакцией (1), а вклад реакции (2) незначителен.

В экспериментах (табл. 2, рис. 4) определено, что полуширина полосы люминесценции молекулы $\text{XeCl}^*(B^2\Sigma^+)$ различна в случае использования в качестве галогеноносителей паров KCl и NaCl. Это можно объяснить тем, что дефицит энергии реакции



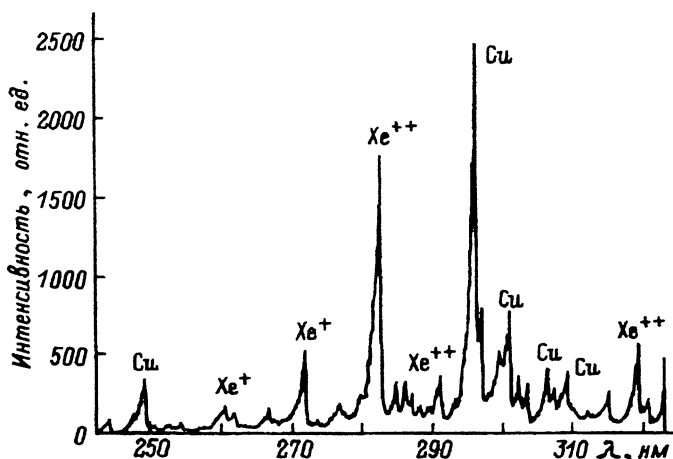
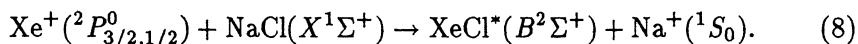


Рис. 6. Спектр свечения ксеноновой плазмы при инъекции паров CuCl в плазменный поток ксенона.

$G[\text{Xe}] = 2.3$ г/с, $v[\text{Xe}] = 1.7$ км/с, $T[\text{Xe}] = 1$ эВ, $T_e = 1.5$ эВ, $N[\text{Xe}] = 8 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $N_{[\text{CuCl}]}^{\text{max}} = 10^{15}$ см $^{-3}$.

равен 0.6 эВ, в то время как для реакции



дефицит энергии составляет 1.2 эВ. Нижний метастабильный уровень иона ксенона $\text{Xe}^+(^2P_{1/2}^0)$ имеет энергию $E \geq 1.3$ эВ. Поэтому избыток энергии в реакции (7) с парами KCl всегда выше и, как следствие, $\text{XeCl}^*(B^2\Sigma^+)$ в этом случае образуется в более возбужденных колебательных состояниях.

Сужение полосы люминесценции эксимерных молекул, происходящее с ростом интенсивности свечения (концентрации) эксимерных молекул (рис. 4), кроме причин, указанных в [2], может объясняться охлаждением плазмы в результате увеличения концентрации холодного галогеноносителя, что приводит к смещению максимума распределения электронов к более низким энергиям. В результате возбуждаются в основном низколежащие электронные уровни ионов инертных газов, избыток энергии над энергетическим порогом в реакциях типа (1) и (2) уменьшается и эксимерные молекулы образуются в более низких колебательных состояниях.

Примерное равенство пиковых значений плотности люминесценции эксимерных молекул в различных экспериментах (рис. 5) в целом говорит о том, что интенсивность люминесценции эксимерных молекул определяется в основном энергозапасом в плазменном потоке. В этом случае основной проблемой при создании мощных непрерывных узкополосных источников ультрафиолетового излучения будет являться проблема оптимизации газодинамической схемы инъекции галогеноносителя в плазменный поток инертного газа.

Заключение

В результате проведенных исследований процессов, проходящих в области инжекции паров галогенидов щелочных металлов в плазму инертных газов, зафиксировано образование эксимерных молекул $\text{XeCl}^*(B^2\Sigma^+)$, $\text{XeF}^*(B^2\Pi_{1/2})$, $\text{XeBr}^*(B^2\Sigma^+)$, $\text{XeI}^*(B^2\Sigma^+)$, $\text{KrF}^*(B^2\Sigma_{1/2})$, $\text{KrCl}^*(B^2\Sigma_{1/2})$ в результате двухчастичных реакций замещения с участием возбужденных ионов инертных газов.

Эффективность образования эксимерных молекул практически одинакова для галогенидов щелочных металлов, содержащих F, Cl и Br. Величина дефекта энергии в бимолекулярных обменных реакциях скачивается в основном на ширине молекулярной полосы люминесценции эксимерных молекул.

Эффективность образования эксимерных молекул $\text{XeI}^*(B^2\Sigma^+)$ низка, что связано с наличием неадиабатического перехода высоковозбужденных колебательных состояний электронного уровня $\text{XeI}^*(B^2\Sigma^+)$ в разлетное состояние.

Интенсивность люминесценции эксимерных молекул при инжекции галогенидов щелочных металлов в плазменный поток инертного газа определяется в основном энергозапасом в плазменном потоке.

Основной проблемой при создании мощных непрерывных узкополосных источников ультрафиолетового излучения будет являться проблема оптимизации газодинамической схемы инжекции галогеноносителя в плазменный поток инертного газа.

Список литературы

- [1] *Алексин А.А., Баринов В.А., Герасько Ю.В. и др. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 2. С. 65-73.*
- [2] *Алексин А.А., Баринов В.А., Герасько Ю.В. и др. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 2. С. 43-51.*
- [3] *Хьюбер К.П., Герцберг Г. Константы двухатомных молекул. М.: Мир, 1984. Т. 1. 408 с. Т. 2. 366 с.*
- [4] *Газовые лазеры / Под ред. Мак-Даниэля. М.: Мир, 1986. 702 с.*
- [5] *Кондратьев В.И., Никитин Е.Е., Резников А.И., Уманский С.Я. Термические бимолекулярные реакции в газах. М.: Наука, 1976. 191 с.*
- [6] *Радциг А.А., Смирнов Б.М. Параметры атомов и атомных ионов. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1986. 344 с.*
- [7] *Протасов Ю.С., Чувашев С.Н. Физическая электроника газоразрядных устройств. Плазменная электроника. Ч. 1. М.: Высшая школа, 1993. 240 с.*
- [8] *Su T., Bowers M.T. // Intern. J. Mass Spectr. and Ion Physics. 1975. Vol. 17. N 1. P. 309-319.*
- [9] *Никитин Е.Е., Смирнов Б.М. Атомно-молекулярные процессы. М.: Наука, 1988. 224 с.*
- [10] *Смирнов Б.М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1968. 364 с.*
- [11] *Костенко О.Ф., Тюкавкин А.В. Теоретические и экспериментальные исследования вопросов общей физики. Калининград, 1991. С. 3-9.*