

Xe-He Plasma as an Active Medium of an Optically Pumped Rare Gas Laser

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

FSUE "RFNC – VNIIEF"

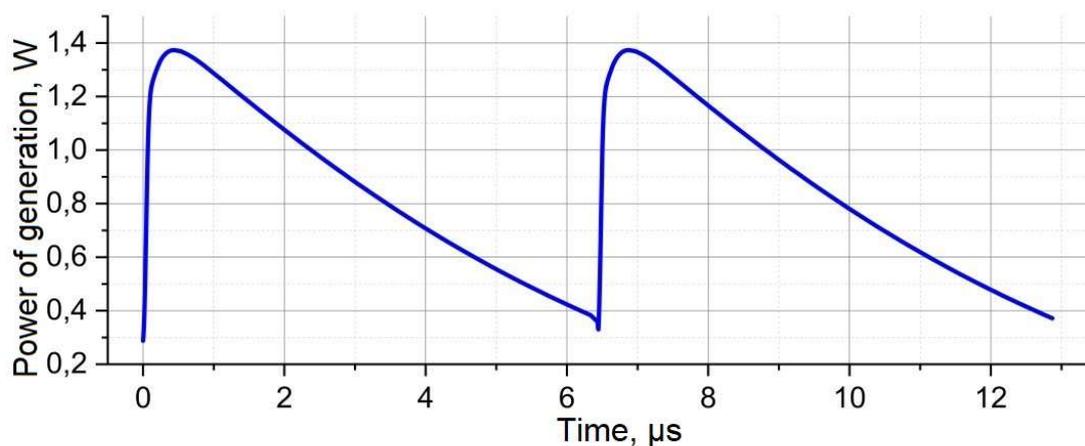
Sarov, 607190, Russia

oefimova@otd13.vniief.ru

Abstract

The article presents a theoretical investigation of the kinetic processes occurring in the xenon-helium plasma of a pulsed discharge. A model of xenon-helium plasma was created. The calculations of the laser generation with the Xe-He plasma as an active medium were performed. The xenon-helium plasma was compared with the argon-helium plasma and the krypton-helium plasma.

Keywords: optically pumped rare gas laser (OPRGL), kinetic model, argon-helium plasma, rate of reaction



Theoretical values of laser output power at a wavelength of 979.9 nm

УДК: 621.378.2

Хе-Не плазма в качестве активной среды лазера с оптической накачкой на инертных газах

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

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

Аннотация

В работе представлено теоретическое исследование кинетических процессов, протекающих в ксенон-гелиевой плазме импульсного разряда. Создана кинетическая модель Хе-Не плазмы импульсного разряда. Выполнены расчеты лазерной генерации при использовании Хе-Не плазмы в качестве активной среды. Проведено сравнение с Kr-He и Ar-He плазмой.

Ключевые слова: лазер с оптической накачкой на инертных газах (ЛОНИГ), кинетическая модель, ксенон-гелиевая плазма, лазерная генерация

1. Введение

Одной из актуальных проблем лазерной физики является создание непрерывного мощного лазера с высоким качеством выходного излучения. Лазер с оптической накачкой на инертных газах (ЛОНИГ) относится к новым перспективным лазерам настоящего времени, основными преимуществами которого являются высокая удельная мощность, химически инертная и однородная активная среда и высокое качество выходного луча.

Для получения лазерной генерации в ЛОНИГ используются возбужденные состояния атомов инертных газов, образующиеся при прохождении импульсно-периодического разряда длительностью $10 \div 200$ нс, частотой повторения $80 \div 250$ кГц и амплитудой напряжения $800 \div 4000$ В. Для создания инверсии населенностей применяется диодная лазерная накачка [1].

В ИЛФИ РФЯЦ ВНИИЭФ работы по исследованию лазера на метастабильных атомах инертных газов с оптической накачкой ведутся с 2018 года. Для развития ЛОНИГ были созданы кинетические модели Ar-He [2] и Kr-He [3] плазмы импульсного разряда и применены для исследования параметров активной среды лазера. В работе [4] модель Ar-He плазмы была расширена для учета влияния примесных кислорода и азота на активную среду ЛОНИГ. При проведении экспериментов получена лазерная генерация на метастабильных состояниях аргона в смеси Ar-He на длине волны 912 нм [1] мощностью 9 Вт и на длине волны 965 нм мощностью 65 мВт и на метастабильных состояниях криптона в смеси Kr-He [3] на длине волны 893 нм мощностью 80 мВт. Была получена одновременная лазерная генерация на трех длинах волн (877 нм, 893 нм и 912 нм) в смеси Kr-Ar-He мощностью 8 мВт [5]. Во всех проводимых экспериментах оптический КПД составил $\sim 40\%$.

На данный момент наибольшая мощность лазерной генерации ЛОНИГ в мире была получена при использовании Ar-He смеси и составляет 12.5 Вт [6].

В настоящее время в ИЛФИ ведутся работы, направленные на увеличение мощности лазерной генерации, оптимизации разрядных условий и изучение кинетики процессов, происходящих в активной среде лазера. Актуальной задачей является исследование плазм различных

смесей инертных газов для выявления наиболее оптимальной с точки зрения получения лазерной генерации высокой мощности.

Одной из потенциально выгодных сред является Xe-He плазма. Можно предположить, что малая энергия уровней и высокое сечение возбуждения атомов электронным ударом по сравнению с Ar и Kr позволят получить лазерную генерацию высокой мощности при меньшей мощности разряда, что увеличит эффективность работы лазера. В работах [7, 8] ранее была создана упрощенная математическая модель Xe-He плазмы, кинетика которой состояла из возбужденных атомов и эксимерных молекул Xe₂*. В данной работе кинетика модели расширена путем добавления заряженных частиц (электронов и атомарных и гомоядерных ионов ксенона и гелия) и модель применена для исследования генерации ЛОНИГ при использовании Xe-He плазмы в качестве активной среды.

На рис. 1 представлены энергетические уровни атома ксенона (в обозначениях Пашена), участвующие в лазерном цикле при получении генерации на длине волны 979.9 нм [8].

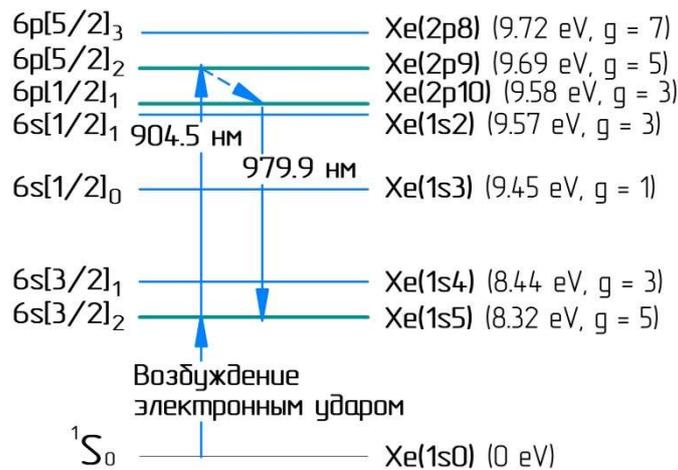


Рис. 1. Энергетические уровни атома ксенона

Атомы ксенона возбуждаются на нижний лазерный уровень Xe(1s5) при прохождении импульсно-периодического разряда, после чего под действием диодной оптической накачки на длине волны 904.5 нм атомы возбуждаются на уровень накачки Xe(2p9). Заполнение верхнего лазерного уровня Xe(2p10) за счет безызлучательных столкновительных переходов с уровня Xe(2p9) приводит к возникновению инверсии населенностей между уровнями Xe(2p10) и Xe(1s5) и развитию лазерной генерации на длине волны 979.9 нм.

В настоящей работе рассмотрены теоретические аспекты получения лазерной генерации при использовании Xe-He смеси и составлена кинетическая модель Xe-He плазмы импульсного разряда. Проведены расчеты мощности лазерной генерации и представлено сравнение с Ar-He и Kr-He плазмами.

2. Преимущества и недостатки Xe-He плазмы

Ключевым преимуществом атома ксенона по сравнению с атомами аргона, криптона и неона является большее сечение реакции возбуждения электронным ударом и меньшая энергия возбуждения. На рис. 2 показано сравнение измеренных сечений реакций возбуждения метастабильного уровня 1s5 для Ar, Kr, Ne и Xe при соударении с электроном [9].

С точки зрения возбуждения метастабильных атомов Xe-He плазма является наиболее привлекательной по сравнению с Ar-He, Kr-He и Ne-He.

Важным аспектом в работе ЛОНИГ является скорость тушения метастабильных атомов, возбужденных на уровень 1s5. В плазме инертных газов импульсного разряда тушение метастабильных атомов происходит благодаря трем ключевым механизмам.

Большое влияние оказывает тушение при образовании эксимерных молекул в тройных соударениях. Коэффициенты реакции образования эксимерных молекул равны $6 \times 10^{-45} \text{ м}^6/\text{с}$ [2], $3 \times 10^{-45} \text{ м}^6/\text{с}$ [3] и $20 \times 10^{-45} \text{ м}^6/\text{с}$ [10] для Ar–He, Kr–He и Xe–He смесей соответственно.

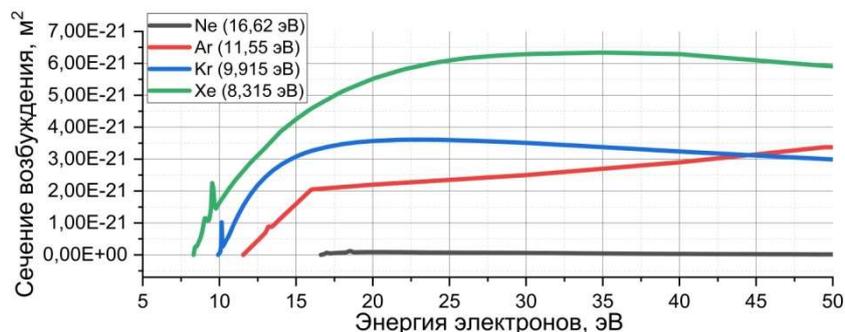


Рис. 2. Сечение реакции возбуждения метастабильных атомов инертных газов

Важным процессом является безызлучательное тушение при столкновении с атомами буферного газа. Коэффициенты реакции безызлучательного тушения составляют $1 \times 10^{-20} \text{ м}^6/\text{с}$ [2], $1 \times 10^{-21} \text{ м}^6/\text{с}$ [3] и менее $1 \times 10^{-21} \text{ м}^6/\text{с}$ [11] для Ar–He, Kr–He и Xe–He смесей соответственно.

Кроме того, оказывает влияние тушение при возбуждении на резонансный уровень $1s_4$ с последующим испусканием фотона и переходом в основное состояние.

На рис. 3 представлена схема электронных уровней –s мультиплета атомов Ar, Kr и Xe. Схема представлена масштабно, метастабильные уровни $1s_5$ атомов размещены на одной высоте для сравнения.

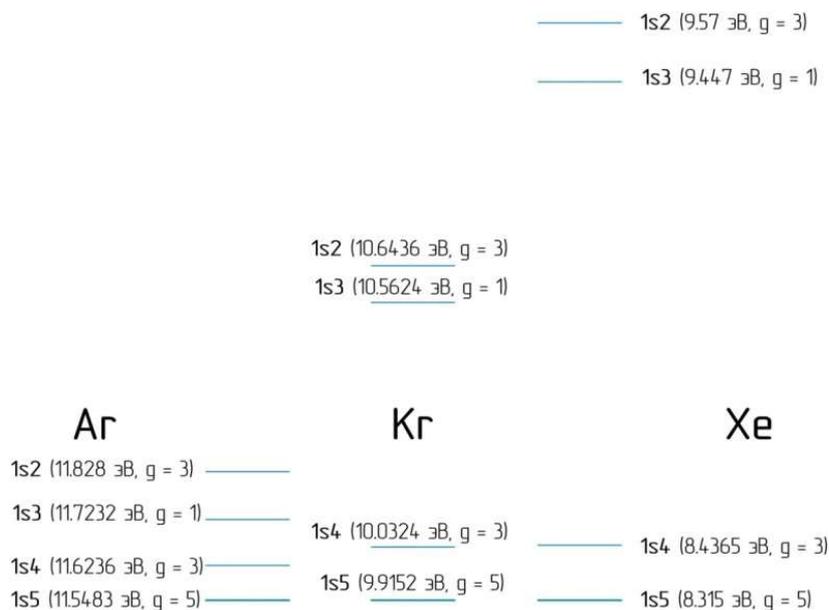


Рис. 3. Схема электронных уровней –s мультиплета атомов аргона, криптона и ксенона

Разность энергий и скорости возбуждения метастабильного уровня $1s_5$ на резонансный уровень $1s_4$ составляет 75 мэВ и $2.1 \times 10^{-21} \text{ м}^3/\text{с}$ [12, 13], 117 мэВ и $2.4 \times 10^{-21} \text{ м}^3/\text{с}$ [3, 13], 121 мэВ и $1.0 \times 10^{-21} \text{ м}^3/\text{с}$ [8, 13] для Ar–He, Kr–He и Xe–He смесей соответственно. Константа Эйнштейна для квантового перехода с возбужденного уровня $1s_4$ атома в основное состояние путем испускания фотона составляет $1.3 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ для аргона, $3.0 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ для криптона и $2.7 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ для ксенона [13]. Влиянием аналогичного механизма тушения при возбуждении на уровень $1s_2$ можно пренебречь ввиду энергетической разности между уровнями, значительно превышающей тепловую энергию атомов.

Представленные значения демонстрируют, что с точки зрения скорости тушения метастабильных атомов Xe-He плазма уступает Kr-He плазме, но оказывается более привлекательной по сравнению с Ar-He плазмой.

На рис. 4 представлена схема электронных уровней –4p мультиплета, участвующих в лазерном цикле, для атомов Ar, Kr и Xe. Схема представлена масштабно, уровни 2p10 атомов помещены на одной высоте для сравнения.

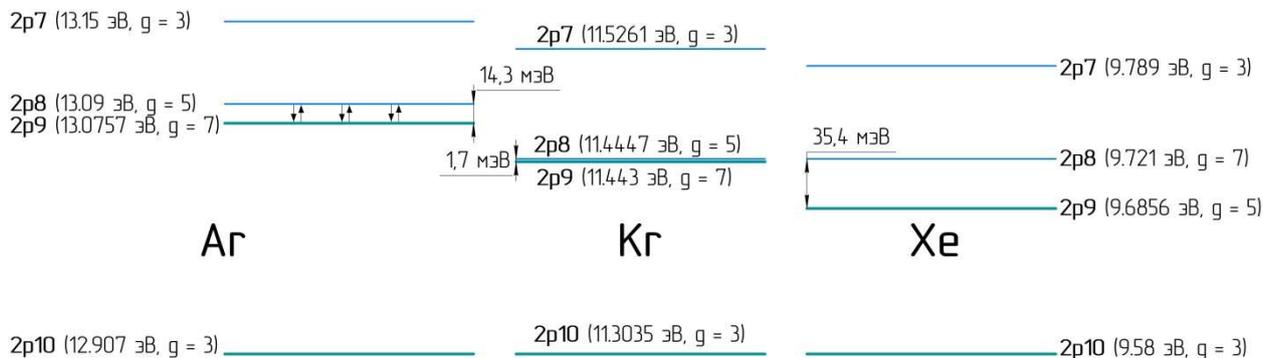


Рис. 4. Схема электронных уровней –p мультиплета атомов аргона, криптона и ксенона

В таблице 1 представлены константы столкновительной релаксации между уровнями 2p10, 2p9 и 2p8 атомов Ar, Kr и Xe. Константы приведены в единицах [м³/с] при поступательной температуре атомов 300 К.

Таблица 1

Константы столкновительной релаксации –2p уровней инертных газов

	Ar	Kr	Xe
2p9 → 2p10	1.6×10^{-17} [12]	2×10^{-18} [3]	6.3×10^{-18} [14]
2p8 → 2p9	4.5×10^{-17} [12]	1×10^{-16} [3]	7.5×10^{-18} [14]
2p9 → 2p8	2.2×10^{-17} [12]	1.3×10^{-16} [3]	2.7×10^{-18} [14]

В Ar-He и Kr-He плазме при возбуждении атомов на уровень накачки 2p9 значительная часть атомов из-за близкого расположения энергетических уровней возбуждается за счет теплового движения атомов на уровень 2p8, что приводит к неизбежным потерям энергии накачки [3]. С этой точки зрения в Xe расположение уровней –p мультиплета является более выгодным и позволяет избежать потерь энергии накачки ввиду того, что энергетическая разность между уровнями превышает энергию теплового движения атомов.

Дополнительным преимуществом Xe-He плазмы является большая ширина линии поглощения. Ширина поглощения, определенная на полувысоте, составляет 13.6 ГГц на длине волны 811.5 нм для Ar-He смеси [15], 15.8 ГГц для Kr-He смеси на длине волны 811.3 нм [16] и более 20 ГГц на длине волны 904.5 нм для Xe-He смеси [7]. Дополнительное влияние на ширину линии оказывает изотопический сдвиг, благодаря которому линии дополнительно уширяются на величину порядка 1 ГГц [7]. Поскольку для оптической накачки используются диодные лазеры, ширина линии генерации которых оказывается в 2 – 3 раза больше по сравнению с шириной линии поглощения атомами инертных газов, то большая ширина линии поглощения позволяет эффективнее использовать энергию накачки.

Ключевым недостатком Xe-He плазмы является близкое расположение уровней Xe(2p10) и Xe(1s2). На рис. 5 представлена схема энергетических уровней 2p10 и 1s2 атомов Ar, Kr и Xe с указанием энергетической разности между данными уровнями. Уровни 2p10 размещены на одной высоте для сравнения, уровни расположены немасштабно.

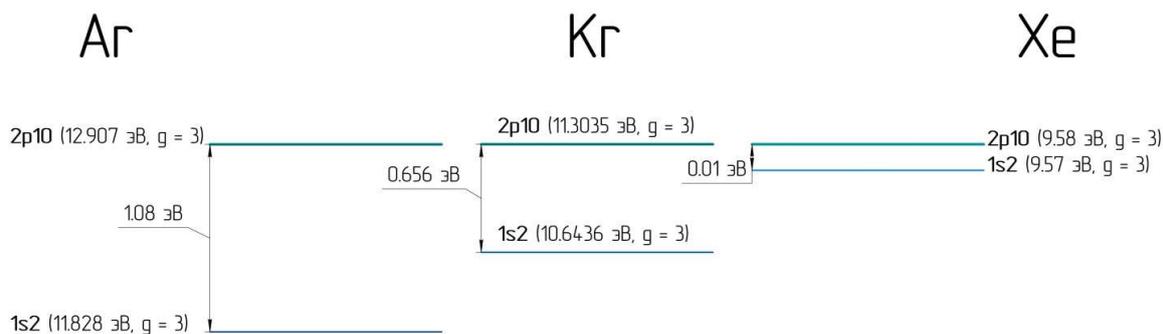


Рис. 5. Энергетические уровни 1s2 и 2p10

Электронные уровни 2p10 и 1s2 атома ксенона имеют энергетическую разность (~ 10 мэВ), в несколько раз меньшую по сравнению с энергией теплового движения атомов (~ 26 мэВ), из-за чего значительное количество атомов, возбужденных на уровень 2p10, испытывает безызлучательную релаксацию на уровень 1s2 с последующим тушением путем испускания фотона и перехода в основное состояние. Константа Эйнштейна для квантового перехода с возбужденного уровня 1s2 атома в основное состояние составляет $3.09 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ для криптона, $5.32 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ для аргона и $2.53 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ для ксенона [13].

Указанная особенность расположения энергетических уровней приводит к уменьшению инверсии населенностей и мощности лазерной генерации при получении генерации между уровнями 2p10 и 1s5. В Kr-He и Ar-He плазмы из-за большой энергетической разности между уровнями 1s2 и 2p10 данный механизм тушения практически не реализуется.

3. Кинетическая модель ксенон-гелиевой плазмы

В работе [2] была составлена нульмерная кинетическая модель Ar-He плазмы импульсного разряда и выполнено исследование, результатом которого стала схема ключевых процессов, определяющих поведение плазмы. Данная схема универсальна и может быть применена для создания кинетических моделей плазм других инертных газов, что было подтверждено при рассмотрении Kr-He плазмы [3]. В данной работе схема реакций применена для создания нульмерной кинетической модели Xe-He плазмы.

В кинетику модели ксенон-гелиевой плазмы включены 15 энергетических состояний атомов ксенона и гелия: атомы ксенона Xe и гелия He в основном состоянии, атомы ксенона Xe* и гелия He* в возбужденном состоянии, атомарные ионы ксенона Xe⁺ и гелия He⁺, гомоядерные ионы ксенона Xe₂⁺ и гелия He₂⁺ и эксимерные молекулы ксенона Xe₂^{*}.

Под возбужденными атомами ксенона Xe* подразумевается 6 электронных уровней –s и –p мультиплетов атома ксенона – 1s5, 1s4, 1s2, 2p10, 2p9 и 2p8. Возбужденные атомы Xe(1s5), Xe(2p9) и Xe(2p10) введены в кинетическую модель как принимающие участие в лазерном цикле (см. рис. 1). Уровни Xe(2p8), Xe(1s2) и Xe(1s4) расположены вблизи лазерных уровней, и из-за малой энергетической разности данные уровни постоянно заполняются и опустошаются за счет переходов с лазерных уровней, ввиду чего учет данных уровней также необходим. Дополнительно учет этих уровней необходим для рассмотрения схем лазерной генерации, включающих уровни Xe(2p8) и/или Xe(1s4).

Под возбужденным атомом гелия He* подразумевается атом, возбужденный на нижний электронный уровень атома гелия He(³S₁).

В табл. 2 представлены значения энергии возбуждения и ионизации частиц аргон-гелиевой [2], криптон-гелиевой [3] и ксенон-гелиевой плазм [9, 17].

Взаимодействие частиц ксенон-гелиевой плазмы описывается посредством 51 реакции, представленной в табл. 3. Значения коэффициентов реакций приведены в м³/с и м⁶/с для реакций с двумя и тремя взаимодействующими частицами соответственно. Единицами измерения энергии электронов T_e и температуры атомов газа T_g являются эВ и К соответственно.

Таблица 2

Энергия ионизации и возбуждения частиц Ar-He, Kr-He и Xe-He плазм

	Атом	X*	He*	X ⁺	He ⁺	He ₂ ⁺	X ₂ ⁺	X ₂ [*]
Энергия, эВ	X=Ar	11.6 ÷ 13.1	19.8	15.8	24.6	22.2	14.5	11.1
	X=Kr	9.9 ÷ 11.5		14.0			13.7	8.4
	X=Xe	8.3 ÷ 9.7		12.1			11.0	7.2

Таблица 3

Реакции взаимодействия частиц ксенон-гелиевой плазмы

№	Реакция	Скорость реакции, м ³ /с м ⁶ /с
Электронный удар		
1	$e + Xe \rightarrow e + Xe$	$\sigma(\varepsilon)$ [9]
2	$e + Xe \rightarrow 2e + Xe^+$	$\sigma(\varepsilon)$ [9]
3–8	$e + Xe^* \rightarrow 2e + Xe^+$	$\sigma(\varepsilon)$ [9]
9	$e + He \rightarrow 2e + He^+$	$\sigma(\varepsilon)$ [9]
10	$e + He \rightarrow e + He$	$\sigma(\varepsilon)$ [9]
11	$e + He^* \rightarrow 2e + He^+$	$\sigma(\varepsilon)$ [9]
12	$e + He \rightarrow e + He^*$	$\sigma(\varepsilon)$ [9]
13–18	$e + Xe \rightarrow e + Xe^*$	$\sigma(\varepsilon)$ [9]
Рекомбинация		
19–24	$Xe^+ + 2e \rightarrow Xe^* + e$	$4.3 \times 10^{-40} \cdot T_e^{-4.5}$ для 2p8 $2.9 \times 10^{-40} \cdot T_e^{-4.5}$ для 2p9, 2p10, 1s2 [10, 20] $0.7 \times 10^{-40} \cdot T_e^{-4.5}$ для 1s4, 1s5
25–30	$Xe_2^+ + e \rightarrow Xe^* + Xe$	$6.8 \times 10^{-14} \cdot T_e^{-0.5}$ для 2p8 $4.5 \times 10^{-14} \cdot T_e^{-0.5}$ для 2p9, 2p10, 1s2 [10, 19, 20] $1.1 \times 10^{-14} \cdot T_e^{-0.5}$ для 1s4, 1s5
Передача положительного заряда		
31	$Xe^+ + Xe + He \rightarrow Xe_2^+ + He$	1.1×10^{-43} [10, 20]
32	$Xe^+ + Xe + Xe \rightarrow Xe_2^+ + Xe$	2×10^{-43} [10, 20]
33	$He^+ + 2He \rightarrow He_2^+ + He$	$0.83 \times 10^{-43} \cdot \left(\frac{300}{T_r}\right)^{0.6}$ [12]
34	$He_2^+ + Xe \rightarrow Xe^+ + 2He$	4.7×10^{-16} [10]
Ионизация Пеннинга		
35	$He^* + Xe \rightarrow Xe^+ + He + e$	8×10^{-17} [10, 20]
36	$He^+ + 2e \rightarrow He^* + e$	$5.1 \times 10^{-39} \cdot T_e^{-4.5}$ [12]
Образование и тушение эксимерных молекул		
37	$Xe(1s5) + Xe + He \rightarrow Xe_2^* + He$	$1.7 \times 10^{-44} \cdot \left(\frac{300}{T_r}\right)^{0.66}$ [10, 11, 19, 20]
38	$Xe(1s5) + Xe + Xe \rightarrow Xe_2^* + Xe$	$1 \times 10^{-43} \cdot \left(\frac{300}{T_r}\right)^{0.66}$ [10, 11, 19, 20]
39	$Xe_2^* + He \rightarrow 2Xe + He$	2×10^{-21} [10]

40	$\text{Xe}_2^* \rightarrow 2\text{Xe} + h\nu$	5×10^7 [10]
Столкновительная передача энергии возбуждения		
41	$\text{Xe}(1s4) + \text{He} \rightarrow \text{Xe}(1s5) + \text{He}$	$1.8 \times 10^{-19} \cdot \left(\frac{T_r}{300}\right)^{0.5}$ [8]
42	$\text{Xe}(1s5) + \text{He} \rightarrow \text{Xe}(1s4) + \text{He}$	$1 \times 10^{-21} \cdot \left(\frac{T_r}{300}\right)^{0.5}$ [8]
43	$\text{Xe}(2p10) + \text{He} \rightarrow \text{Xe}(1s2) + \text{He}$	$4.0 \times 10^{-17} \cdot \left(\frac{T_r}{300}\right)^{0.5}$ [8]
44	$\text{Xe}(1s2) + \text{He} \rightarrow \text{Xe}(2p10) + \text{He}$	$2.7 \times 10^{-17} \cdot \left(\frac{T_r}{300}\right)^{0.5}$ [8]
45	$\text{Xe}(1s5) + \text{He} \rightarrow \text{Xe} + \text{He}$	$< 10^{-21} \cdot \left(\frac{T_r}{300}\right)^{0.5}$ для 1s5 [11]
Излучательная передача энергии возбуждения		
46	$\text{Xe}(2p8) \rightarrow \text{Xe}(1s5) + h\nu$	3×10^7 [13]
47	$\text{Xe}(2p9) \rightarrow \text{Xe}(1s5) + h\nu$	1.24×10^7 [13]
48	$\text{Xe}(2p9) \rightarrow \text{Xe}(1s4) + h\nu$	1.3×10^7 [13]
49	$\text{Xe}(2p10) \rightarrow \text{Xe}(1s4) + h\nu$	1.8×10^6 [13]
50	$\text{Xe}(1s2) \rightarrow \text{Xe} + h\nu$	$1.25 \times 10^4 \cdot d^{-0.5}$, d – толщина плазмы [м] [13, 18]
51	$\text{Xe}(1s4) \rightarrow \text{Xe} + h\nu$	$1.3 \times 10^4 \cdot d^{-0.5}$, d – толщина плазмы [м] [13, 18]

При известном сечении реакции $\sigma(\varepsilon)$ и функции распределения электронов по энергиям $f(\varepsilon)$ коэффициенты реакций возбуждения и ионизации при столкновении с электронами определяется из соотношения [21]

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

где q_e и m_e – заряд и масса электрона.

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

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

где A , n и m – коэффициенты уравнения; T_e – средняя энергия электронов плазмы (эВ).

Коэффициенты реакции взаимодействия атомов и ионов записываются в форме

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

где T_r – температура тяжелых частиц плазмы (К).

Скорость R_{ij} реакции взаимодействия между частицами i и j связана с коэффициентом реакции k_{ij} соотношением

$$R_{ij} = k_{ij} \cdot n_i \cdot n_j, \quad (4)$$

где n_i и n_j – концентрации взаимодействующих частиц.

Для генерации ЛОНИГ возбужденные в разряде атомы инертных газов дополнительно возбуждаются с помощью диодной накачки. Для расчета получаемой при лазерной генерации ЛОНИГ интенсивности излучения в кинетические уравнения для верхнего и нижнего лазерных уровней вводятся в математическую модель реакция возбуждения атомов с нижнего лазерного уровня на уровень накачки под действием оптического излучения диодного лазера со скоростью $R_{\text{нак}}$ и реакция вынужденного перехода с верхнего лазерного уровня на нижний лазерный уровень с испусканием фотонов со скоростью $R_{\text{ген}}$.

Скорость накачки $R_{\text{нак}}$ определяется из отношения [22]

$$R_{\text{нак}} = \frac{I_{\text{нак}}}{L_{\text{нак}} \cdot E_{\text{ф}}} \cdot \left(1 - T \cdot e^{\left(\frac{g_{\text{ниж}}}{g_{\text{нак}}} \cdot n_{\text{нак}} - n_{\text{ниж}} \right) \cdot \sigma_{\text{нак}} \cdot L_{\text{нак}}} \right), \quad (5)$$

где $I_{\text{нак}}$ – интенсивность излучения диодного лазера накачки; $L_{\text{нак}}$ – толщина поглощающего слоя плазмы; $E_{\text{ф}}$ – энергия фотона излучения накачки; T – пропускание оптической 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; $\sigma_{\text{нак}}$ – сечение возбуждения фотона накачки.

Вынужденное испускание атомов между верхним и нижним лазерными уровнями происходит со скоростью $R_{\text{ген}}$ [22]

$$R_{\text{ген}} = \frac{I_{\text{лаз}}}{L_{\text{ус}} \cdot E_{\text{ген}}} \cdot \frac{R_{\text{вых}} \cdot T}{1 - R_{\text{вых}}} \cdot \left(e^{\left(n_{\text{верх}} - \frac{g_{\text{верх}}}{g_{\text{ниж}}} n_{\text{ниж}} \right) \cdot \sigma_{\text{ген}} \cdot L_{\text{ус}}} - 1 \right) \times \\ \times \left(1 + T^2 \cdot R_{\text{глух}} \cdot e^{\left(n_{\text{верх}} - \frac{g_{\text{верх}}}{g_{\text{ниж}}} n_{\text{ниж}} \right) \cdot \sigma_{\text{ген}} \cdot 2 \cdot L_{\text{ус}}} \right), \quad (6)$$

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

Для определения интенсивности излучения лазерной генерации в математическую модель вводится дифференциальное уравнение, описывающее скорость изменения интенсивности излучения внутри резонатора

$$\frac{dI_{\text{лаз}}}{dt} = I_{\text{лаз}} \cdot \left(T^4 \cdot R_{\text{вых}} \cdot R_{\text{глух}} \cdot e^{\left(n_{\text{верх}} - \frac{g_{\text{верх}}}{g_{\text{ниж}}} n_{\text{ниж}} \right) \cdot \sigma_{\text{ген}} \cdot 2 \cdot L_{\text{ус}}} - 1 \right) \cdot \frac{c}{2 \cdot L_{\text{рез}}} + I_{\text{сп}} \cdot \frac{c}{2 \cdot L_{\text{рез}}}, \quad (7)$$

где $I_{\text{сп}}$ – интенсивность спонтанного излучения на длине волны генерации; $L_{\text{рез}}$ – размер резонатора.

При проведении расчетов, сопряженных с лазерной генерацией, решение уравнения (7) производится на каждом расчетном временном шаге, равному времени одного полного прохода лазерного излучения внутри резонатора.

Интенсивность выходной лазерной генерации определяется из соотношения

$$I_{\text{ген}} = I_{\text{лаз}} \cdot R_{\text{вых}}, \quad (8)$$

где $I_{\text{лаз}}$ – интенсивность лазерного излучения генерации внутри резонатора; $R_{\text{вых}}$ – коэффициент отражения выходного зеркала.

4. Параметры расчета

Значения напряжения, форма и длительность импульса и другие расчетные параметры выбраны в соответствии с экспериментальными условиями, созданными при получении генерации на длине волны 979.9 нм [7].

На рис. 6 представлены значения напряжения в разряде, вводимые в качестве начальных параметров расчета. Длительность разрядного импульса 30 нс по полувысоте, амплитуда напряжения 1200 В и частота повторения импульсов 154 кГц (период 6500 нс).

При проведении расчетов устанавливались следующие параметры:

- Температура нейтральных частиц и ионов – 300 К.
- Давление газа – 1 атм.

- Смесь ксенона и гелия – 2 % ксенона и 98 % гелия.
- Расстояние между электродами – 3 мм.
- Пропускание выходного зеркала резонатора – 10 %.
- Интенсивность диодной оптической накачки – 2×10^6 Вт/м², что соответствует излучению мощностью 90 Вт, сфокусированному в область межэлектродного промежутка размером 15×3 мм.

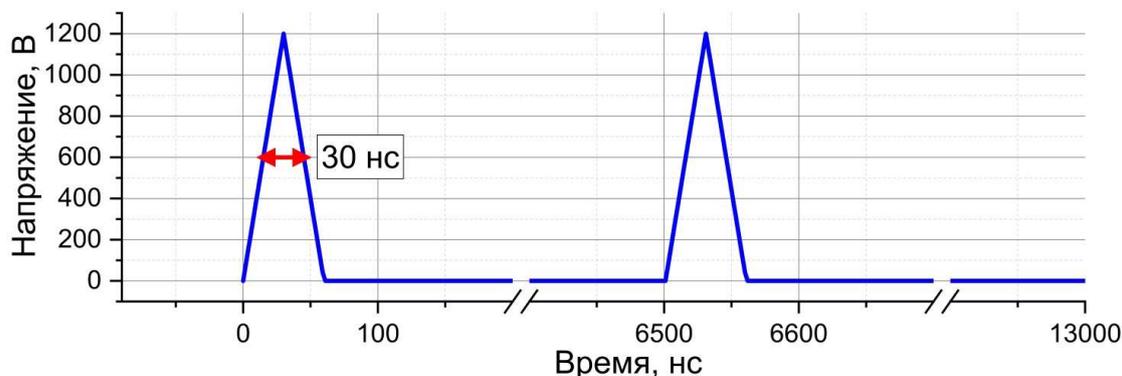


Рис. 6. Значения напряжения в разряде в различные моменты времени

5. Сравнение с экспериментом

В работе [7] представлены результаты измерений коэффициента усиления слабого сигнала в Хе-Не плазме с оптической накачкой на длине волны 979.9 нм. На рис. 7 представлено сравнение расчетных значений, полученных с помощью математической модели, представленной в данной работе, и экспериментальных значений коэффициента усиления слабого сигнала [9]. Измерение выполнено при включенном разряде и оптической накачке и при отсутствии генерации.

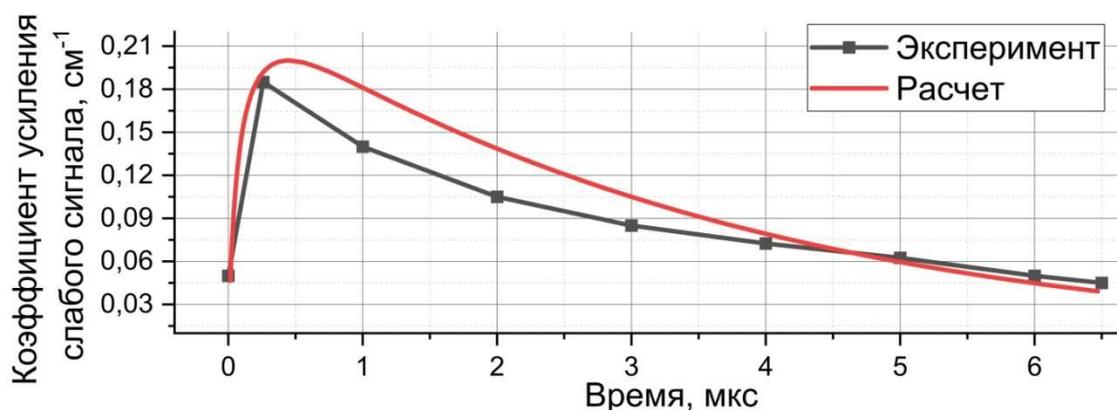


Рис. 7. Коэффициент усиления слабого сигнала на длине волны 979.9 нм

Представленные результаты демонстрируют, что максимальные расчетные и экспериментальные значения коэффициента усиления слабого сигнала приблизительно совпадают, однако экспериментальные значения коэффициента убывают быстрее, чем расчетные. Возможно, это сопряжено с наличием примесей в активной среде лазера, вызывающих ускоренное тушение возбужденных атомов, или с особенностями разрядного импульса.

6. Лазерная генерация в Хе-Не плазме

Приведенный ранее анализ электронных уровней демонстрирует несколько возможных схем получения лазерной генерации при использовании Хе-Не плазмы в качестве активной среды. Возможные схемы генерации представлены на рис. 8.

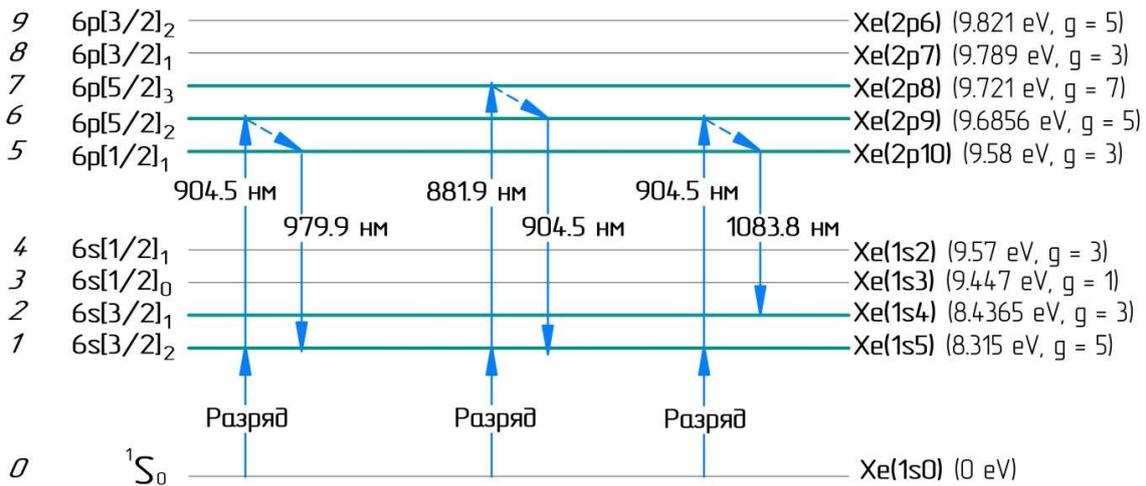


Рис. 8. Схемы получения лазерной генерации на смеси Хе-Не

6.1. Лазерная генерация на длине волны 979.9 нм

Во время лазерной генерации на длине волны 979.9 нм атомы ксенона участвуют в следующей цепочке: $^1S_0 \rightarrow 1s5 \rightarrow 2p9 \rightarrow 2p10 \rightarrow 1s5$.

Эффективность данной схемы в Хе-Не плазме снижена по сравнению с аналогичными схемами генерации в Ar-He и Kr-He плазме из-за безызлучательных переходов с уровня 2p10 на резонансный уровень 1s2 с последующим испусканием фотонов, вызывающих ускоренное уменьшение инверсии населенностей. Схема генерации была реализована в работе [7], максимальная достигнутая мощность составила 1.3 Вт.

На рис. 9 представлены результаты расчета мощности лазерной генерации между уровнями 2p10 и 1s5 на длине волны 979.9 нм с помощью модели.

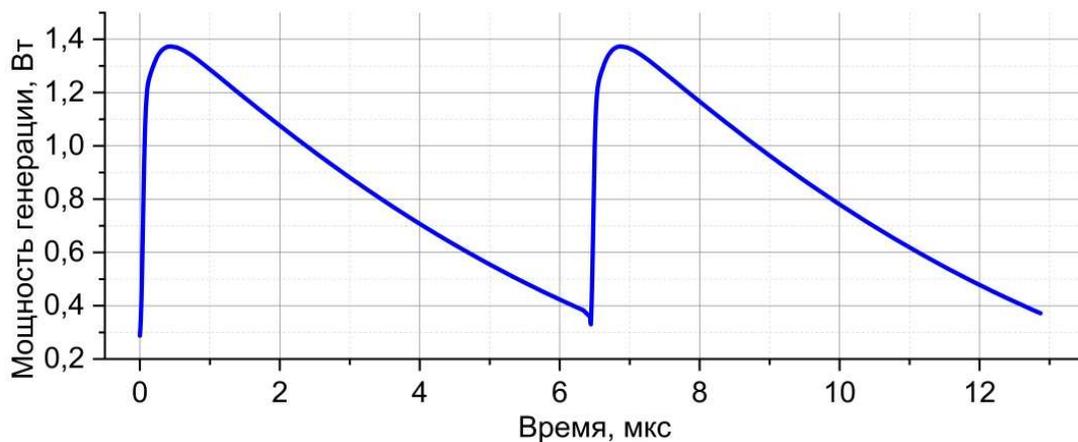


Рис. 9. Расчетная мощность лазерной генерации на длине волны 979.9 нм

Из-за высокой скорости тушения возбужденных атомов на верхнем лазерном уровне 2p10 при переходе на уровень 1s2 мощность генерации в смеси Хе-Не на длине волны 979.9 нм значительно уменьшается за время между двумя соседними разрядными импульсами, и генерация оказывается квазинепрерывной. Данная особенность Хе-Не плазмы вынуждает применять разрядные импульсы с высокой частотой повторения – 150 кГц и более.

6.2. Лазерная генерация на длине волны 904.5 нм

Авторами работы [7] было выдвинуто предположение, что применение уровня Хе(2p8) в качестве уровня накачки и уровня Хе(2p9) в качестве верхнего лазерного уровня и получение лазерной генерации на длине волны 904.5 нм в цепочке $^1S_0 \rightarrow 1s5 \rightarrow 2p8 \rightarrow 2p9 \rightarrow 1s5$ может быть более эффективно по сравнению с генерацией на длине волны 979.9 нм.

Данная схема лишена недостатка лазерной генерации на длине волны 979.9 нм, заключающегося в передаче части энергии возбуждения резонансному уровню $1s_2$. Кроме того, в отличие от уровня $2p_9$ для уровня $2p_8$ запрещены переходы на все уровни $-s$ мультиплета, кроме $1s_5$, что означает отсутствие канала потерь энергии возбуждения путем перехода с уровня $2p_8$ на резонансный $1s_2$ или $1s_4$, испускания фотона и перехода в основное состояние.

Результаты расчета демонстрируют, что указанным способом лазерная генерация на длине волны 904.5 нм не развивается. Причина заключается в том, что после перехода возбужденных атомов на уровень $2p_9$ часть из них ввиду малой энергетической разности переходит на уровень $2p_{10}$, как это происходит при получении лазерной генерации на длине волны 979.9 нм. Коэффициент безызлучательной релаксации составляет $7.5 \times 10^{-18} \text{ м}^3/\text{с}$ и $6.3 \times 10^{-18} \text{ м}^3/\text{с}$ для перехода $2p_8 \rightarrow 2p_9$ и $2p_9 \rightarrow 2p_{10}$ соответственно (табл. 3). Учитывая близкие значения коэффициентов и наличие обратных переходов $2p_9 \rightarrow 2p_8$ и $2p_{10} \rightarrow 2p_9$ скорости тушения и возбуждения уровня $2p_9$ оказываются приблизительно равными, из-за чего уровень $2p_9$ играет роль промежуточного уровня для передачи энергии $2p_8 \rightarrow 2p_{10}$, что не позволяет создать достаточную инверсию населенностей и эффективно использовать энергию накачки.

На рис. 10 представлены результаты расчета концентрации возбужденных атомов ксенона при оптической накачке $1s_5 \rightarrow 2p_8$ на длине волны 881.9 нм.

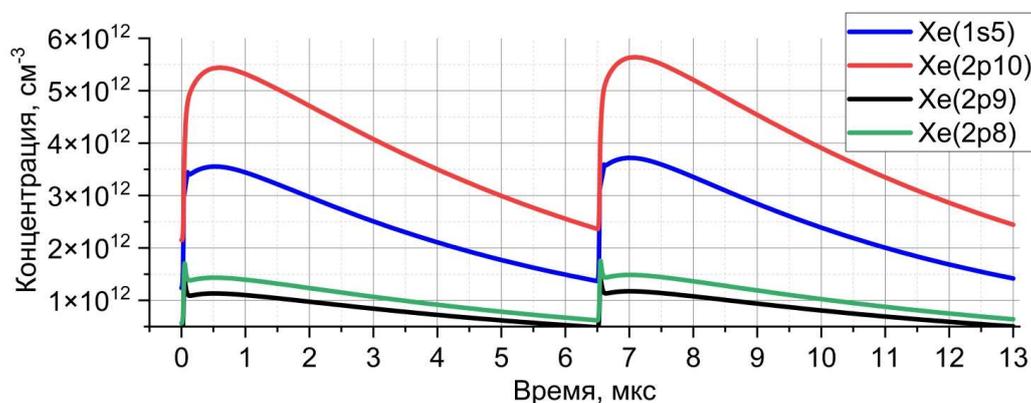


Рис. 10. Концентрация возбужденных атомов ксенона

Концентрация $\text{Xe}(2p_9)$ оказывается значительно меньше концентрации $\text{Xe}(1s_5)$, из-за чего инверсия населенностей не образуется, и генерация не развивается. Данная особенность Хе-Не плазмы не зависит от энергии, вкладываемой в разряд, и от интенсивности излучения накачки.

Несмотря на потери энергии накачки из-за безызлучательной релаксации, при оптической накачке $1s_5 \rightarrow 2p_8$ в активной среде лазера образуется инверсия населенностей между уровнями $2p_{10}$ и $1s_5$ и может быть получена лазерная генерация на длине волны 979.9 нм.

Можно дополнительно сделать вывод о том, что любые схемы генерации с уровнем $\text{Xe}(2p_9)$ в качестве верхнего лазерного уровня не могут быть эффективно реализованы из-за интенсивного перехода $2p_9 \rightarrow 2p_{10}$.

6.3. Лазерная генерация на длине волны 1083.8 нм

Помимо трехуровневых схем возможны также и четырехуровневые схемы генерации, такие как, например, генерация на длине волны 1083.8 нм в цепочке $^1S_0 \rightarrow 1s_5 \rightarrow 2p_9 \rightarrow 2p_{10} \rightarrow 1s_4 \rightarrow 1s_5$.

На рис. 11 представлены результаты расчета мощности лазерной генерации, полученной между уровнями $2p_{10}$ и $1s_4$ на длине волны 1083.8 нм.

Ранее лазерная генерация по аналогичной четырехуровневой схеме была получена при исследовании Ag-He плазмы на длине волны 965 нм. Средняя мощность лазерной генерации составила 0.065 Вт при мощности лазерной генерации, полученной по основной трехуровневой схеме, равной 4.5 Вт [23].

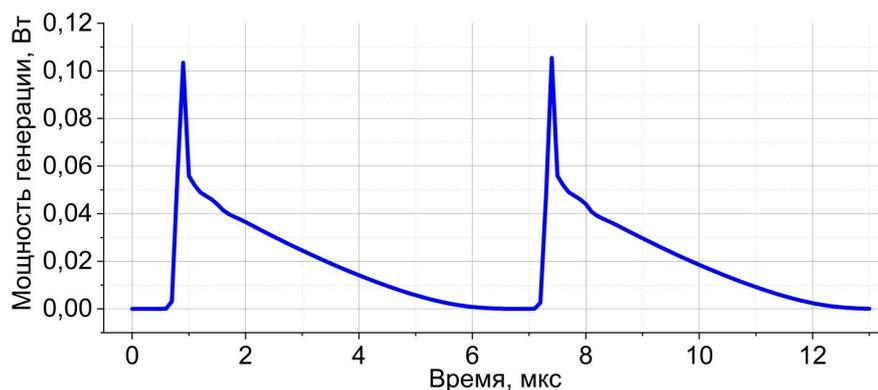


Рис. 11. Расчетная мощность лазерной генерации на длине волны 1083.8 нм

Для эффективной работы лазера по четырехуровневой схеме необходимо, чтобы переход между нижним лазерным и нулевым уровнями, которыми в данном случае являются $1s4$ и $1s5$ соответственно, преобладал над всеми остальными процессами тушения и протекал за счет быстрой безызлучательной релаксации. Ввиду того, что уровень $1s4$ является резонансным, значительное количество возбужденных атомов тушится путем испускания фотона и перехода в основное состояние, что обуславливает унос энергии накачки из активной среды лазера. Таким образом, схемы получения лазерной генерации в инертных газах, в которых резонансный уровень $1s4$ используется в качестве нижнего лазерного уровня, заведомо являются малоэффективными из-за интенсивного тушения $1s4 \rightarrow 1S_0 + h\nu$. Данный недостаток может быть скомпенсирован путем введения дополнительной накачки, соответствующей переходу с уровня $1s4$ на уровень $-p$ мультиплета, которая будет способствовать сохранению энергии накачки в активной среде лазера [24].

Заключение

В ходе данной работы было проведено теоретическое исследование кинетических процессов, протекающих в ксенон-гелиевой плазме импульсного разряда. Создана кинетическая модель ксенон-гелиевой плазмы, учитывающая взаимодействие 15 энергетических состояний ксенона и гелия, участвующих в 51 реакции.

Показано, что ключевым недостатком Xe-He плазмы с точки зрения лазерной генерации является близкое расположение уровней $2p10$ и $1s2$ ($\Delta\varepsilon = 10$ мэВ), по причине которого значительная часть атомов, возбужденных под действием оптической накачки, тушится посредством испускания фотона и перехода в основное состояние. Использование других уровней $-p$ мультиплета ($2p8, 2p9$) в качестве верхнего лазерного уровня затруднительно ввиду высокой скорости реакций безызлучательной релаксации с этих уровней на уровень $2p10$.

Проведены вычисления мощности излучения генерации на длинах волн 979.9 нм ($2p10 \rightarrow 1s5$), 904.5 нм ($2p9 \rightarrow 1s5$), 1083.8 нм ($2p10 \rightarrow 1s4$). Показано, что лазерная генерация на длине волны 904.5 нм труднодостижима и неэффективна ввиду интенсивного опустошения верхнего лазерного уровня $2p9$ за счет безызлучательных переходов $2p9 \rightarrow 2p10$. Генерация на длине волны 1083.8 нм может быть получена, однако эффективность также оказывается мала из-за опустошения нижнего лазерного уровня $1s4$ за счет испускания фотонов и перехода в основное состояние.

Совокупность факторов указывает на то, что с точки зрения получения лазерной генерации высокой мощности Xe-He плазма уступает Ar-He плазме.

Литература

1. Адаменков А.А., Адаменков Ю.А., Волков М.А., Выскубенко Б.А., Гаранин С.Г., Горбунов М.А., Домажиров А.П., Егорушин М.В., Калачева А.А., Колобянин Ю.В., Конкина Н.А., Стариков Ф.А., Хлебников А.А., Шайдулина В.А. Лазер на метастабильных атомах Ar^* с поперечной оптической накачкой мощностью 1 Вт // Квантовая электроника. 2022. Т. 52. № 8. С. 695–697.

2. Юрьев А.В., Адаменков Ю.А., Горбунов М.А., Шайдулина В.А., Калачева А.А. Кинетические процессы аргоно-гелиевой плазмы импульсного разряда // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2024. Т. 25, вып. 5. <http://chemphys.edu.ru/issues/2024-25-5/articles/1118/>
3. Юрьев А.В., Адаменков Ю.А., Горбунов М.А., Шайдулина В.А., Калачева А.А. Генерация излучения на длине волны 893 нм на метастабильных атомах криптона с помощью оптической накачки // Успехи прикладной физики. Т. 12. № 6. 2024. С. 556–566.
4. Юрьев А.В., Горбунов М.А., Адаменков Ю.А., Калачева А.А., Шайдулина В.А. Исследование влияния атмосферного воздуха на активную среду лазера с оптической накачкой на инертных газах // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2025. Т. 26, вып. 5. <http://chemphys.edu.ru/issues/2025-26-5/articles/1206/>
5. 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.
6. Lei P., Chen Z., Shen Y., Wang X. and Zuo D. Demonstration of a metastable argon laser of 10 W by transverse pumping // Optics Letters. 2017. Vol. 49. No. 17.
7. Carl R. Sanderson and other Demonstration of a quasi-CW diode-pumped metastable xenon laser // Optics Express. 2019. Vol. 27. No. 24/25.
8. 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. No. 51.
9. База данных сечений реакций взаимодействия с электронами [Электронный ресурс]. Режим доступа https://nl.lxat.net/data/set_specA.php (дата обращения 01.06.2025).
10. Karelin A.V., and Simakova O.V. Kinetics of the active medium of a multiwave He-Ar-Xe laser pumped by a hard ionizer // International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Lasers. 2000. Proceedings Volume 4071.
11. Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. Дезактивация атома ксенона в метастабильном состоянии 6s при столкновениях с атомами ксенона и гелия // Квантовая электроника. 1998. Т. 25. №3.
12. Emmons D.J. and Weeks D.E. Kinetics of high-pressure argon-helium pulsed gas discharge // Journal of Physics D: Applied Physics. 2008. Vol. 121. No. 20.
13. 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).
14. Xu J. and Setser D.W. Collisional deactivation studies of the Xe(6p) states in He and Ne // The Journal of Chemical Physics. 1991. No. 94.
15. Чернышов А.К., Фомин Е.В. Оценка столкновительных уширений и сдвигов линий аргона 811.5 нм и 912.3 нм в чистом газе и Ar-Ne смеси // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2023. № 8.
16. Hindmarsh W.R., Petford A.D. and Smith G. Interpretation of Collision Broadening and Shift in Atomic Spectra // Proc. R. Soc. Lond. 1967. Vol. 297. Pp. 296–304.
17. Drews T., Seppelt K. The Xe₂⁺ Ion – Preparation and Structure // Angew. Chem. Int. Ed. Engl. 1997. Vol. 36. No. 3.
18. Golubovskii Y., Gorchakov S., Loffhagen D. and Uhrland D. Influence of the resonance radiation transport on plasma parameters // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2007. Vol. 37. Pp. 101–104.
19. Rauf S. and Kushner M.J. Dynamics of a coplanar-electrode plasma display panel cell. I. Basic operation // Journal of Applied Physics. 1999. Vol. 85.
20. Miidia P.Kh., Peet V.E., Sorkina R.A., Tamme E.E., Treshchalov A.B. and Sherman A.V. Theoretical and experimental investigations of an electric-discharge plasma of an XeCl laser // Sov. J. Quantum electronics. 1986. No. 16.
21. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 378 с.

22. Gao J., He Y., Sun P., Zhang Z., Wang X., Zuo D. Simulations for transversely diode-pumped metastable rare gas lasers // *Journal of the Optical Society of America B*. 2017. Vol. 34. No. 4.
23. Юрьев А.В., Адаменков Ю.А., Горбунов М.А., Шайдулина В.А., Калачева А.А., Кабак Е.В. Лазер с оптической накачкой на инертных газах // 31я Международная конференция по передовым лазерным технологиям ALT-24, Владивосток, 23-27 сентября 2024 года. Сборник тезисов.
24. Gao J., Sun P., Wang X., Zuo D. Modeling of a dual-wavelength pumped metastable argon laser // *Laser Phys. Lett.* 2017. Vol. 15.

References

1. Adamenkov A.A., Adamenkov Yu.A., Volkov M.A., Vyskubenko B.A., Garanin S.G., Gorbunov M.A., Domazhirov A.P., Egorushin M.V., Kalacheva A.A., Kolobyanin Yu.V., Konkina N.A., Starikov F.A., Khlebnikov A.A., Shaidulina V.A., Laser on metastable Ar* atoms with transverse optical pumping of 1 W power, *Quantum Electronics*, 2022, vol. 52, no. 8, pp. 695–697 [in Russian].
2. Juriev A.V., Adamenkov Yu. A., Gorbunov M.A., Kabak E.V., Kalacheva A.A., Shaidulina V.A., Kinetic Processes of Argon–Helium Plasma of a Pulsed Discharge, *Fluid Dynamics*, 2025, vol. 60, no. 52. DOI:10.1134/S0015462825600956
3. Juriev A.V., Adamenkov Yu.A., Gorbunov M.A., Shaidulina V.A., Kalacheva A.A., Generation of radiation at a wavelength of 893 nm on metastable krypton atoms using optical pumping, *Uspekhi prikladnoj fiziki*, 2024, vol. 12, no. 6, pp. 556–566 [in Russian]. DOI: 10.51368/2307-4469-2024-12-6-556-566
4. Juriev A.V., Gorbunov M.A., Adamenkov Yu.A., Kalacheva A.A., Shaidulina V.A., Study of the influence of atmospheric air on the active medium of an optically pumped inert gas laser, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2025, vol. 26, no. 5 [in Russian]. <http://doi.org/10.33257/PhChGD.26.5.1206>
5. Adamenkov Yu. A., Gorbunov M.A., Kabak E.V., Kalacheva A.A., Shaidulina V.A., Juriev A.V., Simultaneous Generation at Three Wavelengths in an Optically Pumped He–Kr–Ar Medium, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, 2024, vol. 51, pp. 374–380. DOI: 10.3103/S1068335624601493
6. Lei P., Chen Z., Shen Y., Wang X., and Zuo D., Demonstration of a metastable argon laser of 10 W by transverse pumping, *Optics Letters*, 2017, vol. 49, no. 17. DOI:10.1364/OL.533007
7. Carl R., Sanderson and other Demonstration of a quasi-CW diode-pumped metastable xenon laser, *Optics Express*, 2019, vol. 27, no. 24/25. DOI: 10.1364/OE.27.036011
8. 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, no. 51. DOI: 10.1088/1361-6463/aa9e40
9. Database of cross sections for reactions of interaction with electrons. Access mode https://nl.lxat.net/data/set_specA.php (01.06.2025).
10. Karelin A.V. and Simakova O.V., Kinetics of the active medium of a multiwave He-Ar-Xe laser pumped by a hard ionizer, *International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Lasers*, 2000, Proceedings Volume 4071. <https://doi.org/10.1117/12.383452>
11. Zayarny D.A., Semenova L.V., Ustinovsky N.N., Kholin I.V., Chugunov A.Yu., Deactivation of a xenon atom in the metastable state 6s in collisions with xenon and helium atoms, *Quantum Electronics*, 1998, vol. 25, no. 3 [in Russian].
12. Emmons D.J. and Weeks D.E., Kinetics of high-pressure argon-helium pulsed gas discharge, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2008, vol. 121, no. 20. DOI: 10.1063/1.4983678
13. Database of electron levels and transitions. Access mode <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database> (01.06.2025).
14. Xu J. and Setser D.W., Collisional deactivation studies of the Xe(6p) states in He and Ne, *The Journal of Chemical Physics*, 1991, no. 94. DOI:10.1070/QE1998v028n03ABEH001178

15. Chernyshov A.K., Fomin E.V., Estimation of collisional broadenings and shifts of argon lines 811.5 nm and 912.3 nm in pure gas and Ar-Ne mixture, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, 2023, no. 8 [in Russian].
16. Hindmarsh W.R., Petford A.D., and Smith G., Interpretation of Collision Broadening and Shift in Atomic Spectra, *Proc. R. Soc. Lond.*, 1967, vol. 297, pp. 296–304. <https://doi.org/10.1098/rspa.1967.0068>
17. Drews T., Seppelt K., The Xe₂⁺ Ion – Preparation and Structure, *Angew. Chem. Int. Ed. Engl.*, 1997, vol. 36, no. 3. DOI:10.1002/anie.199702731
18. Golubovskii Y., Gorchakov S., Loffhagen D., and Uhrland D., Influence of the resonance radiation transport on plasma parameters, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 2007, vol. 37, pp. 101–104. DOI:10.14311/ppt.2019.2.119
19. Rauf S., and Kushner M.J., Dynamics of a coplanar-electrode plasma display panel cell. I. Basic operation, *Journal of Applied Physics*, 1999, vol. 85. DOI:10.1063/1.369703
20. Miidia P.Kh., Peet V.E., Sorkina R.A., Tamme E.E., Treshchalov A.B., and Sherman A.V., Theoretical and experimental investigations of an electric-discharge plasma of an XeCl laser, *Sov. J. Quantum electronics*, 1986, no. 16. DOI: 10.1070/QE1986v016n11ABEH008297
21. Biberman L.M., Vorobiev V.S., Yakubov I.T., *Kinetics of nonequilibrium low-temperature plasma*, Moscow: Nauka, 1982, 378 pp. [in Russian].
22. Gao J., He Y., Sun P., Zhang Z., Wang X., Zuo D., Simulations for transversely diode-pumped metastable rare gas lasers, *Journal of the Optical Society of America B*, 2017, vol. 34, no. 4. DOI:10.1364/JOSAB.34.000814
23. Juriev A.V., Adamenkov Yu.A., Gorbunov M.A., Shaidulina V.A., Kalacheva A.A., Kabak E.V., Optically pumped inert gas laser, 31st International Conference on Advanced Laser Technologies ALT-24, Vladivostok, September 23-27, 2024. [in Russian]
24. Gao J., Sun P., Wang X., Zuo D., Modeling of a dual-wavelength pumped metastable argon laser, *Laser Phys. Lett.*, 2017, vol. 15. DOI: 10.1088/1612-202X/aa5b10

Статья поступила в редакцию 30 октября 2025 г.