

02; 07
© 1992 г.КИНЕТИКА ИК ЛАЗЕРОВ С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ
НА ПЕРЕХОДАХ АТОМОВ КРИПТОНА И АРГОНА

С. П. Мельников, А. А. Синянский

Рассмотрен механизм генерации лазеров атмосферного давления на переходах $4d-5p$ атома Kr и $3d-4p$ атома Ar. Выполнены расчеты параметров плазмы и лазерных характеристик для смесей He-Kr ($\lambda = 2.52$ мкм) и He-Ar ($\lambda = 1.79$ мкм), возбуждаемых осколками деления урана. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Введение

Для накачки ИК лазеров высокого давления на переходах $nd-(n+1)p$ атомов Xe, Kr, Ar ($n = 5, 4, 3$ для Xe, Kr, Ar соответственно) используются ядерные излучения [¹⁻⁵], электронные [⁶⁻¹¹] и ионные [¹²] пучки, а также электроионизационный метод [^{7,9,10}]. В качестве лазерных сред применяются, как правило, двойные смеси атмосферного давления He-M ($M = \text{Xe, Kr, Ar}$), He-Ar и Ar-Xe, в которых He, Ne или Ar являются буферными газами. Полученные в экспериментах КПД составляют $\sim 1\%$ и близки к предельному теоретическому КПД, что свидетельствует о высокой эффективности заселения верхних лазерных уровней nd .

Аналізу кинетики плазменных процессов и выяснению механизмов генерации таких лазеров посвящен ряд работ [^{1,8-10,13-19}]. В этих работах процесс диссоциативной рекомбинации гомоядерных молекулярных ионов M_2^+ с электронами рассматривается как канал потерь, заселяющий нижние лазерные уровни $(n+1)p$. Основная роль в заселении верхних лазерных уровней nd отводится а) процессам ударно-радиационной рекомбинации $M^+ + e + e \rightarrow M^* + e$ [^{1,13,14}], б) процессам диссоциативной рекомбинации гетероядерных ионов HeM^+ или ArXe^+ с электронами [^{8-10,15-18}], в) процессам передачи энергии $\text{Ar}^* + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}^* + \text{Ar}$ и возбуждения уровней nd электронным ударом из состояний $(n+1)s$ [¹⁹]. В недавно опубликованной работе [²⁰] предполагается, что в

¹ В [¹⁵] предполагается, что в результате процесса $\text{ArXe}^+ + e \rightarrow \text{Xe}^* + \text{Ar}$ первоначально заселяются уровни $7p$ и $7s$ атома Xe, а заселение уровней $5d$ происходит за счет последующих столкновительных переходов.

смеси Ag-Xe основной вклад в заселение уровня $5d[3/2]_1^0$ атома Хе дают процессы диссоциативной рекомбинации ионов $AgXe^+$ и Xe_2^+ с электронами, причем диссоциативная рекомбинация ионов Xe_2^+ существенна лишь при малых мощностях накачки. Следует также отметить, что во всех приведенных выше работах расчеты выполнены для отдельных лазеров, хотя качественное подобие экспериментальных зависимостей и сходная структура энергетических уровней позволяют сделать вывод об идентичности механизмов генерации рассматриваемого семейства лазеров.

Принципиально иная модель, которая предложена нами в $[3, 21]$ и рассматривает ИК лазеры на переходах атомов Хе, Кг, Аг с единичных позиций, основана на селективном заселении уровней nd только за счет процесса диссоциативной рекомбинации гомоядерных ионов M_2^+ с электронами. Расчеты $[22, 23]$, выполненные на основании этой модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными для лазеров на переходах $5d-6p$ атома Хе, работающих в широком диапазоне мощностей накачки от ~ 1 до $\sim 10^5$ Вт·см $^{-3}$ при возбуждении смесей He-Xe, Ag-Xe осколками деления урана и электронными пучками. В $[22, 23]$ сделан вывод, что модель применима также для расчетов характеристик ИК лазеров на переходах $4d-5p$ и $3d-4p$ соответственно атомов Кг и Аг. В данной работе рассмотрена кинетика плазменных процессов и выполнены расчеты характеристик лазеров на смесях He-Kr ($\lambda = 2.52$ мкм) и He-Ag ($\lambda = 1.79$ мкм), возбуждаемых осколками деления урана.

1. Расчет параметров плазмы

В смесях He-Kr и He-Ag кинетическая энергия быстрых заряженных частиц, в данном случае осколков деления урана, расходуется в основном на ионизацию и возбуждение атомов буферного газа, гелия. При этом возникают первичные активные частицы: атомарные ионы He^+ , возбужденные атомы He^* и электроны. Скорости f^+ и f_e^* образования в единице объема соответственно ионов He^+ и атомов He^* можно определить из соотношений $f^+ = q/\omega$; $f_e^* = 0.553 \cdot f^+$ $[24]$, где q — удельная мощность накачки, $\omega = 45$ эВ — энергия образования пары ион-электрон в гелии.

Из рассмотренных нами для смесей He-M ($M = Kr, Ag$) более 30 плазменных процессов с участием ионов He^+ , He_2^+ , M^+ , M_2^+ , возбужденных атомов $He^*(2^1S)$, $He^*(2^3S)$ и молекул $He_2^*(3^3\Sigma_u^+)$. В таблице представлены основные, характерные времена которых были минимальными. Эти процессы учитывались в последующих расчетах. Выполненные ранее $[22, 23]$ расчеты характеристик лазера на смеси He-Xe проводились с учетом аналогичных процессов. В таблицу не включены процессы образования и распада гетероядерных ионов $HeKr^+$ и $HeAg^+$, так как их энергия диссоциации мала (~ 0.02 эВ $[33]$) и они эффективно разрушаются при столкновениях с атомами буферного газа.

Последовательность расчетов была такой же, как в $[22, 23]$: сначала в результате решения системы кинетических уравнений, учитывающей процессы (1) — (7), определялись концентрация и температура электро-

№	Процесс	Константа скорости k	Литература
1	$\text{He}^*(2^1S) + M \rightarrow M^+ + e + \text{He}$	$4.3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} (\text{Kr})$	[25]
		$3.0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} (\text{Ar})$	[25]
2	$\text{He}^+ + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$	$5.4 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$	[26]
3	$\text{He}_2^+ + M \rightarrow M^+ + 2\text{He}$	$4.0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} (\text{Kr})$	[27]
		$2.5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} (\text{Ar})$	[27]
4	$M^+ + M + \text{He} \rightarrow M^+ + \text{He}$	$1.9 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$	[28]
5	$M^+ + e + e \rightarrow M^{*2} + e$	$4.0 \cdot 10^{-9} T_e^{-4.5} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$	[29]
6	$M^+ + e + \text{He} \rightarrow M^* + \text{He}$	$1.7 \cdot 10^{-21} T_e^{-2.5} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$	[30]
7	$M_2^+ + e \rightarrow M^* + M$	$3.7 \cdot 10^{-5} T_e^{-0.55} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} (\text{Kr})$	[31]
		$3.0 \cdot 10^{-5} T_e^{-0.61} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} (\text{Ar})$	[32]

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

нов, концентрации ионов He^+ , He_2^+ , M^+ , M_2^+ и парциальные скорости образования возбужденных атомов M^* за счет процессов (5), (6), (7), а затем проводился расчет лазерных характеристик. Система кинетических уравнений была дополнена уравнением баланса электронной энергии, которое учитывало процессы образования подпороговых электронов, процесс Пеннинга (1), колебательную релаксацию молекулярных ионов He_2^+ и упругие соударения электронов с атомами гелия.

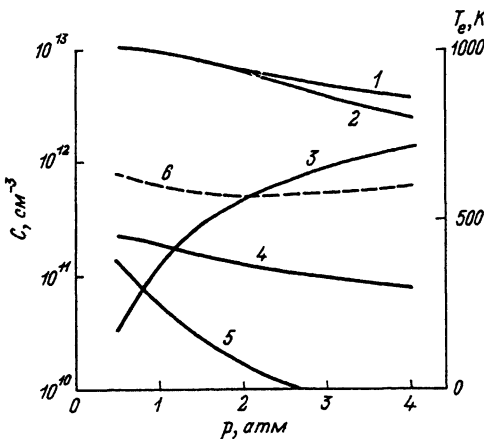


Рис. 1. Зависимости концентраций компонент плазмы C и электронной температуры T_e от давления смеси He-Kr(1000 : 1).

1 - n_e , 2 - $[\text{Kr}^+]$, 3 - $[\text{Kr}_2^+]$, 4 - $[\text{He}^+]$, 5 - $[\text{He}^*]$, 6 - T_e .

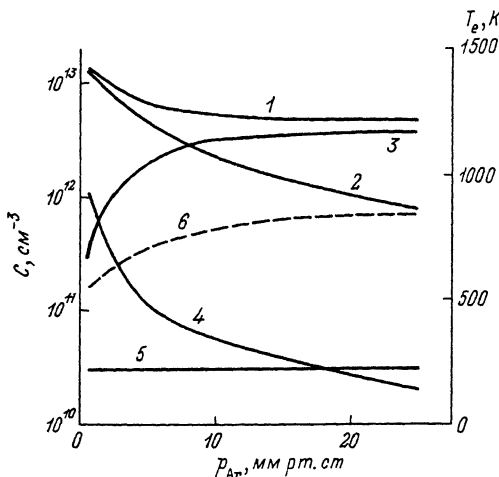


Рис. 2. Зависимости концентраций компонент плазмы C и электронной температуры T_e от парциального давления аргона для смеси He-Ar при

$$p_{\text{He}} = 2 \text{ атм.}$$

1 — n_e , 2 — $[\text{Ar}^+]$, 3 — $[\text{Ar}_2^+]$, 4 — $[\text{He}^+]$, 5 — $[\text{He}^+]$, 6 — T_e .

Лазеры на смесях He-Kr и He-Ar имеют непрерывные механизмы генерации, так как характерные времена плазменных процессов значительно меньше длительностей импульсов накачки и генерации. Численное решение системы кинетических уравнений в стационарном режиме выполнено для экспериментальных условий [3, 4], где исследованы лазеры на смесях He-Kr ($\lambda = 2.52 \text{ мкм}$) и He-Ar ($\lambda = 1.79 \text{ мкм}$), возбуждаемые осколками деления урана. Лазерная кювета с плоскими урановыми слоями длиной 200 см облучалась импульсным потоком тепловых нейтронов с длительностью импульса на половине высоты 4 [3] и 3 мс [4]. Усредненная по длине урановых слоев плотность потока тепловых нейтронов в максимуме импульса $\Phi_m = 1.1 \cdot 10^{15}$ [3] и $2.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [4], что соответствует удельной мощности накачки соответственно 18

и 34 $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-3}$ при давлении гелия 2 атм. Расчетные зависимости концентрации ионов, электронов и электронной температуры для смесей He-Kr и He-Ar в максимуме импульса накачки приведены на рис. 1 и 2.

Основной задачей первого этапа расчетов является определение пар-

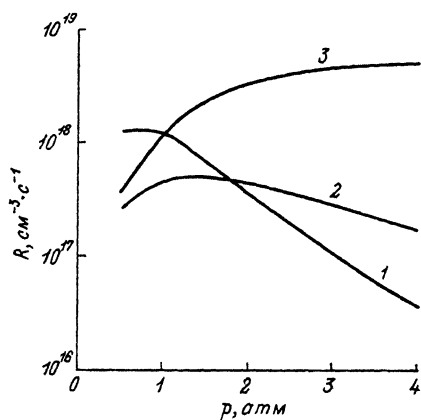


Рис. 3. Зависимости парциальных скоростей R_5 (1), R_6 (2) и R_7 (3) образования возбужденных атомов Kr* от давления смеси He-Kr (1000 : 1).

циальных скоростей R образования возбужденных атомов Kr^* и Ar^* за счет процессов (5), (6) и (7) $R_5 = k_5 [M^+] n_e^2$, $R_6 = k_6 [M^+] [He] n_e$, $R_7 = k_7 [M_2^+] n_e$, причем $R_5 + R_6 + R_7 = f^* + f^*$. В качестве примера таких расчетов на рис. 3 представлены зависимости R_5 , R_6 и R_7 от давления смеси He-Kr (1000 : 1), из которых видно, что при давлении смеси выше 1 атм основным каналом образования возбужденных атомов Kr является процесс (7). Увеличение R_7 с ростом давления смеси объясняется усилением канала конверсии (4) атомарных ионов Kr^+ в молекулярные ионы Kr_2^+ .

2. Расчет лазерных характеристик

Анализ кинетики плазменных процессов и расчет характеристик лазеров на смесях He-Xe, Ar-Xe показали [21-23], что верхний лазерный уровень $5d[3/2]_1^0$ атома Xe, с которого начинаются наиболее интенсивные генерационные линии 1.73, 2.03 и 2.65 мкм, заселяется селективно с эффективностью, близкой к 100 %, за счет процесса диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Xe_2^+ с электронами. Уровень $5d[3/3]_1^0$ является верхним из $5d$ -состояний и изолирован относительно других состояний атома Xe, поэтому можно предположить, что этот уровень заселяется непосредственно в результате диссоциативной рекомбинации.

Верхние лазерные уровни $4d[1/2]_1^0$ атома Kr и $3d[1/2]_1^0$ атома Ar, с которых начинаются генерационные линии 2.52 и 1.79 мкм, являются нижними среди $4d$ - и $3d$ -состояний атомов Kr и Ar. Поэтому заселение этих уровней может происходить как непосредственно в результате процесса диссоциативной рекомбинации (7), так и за счет столкновительных каскадных переходов из более высоко расположенных состояний. Вопрос этот пока не выяснен, однако для расчета лазерных характеристик это обстоятельство не имеет существенного значения, так как характерные времена столкновительных переходов много меньше характерного времени процесса (7).

Формулы для расчета мощности излучения W на выходе резонатора и параметра насыщения I можно получить из решения системы кинетических уравнений для населенностей верхнего и нижнего лазерных уровней в режиме генерации.

$$W = Is(\alpha_0 l - \rho l + \frac{1}{2} \ln r_1 \cdot r_2) \frac{\ln r_1 \cdot r_2}{\ln r_1 \cdot r_2 - 2\rho l}, \quad (1)$$

$$I = \frac{4\pi^2 hc \cdot \Delta\nu_c}{\lambda_{jl}^3 A_{jl} (\tau_j + \tau_l \frac{g_j}{g_l} - A_{jl} \tau_j \tau_l \frac{g_j}{g_l})}, \quad (2)$$

где s — площадь поперечного сечения излучающего объема; $l = 200$ см — активная длина лазера; ρ — коэффициент вредных потерь в резона-

оре; r_1, r_2 — произведение коэффициентов отражения зеркал резонатора, которое для смесей He-Kr и He-Ar равняется соответственно 0.95 и 0.92; h — постоянная Планка, c — скорость света; $\Delta\nu$ — столкновительная ширина линии; λ_{jl} — длина волны генерации; A_{jl}^c — вероятность спонтанного распада; τ и τ_l — времена жизни верхнего и нижнего лазерных уровней с учетом столкновительного тушения; g_j и g_l — статистические веса уровней; α_0 — начальный коэффициент усиления

$$\alpha_0 = \frac{\lambda_{jl}^2}{4\pi^2} \frac{A_{jl}}{\Delta\nu_c} R_j \tau_j \left(1 - A_{jl} \tau_l \frac{g_j}{g_l} \right), \quad (3)$$

где R_j — скорость заселения верхнего лазерного уровня.

При расчете α_0 предполагалось, что $R_j = \kappa R_7$, где κ — доля рекомбинационного потока (7), проходящего через верхний лазерный уровень. Расчеты показали, что наилучшее количественное согласие экспериментальных и расчетных данных получается при $\kappa = 0.5$ (смесь He-Kr) и 0.4 (смесь He-Ar).

Для линий 2.52 и 1.79 мкм величина A_{jl} равняется соответственно $6.2 \cdot 10^5$ [34] и $1.1 \cdot 10^6$ с⁻¹ [35], а радиационные времена жизни верхних лазерных уровней 154 [34] и 68 нс [35]. Радиационные времена жизни нижних лазерных уровней 5p [3/2]₂ атома Kr и 4p [3/2] атома Ar равняются соответственно 20 [34] и 27 нс [35], а с учетом столкновительного тушения эти времена будут еще меньше. Поэтому в формулах (2) и (3) членами, содержащими A_{jl} , можно пренебречь.

Действительное время жизни τ_j верхних лазерных уровней будет определяться столкновительным тушением этих уровней атомами He, Kr или Ar в основных состояниях. Константы скоростей процессов столкновительного тушения уровней 4d атома Kr и 3d атома Ar нам неизвестны. При расчете лазерных характеристик проводился подбор этих констант. Наиболее близкое соответствие экспериментальных и расчетных зависимостей было получено при следующих значениях констант: а) для смеси He-Kr $k_{He} = 3 \cdot 10^{-12}$ см³·с⁻¹, $k_{Kr} = 7 \cdot 10^{-10}$ см³·с⁻¹; б) для смеси He-Ar $k_{He} = 2 \cdot 10^{-12}$ см³·с⁻¹, $k_{Ar} = 6 \cdot 10^{-10}$ см³·с⁻¹. В литературе приведены константы скоростей аналогичных процессов для других уровней атомов Kr и Ar: 0.6–27·10⁻¹¹ см³·с⁻¹ для процессов Kr*(5p, 5p') + Ar [36]; 4.1–6.7·10⁻¹⁰ см³·с⁻¹ для процессов Kr*(6p) + Kr [37]; 1.1–11·10⁻¹¹ см³·с⁻¹ для процессов Ar(4p, 4p') + Ar [38, 39] и 1.2–5.6·10⁻¹⁰ см³·с⁻¹ для процессов Ar*(5p, 5p') + Ar [40]. Тушением верхних лазерных уровней электронами в условиях [3, 4] при $q < 50$ Вт·см⁻³ можно пренебречь, так как концентрация электронов в этом случае невелика и не превышает 10¹³ см⁻³ (рис. 1, 2). Процессы тушения верхних лазерных уровней электронами

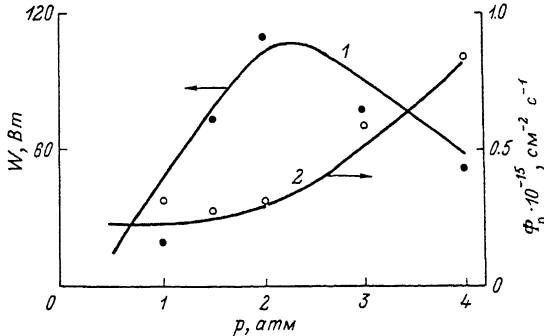


Рис. 4. Зависимости мощности генерации W (1) и пороговой плотности потока тепловых нейтронов Φ_n (2) от давления смеси He-Kr(1000 : 1), $\lambda = 2.52$ мкм.

Кривые — расчет, точки — экспериментальные данные [3].

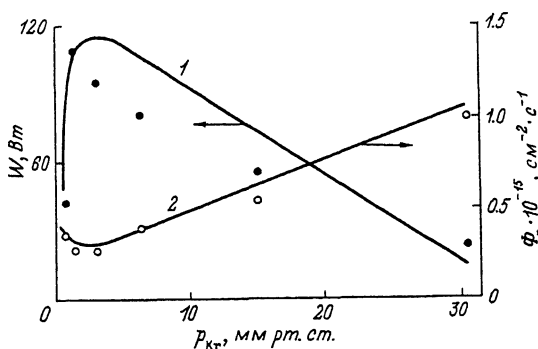


Рис. 5. Зависимости мощности генерации W (1) и Φ_n (2) от парциального давления криптона для лазера на смеси He-Kr ($\lambda = 2.52$ мкм) при $p_{He} = 2$ атм.

Кривые — расчет, точки — экспериментальные данные [3].

становятся существенными при более высоких уровнях накачки $q > 10^5$ Вт·см⁻³ ($n_e > 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³).

Экспериментальные данные по столкновительному уширению спектральных линий 2.52 и 1.79 мкм в литературе отсутствуют. В расчетах использовались значения $\Delta\nu_c$, полученные из газокINETической теории [23]. Для смесей He-Kr и He-Ag величины $\Delta\nu_c$ равняются соответственно $8.2 \cdot 10^{-9}$ и $5.0 \cdot 10^{-9}$ с⁻¹ при давлении гелия 1 атм и $T_r = 300$ К.

В экспериментальных условиях [3, 4] вредные потери в резонаторе определяются в основном развитием оптических неоднородностей в газовой среде, вызванных неоднородным по сечению кюветы распределением энерговклада и последующими термогазодинамическими процессами [41]. Оценки показывают, что для смесей на основе гелия при давлении

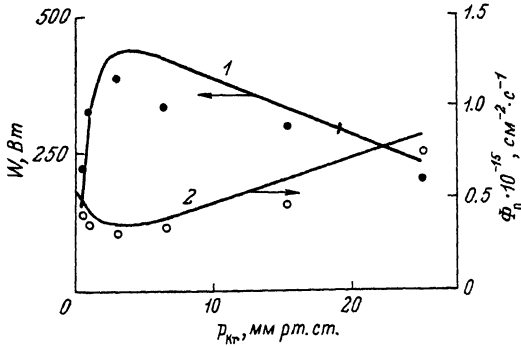


Рис. 6. Зависимости мощности генерации $W(1)$ и $\Phi_n(2)$ от парциального давления аргона для лазера на смеси He-Ar ($\lambda = 1.79$ мкм) при $p_{\text{He}} = 2$ атм.

Кривые — расчет, точки — экспериментальные данные [4].

ниях меньше 2 атм $\rho \ll 10^{-4} \text{ см}^{-1} < \alpha_0$, поэтому в расчетах принималось $\rho = 0$.

Важной характеристикой лазеров с ядерной накачкой является пороговая плотность потока тепловых нейтронов Φ_n , при которой возникает генерация. Этот параметр позволяет оценивать возможность достижения порога генерации при использовании различных нейтронных источников и способов возбуждения лазерной среды. Из выполненных нами экспериментов и расчетов следует, что в условиях [3, 4] при $q < 50 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$ начальный коэффициент усиления α_0 увеличивается линейно с ростом плотности потока тепловых нейтронов (удельной мощности накачки). Учитывая это обстоятельство, величину Φ_n можно определить из простого соотношения

$$\Phi_n = \frac{\alpha_0^n}{\alpha_0^m} \Phi_m, \quad (4)$$

где α_0^m — начальный коэффициент усиления в максимуме импульса накачки, α_0^n — коэффициент усиления на пороге генерации

$$\alpha_0^n = \rho - \frac{1}{2l} \ln r_1 \cdot r_2. \quad (5)$$

На рис. 4–6 представлены экспериментальные и расчетные зависимости мощности генерации в максимуме импульса накачки и пороговой плотности потока тепловых нейтронов для лазеров на смесях He-Kr ($\lambda = 2.52$ мкм) и He-Ar ($\lambda = 1.79$ мкм) от давления и состава смесей. Мощность генерации сначала возрастает с ростом давления смеси (рис. 4) и парциальных давлений Kr или Ar (рис. 5, 6), что объясняется увеличением скорости R_j заселения верхних лазерных уровней за счет

процесса (7) диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов M_2^+ с электронами. Снижение мощности генерации и рост Φ_p при давлениях выше оптимальных вызваны столкновительным тушением верхних лазерных уровней атомами He, Kr или Ar в основных состояниях.

Некоторое несоответствие результатов экспериментов и расчетов можно объяснить недостаточной точностью определения констант скоростей плазменных процессов, а также тем, что в расчетах не учитывались вредные потери в резонаторе. В расчетах предполагалось, что столкновительное тушение верхних лазерных уровней происходит только в результате двухчастичных процессов, хотя не исключена возможность протекания и трехчастичных процессов.

Заключение

Выполненные в данной работе расчеты оптимальных давлений, составов смесей, мощностей генерации и пороговых характеристик лазеров на смесях He-Kr ($\lambda = 2.52$ мкм) и He-Ar ($\lambda = 1.79$ мкм) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [3,4], полученными при накачке этих лазеров осколками деления урана. В расчетах использовалась кинетическая модель [22,23], которая первоначально была разработана для лазера на смеси He-Xe. Таким образом, приведенные здесь результаты подтверждают вывод наших более ранних работ [21-23] об идентичности механизмов генерации ИК лазеров на переходах атомов Xe, Kr, Ar, возбуждаемых ионизирующими излучениями, и о высокой эффективности заселения верхних лазерных уровней nd атомов Xe, Kr, Ar за счет процессов диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов He_2^+ , Kr_2^+ , Ar_2^+ с электронами. Дезактивация нижних лазерных уровней $(n+1)p$ происходит в результате столкновений с атомами буферного газа. В заключение отметим, что основные положения рассмотренной здесь модели применимы также для лазеров на смесях He-Kr и He-Ar, возбуждаемых другими видами ионизирующего излучения при более высоких удельных мощностях накачки.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Schneider R.T., Hohl F. // Adv. in Nucl. Sci. and Technol. New York: Plenum Press, 1984. Vol. 16. P. 123-287.
- [2] Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Казакевич А.Т. и др. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 7. С. 422-424.
- [3] Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 7. С. 1346-1350.
- [4] Воинов А.М., Кривоносов В.Н., Мельников С.П. и др. // Квантовая электрон. 1991. Т. 18. № 2. С. 177-179.
- [5] Alford W.J., Hays G.H. // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65. N 10. P. 3760-3766.
- [6] Долгов-Савельев Г.Г., Князев Б.А., Козьминых Ю.Л. и др. // ЖПС. 1970. Т. 12. № 5. С. 930-934.
- [7] Lawton S.A., Richards J.B., Newman L.A. et al. // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. N 6. P. 3888-3898.
- [8] Бычков Ю.И., Лосев В.Ф., Тарасенко В.Ф., Тельминов Е.Н. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 14. С. 837-839.

- [9] Басов Н.Г., Данильцев В.А., Дудин А.Ю. и др. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 9. С. 1722—1736.
- [10] Басов Н.Г., Данильцев В.А., Холин И.В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. № 4. С. 779—785.
- [11] Peters P.J.M., Qi-Chu M., Witteman W.J. // Appl. Phys. B. 1988. Vol. 47. N 12. P. 187—190.
- [12] Ulrich A., Hammer J.W., Biermayer W. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. N 7. P. 2206—2211.
- [13] Диз Э.Дж., Хассан Х.А. // Ракетная техника и космонавтика. 1978. Т. 16. № 10. С. 9—14.
- [14] Wilson J.W., De Young R.J., Harries W.L. // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. N 3. P. 1226—1235.
- [15] Ohwa M., Moratz T.J., Kushner M.J. // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 66. N 11. P. 5131—5145.
- [16] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53. № 8. С. 1632—1636.
- [17] Котеров В.Н., Шиткин С.Л. // Тез. докл. VI Всесоюз. конф. „Оптика лазеров“. Л., 1990. С. 89.
- [18] Беркелиев Б.М., Долгих В.А., Рудой И.Г., Сорока А.М. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 12. С. 1537—1538.
- [19] Клоповский К.С., Лукьянова А.В., Рахимов А.Т., Суетин Н.В. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 2. С. 205—211.
- [20] Держиев В.И., Жидков А.Г., СерEDA О.В. и др. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 8. С. 985—988.
- [21] Воинов А.М., Мельников С.П., Синянский А.А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 19. С. 56—59.
- [22] Воинов А.М., Мельников С.П., Синянский А.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 10. С. 2040—2044.
- [23] Воинов А.М., Мельников С.П., Синянский А.А. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 10. С. 100—113.
- [24] Rees D.B., Leffert C.B., Rose D.J. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 4. P. 1884—1896.
- [25] Riola J.P., Howard J.S., Rudel R.D., Stebbings R.F. // J. Phys. B. 1974. Vol. 7. N 3. P. 376—385.
- [26] Deloche R., Monchicourt P., Cheret M., Lambert F. // Phys. Rev. A. 1976. Vol. 13. N 3. P. 1140—1176.
- [27] Bourene R., Le Calve J. // J. Phys. (Paris). 1971. Vol. 32. N 1. P. 29—32.
- [28] Dickinson A.S., Roberts R.E., Bernstein R.B. // J. Phys. B. 1972. Vol. 5. N 2. P. 355—365.
- [29] Mansbach P., Keck J. // Phys. Rev. 1969. Vol. 181. N 1. P. 275—289.
- [30] Путаевский Л.П. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. Вып. 5. С. 1326—1329.
- [31] Shiu Y.-J., Blondi M.A. // Phys. Rev. A. 1977. Vol. 16. N 5. P. 1817—1820.
- [32] Shiu Y.-J., Blondi M.A. // Phys. Rev. A. 1978. Vol. 17. N 3. P. 868—872.
- [33] Dehmer P.M., Pratt S.T. // J. Chem. Phys. 1982. Vol. 77. N 10. P. 4804—4817.
- [34] Aymar M., Coulombe M. // Atom. Data and Nucl. Data Tables. 1978. Vol. 21. N 6. P. 537—566.
- [35] Lilly R.A. // J. Opt. Soc. Amer. 1976. Vol. 66. N 3. P. 245—249.

- [36] *Chang R.S.F., Horiguchi J., Setser D.W.* // J. Chem. Phys. 1980. Vol. 73. N 2. P. 778—790.
- [37] *Bokor J., Zavelovich J., Rhodes C.L.* // Phys. Rev. A. 1980. Vol. 21. N 5. P. 1453—1459.
- [38] *Nguyen T.D., Sadeghi N.* // Phys. Rev. A. 1978. Vol. 18. N 4. P. 1388—1395.
- [39] *Chang R.S.F., Setser D.W.* // J. Chem. Phys. 1978. Vol. 69. N 9. P. 3885—3897.
- [40] *Inoe G., Setser D.W., Sadeghi N.* // J. Chem. Phys. 1982. Vol. 76. N 2. P. 977—983.
- [41] *Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Мельников С.П. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 10. С. 2009—2015.

Поступило в Редакцию
24 июля 1991 г.
