

02; 04; 07

© 1990 г.

## КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ НА ПЕРЕХОДАХ АТОМА КСЕНОНА

### I. МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ И ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ

*А. М. Воинов, С. П. Мельников, А. А. Сиянский*

Выполнен анализ кинетики плазменных процессов в ИК лазерах на переходах  $5d-6p$  атома Хе. Проведены расчеты концентраций компонент плазмы и скоростей образования возбужденных атомов ксенона для смесей He—Xe, Ar—Xe, возбуждаемых осколками деления урана. Показано, что основным каналом заселения уровней  $5d$  является диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов  $Xe_2^+$  с электронами.

### Введение

Рекомбинационные лазеры высокого давления на переходах  $nd-(n+1)p$  атомов Ar, Kr, Xe ( $n=3, 4, 5$  для Ar, Kr, Xe соответственно) являются в настоящее время одними из наиболее мощных среди газовых лазеров ближнего и среднего ИК диапазонов спектра. Наибольшие успехи при создании таких лазеров достигнуты при их возбуждении электронными пучками [<sup>1-3</sup>], ядерными излучениями [<sup>4-8</sup>] и при использовании электроионизационного метода [<sup>1, 2</sup>]. Недавно продемонстрирована возможность работы лазера на смеси Ar—Xe ( $\lambda=1.73$  мкм) в импульсно-периодическом режиме [<sup>3</sup>], что открывает перспективу создания лазеров с высокой средней мощностью излучения. В [<sup>2</sup>] отмечается, что такие лазеры по ряду параметров могут конкурировать с технологическими CO<sub>2</sub> лазерами.

В качестве лазерных сред используются, как правило, двойные смеси атмосферного давления He—M ( $M=Ar, Kr, Xe$ ) и Ar—Xe, в которых He (или Ar) является буферным газом, а концентрация лазерной примеси M составляет 0.1—10 %. Полученные в опытах [<sup>1-3, 5-8</sup>] величины КПД составляют ~1 % и близки к предельному или квантовому КПД [<sup>6</sup>], что свидетельствует о высокой эффективности заселения уровней  $nd$  атомов инертных газов.

Анализу кинетики плазменных процессов в рекомбинационных ИК лазерах на переходах атомов Ar, Kr, Xe посвящен ряд работ (см., например, [<sup>9-11</sup>]), в которых диссоциативная рекомбинация гомоядерных ионов  $M_2^+ + e \rightarrow M^+ + M$  рассматривается как канал потерь, заселяющий нижние лазерные уровни  $(n+1)p$ . В [<sup>9</sup>] сделан вывод, что основным каналом заселения верхних лазерных уровней  $nd$  является процесс диссоциативной рекомбинации гетероядерных ионов типа  $ndM^+$  или  $ArXe^+$  с электронами, а авторы [<sup>10, 11</sup>] основную роль в заселении  $nd$ -уровней отводят процессу ударно-радиационной рекомбинации  $M^+ + e + e \rightarrow M^* + e$ .

Качественно иная модель, которая предложена в [<sup>8</sup>] и подробно рассматривается в данной работе, основана на том, что заселение уровней  $nd$  атомов Ar, Kr, Xe происходит селективно за счет процесса диссоциативной рекомбинации гомоядерных ионов  $M_2^+$  с электронами. В данной работе приведены результаты расчетов концентраций компонент плазмы и парциальных скоростей образования возбужденных атомов  $Xe^*$  в смесях He—Xe, Ar—Xe. Расчет параметров

плазмы и далее [12] лазерных характеристик выполнен для условий работ [5-7], где исследованы лазеры на переходах  $5d-6p$  атома Хе, возбуждаемые осколками деления урана.

## 1. Расчет плазменных параметров

В смесях Хе—Хе и Аг—Хе кинетическая энергия быстрых заряженных частиц, в данном случае осколков деления урана, расходуется в основном на ионизацию и возбуждение атомов гелия или аргона. Скорости  $f^+$  и  $f^*$  образования в единице объема соответственно ионов и возбужденных атомов буферного газа равны  $f^+=q/\omega$ ,  $f^*=0.53 \cdot f^+$  [13], где  $q$  — удельная мощность накачки,  $\omega$  — энергия образования электрон-ионной пары. Для выяснения механизма образования инверсной населенности необходимо выделить основную цепочку плазмохимических реакций, которая эффективно передает энергию, поглощенную в буферном газе, на верхние лазерные уровни  $5d$  атома Хе.

Таблица 1

Номер процесса	Процесс	Константа скорости $k$	Литература
1	$\text{He}^*(2^1S) + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}^+ + \text{He} + e$	$4.4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[14]
2	$\text{He}^+ + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$	$5.4 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$	[15]
3	$\text{He}_2^+ + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}^+ + 2\text{He}$	$4.7 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[16]
4	$\text{Xe}^+ + \text{Xe} + \text{He} \rightarrow \text{Xe}_2^+ + \text{He}$	$1.1 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$	[17]
5	$\text{Xe}^+ + e + e \rightarrow \text{Xe}^* + e$	$4 \cdot 10^{-9} T_e^{-4.5} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$	[18]
6	$\text{Xe}^+ + e + \text{He} \rightarrow \text{Xe}^* + \text{He}$	$1.7 \cdot 10^{-21} T_e^{-2.5} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$	[19]
7	$\text{Xe}_2^+ + e \rightarrow \text{Xe}^* + \text{Xe}$	$8.1 \cdot 10^{-5} T_e^{-0.6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[20]

Примечание. Константы скоростей процессов приведены при температуре газа  $T_g = 300 \text{ К}$ , температура электронов  $T_e$  в К.

1.1. Смесь Хе—Хе. Из рассмотренных нами более тридцати плазменных процессов с участием ионов  $\text{He}^+$ ,  $\text{He}_2^+$ ,  $\text{Xe}^+$ ,  $\text{Xe}_2^+$ , возбужденных атомов  $\text{He}^*(2^1S)$ ,  $\text{He}^*(2^3S)$  и молекул  $\text{He}_2^*(^3\Sigma_u^+)$  в табл. 1 представлены основные, характерные времена которых минимальны.

В табл. 1 не включены процессы образования и распада гетероядерных ионов  $\text{HeXe}^+$ . Энергия диссоциации гетероядерных ионов уменьшается с увеличением разницы в массах входящих в его состав атомов. Так, для ионов  $\text{ArXe}^+$  и  $\text{HeAr}^+$  энергия диссоциации равняется соответственно 0.18 и 0.026 эВ [21], а для иона  $\text{HeXe}^+$  она составляет  $\leq 0.02$  эВ. Поэтому ионы  $\text{HeXe}^+$  эффективно разрушаются в столкновениях с атомами и их равновесная концентрация будет незначительной. Подтверждением этому служат масс-спектрометрические исследования [22], в которых обнаружены заметные концентрации различных типов гетероядерных ионов за исключением иона  $\text{HeXe}^+$ .

Концентрации ионов, электронов, возбужденных атомов можно определить из решения системы кинетических уравнений:

$$\frac{d[\text{He}^*(2^1S)]}{dt} = f^* - k_1[\text{He}^*(2^1S)][\text{Xe}], \quad (1)$$

$$\frac{d[\text{He}^+]}{dt} = f^* - k_2[\text{He}^+][\text{He}]^2, \quad (2)$$

$$\frac{d[\text{He}_2^+]}{dt} = k_2[\text{He}^+][\text{He}]^2 - k_3[\text{He}_2^+][\text{Xe}], \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{d[\text{Xe}^+]}{dt} = & k_1[\text{He}^*(2^1S)][\text{Xe}] + k_3[\text{He}_2^+][\text{Xe}] - k_4[\text{Xe}^+][\text{Xe}][\text{He}] - \\ & - k_5[\text{Xe}^+]n_e - k_6[\text{Xe}^+][\text{He}]n_e, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{d[\text{Xe}_2^+]}{dt} = k_4[\text{Xe}^+][\text{Xe}][\text{He}] - k_7[\text{Xe}_2^+]n_e, \quad (5)$$

$$n_e = [\text{He}^+] + [\text{He}_2^+] + [\text{Xe}^+] + [\text{Xe}_2^+]. \quad (6)$$

Изменение температуры электронов происходит за счет следующих основных процессов: а) ионизации газа осколками деления, в результате которой со скоростью  $f^+$  возникают подпороговые электроны со средней энергией  $E_e = 0.31 V_i = 7.6$  эВ [13] ( $V_i = 24.6$  эВ — потенциал ионизации гелия); б) процесса Пеннинга (1), в результате которого образуются электроны с энергией  $E_{II} = 8.5$  эВ; в) колебательной релаксации молекулярных ионов  $He_2^+$  [15], которые могут передавать электронам максимальную энергию  $E_c = 2.4$  эВ; г) упругих соударений с атомами гелия, в результате которых электроны термализуются. Уравнение баланса электронной энергии имеет вид

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} k T_e n_e \right) = f^+ E_e + k_1 [He^*(2^1S)] [Xe] E_{II} + k_2 [He^+] [He] E_c - \delta_a \nu_{ea} \frac{3}{2} k (T_e - T_r) n_e, \quad (7)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  $\delta_a = 2m_e/M_{He}$  — доля энергии, теряемая электроном при соударении с атомом He ( $m_e, M_{He}$  — массы электрона и атома He);  $\nu_{ea}$  — эффективная частота соударений электрона с атомами He [15]

$$\nu_{ea} = \frac{4}{3} [He] \sigma_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}. \quad (8)$$

Сечение  $\sigma_e$  упругих соударений электронов с атомами He слабо зависит от энергии электронов в диапазоне 0.02–6 эВ и равняется  $6 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> [23].

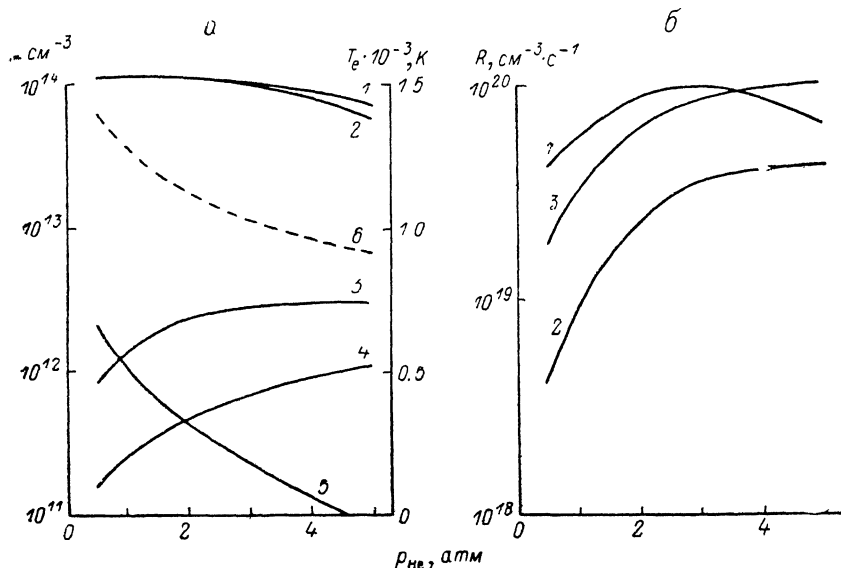


Рис. 1. Зависимости параметров плазмы (а) и скоростей образования возбужденных атомов  $He^*$  (б) от давления гелия для смеси He—Xe при  $p_{Xe} = 3$  мм рт. ст.

а: 1 —  $n_e$ , 2 —  $[Xe^+]$ , 3 —  $[He_2^+]$ , 4 —  $[He^+]$ , 5 —  $T_e$ ; б: 1 —  $R_1$ , 2 —  $R_2$ , 3 —  $R_3$ . Расчеты выполнены для условий [3].

Лазеры на смесях He—Xe, Ar—Xe имеют непрерывные механизмы генерации, так как характерные времена плазменных процессов значительно меньше длительностей импульсов накачки. Численное решение системы уравнений (1)–(7) в стационарном режиме выполнено для экспериментальных условий [5–7], где исследованы лазеры на смесях He—Xe и Ar—Xe, возбуждаемые осколками деления урана. Лазерные кюветы, внутренняя поверхность которых покрыта тонкими слоями  $^{235}U$ , облучались импульсными потоками тепловых нейтронов с длительностью импульсов на половине высоты 0.8 [5] и 4 мс [6, 7]. Удельные мощности накачки в максимуме нейтронного импульса составляли 550 [5] и 20 Вт·см<sup>-3</sup> [6, 7] при давлении гелия 2 атм или аргона 0.5 атм. Приведенные ниже результаты расчета получены для удельных мощностей накачки, соответ-

ствующую максимум импульса. Результаты расчета концентраций компонент плазмы и  $T_e$  для смеси He—Xe показаны на рис. 1, а и 2, а.

В смеси He—Xe возбужденные атомы Xe\* образуются за счет процессов ударно-радиационной (5), тройной (6) и диссоциативной (7) рекомбинации. Парциальные скорости  $R$  образования атомов Xe\* в результате этих процессов можно определить из соотношений  $R_5 = k_5 [Xe^+] n_e^2$ ,  $R_6 = k_6 [Xe^+] [He] n_e$ ,  $R_7 = k_7 [Xe_2^+] n_e$ , причем  $R_5 + R_6 + R_7 = f^+ + f^*$ . Зависимости  $R_5$ ,  $R_6$ ,  $R_7$  от давления для смеси He—Xe представлены на рис. 1, б и 2, б. При высоких давлениях основной вклад в образование возбужденных атомов Xe\* дает процесс (7).

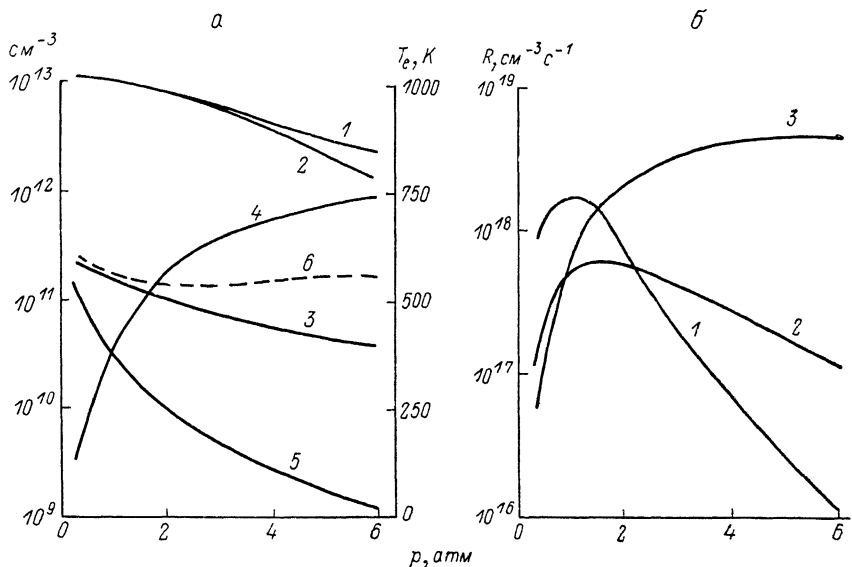


Рис. 2. Зависимости параметров плазмы (а) и скоростей образования возбужденных атомов Xe\* (б) от давления смеси He—Xe (1000 : 1).

Кривые 1—6 — то же, что и на рис. 1. Расчеты выполнены для условий [6].

1.2. Смесь Ag—Xe. Основные плазменные процессы в смеси Ag—Xe с минимальными характерными временами приведены в табл. 2. В данном случае возбужденные атомы Xe\* образуются в результате процесса (12) и реакций диссоциативной рекомбинации (7), (16) молекулярных ионов Xe<sub>2</sub><sup>+</sup> и ArXe<sup>+</sup> с электронами. Скорости образования атомов Xe\* за счет этих процессов равняются  $R_{12} = k_{12} [Ar^*] [Xe] = f^* + k_{10} [Ar_2^+] n_e$ ,  $R_7 = k_7 [Xe_2^+] n_e$ ,  $R_{16} = k_{16} [ArXe^+] n_e$ . Другие рекомбинационные процессы  $Xe^+(Xe_2^+, ArXe^+) + e + e$ ,  $Xe^+(Xe_2^+, ArXe^+) + e + Ar$  протекают крайне медленно из-за высокой электронной температуры.

Таблица 2

Номер процесса	Процесс	Константа скорости $k$	Литература
8	$Ar^+ + 2Ar \rightarrow Ar_2^+ + Ar$	$2.3 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$	[24]
9	$Ar_2^+ + Xe \rightarrow Xe^+ + 2Ar$	$1.2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[25]
10	$Ar_2^+ + e \rightarrow Ar^* + Ar$	$3.0 \cdot 10^{-5} T_e^{-0.61} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[26]
11	$Xe^+ + Xe + Ar \rightarrow Xe_2^+ + Ar$	$2.0 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$	[27]
12	$Ar^* + Xe \rightarrow Xe^* + Ar$	$6.8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{см}^{-1}$	[28]
13	$Xe^+ + 2Ar \rightarrow ArXe^+ + Ar$	$1.0 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$	[27]
14	$ArXe^+ + Xe \rightarrow Xe_2^+ + Ar$	$7.0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[1]
15	$ArXe + Ar \rightarrow Xe^+ + 2Ar$	$5.0 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[1]
16	$ArXe^+ + e \rightarrow Xe^* + Ar$	$1.7 \cdot 10^{-5} T_e^{-0.5} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[1]
7	$Xe_2^+ + e \rightarrow Xe^* + Xe$	$8.1 \cdot 10^{-5} T_e^{-0.6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[20]

Концентрации компонент плазмы (рис. 3, а) и парциальные скорости  $R_7$ ,  $R_{12}$ ,  $R_{16}$  (рис. 3, б) для смеси Ag—Xe определялись из решения системы кинети-

еских уравнений, учитывая процессы (7)—(16). Расчеты выполнены для экспериментальных условий [6, 7]. В уравнении баланса электронной энергии учтены процессы образования подпороговых электронов ( $E_e=4.9$  эВ), колебательная релаксация молекулярных ионов  $\text{Ar}_2^+$  ( $E_k=1.3$  эВ) и упругое рассеяние электронов на атомах аргона. Сечение рассеяния хорошо аппроксимируется выражением [29]  $\sigma_e(\epsilon_e)=9.9 \cdot 10^{-16} \exp(-40\epsilon_e)+1.7 \cdot 10^{-16} \cdot \epsilon_e$ , где энергия электронов  $\epsilon_e$  выражена в эВ,  $\sigma_e$  — в  $\text{см}^2$ .

Низкая концентрация гетероядерных ионов  $\text{ArXe}^+$  (рис. 3, а) и соответственно малая величина  $R_{16}$  (рис. 3, б) объясняются высокой скоростью распада ионов  $\text{ArXe}^+$  в столкновениях (14), (15) с атомами Хе и Аг. Следует отметить, что, как

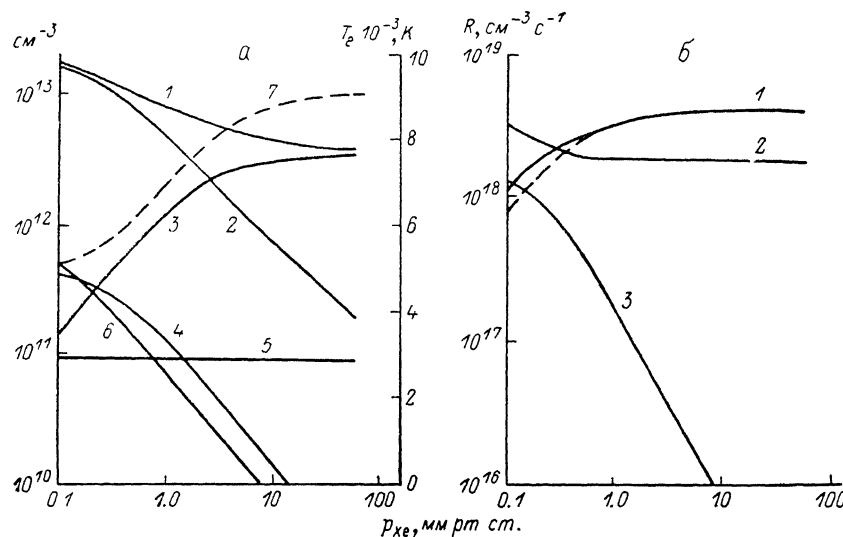


Рис. 3. Зависимости параметров плазмы (а) и скоростей образования возбужденных атомов  $\text{Xe}^*$  (б) от парциального давления ксенона в смеси Аг—Хе при  $p_{\text{Ar}}=0.5$  атм.

а: 1 —  $n_e$ , 2 —  $[\text{Xe}^+]$ , 3 —  $[\text{Xe}_2^+]$ , 4 —  $[\text{ArXe}^+]$ , 5 —  $[\text{Ar}^+]$ , 6 —  $[\text{Ar}_2^+]$ , 7 —  $T_e$ ; б: 1 —  $R_7$ , 2 —  $R_{12}$ , 3 —  $R_{16}$ , штриховая кривая — расчет  $R_7$  без учета процессов образования и распада ионов  $\text{ArXe}^+$ . Расчеты выполнены для условий [7].

и в случае смеси Не—Хе, основным каналом образования возбужденных атомов  $\text{Xe}^*$  является процесс (7) диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов  $\text{Xe}_2^+$  с электронами. Из рис. 3, б также следует, что включение в кинетическую модель процессов образования и распада гетероядерных ионов  $\text{ArXe}^+$  незначительно влияет на результаты расчета скорости  $R_7$ .

## 2. Заселение лазерных уровней

В рекомбинационных лазерах на смесях Не—Хе, Аг—Хе генерация происходит в основном на переходах  $5d-6p$  атома Хе с длинами волн 1.73, 2.03, 2.48, 2.63, 2.65, 3.11, 3.37, 3.51 мкм [ $1^{-9}$ ], причем наиболее интенсивные линии 1.73, 2.03 и 2.65 мкм начинаются с уровня  $5d[3/2]_1^1$ .

Основной поток рекомбинационных процессов (5), (6) в смеси Не—Хе идет на узкую группу уровней атома Хе, примыкающую к границе непрерывного спектра. В смеси Аг—Хе первоначально образованные под действием быстрых заряженных частиц со скоростью  $f^*$  и в результате процесса (10) со скоростью  $R_{10}=k_{10}[\text{Ar}_2^+]n_e$  возбужденные атомы  $\text{Ar}^*$  за времена  $\sim 10^{-9}$  с переходят в долгоживущие состояния  $^3P$ . Передача энергии от атомов  $\text{Ar}^*(^3P)$  атомам ксенона за счет процесса (12) также приводит к образованию высоковозбужденных атомов ксенона в состояниях  $5d'$ ,  $5f$ ,  $9s$  и др.

Заселение верхних лазерных уровней  $5d$  может в принципе происходить за счет радиационно-столкновительных каскадных переходов из этих высоково-

бужденных состояний. Однако, как показали расчеты в [1], эффективность такого каскадного заселения невелика и составляет лишь несколько процентов. Следовательно, процессы (5), (6), (12) не могут обеспечить полученные в опытах по накачке лазеров на смесях He—Xe, Ar—Xe электронными пучками [1<sup>-3</sup>, 9] и ядерными излучениями [5-7] величин КПД 1—2 %, близких к предельному или квантовому КПД для этих лазеров [6]. Такой же вывод можно сделать относительно процесса (16) диссоциативной рекомбинации гетероядерных ионов ArXe<sup>+</sup> с электронами, так как расчеты свидетельствуют о незначительном вкладе этого процесса в образование возбужденных атомов Хе\*.

Высокие экспериментальные КПД лазеров на смесях He—Xe, Ar—Xe можно объяснить, если принять, что верхние лазерные уровни 5*d* атома Хе заселяются селективно в результате процесса (7) диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Хе<sub>2</sub><sup>+</sup> с электронами. Этот вывод согласуется с приведенными на рис. 1, б; 2, б и 3, б результатами расчета скорости *R*<sub>7</sub>. Следует учесть еще одно обстоятельство. В смесях He—Xe и Ar—Xe самые интенсивные линии начинаются с уровня 5*d*[3/2]<sup>0</sup>. Поэтому заселение уровня 5*d*[3/2]<sup>0</sup> в этих смесях должно происходить за счет одного и того же процесса. Таким общим для рассматриваемых смесей процессом является (7).

В других работах (см., например, [9, 10]) процесс (7) рассматривается как канал потерь, заселяющий нижние лазерные уровни 6*p*. Это предположение основано на результатах спектроскопических исследований [20], в которых наблюдалось интенсивное излучение с уровней 6*p*. Однако, как отмечают авторы [20], в их условиях из-за ограниченной экспериментальной методики ИК переходы 5*d*—6*p* не могли наблюдаться. Поэтому можно предположить, что зарегистрированное в [20] излучение с уровнем 6*p* является следствием предварительных каскадных переходов 5*d*—6*p*.

В спектрах генерации рекомбинационных лазеров на смесях He—Xe, Ar—Xe кроме линий, начинающихся с уровня 5*d*[3/2]<sup>0</sup>, наблюдались также линии с нижерасположенных уровней 5*d*. Заселение этих уровней может происходить за счет столкновительных внутримультиметных переходов при соударениях атомов Хе\*(5*d*[3/2]<sup>0</sup>) с атомами He, Ar, Хе в основном состоянии. Влияние таких переходов на населенности уровней 5*d* в режиме генерации экспериментально обнаружено в [30].

В спектрах генерации лазера на смеси He—Xe наблюдались линии 3.43 и 3.65 мкм, принадлежащие переходам 7*p*—7*s* атома Хе. Оптимальные концентрации ксенона для этих линий примерно на порядок величины ниже, чем для линий переходов 5*d*—6*p* [31]. Уровни 7*p* заселяются, по-видимому, в результате реакций ударно-радиационной (5) и тройной (6) рекомбинации, так как из расчетов следует, что при малых концентрациях ксенона основное количество атомов Хе\* образуется за счет этих процессов. В смеси Ar—Xe генерационные линии 3.43 и 3.65 мкм отсутствуют, так как процессы (5), (6) подавлены из-за высокой электронной температуры.

Таким образом, выполненные в данной работе расчеты и анализ литературных данных позволяют утверждать, что основным каналом заселения верхних лазерных уровней в рекомбинационных ИК лазерах на переходах 5*d*—6*p* атома Хе является процесс диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Хе<sub>2</sub><sup>+</sup> с электронами. Аналогичный вывод можно сделать относительно рекомбинационных лазеров на ИК переходах 4*d*—5*p* и 3*d*—4*p* соответственно атомов Kr и Ar. Верхние лазерные уровни 4*d* или 3*d* заселяются селективно в результате процессов диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Kr<sub>2</sub><sup>+</sup> или Ar<sub>2</sub><sup>+</sup> с электронами.

#### Список литературы

- [1] Lawton S. A., Newman L. A., Richards J. B. et al. // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. N 6. P. 3888—3898.
- [2] Басов Н. Г., Данильчев В. А., Холм И. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. № 4. С. 779—785.
- [3] Винтизенко Л. Г., Гушенец В. И., Коваль Н. Н. и др. // ДАН СССР. 1986. Т. 288. № 3. С. 609—612.
- [4] Schneider R. T., Hohl F. // Adv. Nucl. Sci. and Technol. New York: Plenum Press, 1984. Vol. 16. P. 123—287.

- [5] Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Кривонос В. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 7. С. 422—424.
- [6] Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Кривонос В. Н. и др. // ДАН СССР. 1979. Т. 245. № 1. С. 80—83.
- [7] Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Кривонос В. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 16. С. 1016—1020.
- [8] Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Кривонос В. Н. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 7. С. 1346—1350.
- [9] Басов Н. Г., Данильчев В. А., Дудин А. Ю. и др. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 9. С. 1722—1736.
- [10] Диз Э. Дж., Хассан Х. А. // Ракетная техника и космонавтика. 1978. Т. 16. Вып. 10. С. 9—14.
- [11] Wilson J. W., De Young R. J., Harries W. L. // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. N 3. P. 1226—1235.
- [12] Воинов А. М., Мельников С. П., Силянский А. А. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 10. С. 107.
- [13] Rees D. B., Leffert C. B., Rose D. J. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 4. P. 1884—1896.
- [14] Riola J. P., Howard J. S., Rudel R. D. et al. // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1974. Vol. 7. N 13. P. 376—385.
- [15] Deloche R., Monchicourt P., Cheret M. et al. // Phys. Rev. A. 1976. Vol. 13. N 3. P. 1140—1176.
- [16] Bourene R., Le Calve J. // J. Phys. 1971. Vol. 32. N 1. P. 29—33.
- [17] Chen C. L. // Phys. Rev. 1963. Vol. 131. N 6. P. 2550—2555.
- [18] Mansbach P., Keck J. // Phys. Rev. 1969. Vol. 181. N 1. P. 275—289.
- [19] Путаевский Л. П. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. Вып. 5. С. 1326—1329.
- [20] Shiu Y.-J., Biondi M. A., Sipler D. P. // Phys. Rev. A. 1977. Vol. 15. N 2. P. 494—498.
- [21] Dehmer P. M., Pratt S. T. // J. Chem. Phys. 1982. Vol. 77. N 10. P. 4804—4817.
- [22] Munson M. S. B., Franklin J. L., Field F. H. // J. Phys. Chem. 1963. Vol. 67. N 7. P. 1542—1548.
- [23] Crompton R. W., Flford M. T., Jory R. L. // Australian J. Phys. 1967. Vol. 20. N 4. P. 369—400.
- [24] Grössl M., Langenwalter M., Helm H. et al. // J. Chem. Phys. 1981. Vol. 74. N 3. P. 1728—1735.
- [25] Collins C. B., Lee F. W. // J. Chem. Phys. 1979. Vol. 71. N 1. P. 184—191.
- [26] Shiu Y.-J., Biondi M. A. // Phys. Rev. A. 1978. Vol. 17. N 3. P. 868—872.
- [27] Kannari F., Suda A., Obara M. et al. // IEEE J. Quant. Electr. 1983. Vol. QE-19. N 10. P. 1587—1600.
- [28] Brunet H., Birot A., Dijols H. et al. // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1982. Vol. 15. N 17. P. 2945—2967.
- [29] Бочкова О. П., Лягущенко Р. И., Сукиасян Э. А. и др. // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 4. С. 754—758.
- [30] Верхогляд А. Г., Кривошеков Г. В., Курбатов П. Ф. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 2. С. 291—298.
- [31] Mansfield C. R., Bird P. F., Davis J. F. et al. // Appl. Phys. Lett. 1977. Vol. 30. N 12. P. 640—641.

Поступило в Редакцию  
24 ноября 1989 г.