

# Generation of an Optically Pumped Rare Gas Laser

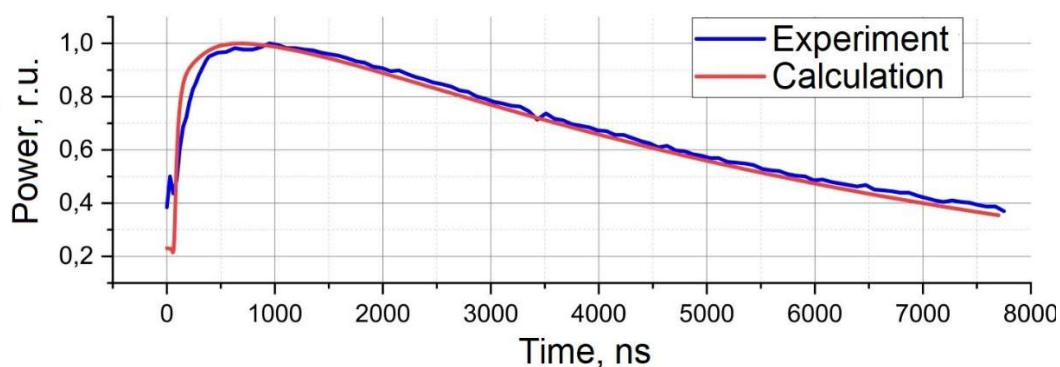
A. V. Juriev, Yu. A. Adamenkov, V. V. Badin, B. A. Vyskubenko,  
M. A. Gorbunov, A. A. Kalacheva, V. A. Shaidulina

*FSUE "RFNC-VNIIEF"*  
*Sarov, 607190, Russia*  
oefimova@otd13.vniief.ru

## Abstract

This paper presents kinetic models of Ar-He, Kr-He, and Kr-Ar-He pulsed discharge plasmas and the results of calculating the lasing power in these media using these models. To validate the models, experiments were conducted to obtain lasing power in Ar-He, Kr-He, and Kr-Ar-He plasmas, and the power was measured. The discrepancy between the experimental and calculated values was no more than 20 %.

Keywords: optically pumped rare gas laser (OPRGL), laser generation, diode pumping, krypton, metastable atoms, kinetic model.



Power of laser generation at a wavelength of 912 nm in Ar-He plasma

УДК: 621.378.2

# Генерация лазера с оптической накачкой на инертных газах

А. В. Юрьев, Ю. А. Адаменков, В. В. Бадин, Б. А. Выскубенко,  
М. А. Горбунов, А. А. Калачева, В. А. Шайдулина

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»  
Россия, Саров, 607190, ул. Мира, 37  
oefimova@otd13.vniief.ru

## Аннотация

В работе представлены кинетические модели Ar-He, Kr-He и Kr-Ar-He плазмы импульсного разряда и результаты расчета мощности лазерной генерации в данных средах с помощью моделей. С целью проверки корректности моделей проведены эксперименты по получению лазерной генерации в Ar-He, Kr-He и Kr-Ar-He плазмах и измерена ее мощность. Расхождение между экспериментальными и расчетными значениями составило не более 20%.

Ключевые слова: лазер с оптической накачкой на инертных газах (ЛОНИГ), лазерная генерация, диодная накачка, криптон, метастабильные атомы, кинетическая модель.

## 1. Введение

Лазер с оптической накачкой на инертных газах (ЛОНИГ) – это новый тип газовых лазеров с оптической накачкой и высокой квантовой эффективностью, позволяющих преобразовать мощное диодное лазерное излучение в мощное излучение с высоким качеством луча.

Предложенное сочетание технологий позволяет создать компактный лазер, который способен генерировать непрерывное мультикиловаттное излучение. Активная среда такого лазера содержит только инертные газы, что существенно снижает требования к выбору конструкционных материалов лазерных образцов.

В работе [1] была продемонстрирована первая генерация на длине волны 892.9 нм на атомах криптона. По причине высокой эффективности лазерной генерации в аргон-гелиевой плазме в дальнейшем большая часть экспериментов различными исследователями была выполнена при использовании аргона в качестве активной среды. К настоящему времени мощность лазерной генерации, равная 14.4 Вт (~27.2 Вт в максимуме), была достигнута при использовании смеси Ar-He [2]. В работе [3] авторами получена лазерная генерация на смеси Kr-He мощностью 100 мВт (пиковая мощность 1.1 Вт) на длине волны 893.1 нм. Была получена лазерная генерация в Xe-He плазме мощностью 1.3 Вт на длине волны 979.9 нм [4]. В работе [5] представлена импульсная лазерная генерация в Ne-He плазме на длине волны 703.2 нм. При использовании смеси Kr-Ar-He была получена одновременная лазерная генерация на трех длинах волн – 912 нм (Ar), 893 нм (Kr), 877 нм (Kr) [6]. Были созданы кинетические модели плазм инертных газов Ar-He [7–12], Kr-He [13] и Xe-He плазм [14, 15].

В данный момент в России созданы лабораторные прототипы ЛОНИГ, при помощи которых модернизируются разрядные условия и условия получения лазерной генерации для увеличения мощности.

В настоящей работе представлены математические модели Ar-He, Kr-He и Kr-Ar-He плазм импульсного разряда, в кинетику которых были включены процессы диодной оптической накачки и лазерной генерации. С помощью моделей была рассчитана мощность лазерной

генерации. Корректность модели была проверена экспериментально путем получения лазерной генерации в Ar-He, Kr-He и Kr-Ar-He плазмах, измерена мощность генерации и проведено сравнение экспериментальных и теоретических результатов.

## 2. Лазерная генерация в смеси Ar-He и Kr-He

Для генерации ЛОНИГ используются возбужденные s- и p- состояния атомов инертных газов (здесь и далее в обозначениях Пашена). На рис. 1 представлена схема электронных уровней атомов аргона и криптона, принимающих участие в лазерном цикле.

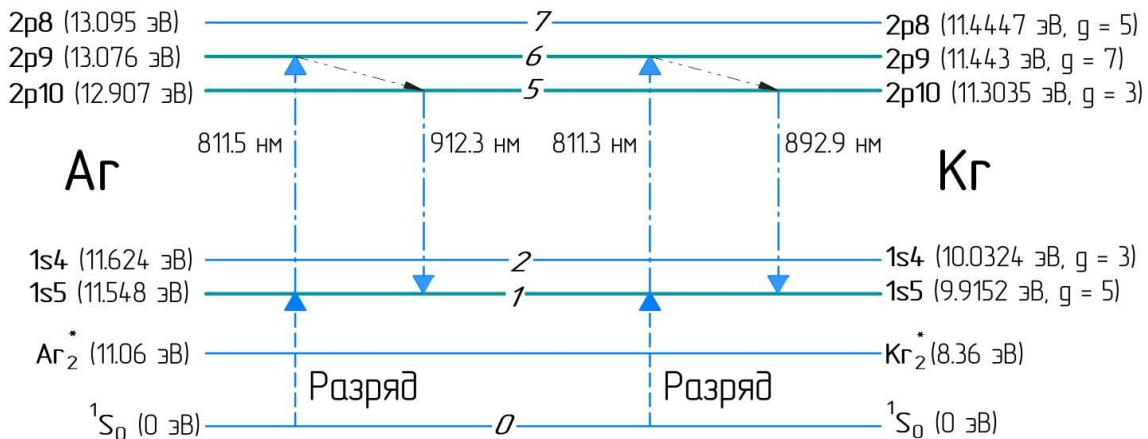


Рис. 1. Энергетические уровни аргона и криптона

Для учета ключевых процессов, происходящих в аргон-гелиевой и криптон-гелиевой плазме при диодной накачке и лазерной генерации, было рассмотрено пять энергетических уровней атома аргона - 1s5, 1s4, 2p10, 2p9 и 2p8.

Нижний лазерный уровень 1s5 заселяется в процессе электрического разряда. Уровень 2p9 заселяется при поглощении атомами на уровне 1s5 излучения диодной накачки на длине волны 811.5 нм для Ar и 811.3 нм для Kr. Верхний лазерный уровень 2p10 заселяется в результате безызлучательных столкновительных переходов с уровня 2p9. Генерация лазерного излучения происходит на переходе между уровнями 2p10 и 1s5 на длине волны 912.3 нм в аргоне и 892.9 нм в криптоне.

Резонансный уровень 1s4 является частью цепочки по уносу энергии накачки из активной среды лазера, поскольку для него разрешен переход в основное состояние. На уровень 1s4 разрешены переходы со всех уровней –p мультиплета, кроме 2p9, после которых атомы могут перейти с уровня 1s4 в основное состояние путем испускания фотона в УФ-диапазоне. Данный процесс негативно влияет на плазму и приводит к потере энергии накачки и снижению мощности генерации.

В атомах аргона и криптона при возбуждении на уровень 2p9 часть атомов возбуждается на уровень 2p8 из-за малой энергетической разности по сравнению с энергией теплового движения. С уровня 2p9 разрешен переход только на 1s5, в то время как для уровня 2p8 разрешены переходы на метастабильный уровень 1s5 и резонансные уровни 1s4 и 1s2. Посредством цепочки 2p9 → 2p8 → 1s4 → 1S<sub>0</sub> происходит уход энергии накачки из активной среды лазера за счет испускания фотонов. Особое значение данные процессы имеют в атоме криптона, поскольку энергетическая разность между уровнями 2p9 и 2p8 оказывается на порядок меньше тепловой энергии движения атомов (~ 26 мэВ), из-за чего значительная часть атомов, возбужденных на уровень 2p9 при оптической накачке, переходит на уровень 2p8 [3], что значительно ограничивает мощность генерации. Вероятность перехода на резонансный уровень 1s2 на два порядка меньше по сравнению с уровнем 1s4 и в кинетической модели их влиянием можно пренебречь.

### 3. Кинетика плазмы инертных газов с оптической накачкой и лазерной генерацией

Ранее была создана кинетическая модель Ar-He плазмы импульсного разряда, проведено теоретическое исследование протекающих в ней процессов и получена схема ключевых реакций взаимодействия частиц Ar-He плазмы [7], на основе которой была создана кинетическая модель Kr-He плазмы и применена для исследования Kr-He плазмы [12]. Механизмы процессов в Ar-He и Kr-He плазмах одинаковы и математические модели отличаются только скоростями протекающих реакций взаимодействия. Кинетическая модель Kr-Ar-He плазмы была создана путем объединения моделей Ar-He и Kr-He плазм и добавления реакций взаимодействия атомов аргона и криптона [16].

В работах [7, 12, 16] возбужденные состояния атомов аргона и криптона вводятся как усреднение по всем уровням  $-s$  и  $-p$  мультиплета. В данной работе для учета процессов оптической накачки и лазерной генерации кинетическая модель была расширена путем введения отдельных энергетических состояний атомов, принимающих участие в лазерном цикле. Для каждого уровня в кинетическую модель были введены значения сечения возбуждения электронным ударом в зависимости от средней энергии электронов и энергия возбуждения.

В кинетику модели Ar-He плазмы включены атомы аргона Ar и гелия He в основном состоянии, атомы аргона  $Ar^*$  и гелия  $He^*$  в возбужденном состоянии, атомарные ионы аргона  $Ar^+$  и гелия  $He^+$ , гомоядерные ионы аргона  $Ar_2^+$  и гелия  $He_2^+$  и эксимерные молекулы аргона  $Ar_2^*$ . Под возбужденными атомами аргона  $Ar^*$  подразумевается 5 электронных уровней  $-s$  и  $-p$  мультиплетов –  $1s5$ ,  $1s4$ ,  $2p10$ ,  $2p9$  и  $2p8$ . Под возбужденным атомом гелия  $He^*$  подразумевается атом  $He(3S_1)$ .

Значения энергии возбуждения и ионизации частиц Ar-He и Kr-He плазмы представлены в таблице 1 [7,12].

Таблица 1

Энергия возбуждения и ионизации частиц аргон-гелиевой и криптон-гелиевой плазмы

Частица		$X^*$	$X^+$	$X_2^+$	$X_2^*$
Энергия, эВ	X = He	19.8	24.6	22.2	18.0
	X = Ar	11.6 ÷ 13.1	15.8	14.5	11.1
	X = Kr	9.9 ÷ 11.5	14.0	13.7	8.4

Перечень реакций с указанием скоростей представлен в таблице 2. Перечень реакций взаимодействия с возбужденными состояниями атомов инертных газов приведен далее в таблицах 3–8. Значения скоростей реакций приведены в  $m^3/c$  для реакций с двумя взаимодействующими частицами и  $m^6/c$  для реакций с тремя взаимодействующими частицами. Энергия электронов  $T_e$  и температура атомов газа  $T_g$  измеряются в эВ и К соответственно.

Таблица 2

Реакции взаимодействия частиц Ar-He и Kr-He плазмы

№	Реакция	Скорость реакции, $m^3/c$   $m^6/c$
Электронный удар		
1	$e + X \rightarrow e + X$	$\sigma(\varepsilon)$ [17]
2	$e + X \rightarrow 2e + X^+$	$\sigma(\varepsilon)$ [17]
3	$e + X^* \rightarrow 2e + X^+$	$\sigma(\varepsilon)$ [17]
4	$e + He \rightarrow 2e + He^+$	$\sigma(\varepsilon)$ [17]

5	$e + He \rightarrow e + He$	$\sigma(\varepsilon)$ [17]
6	$e + He^* \rightarrow 2e + He^+$	$\sigma(\varepsilon)$ [17]
7–8	$e + He \leftrightarrow e + He^*$	$\sigma(\varepsilon)$ [17]
9–10	$e + X \leftrightarrow e + X^*$	$\sigma(\varepsilon)$ [17]
Рекомбинация		
11	$X^+ + 2e \rightarrow X^* + e$	Табл. 3
12	$X_2^+ + e \rightarrow X^* + X$	Табл. 4
13	$He^+ + 2e \rightarrow He^* + e$	$5.1 \times 10^{-39} \cdot T_e^{-4.5}$ [8, 21]
Передача положительного заряда		
14	$X^+ + X + He \rightarrow X_2^+ + He$	$X = Kr: 1.0 \times 10^{-43} \cdot \left(\frac{300}{T_g}\right)^{0.5}$ [20] $X = Ar: 1.1 \times 10^{-43} \cdot \left(\frac{300}{T_g}\right)^{0.4}$ [8, 22]
15	$He^+ + 2He \rightarrow He_2^+ + He$	$0.8 \times 10^{-43} \cdot \left(\frac{300}{T_g}\right)^{0.6}$ [8, 22, 23, 24]
16	$He_2^+ + X \rightarrow X^+ + 2He$	$X = Kr: 2.2 \times 10^{-16} \cdot \left(\frac{300}{T_g}\right)^{0.5}$ [25] $X = Ar: 2.2 \times 10^{-16} \cdot \left(\frac{300}{T_g}\right)^{0.5}$ [8, 18, 22, 23]
17	$X^+ + X + X \rightarrow X_2^+ + X$	$X = Kr: 2.4 \times 10^{-43} \cdot \left(\frac{300}{T_g}\right)^{0.5}$ [25–28] $X = Ar: 2.3 \times 10^{-43} \cdot \left(\frac{300}{T_g}\right)^{0.4}$ [29]
18	$X_2^+ + e \rightarrow X^+ + X + e$	$X = Kr: 6.0 \times 10^{-13} \cdot e^{-\frac{1}{T_e}}$ [8] $X = Ar: 1.2 \times 10^{-12} \cdot e^{-\frac{2.06}{T_e}}$ [18]
Ионизация Пеннинга		
19	$He^* + X \rightarrow X^+ + He + e$	$X = Kr: 3.6 \times 10^{-16}$ [27] $X = Ar: 7.6 \times 10^{-17} \cdot \left(\frac{T_g}{300}\right)^{0.5}$ [19]
Образование и тушение эксимерных молекул криптона		
20	$X^* + X + He \rightarrow X_2^* + He$	Табл. 5
21	$X^* + X + X \rightarrow X_2^* + X$	Табл. 6
22	$X_2^* + He \rightarrow 2X + He$	$X = Kr: 2 \times 10^{-20}$ [20] $X = Ar: 2 \times 10^{-20}$ [8]
23	$X_2^* \rightarrow 2X + h\nu$	$X = Kr: 3.8 \times 10^6$ [26] $X = Ar: 3.1 \times 10^5$ [22]
Тушение возбужденных атомов		
24	$X^* + He \rightarrow X + He$	Табл. 7
25	$X^* \rightarrow X + h\nu$	Табл. 8

Система уравнений не приводится в данной работе ввиду ее громоздкости.

Основным параметром реакции в кинетической модели плазмы является коэффициент реакции. При известном сечении возбуждения или ионизации электронным ударом  $\sigma(\varepsilon)$  и функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ)  $f(\varepsilon)$  коэффициент реакции  $k$  определяется из соотношения [30]

$$k = \sqrt{\frac{2q_e}{m_e}} \cdot \int_0^\infty \varepsilon \cdot \sigma(\varepsilon) \cdot f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (1)$$

где  $q_e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона.

Поскольку для возбуждения и поддержания плазмы применяется импульсно-периодический разряд, то образующаяся плазма является неравновесной, ввиду чего при проведении расчетов ФРЭЭ определяется путем численного решения кинетического уравнения Больцмана [31].

Для реакций возбуждения и ионизации атомов электронным ударом известны сечения [17], поэтому коэффициенты для них определялись в модели из соотношения (1).

Коэффициенты реакций взаимодействия с электронами, для которых неизвестны сечения, записывались в форме уравнения Аррениуса

$$k = A \cdot T_e^n \cdot e^{\frac{-m}{T_e}}, \quad (2)$$

где  $A$ ,  $n$ ,  $m$  – коэффициенты уравнения;  $T_e$  – средняя энергия электронов плазмы [эВ].

Коэффициенты реакций взаимодействия с атомами и ионами записывались в форме

$$k = A \cdot T_\Gamma^n \cdot e^{\frac{-m}{T_\Gamma}}, \quad (3)$$

где  $T_\Gamma$  – температура атомов и ионов плазмы [К].

Коэффициенты столкновительных переходов между электронными уровнями атомов  $i \rightarrow j$  и  $j \rightarrow i$  связаны с помощью принципа детального равновесия [32]

$$k_{ij} = \frac{g_j}{g_i} \cdot k_{ji} \cdot e^{\frac{E_i - E_j}{k_B T_\Gamma}}, \quad (4)$$

где  $g_j$ ,  $g_i$  – вырождения уровней  $j$  и  $i$  соответственно;  $E_j$ ,  $E_i$  – энергии уровней  $j$  и  $i$  соответственно;  $k_{ji}$  – скорость столкновительного перехода с уровня  $j$  на уровень  $i$ ;  $k_B$  – константа Больцмана;  $T_\Gamma$  – температура газа.

К ключевым реакциям взаимодействия с возбужденными состояниями инертных газов относятся:

1.  $X^+ + 2e \rightarrow X^* + e$  – рекомбинация ионов  $Ar^+$  и  $Kr^+$  (11, см. табл. 2)

В таблице 3 представлены коэффициенты рекомбинации атомарных ионов  $Ar^+$  и  $Kr^+$ . Температура электронов  $T_e$  измеряется в эВ.

Таблица 3

Коэффициенты рекомбинации атомарных ионов

№	Реакция взаимодействия	Коэффициент реакции, м <sup>3</sup> /с
1	$Ar^+ + 2e \rightarrow Ar(1s5) + e$ $Kr^+ + 2e \rightarrow Kr(1s5) + e$	$5 \times 10^{-41} \cdot T_e^{-4.5}$ [33, 34, 8] $1 \times 10^{-46} \cdot T_e^{-4.5}$ [27]
2	$Ar^+ + 2e \rightarrow Ar(1s4) + e$ $Kr^+ + 2e \rightarrow Kr(1s4) + e$	$1 \times 10^{-40} \cdot T_e^{-4.5}$ [33, 34, 8] $1 \times 10^{-46} \cdot T_e^{-4.5}$ [27]
3	$Ar^+ + 2e \rightarrow Ar(2p10) + e$ $Kr^+ + 2e \rightarrow Kr(2p10) + e$	$5 \times 10^{-40} \cdot T_e^{-4.5}$ [33, 34, 8] $1 \times 10^{-45} \cdot T_e^{-4.5}$ [27]
4	$Ar^+ + 2e \rightarrow Ar(2p9) + e$ $Kr^+ + 2e \rightarrow Kr(2p9) + e$	$7 \times 10^{-40} \cdot T_e^{-4.5}$ [33, 34, 8] $1 \times 10^{-45} \cdot T_e^{-4.5}$ [27]
5	$Ar^+ + 2e \rightarrow Ar(2p8) + e$ $Kr^+ + 2e \rightarrow Kr(2p8) + e$	$7 \times 10^{-40} \cdot T_e^{-4.5}$ [33, 34, 8] $1 \times 10^{-45} \cdot T_e^{-4.5}$ [27]

2.  $X_2^+ + e \rightarrow X^* + Ar$  – рекомбинация ионов  $Ar_2^+$  и  $Kr_2^+$  (см. 12, табл. 2)

В таблице 4 представлены коэффициенты рекомбинации гомоядерных ионов  $Ar_2^+$  и  $Kr_2^+$ . Температура электронов  $T_e$  измеряется в эВ.

Таблица 4

**Коэффициенты рекомбинации гомоядерных ионов**

№	Реакция взаимодействия	Коэффициент реакции, м <sup>3</sup> /с
1	$Ar_2^+ + e \rightarrow Kr(1s5) + Ar$	$5 \times 10^{-15} \cdot T_e^{-0.6}$ [34, 35]
	$Kr_2^+ + e \rightarrow Kr(1s5) + Kr$	$5 \times 10^{-14} \cdot T_e^{-0.6}$ [27]
2	$Ar_2^+ + e \rightarrow Ar(1s4) + Ar$	$1 \times 10^{-14} \cdot T_e^{-0.6}$ [34, 35]
	$Kr_2^+ + e \rightarrow Kr(1s4) + Kr$	$5 \times 10^{-14} \cdot T_e^{-0.6}$ [27]
3	$Ar_2^+ + e \rightarrow Ar(2p10) + Ar$	$2 \times 10^{-14} \cdot T_e^{-0.6}$ [34, 35]
	$Kr_2^+ + e \rightarrow Kr(2p10) + Kr$	$5 \times 10^{-13} \cdot T_e^{-0.6}$ [27]
4	$Ar_2^+ + e \rightarrow Ar(2p9) + Ar$	$3 \times 10^{-14} \cdot T_e^{-0.6}$ [34, 35]
	$Kr_2^+ + e \rightarrow Kr(2p9) + Kr$	$5 \times 10^{-13} \cdot T_e^{-0.6}$ [27]
5	$Ar_2^+ + e \rightarrow Ar(2p8) + Ar$	$3 \times 10^{-14} \cdot T_e^{-0.6}$ [34, 35]
	$Kr_2^+ + e \rightarrow Kr(2p8) + Kr$	$5 \times 10^{-13} \cdot T_e^{-0.6}$ [27]

Рекомбинация ионов является ключевым процессом, поддерживающим концентрацию возбужденных атомов после прохождения разряда.

**3.  $e + X^* \rightarrow 2e + X^+$**  – ступенчатая ионизация (см. 20, табл. 2)

В таблице 5 представлены коэффициенты ступенчатой ионизации. Температура электронов  $T_e$  измеряется в эВ.

Таблица 5

**Коэффициенты ступенчатой ионизации**

№	Реакция взаимодействия	Коэффициент реакции, м <sup>3</sup> /с
1	$e + Ar(1s5) \rightarrow 2e + Ar^+$	$2 \times 10^{-13} \cdot e^{-\frac{6.2}{T_e}}$ [34, 17]
	$e + Kr(1s5) \rightarrow 2e + Kr^+$	$7 \times 10^{-14} \cdot T_e^{0.68} \cdot e^{-\frac{4.04}{T_e}}$ [17]
2	$e + Ar(1s4) \rightarrow 2e + Ar^+$	$2 \times 10^{-13} \cdot e^{-\frac{6.2}{T_e}}$ [34, 17]
	$e + Kr(1s4) \rightarrow 2e + Kr^+$	$7 \times 10^{-14} \cdot T_e^{0.68} \cdot e^{-\frac{4.04}{T_e}}$ [17]
3	$e + Ar(2p10) \rightarrow 2e + Ar^+$	$2 \times 10^{-12} \cdot e^{-\frac{4.4}{T_e}}$ [34, 17]
	$e + Kr(2p10) \rightarrow 2e + Kr^+$	$2 \times 10^{-13} \cdot T_e^{0.62} \cdot e^{-\frac{2.53}{T_e}}$ [17]
4	$e + Ar(2p9) \rightarrow 2e + Ar^+$	$2 \times 10^{-12} \cdot e^{-\frac{4.4}{T_e}}$ [34, 17]
	$e + Kr(2p9) \rightarrow 2e + Kr^+$	$2 \times 10^{-13} \cdot T_e^{0.62} \cdot e^{-\frac{2.53}{T_e}}$ [17]
5	$e + Ar(2p8) \rightarrow 2e + Ar^+$	$2 \times 10^{-12} \cdot e^{-\frac{4.4}{T_e}}$ [34, 17]
	$e + Kr(2p8) \rightarrow 2e + Kr^+$	$2 \times 10^{-13} \cdot T_e^{0.62} \cdot e^{-\frac{2.53}{T_e}}$ [17]

**4.  $X^* + X + He \rightarrow X_2^* + He$**  – образование эксимерных молекул  $Ar_2^*$  и  $Kr_2^*$  (см. 21, табл. 2)

Образование эксимерных молекул является одним из основных каналов тушения возбужденного уровня 1s5. Дополнительно в кинетической модели учтены процессы образования эксимерных молекул при тушении возбужденного уровня 1s4. Скорость образования эксимерных молекул при тушении возбужденных атомов – р мультиплета пренебрежимо мала.

В таблице 6 представлены коэффициенты тушения возбужденных атомов на уровнях 1s5 и 1s4 при образовании эксимерных молекул. Температура атомов газа  $T_r$  измеряется в К.

Таблица 6

**Коэффициенты образования эксимерных молекул при тушении метастабильных и резонансных атомов**

№	Реакция взаимодействия	Коэффициент реакции, м <sup>3</sup> /с
1	$\text{Ar}(1s5) + \text{Ar} + \text{He} \rightarrow \text{Ar}_2^* + \text{He}$	$1.8 \times 10^{-43} \cdot T_r^{-0.6}$ [18, 8, 36]
	$\text{Kr}(1s5) + \text{Kr} + \text{He} \rightarrow \text{Kr}_2^* + \text{He}$	$3.0 \times 10^{-45} \cdot T_r^{-0.6}$ [20, 37]
2	$\text{Ar}(1s5) + \text{Ar} + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_2^* + \text{Ar}$	$3.6 \times 10^{-43} \cdot T_r^{-0.6}$ [18, 8, 36]
	$\text{Kr}(1s5) + \text{Kr} + \text{Kr} \rightarrow \text{Kr}_2^* + \text{Kr}$	$4.0 \times 10^{-44} \cdot T_r^{-0.6}$ [20, 37]
3	$\text{Ar}(1s4) + \text{Ar} + \text{He} \rightarrow \text{Ar}_2^* + \text{He}$	$4.8 \times 10^{-45} \cdot T_r^{-0.6}$ [18, 8, 36]
	$\text{Kr}(1s4) + \text{Kr} + \text{He} \rightarrow \text{Kr}_2^* + \text{He}$	$4.2 \times 10^{-45} \cdot T_r^{-0.6}$ [20, 37]

**5.  $X_i + \text{He} \rightarrow X_j + \text{He}$  – безызлучательное возбуждение и тушение (см. 24, табл. 2)**

В таблице 7 представлены коэффициенты ключевых реакций безызлучательного взаимодействия. Температура атомов газа  $T_r$  измеряется в К. Для определения некоторых коэффициентов (3, 5, 8 табл. 7) был применен принцип детального равновесия (4).

Таблица 7

**Реакции безызлучательного столкновительного возбуждения и тушения атомов**

№	Реакция взаимодействия	Коэффициент реакции, м <sup>3</sup> /с
1	$\text{Ar}(1s5) + \text{He} \rightarrow \text{Ar} + \text{He}$	$5.0 \times 10^{-21} \cdot \frac{T_r}{300}$ [8]
	$\text{Kr}(1s5) + \text{He} \rightarrow \text{Kr} + \text{He}$	$1.5 \times 10^{-21} \cdot \frac{T_r}{300}$ [20]
2	$\text{Ar}(1s4) + \text{He} \rightarrow \text{Ar}(1s5) + \text{He}$	$1.2 \times 10^{-19} \cdot \frac{T_r}{300}$ [38]
	$\text{Kr}(1s4) + \text{He} \rightarrow \text{Kr}(1s5) + \text{He}$	$2.0 \times 10^{-19} \cdot \frac{T_r}{300}$ [37]
3	$\text{Ar}(1s5) + \text{He} \rightarrow \text{Ar}(1s4) + \text{He}$	$4.9 \times 10^{-21} \cdot \frac{T_r}{300}$
	$\text{Kr}(1s5) + \text{He} \rightarrow \text{Kr}(1s4) + \text{He}$	$1.7 \times 10^{-21} \cdot \left(\frac{T_r}{300}\right)^{0.5}$
4	$\text{Ar}(2p9) + \text{He} \rightarrow \text{Ar}(2p10) + \text{He}$	$1.6 \times 10^{-17} \cdot \frac{T_r}{300}$ [36, 39, 40]
	$\text{Kr}(2p9) + \text{He} \rightarrow \text{Kr}(2p10) + \text{He}$	$2.0 \times 10^{-18} \cdot \frac{T_r}{300}$ [41]
5	$\text{Ar}(2p10) + \text{He} \rightarrow \text{Ar}(2p9) + \text{He}$	$5.4 \times 10^{-20} \cdot \frac{T_r}{300}$
	$\text{Kr}(2p10) + \text{He} \rightarrow \text{Kr}(2p9) + \text{He}$	$2.1 \times 10^{-20} \cdot \frac{T_r}{300}$
6	$\text{Ar}(2p8) + \text{He} \rightarrow \text{Ar}(2p10) + \text{He}$	$4.0 \times 10^{-18} \cdot \frac{T_r}{300}$ [36, 39, 40]
	$\text{Kr}(2p8) + \text{He} \rightarrow \text{Kr}(2p10) + \text{He}$	$2.0 \times 10^{-18} \cdot \frac{T_r}{300}$ [41]
7	$\text{Ar}(2p8) + \text{He} \rightarrow \text{Ar}(2p9) + \text{He}$	$4.5 \times 10^{-17} \cdot \frac{T_r}{300}$ [36, 39, 40]
	$\text{Kr}(2p8) + \text{He} \rightarrow \text{Kr}(2p9) + \text{He}$	$2.0 \times 10^{-16} \cdot \frac{T_r}{300}$ [41]
8	$\text{Ar}(2p9) + \text{He} \rightarrow \text{Ar}(2p8) + \text{He}$	$2.2 \times 10^{-17} \cdot \frac{T_r}{300}$
	$\text{Kr}(2p9) + \text{He} \rightarrow \text{Kr}(2p8) + \text{He}$	$1.3 \times 10^{-16} \cdot \frac{T_r}{300}$

Другие процессы тушения такие как, например, безызлучательная релаксация атомов с  $-p$  уровней на  $-s$  уровни также протекают в плазме, однако из-за значительной энергетической разности их влияние пренебрежимо мало. Имеют значения только столкновительные переходы между близлежащими уровнями.

6.  $X_i \rightarrow X_j + h\nu$  – излучательное тушение возбужденных атомов (см. 25, табл. 2)

Релаксация атомов, возбужденных на уровни  $-p$  мультиплета или резонансные уровни  $-s$  мультиплета, происходит посредством испускания фотона. В таблице 8 представлены вероятности переходов [42, 43].

Таблица 8

Вероятность спонтанных переходов

№	Переход	Длина волны, нм	Вероятность перехода, 1/с
1	Ar (2p10 → 1s5)	912.3	$1.9 \times 10^7$
	Kr (2p10 → 1s5)	892.9	$2.3 \times 10^7$
2	Ar (2p9 → 1s5)	811.5	$3.3 \times 10^7$
	Kr (2p9 → 1s5)	811.3	$3.6 \times 10^7$
3	Ar (2p8 → 1s5)	801.5	$9.3 \times 10^6$
	Kr (2p8 → 1s5)	810.4	$9.0 \times 10^6$
4	Ar (2p10 → 1s4)	965.8	$5.4 \times 10^6$
	Kr (2p10 → 1s4)	975.2	$3.1 \times 10^6$
5	Ar (2p8 → 1s4)	842.5	$2.2 \times 10^7$
	Kr (2p8 → 1s4)	877.7	$2.2 \times 10^7$
6	Ar (1s4 → 1S <sub>0</sub> )	106.7	$1.1 \times 10^5 \cdot d^{-0.5}$
	Kr (1s4 → 1S <sub>0</sub> )	123.6	$1.5 \times 10^4 \cdot d^{-0.5}$

$d$  – толщина плазмы, м

Уровень 1s4 резонансно связан с основным состоянием, что приводит к потерям энергии накачки посредством излучения. Каждый из невозбужденных атомов излучающего газа способен поглотить подобный фотон и удержать его тем самым внутри активной среды, ввиду чего вероятность полной потери фотона зависит от толщины плазменного слоя и оказывается на несколько порядков меньше по сравнению с коэффициентом Эйнштейна для данного перехода. Несмотря на это, вероятность перехода остается высокой ( $\sim 10^6$  1/с) и подобные переходы необходимо учитывать в кинетической модели.

Для создания кинетической модели Kr-Ar-He плазмы были объединены модели Ar-He и Kr-He плазмы и дополнены реакциями взаимодействия Ar и Kr, представленными в таблице 9. Значения коэффициентов реакций приведены в м<sup>3</sup>/с для реакций с двумя взаимодействующими частицами и м<sup>6</sup>/с для реакций с тремя взаимодействующими частицами. Энергия электронов  $T_e$  и температура атомов газа  $T_g$  измеряются в эВ и К соответственно.

Ключевыми реакциями взаимодействия между частицами аргона и криптона является резонансная передача энергии возбуждения (1, 2 табл. 9) и передача заряда (3, 4, 5 табл. 9). Остальные реакции влияют на параметры Kr-Ar-He плазмы незначительно и не учитываются в кинетической модели.

Особенностью Kr-Ar-He плазмы является обмен энергией возбуждения между возбужденными состояниями атомов аргона и криптона. Энергетическая разность между уровнями Ar(1s5) и Kr(2p6) составляет 2.5 мэВ, что в 10 раз меньше тепловой энергии атомов, ввиду чего при соударении данных атомов происходит резонансная передача энергии возбуждения и

заполнение уровня 2p6 атома криптона, последующая релаксация которого приводит к заполнению уровней 2p7, 2p8 и других нижележащих уровней.

Таблица 9

**Реакции взаимодействия частиц аргона и криптона**

№	Реакция	Скорость реакции, м <sup>3</sup> /с   м <sup>6</sup> /с
Передача возбуждения		
1	$\text{Ar}^* + \text{Kr} \rightarrow \text{Ar} + \text{Kr}^*$	$6.2 \times 10^{-18}$ [45]
2	$\text{Ar}_2^* + \text{Kr} \rightarrow \text{Kr}^* + \text{Ar} + \text{Ar}$	$4.0 \times 10^{-16}$ [26]
Передача заряда		
3	$\text{Ar}^+ + \text{Kr} \rightarrow \text{Ar} + \text{Kr}^+$	$3.0 \times 10^{-17}$ [26]
4	$\text{Ar}_2^+ + \text{Kr} + \text{Ar} \rightarrow \text{Kr}^+ + 3\text{Ar}$	$1.0 \times 10^{-43}$ [28]
5	$\text{Ar}_2^+ + \text{Kr} \rightarrow \text{Kr}^+ + \text{Ar} + \text{Ar}$	$7.5 \times 10^{-16}$ [28]

В работе [44] показано, что при этом процессе увеличивается концентрация метастабильных атомов криптона. Дополнительно образование эксимерных молекул аргона способствует передаче энергии возбуждения от аргона криптону в цепочке  $\text{Ar}(1s5) \rightarrow \text{Ar}_2^* \rightarrow \text{Kr}(1s)$ . Энергия метастабильных молекул аргона больше энергии электронных уровней  $-s$  мультиплета атома криптона. При столкновении эксимерной молекулы  $\text{Ar}_2^*$  с атомом криптона происходит распад  $\text{Ar}_2^*$  и возбуждение  $\text{Kr}^*$ .

#### 4. Математическая модель оптической накачки и лазерной генерации

Метастабильные атомы инертных газов, наработанные при прохождении разряда, возбуждаются с помощью диодной накачки. Для расчета интенсивности излучения генерации ЛОНИГ в математическую модель для верхнего и нижнего лазерных уровней были введены: реакция возбуждения атомов с нижнего лазерного уровня на уровень накачки под действием оптического излучения диодного лазера со скоростью  $k_{\text{нак}}$  и реакция вынужденного испускания фотонов на длине волны генерации и перехода с верхнего лазерного уровня на нижний лазерный уровень со скоростью  $k_{\text{ген}}$ . Упрощённая трёхуровневая схема накачки и генерации ЛОНИГ представлена на рисунке 2. Нижним лазерным состоянием является уровень 1s5, уровень накачки – 2p9 и верхнее лазерное состояние – уровень 2p10.

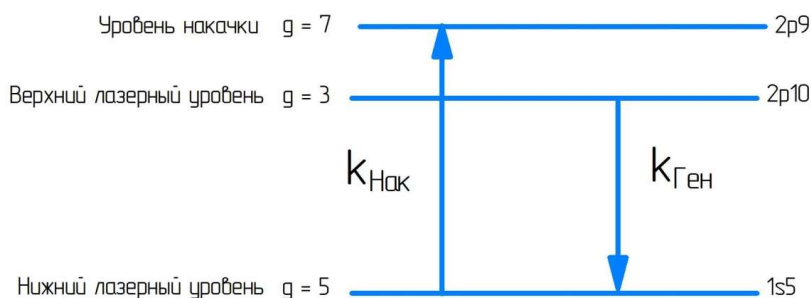


Рис. 2. Процессы диодной накачки и лазерной генерации

Возбуждение атомов происходит со скоростью накачки  $k_{\text{нак}}$  [46]

$$k_{\text{нак}} = \frac{I_{\text{нак}}}{L_{\text{нак}} \cdot h\nu_{\text{нак}}} \cdot \left( 1 - T \cdot e^{\left( \frac{g_{\text{ниж}}}{g_{\text{нак}}} n_{\text{нак}} - n_{\text{ниж}} \right) \cdot \sigma_{\text{нак}}(\nu) \cdot L_{\text{нак}}} \right), \quad (5)$$

где  $I_{\text{нак}}$  – интенсивность излучения диодного лазера накачки;  $L_{\text{нак}}$  – толщина поглощающего слоя плазмы;  $h\nu_{\text{нак}}$  – энергия фотона излучения накачки;  $T$  – пропускание фокусирующей системы;  $g_{\text{ниж}}$  и  $g_{\text{нак}}$  – вырождения нижнего лазерного уровня и уровня накачки соответственно;

$n_{\text{нак}}$  и  $n_{\text{ниж}}$  – концентрация возбужденных атомов на уровне накачки и нижнем лазерном уровне соответственно;  $\sigma_{\text{нак}}(\nu)$  – сечение возбуждения фотона накачки.

Схема распространения лазерного излучения между зеркалами резонатора представлена на рис. 3.

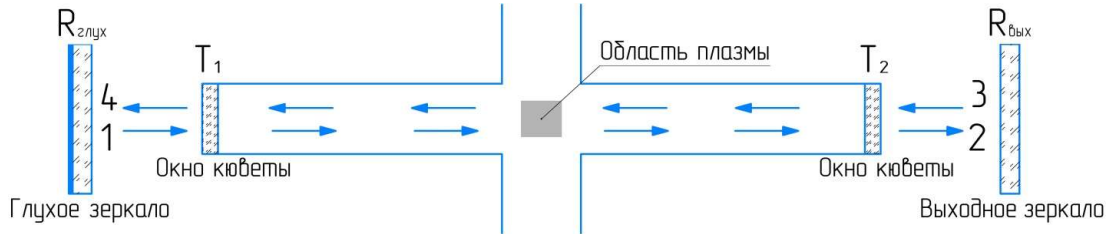


Рис. 3. Прохождение лазерного излучения между зеркалами резонатора

Пусть в точке 1 (рис. 3) интенсивность вынужденного лазерного излучения составляет  $I_{\text{лаз}}$ . Тогда за один полный проход внутри резонатора (1-2-3-4) интенсивность за счет поглощения на оптических элементах, усиления в области плазмы и выхода излучения из резонатора изменится на величину

$$\Delta I_{\text{лаз}} = I_{\text{лаз}} \cdot T_1^2 \cdot T_2^2 \cdot R_{\text{вых}} \cdot R_{\text{глуб}} \cdot e^{((n_{\text{верх}} - \frac{g_{\text{верх}}}{g_{\text{ниж}}} n_{\text{ниж}}) \cdot \sigma_{\text{ген}}(\nu) \cdot 2 \cdot L_{\text{ус}})} + I_{\text{сп}} - I_{\text{лаз}}, \quad (6)$$

где  $I_{\text{лаз}}$  – интенсивность лазерного излучения внутри резонатора;  $T_1$  и  $T_2$  – пропускание оптических окон кюветы;  $R_{\text{вых}}$  и  $R_{\text{глуб}}$  – коэффициент отражения выходного и глухого зеркал соответственно;  $n_{\text{верх}}$  и  $n_{\text{ниж}}$  – концентрация возбужденных атомов на верхнем и нижнем лазерных уровнях соответственно;  $g_{\text{верх}}$  и  $g_{\text{ниж}}$  – вырождения верхнего и нижнего лазерного уровней соответственно;  $\sigma_{\text{ген}}$  – сечение вынужденного испускания фотонов;  $L_{\text{ус}}$  – длина усиливающей области плазмы;  $I_{\text{сп}}$  – интенсивность спонтанного излучения на длине волны генерации.

Интенсивность спонтанного излучения определяется из соотношения [46]

$$I_{\text{сп}} = \frac{n_{\text{верх}} \cdot c^2 \cdot \sigma_{\text{ген}} \cdot h\nu_{\text{ген}}}{V_{\text{п}}}, \quad (7)$$

где  $c$  – скорость света,  $h\nu_{\text{ген}}$  – энергия фотона излучения генерации;  $V_{\text{п}}$  – объем лазерной плазмы.

Изменение интенсивности излучения (6) произойдет за время одного полного прохождения излучения по резонатору

$$\Delta t = \frac{c}{2 \cdot L_{\text{рез}}}, \quad (8)$$

где  $c$  – скорость света;  $L_{\text{рез}}$  – расстояние между зеркалами резонатора.

Соотношения (6) и (8) приводят к дифференциальному уравнению, определяющему скорость изменения интенсивности излучения лазерной генерации

$$\frac{dI_{\text{лаз}}}{dt} = I_{\text{лаз}} \cdot \left( T_1^2 \cdot T_2^2 \cdot R_{\text{вых}} \cdot R_{\text{глуб}} \cdot e^{((n_{\text{верх}} - \frac{g_{\text{верх}}}{g_{\text{ниж}}} n_{\text{ниж}}) \cdot \sigma_{\text{ген}}(\nu) \cdot 2 \cdot L_{\text{ус}})} - 1 \right) \cdot \frac{c}{2 \cdot L_{\text{рез}}} + I_{\text{сп}} \cdot \frac{c}{2 \cdot L_{\text{рез}}} \quad (9)$$

Пропускание оптических окон кюветы было одинаковым.

Дифференциальное уравнение (9) было добавлено в кинетическую модель. При проведении расчетов, связанных с лазерной генерацией, решение уравнения производится на каждом расчетном временном шаге, равном времени одного полного прохода лазерного излучения внутри резонатора.

Вынужденный переход между верхним и нижним лазерными уровнями происходит со скоростью  $k_{\text{ген}}$  [45]

$$k_{\text{ген}} = \frac{I_{\text{лаз}}}{L_{\text{ус}} \cdot h\nu_{\text{ген}}} \cdot \frac{R_{\text{ВЫХ}} \cdot T}{1 - R_{\text{ВЫХ}}} \cdot \left( e^{\left( \left( n_{\text{верх}} - \frac{g_{\text{верх}}}{g_{\text{ниж}}} \cdot n_{\text{ниж}} \right) \cdot \sigma_{\text{ген}}(\nu) \cdot L_{\text{ус}} \right)} - 1 \right) \times \\ \times \left( 1 + T^2 \cdot R_{\text{ГЛУХ}} \cdot e^{\left( n_{\text{верх}} - \frac{g_{\text{верх}}}{g_{\text{ниж}}} \cdot n_{\text{ниж}} \right) \cdot \sigma_{\text{ген}}(\nu) \cdot 2 \cdot L_{\text{ус}}} \right) \quad (10)$$

## 5. Постановка эксперимента

На рис. 4 представлена схема проведения экспериментов, по получению лазерной генерации на метастабильных состояниях аргона и криптона и исследования ее параметров [12, 47].

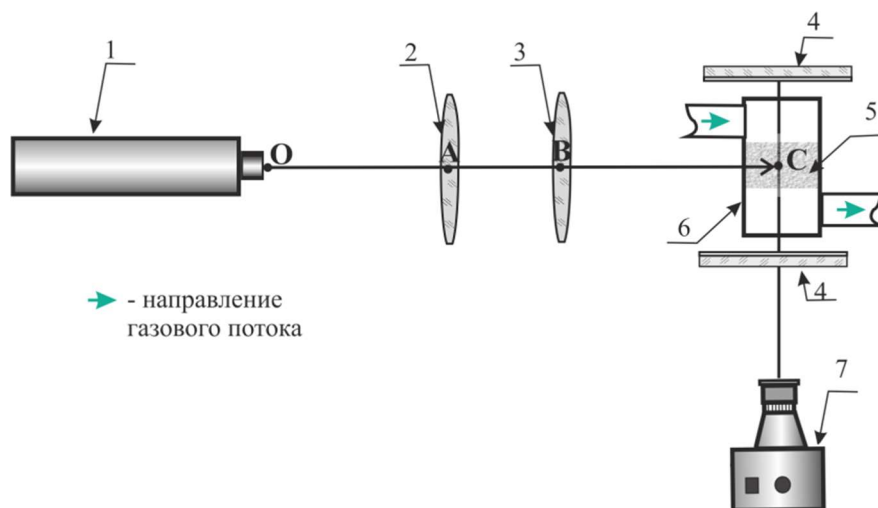


Рис. 4. Схема проведения эксперимента по получению лазерной генерации. 1 – лазер накачки, 2 – цилиндрическая линза, 3 – сферическая линза, 4 – зеркала оптического резонатора, 5 – область разряда, 6 – разрядная камера, 7 – калориметр

В качестве источника оптической накачки (1) использовался перестраиваемый диодный лазер ЛМ2-811 (НПП «Инжект») на длине волны 811.5 нм для аргона и 811.3 нм для криптона с шириной линии 80 пм на полувысоте с открытым оптическим выходом. Излучение лазера накачки, мощность которого составляла 120 Вт, фокусировалось с помощью системы линз (2, 3) в разрядную плазму (5).

Давление газовой смеси в области разрядной камеры составляло  $10^5$  Па. Электроды, изготовленные из танталовой фольги толщиной 0.5 мм, представляли собой параллельные пластины размером  $15 \times 3$  мм, расположенные на расстоянии 3 мм друг от друга. Оптический резонатор (4) состоял из сферического глухого зеркала с радиусом кривизны 50 см и плоского выходного зеркала. Коэффициент отражения сферического зеркала составлял 99 % на длине волны генерации.

Для возбуждения и поддержания плазмы использовался наносекундный импульсно-периодический разряд, создаваемый блоком питания, собранным в лаборатории [47]. Амплитуда напряжения составляла 1.6 кВ, частота следования импульсов –  $100 \div 150$  кГц, длительность разрядного импульса по полувысоте – 40 нс. Во время проведения экспериментов межэлектродное пространство было визуально однородно заполнено плазмой разряда.

Средняя мощность излучения накачки и лазерной генерации измерялась с помощью оптического калориметра (7). Форма импульса была записана с помощью фотоприемника по отраженному от приемной площадки оптического калориметра излучению.

## 6. Результаты теоретических расчетов и сравнение с экспериментом

### 6.1. Ar-He плазма

Генерация в Ar-He плазме была исследована при частоте следования импульсов разряда 140 кГц, давлении газа в кювете 1.2 атм и расходе 15 л/мин. Использовалась смесь Ar-He с 2 % аргона. Коэффициент отражения выходного зеркала составлял 68 %.

На рис. 5 представлены теоретические и экспериментальные значения мощности лазерной генерации в Ar-He плазме на длине волны 912 нм ( $2p10 \rightarrow 1s5$ ), нормированные на максимальные значения.

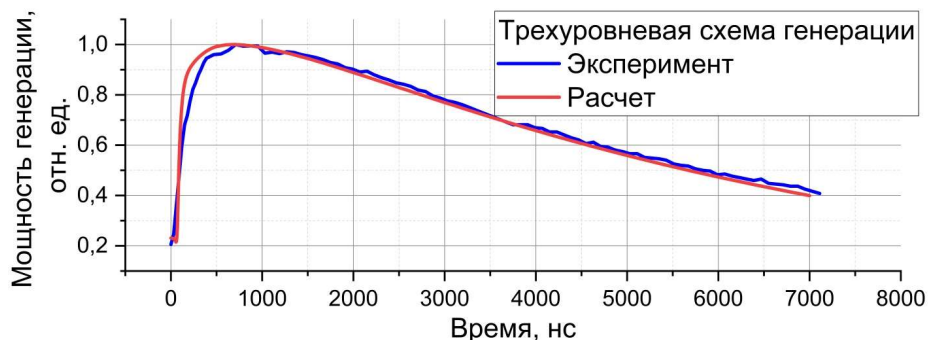


Рис. 5. Мощность лазерной генерации на 912 нм в Ar-He плазме

Наибольшая мощность генерации, полученная в данной работе, составляет 9 Вт средней мощности и 13 Вт в пике. Мощность лазерной генерации, полученной в Ar-He плазме в других лабораториях в мире, составляет 14.4 Вт средней мощности при 27.2 Вт в пике [2] и 4.1 Вт при 4.2 Вт в пике [48].

Строение электронных уровней атома аргона позволяет получить лазерную генерацию по четырехуровневой схеме на других длинах волн. Были проведены эксперименты по получению лазерной генерации при использовании смеси Ar-He в качестве активной среды ЛОНИГ на длине волны 965.8 нм ( $2p10 \rightarrow 1s4$ ) [49]. Эксперименты были проведены при частоте следования импульсов разряда 140 кГц, давлении газа в кювете 1.2 атм и расходе 15 л/мин. Использовалась смесь Ar-He с 2 % аргона. Коэффициент отражения выходного зеркала составил 54 %. На рис. 6 представлены теоретические и экспериментальные значения мощности лазерной генерации в Ar-He плазме на длине волны 965.8 нм, нормированные на максимальные значения.

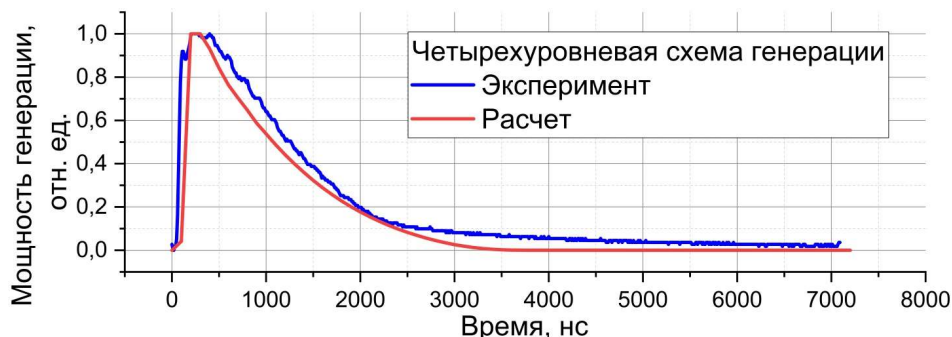


Рис. 6. Мощность лазерной генерации на длине волны 965 нм в Ar-He плазме

Мощность генерации на длине волны 965 нм в данной работе составила 65 мВт средней мощности и 300 мВт в пике. Результаты измерений демонстрируют существенно более быстрое уменьшение инверсии населенностей и значительно меньшую мощность при получении

генерации на длине волны 965 нм по сравнению с генерацией на 912 нм. Объяснение заключается в том, что нижний лазерный уровень 1s4 является резонансным. На рис. 7 представлена поясняющая схема.

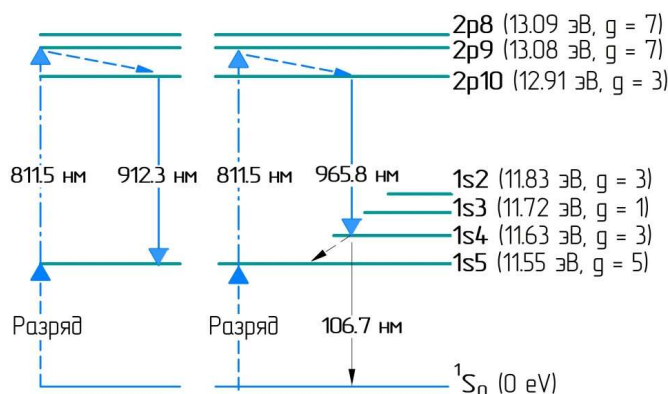


Рис. 7. Схемы получения лазерной генерации на длине волны 912.3 нм и 965.8 нм

При генерации на длине волны 912 нм в лазерном цикле задействованы три уровня атома аргона – 1s5, 2p10 и 2p9. Метастабильные атомы Ar(1s5) под действием оптической накачки и процессов взаимодействия атомов неоднократно в течение периода проходят цепочку  $1s5 \rightarrow 2p9 \rightarrow 2p10 \rightarrow 1s5$ , в результате чего значительная часть атомов возвращается в метастабильное состояние. Потери энергии возбуждения в таком случае обусловлены тушением метастабильных атомов на уровне 1s5 при безызлучательной релаксации и образовании эксимерных молекул и спонтанным излучением фотонов атомами на верхних уровнях 2p8, 2p9 и 2p10.

При лазерной генерации на длине волны 965 нм дополнительно в лазерном цикле задействуется резонансный уровень 1s4, из-за чего добавляется интенсивный канал потерь энергии накачки. Метастабильные атомы с уровня 1s5 принимают участие в цепочке переходов  $1s5 \rightarrow 2p9 \rightarrow 2p10 \rightarrow 1s4$ , в результате которой значительная часть энергии накачки направляется на возбуждение атомов на уровне 1s4. Часть возбужденных на уровень 1s4 атомов безызлучательно возвращается на уровень 1s5 (~ 50 %), но также значительная часть атомов (~ 30 %) тушится за счет испускания фотона и перехода в основное состояние, что обуславливает интенсивный унос энергии накачки из активной среды и прекращение генерации в первой половине разрядного периода.

## 6.2. Kr-He плазма

Генерация в Kr-He плазме была исследована при частоте следования импульсов разряда 140 кГц, давлении газа в кювете 1.2 атм и расходе 9 л/мин [9]. Использовалась смесь Kr-He с 2 % криптона. Коэффициент отражения выходного зеркала составил 92 %. На рис. 8 представлены теоретические и экспериментальные значения мощности лазерной генерации в Kr-He плазме, нормированные на максимальные значения.

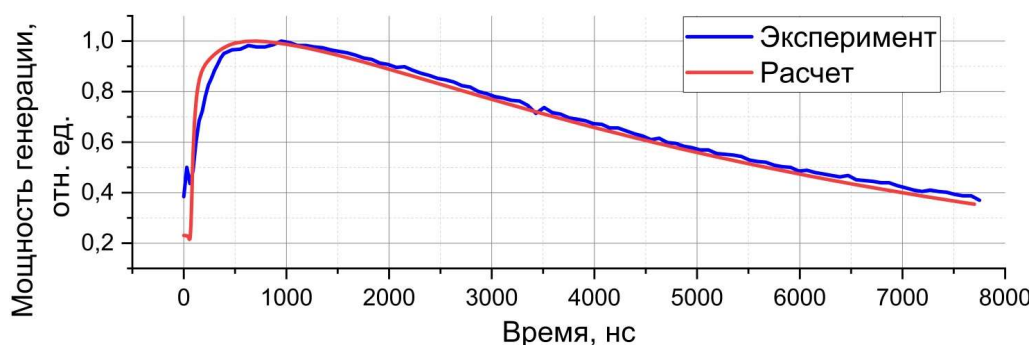


Рис. 8. Мощность лазерной генерации на длине волны 892.9 нм в Kr-He плазме

Максимальная средняя мощность генерации в проведенных экспериментах составила 80 мВт при 165 мВт в пике.

Низкий уровень мощности генерации объясняется высокой скоростью переходов  $2p9 \rightarrow 2p8$ . На рис. 9 приведена поясняющая схема.

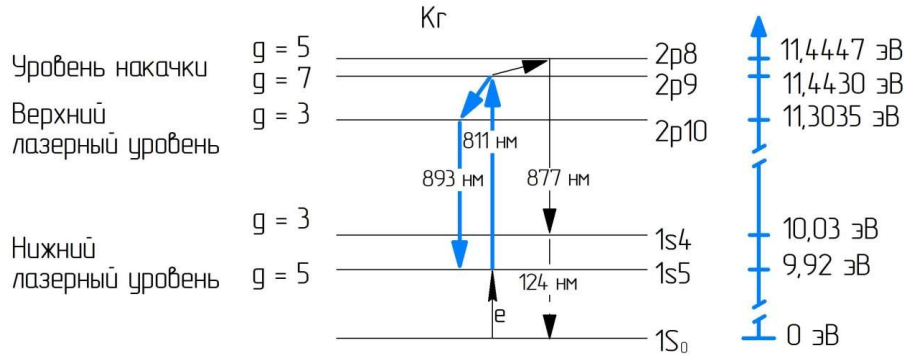


Рис. 9. Электронные уровни атома криптона

Энергетическая разность между уровнями  $2p9$  и  $2p8$  составляет 1.7 мэВ для криптона, что приблизительно в 15 раз меньше энергии теплового движения атомов ( $\sim 26$  мэВ). При заполнении уровня накачки  $2p9$  происходят интенсивные безызлучательные переходы на уровень  $2p8$ .

Переход с уровня  $2p9$  разрешен только на метастабильный уровень  $1s5$  с вероятностью  $3.61 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$ . Релаксация атомов на уровне  $2p8$  при испускании фотона может происходить как на метастабильный уровень  $1s5$  с вероятностью  $8.96 \times 10^6 \text{ c}^{-1}$ , так и на резонансные уровни  $1s4$  с вероятностью  $2.217 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$  и  $1s2$  с вероятностью  $8.1 \times 10^4 \text{ c}^{-1}$  с последующим переходом в основное состояние.

Совокупность вышеуказанных факторов позволяет предположить, что посредством цепочки  $\text{Kr}(2p9) \rightarrow \text{Kr}(2p8) \rightarrow \text{Kr}(1s4) \rightarrow \text{Kr}(^1S_0)$  реализуется унос энергии возбуждения из активной среды посредством излучения фотонов с резонансных уровней, что не позволяет эффективно использовать энергию накачки и развить мощность генерации, сравнимую по величине с лазерной генерацией в Ar-He плазме.

На рис. 10 представлены значения концентрации возбужденных атомов  $\text{Kr}(1s5)$  и  $\text{Kr}(1s4)$ , определенные для полной модели Kr-He плазмы и для модели с отключенной реакцией излучательного перехода  $\text{Kr}(2p8) \rightarrow \text{Kr}(1s4)$  (№ 5 табл. 8). Расчеты были выполнены при одинаковых условиях с разрядом, оптической накачкой и без лазерной генерации.

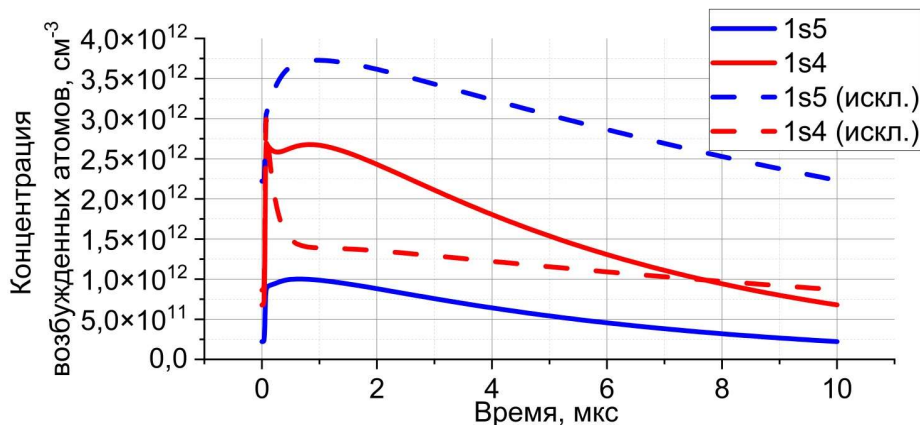


Рис. 10. Концентрация возбужденных атомов для полной модели (сплошная линия) и модели с отключенной реакцией  $\text{Kr}(2p8) \rightarrow \text{Kr}(1s4)$  (пунктирная линия)

Представленные результаты расчета иллюстрируют вышеуказанное объяснение низкой мощности генерации – уровень  $2p8$  заполняется за счет безызлучательных переходов с  $2p9$ , после чего атомы переходят на уровень  $1s4$  за счет испускания фотона, в результате чего концентрация атомов  $Kr(1s4)$  оказывается высокой. При отключении данной реакции в кинетической модели уровень  $1s4$  заполняется после прохождения разряда значительно менее интенсивно, благодаря чему энергия накачки сохраняется, о чем свидетельствует существенно увеличившаяся концентрация метастабильных атомов.

Заселенность уровня  $2p8$  позволяет получить лазерную генерацию на длине волны 877,7 нм ( $2p8 \rightarrow 1s4$ ) без применения дополнительной накачки [6].

### 6.3. Kr-Ar-He плазма

Для получения лазерной генерации в Kr-Ar-He плазме были использованы смеси инертных газов с различными объемными соотношениями компонентов  $[He]:[Kr]:[Ar]$  [6]. Достигнутая средняя мощность генерации на трех длинах волн составила 8 мВт при 15 мВт в пике в смеси с объемным соотношением  $[98]:[0.5]:[1.5]$ . Мощность генерации на длине волны 877,7 нм составляет не более 1 % от общей мощности. Генерация была получена при частоте следования импульсов разряда 100 кГц, давления газа в кювете 1.3 атм и расходе 8 л/мин.

Для объяснения низкого уровня мощности генерации была составлена кинетическая модель Kr-Ar-He плазмы, проанализирована кинетика процессов и выполнен расчет мощности лазерной генерации с использованием Kr-Ar-He смеси. На рис. 11 представлены теоретические и экспериментальные значения мощности лазерной генерации, нормированные на максимальные значения.

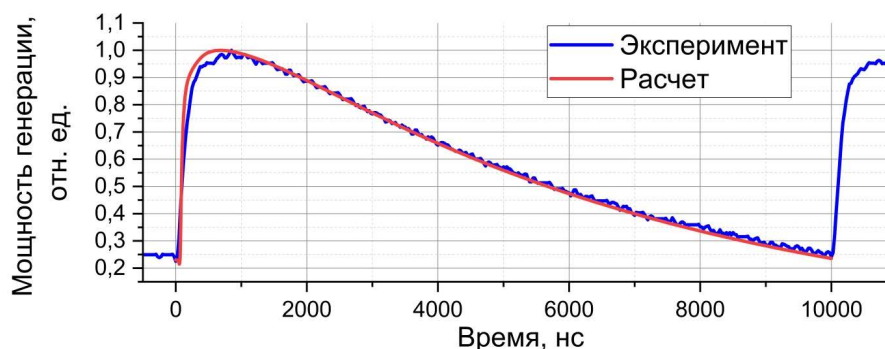


Рис. 11. Мощность лазерной генерации в Kr-Ar-He смеси

Низкая мощность генерации объясняется тушением возбужденных состояний атомов аргона и криптона. Из-за близкого расположения электронных уровней метастабильные атомы аргона интенсивно передают энергию возбуждения атомам криптона. Возбужденные атомы криптона интенсивно тушатся за счет перехода на уровень  $2p8$  и дальнейшего испускания фотонов в цепочке  $Kr(2p9) \rightarrow Kr(2p8) \rightarrow Kr(1s4) \rightarrow Kr(^1S_0)$ , как это происходит в Kr-He плазме.

## 7. Заключение

Кинетические модели Ar-He и Kr-He плазмы инертных газов импульсно-периодического разряда были расширены для возможности проведения расчетов, связанных с процессами оптической накачки и лазерной генерации. Достоверность моделей была подтверждена при проведении экспериментов по получению лазерной генерации и измерению ее параметров в смесях Ar-He на длинах волн 912.3 нм (9 Вт в среднем и 13 Вт в максимуме) и 965.8 нм (65 мВт в среднем и 300 мВт в максимуме), Kr-He на длине волны 893.1 нм (80 мВт в среднем и 165 мВт в максимуме) и Kr-Ar-He на трех длинах волн 912.3 нм (Ar), 893.1 нм (Kr) и 877.7 нм (Kr) со средней мощностью 8 мВт и 15 мВт в максимуме. Расхождение между экспериментальными и расчетными значениями нормированной мощности лазерной генерации составило не более 20 %.

Созданные кинетические модели позволяют оптимизировать условия получения лазерной генерации и определить параметры ЛОНИГ при масштабировании.

## Литература

1. J. Han, M.C. Heaven. Gain and lasing of optically pumped metastable rare gas atoms // *Optics Letters*. 2012. Vol. 37. No. 11. Pp 2157–2159.
2. Sun J., Wang R., Yang Z., Liu Q. and other. Efficient laser emission via a diode-pumped arc-plasma-state gain medium // *Optica*. 2025. Vol. 12. No. 12.
3. Liu Q., Wang R., Yang Z., Sun J., Yang W., Wang. H. and Xu X. Demonstration of a diode-pumped dual-wavelength metastable krypton laser // *High Power Laser Science and Engineering*, 2023. Vol. 11.
4. Sanderson C.R., Ballmann C.W., Han. J., Clark A.B., Hokr B.H., Xu K.G., Heaven M.C. Demonstration of a quasi-CW diode-pumped metastable xenon laser // *Optics Express*, 2019. Vol. 27. No. 24.
5. Torbin A.P., Chernyshov A.K., Svistun M.I., Mikheyev P.A. Study of Ne:He Plasma of a Periodically Pulsed Discharge for Optically Pumped Rare Gas Laser // *Journal of Physics: Conference Series*. 2021. Vol. 2067.
6. Адаменков Ю. А., Горбунов М. А., Кабак Е. В., Калачева А. А., Шайдулина В. А., Юрьев А. В. Одновременная генерация на трёх длинах волн в среде He–Kr–Ar с оптической накачкой // *Квантовая электроника*, 2024. Т. 54:2. С. 84–88.
7. Juriev A.V., Adamenkov Yu.A., Gorbunov M.A., Kalacheva A.A., Shaidulina V.A. Kinetic processes of argon-helium plasma of a pulsed discharge // *Fluid Dynamics*. 2025. Vol. 60, iss. 3.
8. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. Аналитическая модель лазера на метастабильных атомах инертных газов с поперечной диодной накачкой // *Квантовая электроника*, 2022. Т. 52, № 10.
9. Emmons D.J., Weeks D.E. Kinetics of high pressure argon-helium pulsed gas discharge // *J. Appl. Phys.*, 2017. Vol. 121.
10. Chen H., Long S., Qin Y., Tang X., Li X. Numerical investigation of scaling of diode pumped metastable rare-gas laser end-pumped, MOPA // *Tenth International Conference on Information Optics and Photonics*. 2018.
11. Demyanov A.V., Kochetov I.V., Mikheyev P.A. Kinetic study of a cw optically pumped laser with metastable rare gas atoms produced in an electric discharge // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2013. Vol. 46.
12. Moran P.J. and other Plasma and laser kinetics and field emission from carbon nanotube fibers for an Advanced Noble Gas Laser (ANGL) // *High Energy/Average Power Lasers and Intense Beam Applications IX*, 2016. Collection of abstracts.
13. Юрьев А.В., Адаменков Ю.А., Горбунов М.А., Шайдулина В.А., Калачева А.А. Генерация на метастабильных атомах криптона на длине волны 893 нм с оптической накачкой // *Успехи прикладной физики*. 2024. Т. 12. № 6.
14. Demyanov A.V., Kochetov I.V., Mikheyev P.A., Azyazov V.N., Heaven M.C. Kinetic analysis of rare gas metastable production and optically pumped Xe lasers // *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2018. Vol. 51. No 4.
15. Юрьев А.В., Адаменков Ю.А., Выскубенко Б.А., Горбунов М.А., Калачева А.А., Шайдулина В.А. Хе-Не плазма в качестве активной среды лазера с оптической накачкой на инертных газах // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*, 2025. Т. 26, № 7. <http://chemphys.ipmnet.ru/issues/2025-26-7/articles/1223/>
16. Юрьев А.В., Адаменков Ю.А., Горбунов М.А., Шайдулина В.А., Калачева А.А., Кабак Е.В. Одновременная генерация на трёх длинах волн в среде Гелий-Аргон-Криптон с оптической накачкой // 31-ая Международная конференция по передовым лазерным технологиям ALТ-24, Владивосток, 23-27 сентября 2024 года. Сборник тезисов.
17. База данных сечений реакций взаимодействия с электронами [Электронный ресурс]. Режим доступа [https://nl.lxat.net/data/set\\_specA.php](https://nl.lxat.net/data/set_specA.php) (дата обращения 01.06.2025).

18. Zagidullin M.V., Mikheyev P.A. Numerical study of a nanosecond repetitively pulsed discharge in an Ar–He mixture at near atmospheric pressure // *Phys. Plasmas*, 2023, Vol. 30.
19. Han J., Heaven M.C. Kinetics of optically pumped Ar metastables // *Optics Letters*. 2014. Vol. 39. No. 22.
20. Заярный Д.А., Льдов А.Ю., Холин И.В. Тушение атомов криптона в метастабильном состоянии  $5s(3P_2)$  при столкновениях с атомами криптона и гелия // *Квантовая электроника*. 2013. Т. 43, № 8.
21. Lee F.W., Collins C.B., Waller R.A. Measurement of the rate coefficients for the bimolecular and termolecular charge transfer reactions of  $He_2^+$  with Ne, Ar,  $N_2$ , CO,  $CO_2$ , and  $CH_4$  // *J. Chem. Phys.* 1976. Vol. 65.
22. Карелин А.В., Симакова О.В. Кинетическая модель активной среды He-Ar лазера с накачкой жестким ионизатором // *Квантовая электроника*, 1999. Т. 29, №8.
23. Shon J.W., Kushner M.J. Excitation mechanisms and gain modeling of the high-pressure atomic Ar laser in He/Ar mixtures // *Journal of Applied Physics*. 1994. Vol. 75. Pp. 1883–1890.
24. Jones J.D., Listert D.G., Wareing D.P. The temperature dependence of the three-body reaction rate coefficient for some rare-gas atomic ion-atom reaction rate coefficient for some atomic ion-atom reactions in the range  $100 \div 300$  K // *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*. 1980. Vol. 13. No. 16.
25. Praxmarer C., Hansel A., Jordan A., Kraus H., Lindinger W. Reactions of  $Kr_2^+$  with various neutrals // *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes*. 1993. Vol. 129.
26. Kannari F., Obara M., Fujioka T. An advanced kinetic model of electron-beam-excited KrF lasers including the vibrational relaxation in  $KrF^*(B)$  and collisional mixing of  $KrF^*(B, C)$  // *J. Appl. Phys.*, 1985. Vol. 57.
27. Benstaali W., Bachir N.L.D., Bendella S., Belasri A., Harrache Z., Caillier B. Theoretical Kinetics Investigation of Krypton Dielectric Barrier Discharge for UV Lamp // *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. 2020. Vol. 40.
28. Бойченко А.М., Яковленко С.И. О возможности получения генерации на ионных молекулах  $NeAr^+$  при накачке инертных газов жестким ионизатором // *Квантовая электроника*, 2000. Т. 30, № 8.
29. Dytko N.A., Ionikh Y.Z., Kochetov I.V. Experimental and theoretical study of the transition between diffuse and contracted forms of the glow discharge in argon // *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2008. Vol. 41. No. 5.
30. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
31. Черчиньяни К. Теория и приложения уравнения Больцмана. М.: Мир, 1978. 495 с.
32. Власов В. В. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Х.: ХНУ. 2008. 175 с.
33. Stankov M., Becker M.M., Hoder T., Loffhagen D. Extended reaction kinetics model for non-thermal argon plasmas and its test against experimental data // *Plasma Sources Science and Technology*. 2022. Vol. 31. No. 12.
34. Zhu X., Pu Y. A simple collisional–radiative model for low-temperature argon discharges with pressure ranging from 1 Pa to atmospheric pressure: kinetics of Paschen 1s and 2p levels // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2009. Vol. 43. No 1.
35. Shiu S., Biondi M., Dissociative recombination in argon: Dependence of the total rate coefficient and excited-state production on electron temperature // *Physical review A*. 1977. Vol.17. No.3. Pp. 868–872.
36. Liu H., Chen H., Ma D. Modeling of flowing gas diode pumped rare gas atoms laser // *Results in Physics*. 2024. Vol. 58.
37. Aouame K., Destombes V., Brunet H., Galy J., Guillot Ph., Roubi L. Spectroscopic and kinetic analysis of the krypton VUV continuum in neon-krypton mixtures // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. Vol. 31. No 22.
38. Yang Z., Wang H., Yu G., Lu Q. diode pumped metastable rare gas lasers // *Optics Express*. 2015. Vol. 23. No. 11.

39. Long S., Qin Y., Chen H., Wu X., Li M., Tang X., Wen T. Two-stage excitation model of diode pumped rare gas atoms lasers // *Optics Express*, 2019. Vol. 27. No. 3.
40. Eshel B., Perram G.P. Five-level argon–helium discharge model for characterization of a diode-pumped rare-gas laser // *Journal of the Optical Society of America B*. 2018. Vol. 35. No. 1.
41. Han J., Heaven M.C. Kinetics of optically pumped Kr metastables // *Optics Letters*, 2015. Vol. 40. No. 7.
42. База данных параметров электронных уровней и переходов между ними [Электронный ресурс]. Режим доступа <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database> (дата обращения 01.06.2025).
43. Golubovskii Yu., Gorchakov S., Loffhagen D., Uhrlandt D. Influence of the resonance radiation transport on plasma parameters // *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 2007. Vol. 37.
44. Yuan-Yi S., Peng L., Xin-Bing W., Du-Luo Z. Ar-Kr resonance energy transfer in He/Ar/Kr optically pumped rare gas laser medium // *Acta Phys. Sin.* 2023. Vol. 72. No. 19.
45. Заярный Д.А., Льдов А.Ю., Холин И.В., Дезактивация атомов криптона в метастабильном состоянии 5s при столкновениях с атомами криптона и аргона // *Квантовая электроника*. 2009. Т. 39. № 9.
46. Long S., Qin Y., Chen H., Wu X., Li M., Tang X., Wen T. Two-stage excitation model of diode pumped rare gas atoms lasers // *Optics Express*. 2019. Vol. 27. No. 3.
47. Адаменков А.А., Адаменков Ю.А., Волков М.А., Выскубенко Б.А., Гаранин С.Г. и др. Лазер на метастабильных атомах Ar\* с поперечной оптической накачкой мощностью 1 Вт // *Квантовая электроника*. 2022. Т. 52. № 8. С. 695–697.
48. Han J., Heaven M.C., Moran P.J., Pitz G.A., Guild E.M., Sanderson C.R., Hokr B. Demonstration of a CW diode-pumped Ar metastable laser operating at 4 W // *Optics Letters*, 2017. Vol. 42. No. 22.
49. Адаменков Ю.А., Выскубенко Б.А., Горбунов М.А., Калачева А.А., Шайдулина В.А., Юрьев А.В. Генерация по четырехуровневой схеме лазера с оптической накачкой на метастабильных атомах аргона // *Фотоника*. 2026. Т. 1.

## References

1. J. Han, M.C. Heaven., Gain and lasing of optically pumped metastable rare gas atoms, *Optics Letters*, 2012, vol. 37, no. 11, pp 2157–2159. DOI: 10.1364/OL.37.002157
2. Sun J., Wang R., Yang Z., Liu Q., and other, Efficient laser emission via a diode-pumped arc-plasma-state gain medium, *Optica*, 2025, vol. 12, no. 12. DOI: 10.1364/OPTICA.571532
3. Liu Q., Wang R., Yang Z., Sun J., Yang W., Wang. H. and Xu X., Demonstration of a diode-pumped dual-wavelength metastable krypton laser, *High Power Laser Science and Engineering*, 2023, vol. 11. DOI: 10.1017/hpl.2023.73
4. Sanderson C.R., Ballmann C.W., Han. J., Clark A.B., Hokr B.H., Xu K.G., Heaven M.C., Demonstration of a quasi-CW diode-pumped metastable xenon laser, *Optics Express*, 2019, vol. 27, no. 24. DOI: 10.1364/OE.27.036011
5. Torbin A.P., Chernyshov A.K., Svistun M.I., Mikheyev P.A., Study of Ne:He Plasma of a Periodically Pulsed Discharge for Optically Pumped Rare Gas Laser, *Journal of Physics: Conference Series*, 2021, vol. 2067. DOI: 10.1088/1742-6596/2067/1/012014
6. Juriev A.V., Adamenkov Yu.A., Gorbunov M.A., Kabak E.V., Kalacheva A.A., Shaidulina V.A., Simultaneous Generation at Three Wavelengths in an Optically Pumped He–Kr–Ar Medium, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, 2024, vol. 51, iss. 5, pp. 374–380. DOI:10.3103/S1068335624601493
7. Juriev A.V., Adamenkov Yu.A., Gorbunov M.A., Kalacheva A.A., Shaidulina V.A., Kinetic processes of argon-helium plasma of a pulsed discharge, *Fluid Dynamics*, 2025, vol. 60, iss. 3. DOI:10.1134/S0015462825600956
8. Parkhomenko A.I., Shalagin A.M., Analytical model of a laser on metastable inert gas atoms with transverse diode pumping, *Quantum Electronics*, 2022, vol. 52, no. 10 [in Russian].

9. Emmons D.J., Weeks D.E., Kinetics of high pressure argon-helium pulsed gas discharge, *J. Appl. Phys.*, 2017, vol. 121. DOI:10.1063/1.4983678
10. Chen H., Long S., Qin Y., Tang X., Li X., Numerical investigation of scaling of diode pumped metastable rare-gas laser end-pumped, MOPA, *Tenth International Conference on Information Optics and Photonics*, 2018.
11. Demyanov A.V., Kochetov I.V., Mikheyev P.A., Kinetic study of a cw optically pumped laser with metastable rare gas atoms produced in an electric discharge, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2013, vol. 46. DOI:10.1088/0022-3727/46/37/375202
12. Moran P.J., and other, Plasma and laser kinetics and field emission from carbon nanotube fibers for an Advanced Noble Gas Laser (ANGL), *High Energy/Average Power Lasers and Intense Beam Applications IX*, 2016. Collection of abstracts. DOI: 10.1117/12.2214790
13. Juriev A.V., Adamenkov Yu.A., Gorbunov M.A., Shaidulina V.A., Kalacheva A.A., Generation on metastable krypton atoms at a wavelength of 893 nm with optical pumping, *Advances in Applied Physics*, 2024, vol. 12, no. 6 [in Russian]. DOI:10.51368/2307-4469-2024-12-6-556-566
14. Demyanov A.V., Kochetov I.V., Mikheyev P.A., Azyazov V.N., Heaven M.C., Kinetic analysis of rare gas metastable production and optically pumped Xe lasers, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2018, vol. 51, no 4. DOI:10.1088/1361-6463/aa9e40
15. Juriev A.V., Adamenkov Yu.A., Vyskubenko B.A., Gorbunov M.A., Kalacheva A.A., Shaidulina V.A., Xe-He plasma as an active medium for an optically pumped inert gas laser, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2025, vol. 26, iss. 7 [in Russian]. <http://chemphys.ipmnet.ru/issues/2025-26-7/articles/1223/>
16. Juriev A.V., Adamenkov Yu.A., Gorbunov M.A., Shaidulina V.A., Kalacheva A.A., Kabak E.V., Simultaneous generation at three wavelengths in a helium-argon-krypton medium with optical pumping, *31st International Conference on Advanced Laser Technologies ALT-24*, Vladivostok, September 23-27, 2024. Collection of abstracts [in Russian].
17. Database of cross sections of reactions of interaction with electrons [Electronic resource]. Access mode [https://nl.lxat.net/data/set\\_specA.php](https://nl.lxat.net/data/set_specA.php) (date of access 01.06.2025).
18. Zagidullin M.V., Mikheyev P.A., Numerical study of a nanosecond repetitively pulsed discharge in an Ar-He mixture at near atmospheric pressure, *Phys. Plasmas*, 2023, vol. 30. DOI:10.1063/5.0170170
19. Han J., Heaven M.C., Kinetics of optically pumped Ar metastables, *Optics Letters*, 2014, vol. 39, no. 22. DOI:10.1364/OL.39.006541
20. Zayarny D.A., L'dov A.Yu., Kholin I.V., Quenching of krypton atoms in the metastable state 5s(3P<sub>2</sub>) in collisions with krypton and helium atoms, *Quantum Electronics*, 2013, vol. 43, no. 8 [in Russian].
21. Lee F.W., Collins C.B., Waller R.A., Measurement of the rate coefficients for the bimolecular and termolecular charge transfer reactions of He<sub>2</sub><sup>+</sup> with Ne, Ar, N<sub>2</sub>, CO, CO<sub>2</sub>, and CH<sub>4</sub>, *J. Chem. Phys.*, 1976, vol. 65. DOI:10.1063/1.433304
22. Karelin A.V., Simakova O.V., Kinetics of the active medium of a multiwave IR xenon laser in hard-ioniser-pumped mixtures with He and Ar, *Quantum Electronics*, 1999, vol. 29, no. 8 [in Russian].
23. Shon J.W., Kushner M.J., Excitation mechanisms and gain modeling of the high-pressure atomic Ar laser in He/Ar mixtures, *Journal of Applied Physics*, 1994, vol. 75, pp. 1883–1890. DOI:10.1063/1.356334
24. Jones J.D., Listert D.G., Wareing D.P., The temperature dependence of the three-body reaction rate coefficient for some rare-gas atomic ion-atom reaction rate coefficient for some atomic ion-atom reactions in the range 100 ÷ 300 K, *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 1980, vol. 13, no. 16.
25. Praxmarer C., Hansel A., Jordan A., Kraus H., Lindinger W., Reactions of Kr<sub>2</sub><sup>+</sup> with various neutrals, *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes*, 1993, vol. 129. DOI:10.1016/0168-1176(93)87036-R

26. Kannari F., Obara M., Fujioka T., An advanced kinetic model of electron-beam-excited KrF lasers including the vibrational relaxation in KrF\*(B) and collisional mixing of KrF\*(B, C), *J. Appl. Phys.*, 1985, Vol. 57. DOI:10.1063/1.334590
27. Benstaali W., Bachir N.L.D., Bendella S., Belasri A., Harrache Z., Caillier B., Theoretical Kinetics Investigation of Krypton Dielectric Barrier Discharge for UV Lamp, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 2020, vol. 40. DOI:10.1007/s11090-020-10110-1
28. Boychenko A.M., Yakovlenko S.I., On the possibility of obtaining generation on ionic molecules NeAr<sup>+</sup> when pumping inert gases with a hard ionizer, *Quantum Electronics*, 2000, vol. 30, no. 8 [in Russian].
29. Dytko N.A., Ionikh Y.Z., Kochetov I.V., Experimental and theoretical study of the transition between diffuse and contracted forms of the glow discharge in argon, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2008, vol. 41, no. 5. DOI:10.1088/0022-3727/41/5/055204
30. Biberman L.M., Vorobiev V.S., Yakubov I.T., *Kinetics of Non-Equilibrium Low-Temperature Plasma*, M.: Nauka., 1982 [in Russian].
31. Cercignani C., *Theory and Application of the Boltzmann Equation*, Edinburgh, Scottish Academic Press, 1975, 415 p.
32. Vlasov V.V., *Elementary Processes in Gas Discharge Plasma*, Kharkiv, V.N. Karazin Kharkiv National University Publ., 2008, 175 p. [in Russian].
33. Stankov M., Becker M.M., Hoder T., Loffhagen D., Extended reaction kinetics model for non-thermal argon plasmas and its test against experimental data, *Plasma Sources Science and Technology*, 2022, vol. 31, no. 12. DOI:10.1088/1361-6595/ac9332
34. Zhu X., Pu Y., A simple collisional–radiative model for low-temperature argon discharges with pressure ranging from 1 Pa to atmospheric pressure: kinetics of Paschen 1s and 2p levels, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2009, vol. 43, no 1. DOI:10.1088/0022-3727/43/1/015204
35. Shiu S., Biondi M., Dissociative recombination in argon: Dependence of the total rate coefficient and excited-state production on electron temperature, *Physical review A*, 1977, vol. 17, no. 3, pp. 868–872. DOI:10.1103/PhysRevA.17.868
36. Liu H., Chen H., Ma D., Modeling of flowing gas diode pumped rare gas atoms laser, *Results in Physics*, 2024, vol. 58. DOI:10.1016/j.rinp.2024.107510
37. Aouame K., Destombes V., Brunet H., Galy J., Guillot Ph., Roubi L., Spectroscopic and kinetic analysis of the krypton VUV continuum in neon-krypton mixtures // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, Vol. 31, No 22.
38. Yang Z., Wang H., Yu G., Lu Q., Modeling of diode pumped metastable rare gas lasers, *Optics Express*, 2015, vol. 23, no. 11. DOI:10.1364/OE.23.013823
39. Long S., Qin Y., Chen H., Wu X., Li M., Tang X., Wen T., Two-stage excitation model of diode pumped rare gas atoms lasers, *Optics Express*, 2019, vol. 27, no. 3. DOI:10.1364/OE.27.002771
40. Eshel B., Perram G.P., Five-level argon–helium discharge model for characterization of a diode-pumped rare-gas laser, *Journal of the Optical Society of America B*, 2018, vol. 35, no. 1. DOI:10.1364/JOSAB.35.000164
41. Han J., Heaven M.C., Kinetics of optically pumped Kr metastables, *Optics Letters*, 2015, vol. 40, no. 7. DOI:10.1364/OL.40.001310
42. Database of parameters of electron levels and transitions between them [Electronic resource]. Access mode <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database> (date of access 01.06.2025).
43. Golubovskii Yu., Gorchakov S., Loffhagen D., Uhrlandt D., Influence of the resonance radiation transport on plasma parameters, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 2007, vol. 37.
44. Yuan-Yi S., Peng L., Xin-Bing W., Du-Luo Z., Ar-Kr resonance energy transfer in He/Ar/Kr optically pumped rare gas laser medium, *Acta Phys. Sin.*, 2023, vol. 72, no. 19. DOI:10.7498/aps.72.20230956
45. Zayarny D.A., L'dov A.Yu., Kholin I.V., Deactivation of krypton atoms in the metastable state 5s in collisions with krypton and argon atoms, *Quantum Electronics*, 2009, vol. 39, no. 9. [in Russian]

46. Long S., Qin Y., Chen H., Wu X., Li M., Tang X., Wen T., Two-stage excitation model of diode pumped rare gas atoms lasers, *Optics Express*, 2019, vol. 27, no. 3. DOI:10.1364/OE.27.002771
47. Adamenkov A.A., Adamenkov Yu.A., Volkov M.A., Vyskubenko B.A., Garanin S.G., et al., Laser on metastable Ar\* atoms with transverse optical pumping with a power of 1 W, *Journal of Quantum Electronics*, 2022, vol. 52, no. 8, pp. 695–697 [in Russian].
48. Han J., Heaven M.C., Moran P.J., Pitz G.A., Guild E.M., Sanderson C.R., Hokr B., Demonstration of a CW diode-pumped Ar metastable laser operating at 4 W, *Optics Letters*, 2017, vol. 42, no. 22. DOI:10.1364/OL.42.004627
49. Adamenkov Yu.A., Vyskubenko B.A., Gorbunov M.A., Kalacheva A.A., Shaidulina V.A., Juriev A.V., Generation using a four-level scheme of a laser with optical pumping on metastable argon atoms, *Photonics*, 2026, vol. 1 [in Russian].

Статья поступила в редакцию 20 марта 2026 г.