

# Кинетическая модель активной среды He – Ar-лазера с накачкой жестким ионизатором

Д.Н.Бабичев\*, А.В.Карелин\*, О.В.Симакова\*, Х.Томизава\*\*

*Создана подробная нестационарная кинетическая модель He – Ar-лазера с накачкой жестким ионизатором. Численным моделированием установлено, что основными механизмами накачки верхнего рабочего уровня в зависимости от содержания аргона в смеси являются тройная рекомбинация атомарных ионов аргона с электронами или диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов аргона с электронами. Конверсия димерных молекулярных ионов аргона в тримерные, тушение верхнего рабочего уровня нейтральными атомами и уширение спектральной линии обуславливают оптимальные условия генерации по полному давлению смеси и парциальному давлению аргона при различных условиях возбуждения. Модель удовлетворительно описывает целый ряд экспериментов по электронно-пучковой и ядерной накачке. В результате оптимизации He – Ar-лазера с ядерной накачкой от реактора ВИР-2М на  $\lambda = 1.79$  мкм получен максимальный КПД генерации 1.2%.*

**Ключевые слова:** лазер с ядерной накачкой, плазменные лазеры, электронно-пучковая накачка, кинетика, плазмохимия.

## 1. Введение

Лазеры высокого давления на атомных переходах инертных газов длительное время остаются одними из наиболее перспективных для создания мощных лазерных систем в ближней ИК области спектра. Основными их достоинствами являются низкие пороги накачки, большой ресурс работы, нетоксичность активной среды (АС) и возможность получения генерации на нескольких длинах волн. Наибольшее развитие получил Хе-лазер при различных способах накачки, а также ее мощностях и составах сред, т.к. он обладает самым низким порогом возбуждения и наибольшим КПД [1–6]. На изучение кинетики АС этого лазера были направлены значительные усилия [7–17].

Лазеры на переходах атомов других инертных газов, в том числе аргона, изучены менее подробно. Генерация в атоме аргона получена, в основном, на переходах между  $3d$ - и  $4p$ -уровнями при накачке смесей He – Ar и He – Ne – Ar электронными и ионными пучками [18–25], разрядом [20] и при ядерной накачке (ЯН) [3–5, 7, 26–32]. Наиболее подробно изучены генерационные характеристики на длинах волн  $\lambda = 1.27$  и  $1.79$  мкм, для которых получены максимальные энергетические параметры: КПД свыше 1% [27–29] и мощность излучения до 1 кВт [7] при ЯН и энергоусьеме около 2 Дж при накачке электронным пучком (ЭП) [18, 21]. Эти данные значительно уступают аналогичным характеристикам ксенонового лазера. Однако схожая структура термов атомов аргона и ксенона, схожесть кинетических процессов в смесях инертных газов и то, что верхний рабочий уровень (ВРУ) для перехода с  $\lambda = 1.79$  мкм в Ar-лазере является самым нижним в своем

мультиплете, давали основания надеяться на возможность значительного улучшения имеющихся выходных параметров аргонового лазера. Удобным способом оценки перспективности лазера является построение кинетической модели его АС.

Многие вопросы кинетики Ar-лазера, в том числе механизм создания инверсии, до сих пор не выяснены, хотя попытки моделирования этого лазера уже предпринимались ранее в работах [33–35]. Все они различаются предлагаемыми механизмами накачки ВРУ. В работе [33] основная роль в заселении ВРУ отводилась диссоциативной рекомбинации (ДР) молекулярных ионов  $Ar_2^+$  с электронами, в работе [34] – ДР гетероядерных ионов  $HeAr^+$  с электронами, в работе [35] в качестве механизма накачки рассматривалась тройная рекомбинация (ТР) атомарных ионов  $Ar^+$  с электронами.

Общими недостатками указанных моделей являются их «привязка» к одной экспериментальной установке (это, как правило, приводит к непригодности данных моделей при переходе к другим условиям) и использование в каждой из них высокой (до 100% [34, 35]) селективности прямого заселения ВРУ, что противоречит спектроскопическим исследованиям релаксации плазмы в смесях инертных газов [36]. Что касается модели [34], то, отводя роль накачки реакции ДР ионов  $HeAr^+$ , она не учитывает ключевой процесс с участием этих ионов – реакцию их развала атомами He с образованием  $Ar^+$  (обратную образованию  $HeAr^+$  из  $Ar^+$  в реакции трехчастичной конверсии с двумя атомами He). Вследствие очень низкой энергии связи (26.7 мэВ [36]) эта реакция должна протекать с большой скоростью (по нашим оценкам, скорость (в см<sup>3</sup>/с) составляет  $1.7 \cdot 10^{-10} e^{-26.7 \text{ мэВ}/T_g}$ , где  $T_g$  – температура газа) и сильно влиять на равновесную концентрацию обоих ионов. Проведенный нами проверочный расчет по предложенной в [34] модели для двух случаев (с учетом и без учета реакции развала ионов  $HeAr^+$ ) показал, что в оптимальных условиях генерации отсутствие реакции развала приводит к завышению в 10

\*Институт общей физики РАН, Россия, 117769 Москва, ул. Вавилова, 38

\*\*Japan Synchrotron Radiation Research Institute, 1-1-1 Kouto, Mikazuki-cho, Sayo-Gun, Hyogo 679-5198, Japan

раз потока накачки на ВРУ в ходе ДР ионов HeAr<sup>+</sup>. Эта принципиальная ошибка и ряд других ошибок в описании кинетики He–Ar-плазмы делают выводы и результаты [34] непригодными для понимания работы He–Ar-лазера.

Цель настоящей работы – создание подробной нестационарной кинетической модели АС аргонового лазера, учитывающей возможное содержание примесей молекулярных газов N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O и позволяющей адекватно описывать широкий набор экспериментов при различных способах возбуждения. В расчетах использовался модифицированный комплекс программ «ПЛАЗЕР» [37].

## 2. Кинетика плазмохимических процессов в смеси He–Ar

В кинетической модели лазера на смеси He–Ar, содержащей примеси молекулярных газов N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O, учитывалось 46 компонентов плазмы: атомарные и молекулярные ионы аргона и гелия He<sup>+</sup>, He<sub>2</sub><sup>+</sup>, He<sub>3</sub><sup>+</sup>, Ar<sup>+</sup>, Ar<sub>2</sub><sup>+</sup>, Ar<sub>3</sub><sup>+</sup>, HeAr<sup>+</sup>, метастабильные состояния атома

гелия He\*, димеры гелия и аргона He<sub>2</sub><sup>\*</sup>, Ar<sub>2</sub><sup>\*</sup> и атомарные и молекулярные ионы примесных газов N<sup>+</sup>, O<sup>+</sup>, H<sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, H<sub>2</sub><sup>+</sup>, H<sub>2</sub>O<sup>+</sup>. Рассматривались все возбужденные уровни атома аргона, принадлежащие состояниям 3d, 3d', 4p, 4p', 4s, 4s'. Схема перечисленных уровней и основных переходов в атоме аргона приведена на рис.1,а. Поуровневая кинетика атома аргона включает в себя радиационные переходы между уровнями указанных выше конфигураций, тушение возбужденных уровней атомами He и Ar и все возможные реакции электронного перемешивания для разрешенных переходов. Константы скоростей реакций электронного перемешивания на разрешенных переходах рассчитывались по формуле Ван-Реджемертера [38] с использованием сил осцилляторов и вероятностей распада из работы [39]. Для перехода с λ = 1.79 мкм бралась вероятность распада 1.1·10<sup>6</sup> с<sup>-1</sup> [40]. Для излучения на переходах с резонансных уровней <sup>1</sup>s<sub>2</sub> (<sup>1</sup>P<sub>1</sub>) и <sup>1</sup>s<sub>4</sub> (<sup>3</sup>P<sub>1</sub>) в основное состояние аргона <sup>1</sup>S<sub>0</sub> учитывалось влияние реабсорбции. Для этих переходов вероятности распада умножались на фактор ускользания θ, рассчитанный в плоской геометрии [41].

Экспериментальные данные по константам скоростей тушащих процессов возбужденных состояний 3d, 3d' атомами гелия и аргона в литературе отсутствуют. В моделях [33, 34] для уровня 3d [3/2]<sub>0,1</sub> – ВРУ для λ = 1.79 мкм – брались значения 2·10<sup>-12</sup> см<sup>3</sup>/с [33] для гелия, а также 6·10<sup>-10</sup> см<sup>3</sup>/с [33] и 10<sup>-11</sup> см<sup>3</sup>/с [34] для аргона. Нами использовались значения для гелия и аргона соответственно 3·10<sup>-12</sup> и 3·10<sup>-11</sup> см<sup>3</sup>/с, полученные на основе наилучшего описания экспериментов. Для других уровней конфигурации 3d, 3d', характеризующихся очень низкими энергетическими зазорами внутри мультиплетов и между ними (сотые доли электронвольт), использовались на порядок большие константы скоростей тушащих процессов: 5·10<sup>-11</sup> см<sup>3</sup>/с. Константы скоростей прямых и обратных процессов связывались между собой принципом детального равновесия.

Сечения индуцированного излучения на переходах i – j с длиной волны λ<sub>ij</sub> и вероятностью радиационного распада ВРУ A<sub>ij</sub> рассчитывались по формуле

$$\sigma_{ij}^{st} = \frac{A_{ij}\lambda_{ij}^2}{4\gamma},$$

где γ = γ<sub>d</sub> + π<sup>2</sup>Δν<sub>col</sub> – эффективная ширина линии;

$$\gamma_d = \gamma_0 \frac{(2T_g)^{1/2}}{c\mu};$$

γ<sub>0</sub> – циклическая частота рабочего излучения; μ – масса атома Ar; Δν<sub>col</sub> – столкновительная ширина линии; c – скорость света.

Экспериментальные данные по столкновительному уширению линий на рассматриваемых переходах отсутствуют. Для линии с λ = 1.79 мкм в настоящей работе использовались Δν<sub>col</sub> = 5.94·10<sup>9</sup> с<sup>-1</sup>/атм при уширении линии гелием и Δν<sub>col</sub> = 7.2·10<sup>10</sup> с<sup>-1</sup>/атм при уширении линии аргоном, полученные из условия наилучшего совпадения результатов расчетов с экспериментальными данными.

Ионизирующая способность источника накачки, характеризующегося плотностью мощности накачки (мощностью энерговыклада) P<sub>p</sub>, определялась частотой ионизации ν<sub>i</sub>, которая рассчитывалась по формуле

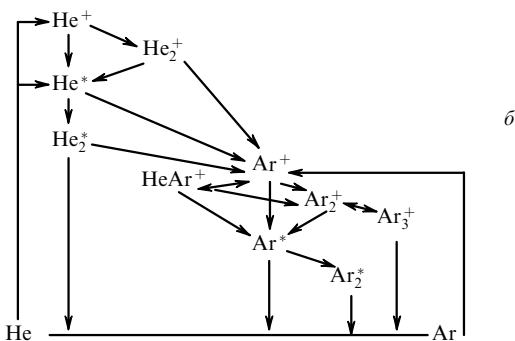
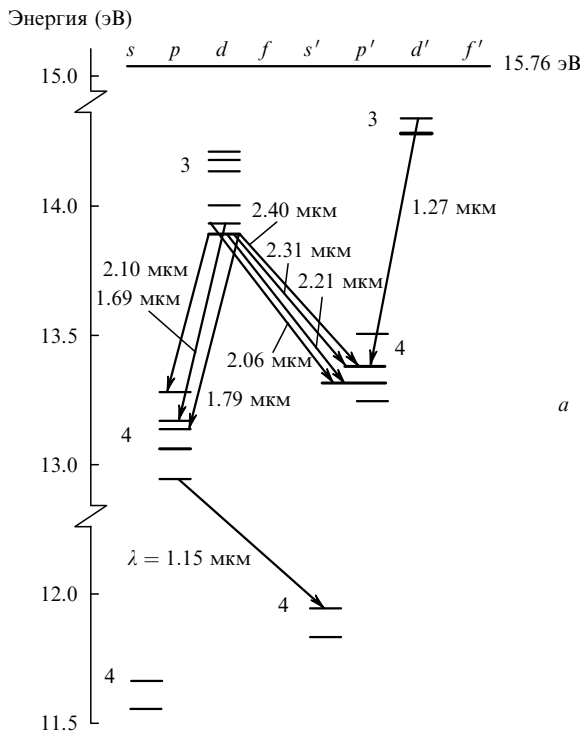


Рис.1. Схема термов атома Ar (а) и схема плазмохимических реакций в смеси He–Ar (б).

$$v_i = P_p(1.3E_p N)^{-1},$$

где  $E_p$  – энергия образования электрон-ионной пары, равная 42 и 26 эВ для гелия и аргона соответственно;  $N$  – концентрация газа. Коэффициент 1.3 в формуле учитывает потерю энергии накачки на возбуждение атомов инертных газов электронами из основного состояния.

Для расчета плотности мощности накачки ЭП с плотностью тока  $j$  и энергией электронов пучка  $E$  использовалось выражение

$$P_p = 1.3 \frac{\Delta E}{\Delta x} \frac{p_{\text{мх}} j}{e},$$

где  $\Delta E/\Delta x$  – энергия, теряемая электронами пучка на одном сантиметре пути при прохождении им смеси с давлением  $p_{\text{мх}} = 1$  атм. Для энергии электронов  $E = 300$  кэВ величины  $\Delta E/\Delta x$  были взяты из работы [6]. В [6] экспериментально определена длина пробега электронов  $x_{\text{run}}$  в аргоне. Согласно выводам работы [42], отношение  $\Delta E/\Delta x$  для трех инертных газов He, Ar и Xe в [6] рассчитано по формулам

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = \frac{E}{0.4x_{\text{run}}},$$

$$x_{\text{run}} = \frac{R_0 A}{\rho Z} \frac{E^2}{mc^2(mc^2 + E)},$$

где  $R_0 = 0.27$  г/см<sup>2</sup>;  $\rho$  – плотность газа;  $A, Z$  – атомный вес и номер элемента;  $m$  – масса электрона. По этим же формулам мы пересчитывали  $\Delta E/\Delta x$  для других энергий электронов.

В случае ЯН осколками деления <sup>235</sup>U, вылетающими из урановых слоев объемом  $V_f$  в лазерную кювету объемом  $V_g$  при облучении ее потоком тепловых нейтронов с плотностью  $F$ , плотность мощности накачки  $P_p$  определяется выражением [43]

$$P_p = \varepsilon E_f F \sigma_f N_5 V_g V_f^{-1},$$

где  $\varepsilon$  – эффективность передачи энергии осколков деления газу [44];  $E_f$  – энергия осколков деления;  $\sigma_f$  – сечение деления <sup>235</sup>U тепловыми нейтронами;  $N_5$  – концентрация ядер <sup>235</sup>U.

Накачка жестким ионизатором смеси He–Ar приводит к образованию ионов и возбужденных состояний гелия и аргона (на рис.1,б изображена схема плазмохимических реакций, в табл.1 приведены основные реакции в смеси He–Ar). Далее в реакциях трехчастичной конверсии (1)–(5) нарабатываются молекулярные ионы He<sub>2</sub><sup>+</sup>, Ar<sub>2</sub><sup>+</sup>, HeAr<sup>+</sup>. Ионы HeAr<sup>+</sup> разваливаются атомами гелия в реакции (6) с константой скорости, связанной с константой скорости реакции (5) константой равновесия  $K_{\text{eq}} = 1.7 \cdot 10^{22} (26 \text{ мэВ}/T_g)^{-3/2} e^{-26.7 \text{ мэВ}/T_g}$ , участвуют в реакции перестройки (7) с образованием молекулярных ионов Ar<sub>2</sub><sup>+</sup> или диссоциативно рекомбинирует с образованием Ar<sup>\*</sup>.

В реакциях трехчастичной конверсии молекулярных ионов Ar<sub>2</sub><sup>+</sup> (8), (9) образуются молекулярные ионы Ar<sub>3</sub><sup>+</sup>, которые либо разрушаются в обратных реакциях с константами скоростей, связанными с константами скоростей реакций (8), (9) константой равновесия  $K_{\text{eq}} = 3.86 \times 10^{21} (26 \text{ мэВ}/T_g)^{-3/2} e^{-0.22 \text{ эВ}/T_g}$ , либо диссоциативно рекомбинируют в реакции (10) с образованием атомов аргона в основном состоянии. Соотношение между потоками этих процессов и ДР Ar<sub>2</sub><sup>+</sup>, зависящее от плотности

Табл.1. Основные реакции в смеси He–Ar и их константы скоростей.

Номер реакции	Реакция	Константа скорости (см <sup>3(n-1)</sup> /с)	Примечание
(1)	He <sup>+</sup> + 2He → He <sub>2</sub> <sup>+</sup> + He	2.6 · 10 <sup>-33</sup> /T <sub>g</sub>	[45]
(2)	He <sup>+</sup> + He + Ar → He <sub>2</sub> <sup>+</sup> + Ar	0.8 · 10 <sup>-33</sup> /T <sub>g</sub>	[46]
(3)	Ar <sup>+</sup> + 2Ar → Ar <sub>2</sub> <sup>+</sup> + Ar	2.5 · 10 <sup>-31</sup> (0.026/T <sub>g</sub> ) <sup>0.75</sup>	[47]
(4)	Ar <sup>+</sup> + Ar + He → Ar <sub>2</sub> <sup>+</sup> + He	1.5 · 10 <sup>-31</sup> (0.026/T <sub>g</sub> ) <sup>0.75</sup>	[53]
(5)	Ar <sup>+</sup> + He + He → HeAr <sup>+</sup> + He	10 <sup>-32</sup> (0.026/T <sub>g</sub> ) <sup>0.75</sup>	оценка
(6)	HeAr <sup>+</sup> + He → Ar <sup>+</sup> + 2He	1.7 · 10 <sup>-10</sup> (0.026/T <sub>g</sub> ) <sup>-0.75</sup> e <sup>-0.0267/T<sub>g</sub></sup>	$K_5 k_{\text{eq}}$
(7)	HeAr <sup>+</sup> + Ar → Ar <sub>2</sub> <sup>+</sup> + He	3.6 · 10 <sup>-9</sup>	[49]
(8)	Ar <sub>2</sub> <sup>+</sup> + Ar + Ar ↔ Ar <sub>3</sub> <sup>+</sup> + Ar	1.2 · 10 <sup>-31</sup> (0.026/T <sub>g</sub> ) <sup>0.75</sup>	оценка
(9)	Ar <sub>2</sub> <sup>+</sup> + Ar + He ↔ Ar <sub>3</sub> <sup>+</sup> + He	3.5 · 10 <sup>-32</sup> (0.026/T <sub>g</sub> ) <sup>0.75</sup>	оценка
(10)	Ar <sub>3</sub> <sup>+</sup> + e → 3Ar	10 <sup>-6</sup> (0.026/T <sub>e</sub> ) <sup>0.5</sup>	[50]
(11)	He* + Ar → Ar <sup>+</sup> + e + He	1.3 · 10 <sup>-10</sup> (T <sub>g</sub> /0.026)	[48]
(12)	He <sub>2</sub> <sup>+</sup> + Ar → Ar <sup>+</sup> + 2He	2 · 10 <sup>-10</sup>	[49]
(13)	He <sub>2</sub> <sup>+</sup> + Ar + He → Ar <sup>+</sup> + 3He	5 · 10 <sup>-31</sup>	оценка
(14)	He* + He + Ar → He <sub>2</sub> <sup>*</sup> + Ar	1.85 · 10 <sup>-33</sup> e <sup>-0.067/T<sub>g</sub></sup>	[46]
(15)	He* + 2He → He <sub>2</sub> <sup>*</sup> + He	2 · 10 <sup>-33</sup> e <sup>-0.067/T<sub>g</sub></sup>	[45]
(16)	Ar* + 2Ar → Ar <sub>2</sub> <sup>*</sup> + Ar	3.3 · 10 <sup>-32</sup> (0.026/T <sub>g</sub> ) <sup>0.75</sup>	[47]
(17)	Ar* + Ar + He → Ar <sub>2</sub> <sup>*</sup> + He	10 <sup>-32</sup> (0.026/T <sub>g</sub> ) <sup>0.75</sup>	оценка
(18)	Ar* + He + He → HeAr* + He	5 · 10 <sup>-35</sup> (0.026/T <sub>g</sub> ) <sup>0.75</sup>	оценка
(19)	Ar <sub>2</sub> <sup>+</sup> + e → Ar* + Ar	7.37 · 10 <sup>-8</sup> T <sub>e</sub> <sup>-0.67</sup>	[36]
(20)	Ar <sup>+</sup> + e + e → Ar* + e	5.4 · 10 <sup>-27</sup> T <sub>e</sub> <sup>-4.5</sup>	[51]
(21)	Ar <sup>+</sup> + e + (He, Ar) → Ar* + (He, Ar)	2.4 · 10 <sup>-31</sup> T <sub>g</sub> T <sub>e</sub> <sup>-3.5</sup>	[51]
(22)	Ar* + Ar* → Ar <sup>+</sup> + e + Ar	1.2 · 10 <sup>-9</sup>	[52]

Примечания:  $n$  – число реагентов; температура газа  $T_g$  и температура электронов  $T_e$  берутся в электронвольтах.

мощности накачки и давления аргона, определяет оптимальную концентрацию ионов  $\text{Ar}_2^+$ .

При сильном разбавлении смеси  $\text{He}-\text{Ar}$  ( $\delta_{\text{Ar}} = [\text{Ar}]/([\text{He}] + [\text{Ar}]) = 0.0001 - 0.1$ ) основная энергия накачки вкладывается в гелий, и в реакциях Пеннинга и перезарядки (11)–(13) энергия от гелия передается ионам аргона. Из-за того что сечение ионизации аргона электронами превышает сечение ионизации гелия больше, чем в 10 раз [54], уже при  $\delta_{\text{Ar}} \geq 0.01$  возрастает роль каналов прямой ионизации и возбуждения аргона электронным ударом на фоне реакций (11)–(13). Возбужденные атомы  $\text{He}^*$  и  $\text{Ar}^*$  в реакциях ассоциации (14)–(18) образуют эксимерные молекулы  $\text{He}_2^*$ ,  $\text{Ar}_2^*$ ,  $\text{HeAr}^*$ , которые затем быстро радиационно распадаются в основное состояние.

В смеси  $\text{He}-\text{Ar}$  метастабильные и резонансные состояния  $4s$  атома аргона при большом разнообразии условий накачки накапливаются в большом количестве (порядка  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) вследствие малых вероятностей ( $\sim 10^5 \text{ с}^{-1}$ ) их исчезновения в реакциях ассоциации (16)–(18) и тушения электронами в основное состояние (константы скоростей реакций (17), (18) были взяты порядка аналогичных констант для атома ксенона [55]). Наиболее мощным каналом исчезновения состояний  $\text{Ar}$  ( $4s$ ) является хемоионизация (22), протекающая с большой скоростью (см. табл.1). В этой реакции образуются атомарные ионы аргона, которые затем опять участвуют в рекомбинации. Этот процесс определяет рециркуляцию энергии в  $\text{He}-\text{Ar}$ -лазере и, как показывают расчеты, может обеспечивать до 50 % от полной эффективности. Впервые о влиянии хемоионизации на эффективность  $\text{He}-\text{Ar}$ -лазера сообщалось в работе [25]. В [16] было показано, что аналогичная ситуация имеет место и в  $\text{He}-\text{Xe}$ -лазере.

Лазерная смесь  $\text{He}-\text{Ar}$  оказывается чувствительной к содержанию в ней примесей. Компоненты плазмы рабочих газов  $\text{He}^+$ ,  $\text{He}_2^+$ ,  $\text{He}^*$ ,  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Ar}_2^+$ ,  $\text{Ar}^*$  легко передают энергию накачки атомарным и молекулярным компонентам примесей в реакциях перезарядки, Пеннинга и передачи возбуждения (подробная кинетика в смесях  $(\text{He}, \text{Ar})-\text{N}_2-\text{O}_2-\text{H}_2-\text{H}_2\text{O}$  приведена в [56, 57]).

Всего с учетом поуровневой кинетики и процессов с участием молекулярных газов модель содержит свыше 500 плазмохимических реакций. Рассчитывались концентрации учитываемых в модели компонентов плазмы, температуры электронов и газа, КПД, мощность и энергия выходного излучения, ненасыщенный коэффициент усиления.

## 2.1. Механизмы создания инверсии на рабочих переходах

В кинетической модели рассматривались лазерные переходы с длинами волн  $\lambda = 1.27 \text{ мкм}$  ( $3d'[3/2]_1 - 4p'[1/2]_1$ ),  $1.79 \text{ мкм}$  ( $3d[1/2]_{0,1}^0 - 4p[3/2]_{2,1}$ ) и  $2.40 \text{ мкм}$  ( $3d[1/2]_0^0 - 4p'[1/2]_1$ ). Особое внимание при моделировании уделялось переходу с  $\lambda = 1.79 \text{ мкм}$ , на этой линии производилась отработка модели. Линия с  $\lambda = 1.79 \text{ мкм}$  принадлежит двум парам соседних близкорасположенных ( $\Delta E \sim 18 \text{ мэВ}$ ) уровней, поэтому в модели этот переход рассматривался как один переход с попарно объединенными верхним и нижним уровнями. Для определения механизма накачки ВРУ проводился детальный анализ поведения концентраций компонентов плазмы и потоков различных реакций в зависимости от давления смеси  $p_{\text{мх}}$ , давления аргона  $p_{\text{Ar}}$  и мощности накачки.

В результате установлено, что в накачке ВРУ могут участвовать три процесса: ТР ионов  $\text{Ar}^+$ , ДР ионов  $\text{HeAr}^+$  и ДР ионов  $\text{Ar}_2^+$ . Роль каждого из них зависит от содержания аргона  $\delta_{\text{Ar}}$  в смеси. При  $\delta_{\text{Ar}} \leq 10^{-3}$  основными аргоновыми компонентами в смеси являются атомарные ионы  $\text{Ar}^+$ , и в потоке ТР  $\text{Ar}^+$  с электронами переносится основной поток накачки. При этом потоки реакций ДР ионов  $\text{HeAr}^+$  и  $\text{Ar}_2^+$  составляют соответственно 15–25 % и 5–20 % от общего потока накачки в зависимости от  $p_{\text{мх}}$ . Доля ДР ионов  $\text{HeAr}^+$  растет с ростом  $p_{\text{мх}}$ , т. к. потоки образования  $\text{HeAr}^+$  в реакции (5) и его развала в обратной реакции (6) зависят от  $p_{\text{мх}}$  соответственно квадратично и линейно.

Далее с увеличением  $\delta_{\text{Ar}}$  растет температура электронов, в результате реакций конверсии (4) и перезарядки (7) падают концентрации атомарных ионов  $\text{Ar}^+$  и молекулярных ионов  $\text{HeAr}^+$  и растет концентрация молекулярных ионов  $\text{Ar}_2^+$ . Вследствие этого уменьшается роль потоков ТР ионов  $\text{Ar}^+$  и ДР ионов  $\text{HeAr}^+$  и растет роль потока реакции ДР  $\text{Ar}_2^+$ , при  $\delta_{\text{Ar}} \geq 0.01$  в потоке ДР переносится основной релаксационный поток. Это позволяет нам сделать вывод об основных механизмах накачки ВРУ в атоме аргона.

Особенностью перехода с  $\lambda = 1.79 \text{ мкм}$  является то, что ВРУ  $3d[1/2]_{1,0}^0$  является нижним в своей конфигурации, поэтому в результате радиационно-столкновительных переходов через него может проходить большая часть релаксационного потока. Этим можно объяснить преимущественную генерацию на этой длине волны в лазере высокого давления, каким является  $\text{He}-\text{Ar}$ -лазер, даже без предположения об исключительной селективности прямого заселения этого уровня.

Экспериментальные данные относительно каналов ТР атомарных ионов отсутствуют. Можно предположить, что сначала в результате ТР заселяются высоковозбужденные состояния (выше  $3d$ ,  $3d'$ ) атома аргона, а затем в ходе радиационно-столкновительного каскада с этих уровней заселяются состояния  $3d$ ,  $3d'$ . Для наилучшего описания экспериментальных результатов нам потребовалось 35 и 12 % потока ТР, идущих соответственно на уровни  $3d[1/2]_{1,0}^0$  ( $\lambda = 1.79$  и  $2.4 \text{ мкм}$ ) и  $3d'[3/2]_1$  ( $\lambda = 1.27 \text{ мкм}$ ) либо непосредственно, либо в результате радиационных переходов с вышележащих уровней, не учитываемых в модели. Остальная часть потока ТР распределена по другим состояниям:  $4p$ ,  $4p'$ ,  $3d$ ,  $3d'$ .

Вследствие малой глубины потенциальной ямы  $\text{HeAr}^+$  (26.7 мэВ) естественно предположить, что в ходе ДР этих ионов заселяются высоковозбужденные состояния атома аргона. В модели полагалось, что в результате ДР  $\text{HeAr}^+$  все уровни  $3d$  и  $3d'$  заселяются одинаково. При определении парциальной доли потока ДР, идущей на ВРУ, мы ориентировались на результаты работы [36]. В [36] при изучении релаксации бесстолкновительной плазмы инертных газов было установлено, что подавляющая часть (свыше 90 %) потока ДР молекулярного иона  $\text{Ar}_2^+$  переносится в линиях, начинающихся с уровней  $4p$  и  $4p'$  атома аргона. Однако на основании этих результатов можно сделать выводы о потоках на уровни  $3d$  и  $3d'$ , считая, что уровни  $4p$  и  $4p'$  заселяются в результате радиационных переходов с уровней  $3d$  и  $3d'$  атома аргона.

Распределив парциальный поток ДР, приведенный в [36], в соответствии с вероятностями распада на указанных переходах, мы получили, что напрямую на уровень  $3d[1/2]_{1,0}^0$  (верхний для линии с  $\lambda = 1.79 \text{ мкм}$ ) попадает

около 15 % потока накачки, а на уровень  $3d'[3/2]_1$  (верхний для линии с  $\lambda = 1.27$  мкм) – около 12 %. При этом около 25 % потока накачки как в ТР, так и в ДР непосредственно попадает на уровни  $4p, 4p'$ . В итоге, в результате радиационно-столкновительного каскада через нижний рабочий уровень (НРУ) проходит большая часть релаксационного потока, чем через ВРУ, поэтому важным процессом для создания инверсии является тушение рабочих уровней.

Согласно расчетам по формуле Ван-Реджемертара [38] с использованием вероятностей распада из работы [39], суммарные константы скоростей электронного перемешивания верхнего и нижнего рабочих уровней для линии с  $\lambda = 1.79$  мкм равны (в  $\text{см}^3/\text{с}$ ) соответственно  $1.8 \cdot 10^{-7}/T_e^{0.5}$  и  $1.1 \cdot 10^{-7}/T_e^{0.5}$ , где  $T_e$  – температура электронов в электронвольтах. Следовательно, в рабочих условиях инверсию на лазерных переходах определяет, в основном, тушение атомами буферного газа. Как говорилось выше, из-за отсутствия в литературе экспериментальных данных по константам скоростей этих процессов они подбирались в ходе моделирования. Поскольку состояние  $4p'[1/2]_0$  лежит по энергетической оси ниже ВРУ  $3d[1/2]_{1,0}$  на 0.374 эВ, что намного превышает аналогичный энергетический зазор для НРУ (0.076 эВ), есть основания считать, что вероятность тушения НРУ атомами гелия выше, чем вероятность тушения ВРУ. Для наилучшего совпадения с результатами экспериментов нами использовалась константа скорости тушения НРУ гелием, равная  $7 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$ .

### 3. Численное моделирование He–Ar-лазера

#### 3.1. Тестирование модели

Кинетическая модель тестировалась на результатах экспериментов с He–Ar-лазером при электронно-пучковой [20, 23] и ядерной [4, 5, 27] накачке. В работах [20, 23] эксперименты проводились на лазерной установке «Тандем». Накачка производилась пучком электронов с энергией 300–320 кэВ. При длительности импульса по основанию  $\sim 2$  мкс [20] и 5 мкс [23] плотность электронного тока достигала  $1.8 \text{ А}/\text{см}^2$  [20] и  $1.7 \text{ А}/\text{см}^2$  [23]. В обеих работах [20, 23] среди прочих исследовалась смесь He–Ar, для нее осуществлялась оптимизация энергетических характеристик при варьировании  $p_{\text{мх}}$  от 0.5 до 3.5 атм и относительного содержания аргона  $\delta_{\text{Ar}}$  от  $10^{-4}$  до 0.1. В качестве выходных энергетических характеристик приводятся как полная энергия генерации  $Q_g$ , так и КПД генерации  $\eta$ , рассчитанный по отношению к энергии, вложенной в АС. Поскольку энергозатрат в работах [20, 23] отличается почти в 2 раза от рассчитанного нами с использованием результатов, полученных авторами этих работ в более поздней работе [6], при тестировании нашей модели на результатах экспериментов [20, 23] мы опирались на выходную энергию лазерного излучения.

В [23] во всем диапазоне исследованных  $p_{\text{мх}}$  оптимальной по КПД оказалась смесь состава He:Ar = 100:1. Максимальная энергия генерации  $Q_g = 1.73$  Дж достигалась при максимальном  $p_{\text{мх}} = 3.5$  атм. Аналогичные результаты получены в расчете. На рис.2 представлены экспериментальные [23] и расчетные зависимости  $Q_g$  от  $\delta_{\text{Ar}}$  при суммарном  $p_{\text{мх}} = 3.5$  атм. В расчете максимальное  $Q_g = 2.5$  Дж при КПД  $\eta = 0.8\%$  достигнуто также при  $p_{\text{мх}} = 3.5$  атм и  $\delta_{\text{Ar}} = 10^{-2}$ .

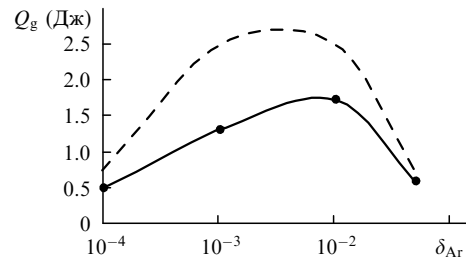


Рис.2. Зависимости полной энергии генерации  $Q_g$  от содержания аргона  $\delta_{\text{Ar}}$  в смеси He–Ar при  $p_{\text{мх}} = 3.5$  атм,  $j = 1.7 \text{ А}/\text{см}^2$ ,  $E \sim 320$  кэВ, длительности импульса накачки  $\tau_p \sim 5$  мкс и расчетной температуре электронов  $T_e \approx 0.18 - 0.37$  эВ. Сплошная линия – эксперимент [23], штриховая – расчет.

В работе [20] получены аналогичные оптимальные условия генерации. На рис.3,а приведены экспериментальные [20] и расчетные зависимости полной энергии излучения  $Q_g$  от  $p_{\text{мх}}$  при разных  $\delta_{\text{Ar}}$ . Для удобства анализа на рис.3,б те же результаты представлены в виде зависимости  $Q_g$  от  $\delta_{\text{Ar}}$  при разных  $p_{\text{мх}}$ . С ростом  $p_{\text{мх}}$  (рис.3,а) при  $\delta_{\text{Ar}} < 5 \cdot 10^{-2}$  растет  $Q_g$ . С увеличением  $\delta_{\text{Ar}}$  эта зависимость нарушается. При  $\delta_{\text{Ar}} = 5 \cdot 10^{-2}$  и 0.1 начинается спад энергии генерации при  $p_{\text{мх}} = 2.5$  и 1.5 атм в эксперименте и 2 и 1 атм в расчете соответственно. Как можно видеть из рис.3,б, оптимальное  $\delta_{\text{Ar}}$ , как и в [23], для всех исследуемых  $p_{\text{мх}}$  равно  $10^{-2}$ . Как увеличение, так и уменьшение  $\delta_{\text{Ar}}$  приводило к уменьшению энергии гене-

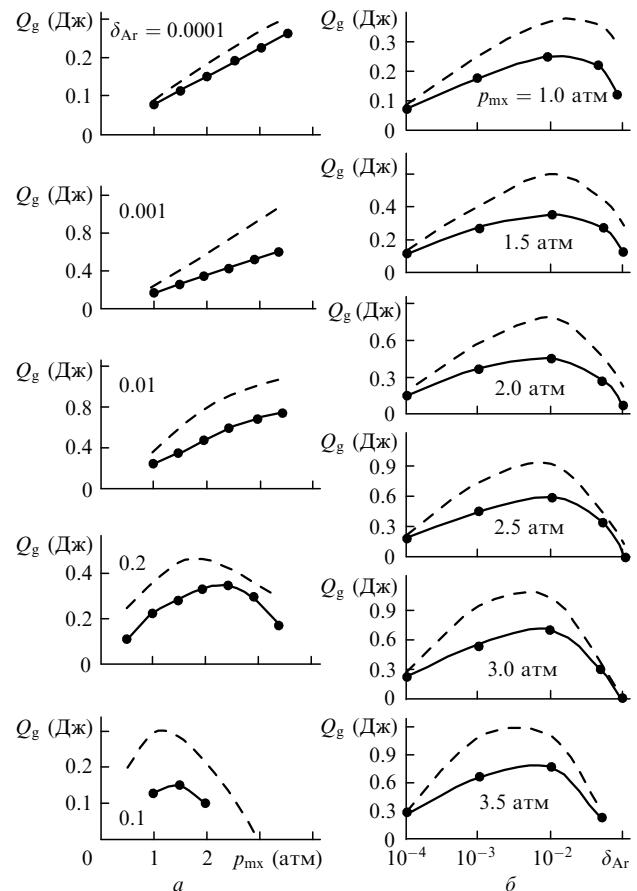


Рис.3. Зависимости полной энергии генерации  $Q_g$  в смеси He–Ar от давления смеси  $p_{\text{мх}}$  при разных содержаниях аргона  $\delta_{\text{Ar}}$  (а) и от  $\delta_{\text{Ar}}$  при разных  $p_{\text{мх}}$  (б) для  $j = 1.8 \text{ А}/\text{см}^2$ ,  $E \sim 300$  кэВ,  $\tau_p \sim 2$  мкс и  $T_e \approx 0.18 - 0.42$  эВ. Сплошная линия – эксперимент [20], штриховая – расчет.

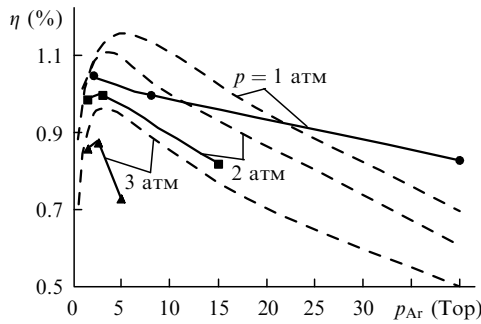


Рис.4. Зависимости КПД генерации  $\eta$  на  $\lambda = 1.79$  мкм от давления Аг при разных давлениях смеси Не – Аг и  $T_e \approx 0.12 - 0.26$  эВ. Сплошная линия – эксперимент [5], штриховая – расчет.

рации. Максимальные  $Q_g = 0.76$  Дж в эксперименте [20] и 1.1 Дж в расчете были получены при  $p_{mx} = 3.5$  атм и  $\delta_{Ag} = 10^{-2}$ . Максимальный КПД достигался в эксперименте [20] при  $p_{mx} = 2.5$  атм и том же  $\delta_{Ag}$ . Максимальный расчетный КПД  $\eta = 0.97\%$  получен при  $p_{mx} = 1.5$  атм. Расчет зависимости  $Q_g$  от  $p_{mx}$  для условий экспериментов [20] и [23] в области больших давлений показал, что максимальная энергия 1.15 Дж [20] и 2.6 Дж [23] достигается при  $p_{mx} = 4.5 - 5.5$  атм; при использовании более добротного резонатора максимальная энергия 1.55 Дж [20] и 3.5 Дж [23] достигается при  $p_{mx} = 9 - 10$  атм.

На рис.4 сравниваются расчетные и экспериментальные [5] зависимости КПД генерации  $\eta$  на  $\lambda = 1.79$  мкм от  $p_{Ag}$  в смеси Не – Аг с давлением 1, 2 и 3 атм при ЯН большой мощности ( $\sim 1$  кВт/см<sup>3</sup>) от импульсного реактора ЭБР-Л [58, 59]. При изменении  $p_{mx}$  от 1 до 3 атм энерговыход за импульс менялся от 0.065 до 0.15 Дж/см<sup>3</sup> (мощность энерговыклада в пике менялась от 360 до 840 Вт/см<sup>3</sup>) при длительности импульса по основанию 0.4 мс [59]. В эксперименте оптимальным по КПД генерации (1.05%) оказалось  $p_{mx} = 1$  атм при  $p_{Ag} \approx 2$  Тор ( $\delta_{Ag} \approx 2.5 \cdot 10^{-3}$ ). При  $p_{mx} = 2$  и 3 атм максимальные КПД 1 и 0.88% соответственно достигались при больших  $p_{Ag}$  (3 и 2.5 Тор),

но при примерно тех же  $\delta_{Ag}$  ( $2 \cdot 10^{-3}$  и  $10^{-3}$ ). В расчетах максимальный КПД  $\eta = 1.16\%$  был получен при  $p_{mx} = 1$  атм и парциальном давлении аргона 5 Тор ( $\delta_{Ag} \approx 6.5 \cdot 10^{-3}$ ). Максимальные КПД генерации для  $p_{mx} = 2$  и 3 атм составили 1.11 и 0.97% соответственно и достигались при меньших  $p_{Ag}$  (4 и 3 Тор;  $\delta_{Ag} \approx 2.5 \cdot 10^{-3}$  и  $1.3 \cdot 10^{-3}$ ). Разброс оптимального  $p_{Ag}$  в зависимости от  $p_{mx}$  в эксперименте связан, на наш взгляд, с малым числом экспериментальных точек. Анализ экспериментальной кривой для  $p_{mx} = 1$  атм показал, что оптимальное  $p_{Ag}$  лежит в интервале 2–8 Тор.

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными работы [27], полученными на реакторе SPR-III, представлено на рис.5. На нем изображены зависимости от  $p_{mx}$  для  $\lambda = 1.79$  мкм мощности энерговыклада на пороге генерации и мгновенного КПД  $\eta'$ , отнесенного к КПД генерации при  $p_{mx} = 1$  атм, в момент, когда мощность энерговыклада равна 75 Вт/см<sup>3</sup>. Мощность энерговыклада при давлении гелия 1 атм в максимуме импульса накачки составляла 240 Вт/см<sup>3</sup>, длительность импульса накачки по основанию – около 2.5 мс,  $\delta_{Ag} = 3 \cdot 10^{-3}$ .

Максимальный КПД генерации составляет  $1.4 \pm 0.4\%$  в эксперименте и 1.18% в расчете (рис.5,а) и достигается при  $p_{mx} = 750$  Тор. Минимальные пороговые мощности энерговыклада в эксперименте (3 Вт/см<sup>3</sup>) и в расчете (0.85 Вт/см<sup>3</sup>) соответствуют  $p_{mx} = 250$  Тор и растут с ростом  $p_{mx}$  (рис.5,б).

Проводилось сравнение расчетов с экспериментами [4] по ЯН на реакторе ВИР-2М при малой мощности энерговыклада (около 34 Вт/см<sup>3</sup>). На рис.6 приведены зависимости мощности генерации на  $\lambda = 1.79$  мкм и пороговой плотности потока нейтронов от  $p_{Ag}$  в смеси Не – Аг с давлением 2 атм. В [4] длительность импульса накачки на половине высоты составляла  $\sim 3$  мс. Согласно [26], в подобных экспериментах используются инертные газы с содержанием примесей не более  $5 \cdot 10^{-3}\%$ . Расчеты для условий эксперимента [4] проводились с учетом этого обстоятельства. Из анализа расчетных зависимостей, полученных при различных суммарных содержаниях  $\delta_{im}$  примесей N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O в диапазоне  $0 - 5 \cdot 10^{-3}\%$ , установлено, что наилучшее согласие с экспериментом достигается при  $\delta_{im} = 1.5 \cdot 10^{-3}\%$ . На рис.6 даны расчетные кривые для «чистой» смеси и для смеси с  $\delta_{im} = 1.5 \cdot 10^{-3}\%$ . Видно, что примеси играют важную роль при малом  $p_{Ag}$  и не оказывают заметного влияния на характери-

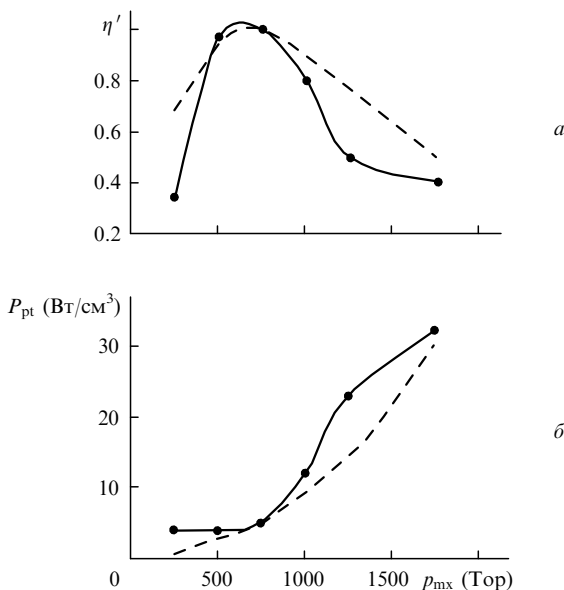


Рис.5. Зависимости мгновенного КПД генерации  $\eta'$  при мощности энерговыклада 75 Вт/см<sup>3</sup> (а) и пороговой мощности энерговыклада  $P_{pt}$  (б) на  $\lambda = 1.79$  мкм от давления смеси Не – Аг при  $\delta_{Ag} = 3 \cdot 10^{-3}$  и  $T_e \approx 0.12 - 0.15$  эВ. Сплошная линия – эксперимент [27], штриховая – расчет.

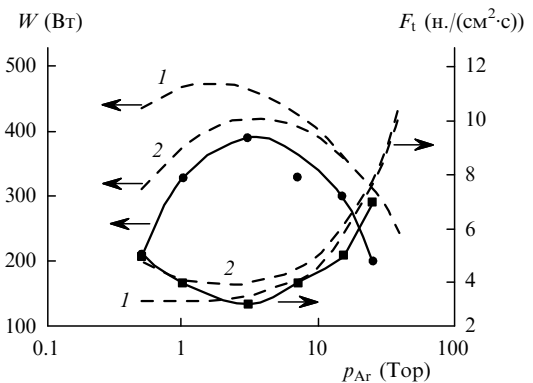


Рис.6. Зависимости мощности генерации  $W$  и пороговой плотности потока нейтронов  $F_t$  на  $\lambda = 1.79$  мкм от давления аргона в смеси Не – Аг при  $p_{mx} = 2$  атм,  $T_e \approx 0.075 - 0.12$  эВ. Сплошная линия – эксперимент [4], штриховая – расчет при чистоте смеси 100 (1) и 99.9985% (2).

стики лазера при достаточно больших  $p_{Ar}$ . Максимальные мощности генерации  $W$  и минимальные пороговые плотности потока нейтронов  $F_i$  соответственно 390 Вт и  $3.2 \cdot 10^{14}$  н./см<sup>2</sup>·с) в эксперименте и 420 Вт и  $4 \cdot 10^{14}$  н./см<sup>2</sup>·с) в расчете были достигнуты при  $p_{Ar} = 3$  Тор.

### 3.2. Интерпретация полученных результатов

В рамках рассматриваемой модели характер приведенных на рис.2–6 кривых может быть объяснен следующим образом. Сначала с ростом парциальной доли аргона в смеси от нуля растет концентрация ионов  $Ar^+$  и падают концентрации молекулярного иона  $He_2^+$  и метастабильных атомов  $He^*$  в реакциях (11)–(13). Уменьшается вероятность реакции ДР ионов  $He_2^+$ , которая в этих условиях является основным каналом исчезновения электронов, что ведет к росту их концентрации. В результате растет поток реакции ТР ионов  $Ar^+$  с электронами (20), (21) в которой заселяется ВРУ. При  $\delta_{Ar} > 10^{-3}$  вся энергия накачки от гелиевых компонентов передается компонентам аргона.

При дальнейшем росте  $\delta_{Ar}$  все более ощутимым становятся каналы конверсии атомарных ионов аргона в молекулярные в реакции (4) и перезарядки молекулярных ионов  $HeAr^+$  в реакции (7). Растет концентрация молекулярных ионов  $Ar_2^+$ , и увеличивается роль ДР этих ионов (19) в накачке ВРУ. В результате растет поток канала исчезновения электронов в ходе ДР  $Ar_2^+$ , концентрация электронов достигает максимума (при  $\delta_{Ar} \approx 10^{-3}$ ) и с увеличением  $\delta_{Ar}$  начинает уменьшаться. Вследствие того что суммарный поток накачки на уровни, лежащие выше ВРУ, в ходе ДР превышает аналогичный поток ТР, смена механизма накачки ведет к росту эффективности генерации.

Давление аргона, при котором происходит смена механизма накачки на ВРУ, зависит от мощности накачки (концентрации электронов), давления  $p_{mx}$  и определяется конкуренцией двух пар процессов: исчезновения  $Ar^+$  в ТР (20), (21) и в конверсии (4) и развала ионов  $HeAr^+$  в реакции (6) и в перезарядке  $HeAr^+$  на аргоне (7). Давление аргона, при котором начинают конкурировать эти процессы, выше при мощной ЭП-накачке, высокой концентрации электронов ( $N_e = (1-2) \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>) и низком  $p_{mx}$  (рис.3,б) ( $\delta_{Ar} \approx 10^{-3} - 10^{-2}$ ), т. е. при слабой конверсии, и ниже при слабой ЯН (рис.6) и низкой концентрации электронов ( $N_e < 10^{13}$  см<sup>-3</sup>) ( $\delta_{Ar} \approx 3 \cdot 10^{-4} - 10^{-3}$ ). Этой же причиной обусловлен более крутой рост зависимости КПД от  $p_{Ar}$  (рис.4) по мере роста  $p_{mx}$ , при котором реакция ДР, накачивающая ВРУ более эффективно, включается в накачку ВРУ при меньшем  $p_{Ar}$ .

В оптимальной по  $\delta_{Ar}$  области накачку обеспечивает ДР молекулярных ионов  $Ar_2^+$ , поэтому оптимум по  $\delta_{Ar}$  определяется поведением иона  $Ar_2^+$ . Оптимальная концентрация этого иона зависит от соотношения потоков реакций ДР (19) и конверсии  $Ar_2^+$  в молекулярный ион  $Ar_3^+$  (8), (9). При большей концентрации электронов и меньшем  $p_{mx}$  конверсия начинает конкурировать с ДР при большем  $p_{Ar}$ . Так, на рис.2, 3 в условиях ЭП-накачки оптимальное  $\delta_{Ar} = 10^{-2}$ . При  $\delta_{Ar} > 10^{-2}$  с ростом  $p_{mx}$  происходит более резкий спад выходной энергии излучения (рис.3,б), т. к. при неизменных концентрации электронов и потоке ДР поток реакции конверсии растет пропорционально  $p_{mx}^2$ .

При мощной ЯН ( $N_e \sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, рис.4) оптимальное парциальное давление аргона ниже, чем при слабой ЯН,

оно уменьшается с ростом  $p_{mx}$  вследствие увеличения роли конверсии и составляет 5 Тор ( $\delta_{Ar} = 6.5 \cdot 10^{-3}$ ), 4 Тор ( $\delta_{Ar} = 2.5 \cdot 10^{-3}$ ) и 3 Тор ( $\delta_{Ar} = 1.3 \cdot 10^{-3}$ ) для  $p_{mx} = 1, 2$  и 3 атм соответственно. С уменьшением мощности энерговыклада до 34 Вт/см<sup>3</sup> ( $N_e < 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, рис.6) оптимальное  $p_{Ar}$  при  $p_{mx} = 2$  атм уменьшается до 3 Тор ( $\delta_{Ar} = 2 \cdot 10^{-3}$ ). При  $\delta_{Ar} > 10^{-2}$  характеристики лазера ухудшаются также вследствие тушения ВРУ атомами Ar и уменьшения сечения индуцированного излучения.

Наличие оптимального  $p_{mx}$  (рис.3,а, кривые 4–6) определяется несколькими причинами. При  $\delta_{Ar} < 10^{-2}$  (рис.3,б, кривые 4, 5) ухудшение выходных параметров излучения с ростом  $p_{mx}$  выше оптимального связано с тушением ВРУ атомами He и с уменьшением сечения индуцированного излучения вследствие роста уширения спектральной линии на рабочем переходе атомами He. При более мощной ЭП-накачке (более мощном выходном излучении) различие между потоками индуцированных и других переходов с ВРУ больше, чем при более слабой ЯН, поэтому чувствительность зависимостей выходных характеристик лазера от  $p_{mx}$  к этим двум процессам увеличивается с уменьшением мощности накачки (рис.4, 5). Также при ЭП-накачке тушение гелием ВРУ нивелируется тушением ВРУ электронами, поэтому оптимальное  $p_{mx}$  при накачке ЭП (с более высокой концентрацией электронов) выше (1.5–2 атм), чем при ЯН (1 атм, рис.4, 5). При  $\delta_{Ar} > 10^{-2}$  конверсия  $Ar_2^+$  в  $Ar_3^+$  (8), (9) начинает конкурировать с ДР молекулярных ионов  $Ar_2^+$ . При одинаковом соотношении компонентов (рис.3,б) поток ДР не меняется с давлением, в то время как поток конверсии пропорционален  $p_{mx}^2$ , поэтому с увеличением  $\delta_{Ar}$  оптимум по  $p_{mx}$  смещается в область меньших давлений (рис.3,б).

## 4. Оптимизация лазера с ЯН на смеси Ar–Xe

Для He–Ar-лазера с накачкой от реактора ВИР-2М [2, 26] была проведена полная оптимизация энергетических параметров генерации на  $\lambda = 1.79$  мкм. Полученные результаты представлены на рис.7. На нем изображены зависимости КПД  $\eta$  и полной выходной мощности генерации  $W$  от давления смеси  $p_{mx}$  в отсутствие примесей. Из рис.7 видно, что в диапазоне изменения  $p_{mx} = 0.25 - 1.25$  атм КПД слабо меняется в пределах 1–1.18%. Каждая точка на кривых является результатом оптимизации по мощности энерговыклада  $P_p$  (предполагалось, что максимальная плотность потока нейтро-

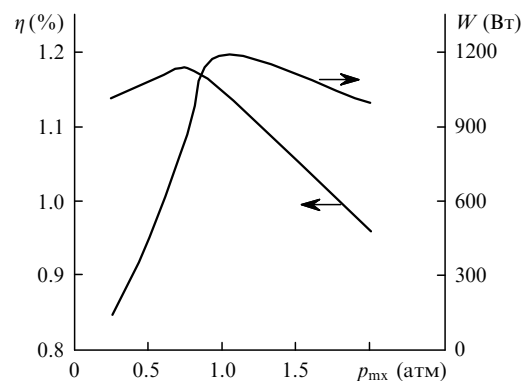


Рис.7. Зависимости КПД  $\eta$  и полной выходной мощности генерации  $W$  для  $\lambda = 1.79$  мкм от давления смеси He–Ar в условиях возбуждения от реактора ВИР-2М (ядерная накачка).

нов для реактора ВИР-2М составляет  $2.5 \cdot 10^{15}$  н./см<sup>2</sup>·с), давлению аргона  $p_{Ar}$  и коэффициенту отражения зеркал резонатора  $R$ . При этом каждая точка в указанном интервале давлений принадлежит довольно широкому диапазону изменения этих параметров ( $p_{Ar} = 0.5 - 5$  Тор,  $P_p = 15 - 45$  Вт/см<sup>3</sup>,  $R = 0.85 - 0.98$  %), при которых КПД остается почти неизменным. Это означает, что приведенные ниже оптимальные условия генерации являются несколько условными. Максимальный КПД генерации 1.18 % достигается при  $p_{mx} = 0.75$  атм,  $p_{Ar} = 2$  Тор,  $P_p = 30$  Вт/см<sup>3</sup>,  $R = 98$  %.

## 5. Заключение

Таким образом, созданная подробная нестационарная кинетическая модель лазера на ИК переходах атома аргона с  $\lambda = 1.79, 1.27$  и  $2.4$  мкм в смеси He–Ar, которая учитывает содержание в АС примесей N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O, успешно протестирована на экспериментальных результатах по электронно-пучковой и ядерной накачке. На основе численного моделирования установлено, что:

1. Основными механизмами накачки ВРУ ИК переходов атома Ar являются ДР молекулярных ионов Ar<sub>2</sub><sup>+</sup> с электронами и ТР ионов Ar<sup>+</sup> с электронами. Вклад каждого из механизмов в накачку ВРУ зависит от содержания аргона в смеси. Реакция ТР играет главную роль в накачке ВРУ при  $\delta_{Ar} < 10^{-3}$ , при  $\delta_{Ar} > 10^{-3}$  основной вклад в накачку дает ДР, которая обеспечивает накачку ВРУ в оптимальных условиях генерации.

2. Метастабильные и резонансные состояния аргона  $4s$  и  $4s'$  определяют рециркуляцию энергии в реакциях хемоионизации, обеспечивая до 50 % потока энергии накачки.

3. Наличие оптимума по давлению аргона обусловлено конверсией ионов Ar<sub>2</sub><sup>+</sup> с атомами гелия и аргона в молекулярный ион Ar<sub>3</sub><sup>+</sup>.

4. Для лазера с ЯН максимальный расчетный КПД  $\eta = 1.18$  % был получен при  $p_{mx} = 0.75$  атм,  $p_{Ar} = 2$  Тор,  $P_p = 30$  Вт/см<sup>3</sup>,  $R = 98$  %.

Результаты полной оптимизации He–Ar-лазера с накачкой жестким ионизатором при различных условиях возбуждения будут опубликованы в последующих работах.

- Середа О.В., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **20**, 535 (1993).
- Карелин А.В., Синянский А.А., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **24**, 387 (1997).
- Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Казакевич А.Т., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Подмошенский И.В., Синянский А.А. *Письма в ЖТФ*, **5**, 422 (1979).
- Воинов А.М., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Мочкаев И.Н., Синянский А.А. *Квантовая электроника*, **18**, 177 (1991).
- Magda E.P., Grebyankin K.F., Kryzhanovsky V.A. *Proc. Intern. Conf. LASER'90* (San Diego, USA, 1990, p.827).
- Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **25**, 493 (1998).
- DeYoung R.J. *Appl.Phys.Letts*, **38**, 297 (1981).
- Держиев В.И., Жидков А.Г., Середа О.В., Яковленко С.И. *Кр.сообщ.физ.ФИАН*, № 4, 34 (1989).
- Ohwa M., Moratz T.J., Kushner M.J. *J.Appl.Phys.*, **66**, 5131 (1989).
- Воинов А.М., Мельников С.П., Синянский А.А. *Письма в ЖТФ*, **15**, № 19, 56 (1989).
- Клоповский К.С., Лукьянов А.В., Рахимов А.Т., Суетин Н.В. *Квантовая электроника*, **16**, 205 (1989).
- Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А., Никитин А.Г., Романенко В.А. *Оптика и спектроскопия*, **67**, 766 (1989).
- Deese J.E., Hassan H.A. *AAAA J.*, **16**, 1030 (1978).
- Lawton S.A., Richards J.B., Newman L.A. *J.Appl.Phys.*, **50**, 3888 (1979).
- Witteman W.J., Gielkens S.W.A., Tskhai V.N., Peters P.J. *IEEE J.Quantum Electron.*, **34**, 250 (1998).
- Карелин А.В., Симакова О.В. *Квантовая электроника*, **28**, 121 (1998).
- Карелин А.В., Симакова О.В. *Квантовая электроника*, **28**, 129 (1998).
- Peters P.J.M., Mei Q.-Ch., Witteman W.J. *Appl.Phys.B*, **47**, 187 (1988).
- Ulrich A., Busch B., Krotz W., Ribitzki G., Weiser J. *Труды конф. по физике ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемам лазеров с ядерной накачкой* (Обнинск, 1993, т.1, с. 54).
- Басов Н.Г., Баранов В.В., Данильчев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А. и др. *Квантовая электроника*, **13**, 482 (1986).
- Басов Н.Г., Баранов В.В., Данильчев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А. и др. *Квантовая электроника*, **13**, 488 (1986).
- Басов Н.Г., Данильчев В.А., Холин И.В. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **50**, 779 (1986).
- Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Семенова Д.В., Уситновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **18**, 921 (1991).
- Chapovsky P.L., Lisitsyn V.N., Sorokin A.R. *Optics Comms*, **16**, 33 (1976).
- Berkelev V.M., Dolgikh V.A., Rudoj I.G., Soroka A.M. *Laser Phys.*, **3**, 989 (1993).
- Конак А.И., Мельников С.П., Порхаев В.В., Синянский А.А. *Квантовая электроника*, **22**, 537 (1995).
- Hebner G.A., Hays G.N. *J.Appl.Phys.*, **71**, 1610 (1992).
- Hebner G.A., Hays G.N. *IEEE J.Quantum Electron.*, **29**, 2356 (1993).
- Bochkov A.V., Kryzhanovsky V.A., Magda E.P. *Proc. ICENES'98* (Tel-Aviv, 1998, vol. 2, p. 868).
- Де Янг Р.Дж., Ялуфка Н.В., Холь Ф. *Ракетная техника и космонавтика*, **16**, 991 (1978).
- Lalufka A.W., DeYoung R.J., Hohl F., Williams M.D. *Appl.Phys.Letts*, **29**, 188 (1976).
- DeYoung R.J., Hohl F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **16**, 1114 (1980).
- Мельников С.П., Синянский А.А. *ЖТФ*, **62**, № 6, 159 (1992).
- Shon J.W., Kushner M.J. *J.Appl.Phys.*, **75**, 1883 (1994).
- Wilson J.W., DeYoung R.J., Harries W.L. *J.Appl.Phys.*, **50**, 1226 (1979).
- Иванов В.А. *УФН*, **162**, № 1, 35 (1992).
- Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Карелин А.В., Коваль А.В., Протопопов С.В., Середа О.В., Терновский И.М., Терских А.О., Юровский В.А., Яковленко С.И. *Препринт ИОФАН № 282* (М., 1987).
- Van Regemorter H. *Astrophys. J.*, **136**, 906 (1962).
- Aymor M., Coulombe M. *Atomic Data Nucl. Data Tables*, **21**, 537 (1978).
- Lilly R.A. *J.Opt.Soc.Amer.*, **66**, 245 (1976).
- Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. *Излучение ионов в неравновесной плотной плазме* (М., Энергоатомиздат, 1986, с.160).
- Молчанов А.Г. *Труды ФИАН*, **171**, 54 (1986).
- Бойченко А.М., Карелин А.В., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **22**, 547 (1995).
- Карелин А.В., Середа О.В., Харитонов В.В. и др. *Атомная энергия*, **61**, 44 (1986).
- Азимджанов Б.А., Арсланбеков Г.У., Бункин Ф.В., Держиев В.И., Жидков А.Г., Юровский В.А., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **12**, 1557 (1985).
- Карелин А.В., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **22**, 769 (1995).
- Kannari F., Suda A., Obara M., Fujioka T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19**, 1587 (1983).
- Справочник констант элементарных процессов с участием атомов, ионов, электронов, фотонов*. Под ред. А.Г.Жиглинского (СПб., Изд-во СПбГУ, 1994).
- Вирин Л.И., Джагапанян Р.В., Карачевцев Г.В., Потапов В.К., Тальрозе В.Л. *Ионно-молекулярные реакции в газах* (М., Наука, 1979, с. 548).
- Смирнов Б.М. *Комплексные ионы* (М., Наука, 1983).



51. Биберман Л.А., Воробьев В.С., Якубов В.А. *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (М., Наука, 1982).
52. Колоколов Н.Б. В сб. *Химия плазмы* (М., 1985, т. 12, с. 56).
53. Dickinson A.S., Roberts R.E., Bernstein R.V. *J. Phys. B*, **5**, 355 (1972).
54. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. *Справочник по ядерной физике* (Киев, Наукова думка, 1975).
55. Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **25**, 229 (1998).
56. Карелин А.В., Симакова О.В. *Квантовая электроника*, **25**, 319 (1998).
57. Карелин А.В., Симакова О.В. *Квантовая электроника*, **25**, 779 (1998).
58. Крыжановский В.А., Магда Э.П. *Труды конф. по физике ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемам лазеров с ядерной накачкой* (Обнинск, 1992, т. 3, с. 136).
59. Магда Э.П. *Труды конф. по физике ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемам лазеров с ядерной накачкой* (Обнинск, 1992, т.1, с.65).