

УДК 621.378.2
EDN: WJQZLQ

PACS: 42.55.Lt, 52.25.Dg, 52.38.-r

Генерация излучения на длине волны 893 нм на метастабильных атомах криптона с помощью оптической накачки

А. В. Юрьев, Ю. А. Адаменков, М. А. Горбунов, А. А. Калачева, В. А. Шайдулина

Представлены теоретические исследования криптон-гелиевой плазмы в качестве активной среды лазера с оптической накачкой. Созданы кинетические модели Ar-He и Kr-He плазмы и проведено сравнение эффективности наработки метастабильных атомов в данных средах. Показано, что Kr-He плазма позволяет получить более высокую концентрацию метастабильных атомов при меньшем напряжении разряда. Обоснована возможность получения в среде Kr-He одновременной лазерной генерации на двух длинах волн 877,7 нм и 892,9 нм. Проведены эксперименты по получению лазерной генерации на метастабильных атомах криптона на длине волны 892,9 нм. Для возбуждения метастабильных атомов криптона использовался импульсно-периодический разряд. Оптическая накачка осуществлялась излучением диодного лазера.

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

DOI: 10.51368/2307-4469-2024-12-6-556-566

Введение

ЛОНИГ – это новый тип газовых лазеров с оптической накачкой и высокой квантовой эффективностью, позволяющий преобразовать мощное излучение диодного лазера в мощное излучение газового лазера с хорошим качеством луча. В работе [1] была продемон-

стрирована первая генерация на атомах криптона на длине волны 892,9 нм. В работах [2, 3] проведены теоретические исследования, направленные на повышение эффективности наработки метастабильных атомов. Преобладающее количество исследований проводилось с использованием аргона [4–7], что обусловлено наибольшей доступностью аргона из всех инертных газов.

Предложенное сочетание технологий позволяет создать компактный лазер, который способен выдавать непрерывное излучение мощностью до нескольких мегаватт. Кроме того, активная среда такого лазера содержит только инертные газы, что существенно упрощает техническую реализацию и позволяет создать химически инертный вариант лазерной установки. В данный момент в России созданы лабораторные прототипы ЛОНИГ, при помощи которых производится поиск наиболее подходящей смеси инертных газов в качестве активной среды, модернизируются разрядные условия и условия получения лазерной генерации [8].

Юрьев Алексей Валентинович, инженер-исследователь .

Адаменков Юрий Анатольевич, в.н.с., к.ф.-м.н.

Горбунов Михаил Александрович, начальник лаборатории.

Калачева Анна Андреевна, м.н.с.

Шайдулина Валентина Александровна, н.с.

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ».

Россия, 607188, г. Саров, Нижегородская обл., ул. Мира, 37.

E-mail: oefimova@otd13.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 13.11.2024

После доработки 27.11.2024

Принята к публикации 12.12.2024

Шифр научной специальности: 1.3.2

© Юрьев А. В., Адаменков Ю. А., Горбунов М. А., Калачева А. А., Шайдулина В. А., 2024

К настоящему времени максимальная мощность лазерной генерации, равная 12,5 Вт, была достигнута при использовании смеси Ar-He [9]. В работах [10–12] получена лазерная генерация на атомах ксенона. В работах [1, 13] проведено экспериментальное исследование кинетики лазера на атомах криптона. Авторами [14] получена лазерная генерация на смеси Kr-He мощностью 100 мВт (пиковая мощность 1,1 Вт) на двух длинах волн 877 нм и 893 нм.

Актуальной задачей является теоретическое исследование процессов, протекающих в плазме инертных газов (Kr-He, Ar-Ne, Kr-Ne и др.). В настоящей работе представлено теоретическое исследование Kr-He плазмы импульсного разряда для использования в качестве активной среды ЛОНИГ и приведено описание эксперимента по получению лазерной генерации на метастабильных атомах криптона.

Кинетические модели Ar-He и Kr-He плазм

Для сравнения эффективности возбуждения атомов аргона и криптона в Ar-He и Kr-He плазме были созданы кинетические модели, основой которых являются реакции, проте-

кающие по одинаковым механизмам и отличающиеся только лазерной частицей (Ar или Kr).

В кинетику модели криптон-гелиевой плазмы включено рассмотрение 8 энергетических состояний атомов криптона и гелия: атомы криптона Kr и гелия He в основном состоянии, атомы криптона Kr* и гелия He* в возбужденном состоянии, атомарные ионы криптона Kr⁺ и гелия He⁺, гомоядерный ион криптона Kr²⁺ и эксимерная молекула криптона Kr*₂. Кинетика аргон-гелиевой плазмы аналогична.

В таблице 1 представлены значения энергии возбуждения и ионизации частиц криптон-гелиевой и аргон-гелиевой плазмы.

Взаимодействие вышеуказанных частиц описывается посредством 25 реакций.

На рисунке 1 представлена схема ключевых реакций между частицами криптон-гелиевой плазмы.

Перечень реакций с указанием скорости представлен в таблице 2. Значения скоростей реакций приведены в м³/с для реакций с двумя взаимодействующими частицами и м⁶/с для реакций с тремя взаимодействующими частицами. Энергия электронов T_e и температура атомов газа T_g измеряются в эВ и К соответственно.

Таблица 1

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

	Атом	X*	He*	X ⁺	He ⁺	He ²⁺	X ²⁺	X* ₂
Энергия, эВ	X = Kr	9,91	19,8	14	24,59	22,23	13,7	8,36
	X = Ar	11,55	19,8	15,76	24,59	22,23	14,5	11,06

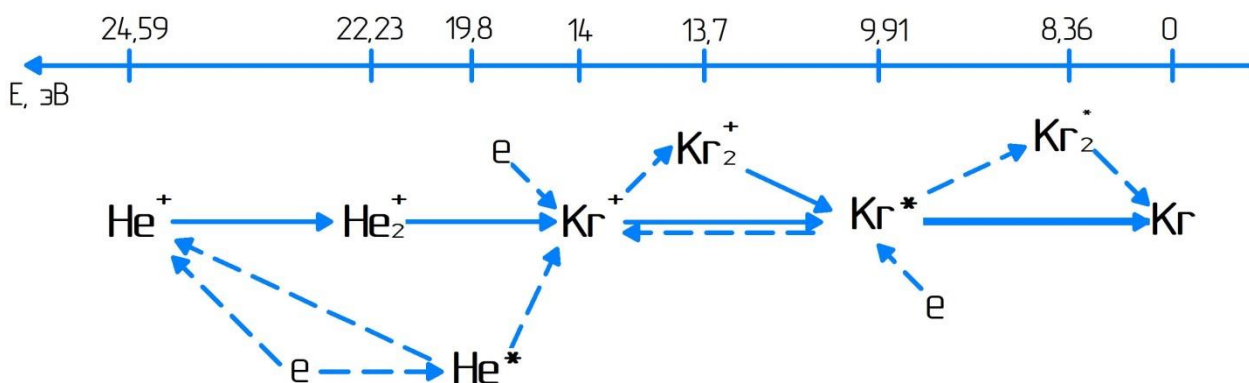


Рис. 1. Схема реакций в кинетической модели криптон-гелиевой плазмы

Таблица 2

Реакции взаимодействия частиц Kr-He и Ar-He плазмы

№	Реакция	Скорость реакции, м ³ /с м ⁶ /с
Электронный удар		
1	$e + X \rightarrow e + X$	$\sigma(\varepsilon)$ [15]
2	$e + X \rightarrow 2e + X^+$	$\sigma(\varepsilon)$ [15]
3	$e + X^* \rightarrow 2e + X^+$	$\sigma(\varepsilon)$ [15]
4	$e + He \rightarrow 2e + He^+$	$\sigma(\varepsilon)$ [15]
5	$e + He \rightarrow e + He$	$\sigma(\varepsilon)$ [15]
6	$e + He^* \rightarrow 2e + He^+$	$\sigma(\varepsilon)$ [15]
7-8	$e + He \leftrightarrow e + He^*$	$\sigma(\varepsilon)$ [15]
9-10	$e + X \leftrightarrow e + X^*$	$\sigma(\varepsilon)$ [15]
Рекомбинация		
11	$X^+ + 2e \rightarrow X^* + e$	$X = Kr: 5,4 \times 10^{-45} \times T_e^{-4,5}$ [18] $X = Ar: 7,2 \times 10^{-39} \times T_e^{-4,5}$ [17]
12	$X_2^+ + e \rightarrow X^* + X$	$X = Kr: 3 \times 10^{-13} \times T_e^{-0,5}$ для 3P2 [18] $X = Ar: 7,34 \times 10^{-14} \times T_e^{-0,67}$ [17]
13	$He^+ + 2e \rightarrow He^* + e$	$5,1 \times 10^{-39} \times T_e^{-4,5}$ [17]
Передача положительного заряда		
14	$X^+ + X + He \rightarrow X_2^+ + He$	$X = Kr: 1 \times 10^{-43} (300/T_g)^{0,5}$ [16] $X = Ar: 1,13 \times 10^{-43} \times \left(\frac{300}{T_g}\right)^{0,4}$ [17]
15	$He^+ + 2He \rightarrow He_2^+ + He$	$0,83 \times 10^{-43} \times \left(\frac{300}{T_g}\right)^{0,6}$ [19]
16	$He_2^+ + X \rightarrow X^+ + 2He$	$X = Kr: 2,2 \times 10^{-16} \times \left(\frac{300}{T_g}\right)^{0,5}$ [20] $X = Ar: 2,2 \times 10^{-16} \times \left(\frac{300}{T_g}\right)^{0,5}$ [17]
17	$X^+ + X + X \rightarrow X_2^+ + X$	$X = Kr: 2,4 \times 10^{-43} (300/T_g)^{0,5}$ [18] $X = Ar: 2,25 \times 10^{-43} \times \left(\frac{300}{T_g}\right)^{0,4}$ [17, 21]
18	$X_2^+ + e \rightarrow X^+ + X + e$	$X = Kr: 6 \times 10^{-13} \times e^{-1/T_e}$ [18] $X = Ar: 1,36 \times 10^{-12} \times e^{-\frac{2,06}{T_e}}$ [17]
Ионизация Пеннинга		
19	$He^* + X \rightarrow X^+ + He + e$	$X = Kr: 3,62 \times 10^{-16}$ [22] $X = Ar: 7,56 \times 10^{-17} \times \left(\frac{T_g}{300}\right)^{0,5}$ [23]

Окончание табл. 2

№	Реакция	Скорость реакции, м ³ /с м ⁶ /с
Образование и тушение эксимерных молекул криптона		
20	$X^* + X + He \rightarrow X_2^* + He$	$X = Kr: 3 \times 10^{-45} \times \left(\frac{T_g}{300}\right)^{-0.5}$ [16] $X = Ar: 1,8 \times 10^{-43} \times T_g^{-0.6}$ [17]
21	$X^* + X + X \rightarrow X_2^* + X$	$X = Kr: 4 \times 10^{-44} \times \left(\frac{T_g}{300}\right)^{-0.5}$ [18] $X = Ar: 3,6 \times 10^{-43} \times T_g^{-0.6}$ [17]
22	$X_2^* + He \rightarrow 2X + He$	$X = Kr: 20^{-20}$ [16] $X = Ar: 20^{-20}$ [17]
23	$X_2^* \rightarrow 2X + hv$	$X = Kr: 3,8 \times 10^6$ [17] $X = Ar: 3,1 \times 10^5$ [17]
Тушение возбужденных атомов		
24	$X^* + He \rightarrow X + He$	$X = Kr: 1 \times 10^{-21} \times \left(\frac{T_g}{300}\right)^{0.5}$ [16] $X = Ar: 1 \times 10^{-20} \times \left(\frac{T_g}{300}\right)^{0.5}$ [17]
25	$X^* \rightarrow X + hv$	$X = Kr: 10^5$ [18] $X = Ar: 10^5$ [17]

Скорости реакций (1–10) в модели определялись по известным сечениям реакции $\sigma(\varepsilon)$ и функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) $f(\varepsilon)$:

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

где q_e и m_e – заряд и масса электрона.

ФРЭЭ определялась посредством решения кинетического уравнения Больцмана.

Лазерная генерация в смеси Ar-He и Kr-He

Схема уровней аргона и криптона представлена на рисунке 2. Энергетические уровни, непосредственно участвующие в лазерном цикле, выделены утолщенной линией.

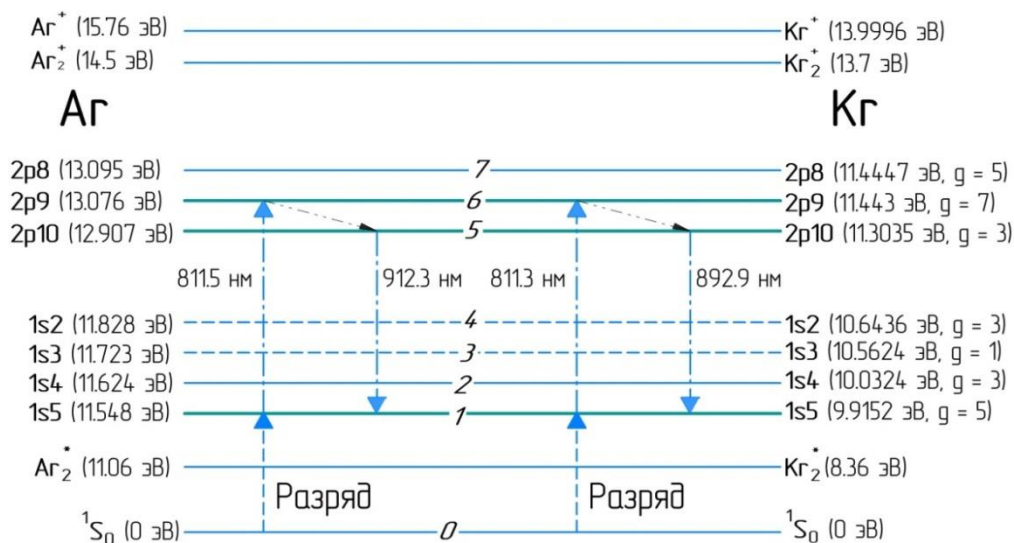


Рис. 2. Энергетические уровни аргона и криптона

Для получения лазерной генерации ЛОНИГ используются возбужденные $-4s$ и $-4p$ состояния атомов инертных газов. Нижний лазерный уровень $1s_5$ (здесь и далее в обозначениях Пашена) заполняется в результате импульсно-периодического разряда. Уровень $2p_9$ заселяется при поглощении атомами на уровне $1s_5$ излучения накачки на длине волны 811,5 нм для Ar и 811,3 нм для Kr. Верхний лазерный уровень $2p_{10}$ заселяется посредством безызлучательных столкновительных переходов с уровня $2p_9$. Генерация лазерного излучения на длине волны 912,3 нм в аргоне и 892,9 нм в криптоне происходит между уровнями $2p_{10}$ и $1s_5$.

Возбуждение активной среды Ar-He и Kr-He

Возбуждение атома на нижний лазерный уровень $1s_5$ происходит посредством электронного удара при прохождении разряда.

Энергия возбуждения атома криптона и аргона на нижний электронный уровень $1s_5$ составляет соответственно 9,915 эВ и 11,548 эВ. На рисунке 3а представлены экспериментальные значения сечений возбуждения атомов [15] и сравнение значений скоростей реакции возбуждения атомов аргона и криптона электронным ударом (рис. 3б), определенных с помощью кинетических моделей при одинаковой амплитуде напряжения и длительности разряда, равной 950 В и 40 нс по полувысоте соответственно. Максимальная средняя энергия электронов в экспериментальных условиях достигает 6,5 эВ.

Атом криптона имеет большее по сравнению с аргоном сечение возбуждения и меньшую энергию метастабильного уровня, что позволяет сделать вывод о более эффективной накачке при прохождении разряда. Скорость возбуждения атомов криптона приблизительно в 5 раз превышает скорость возбуждения атомов аргона при применении одинаковых разрядных импульсов для генерации плазмы.

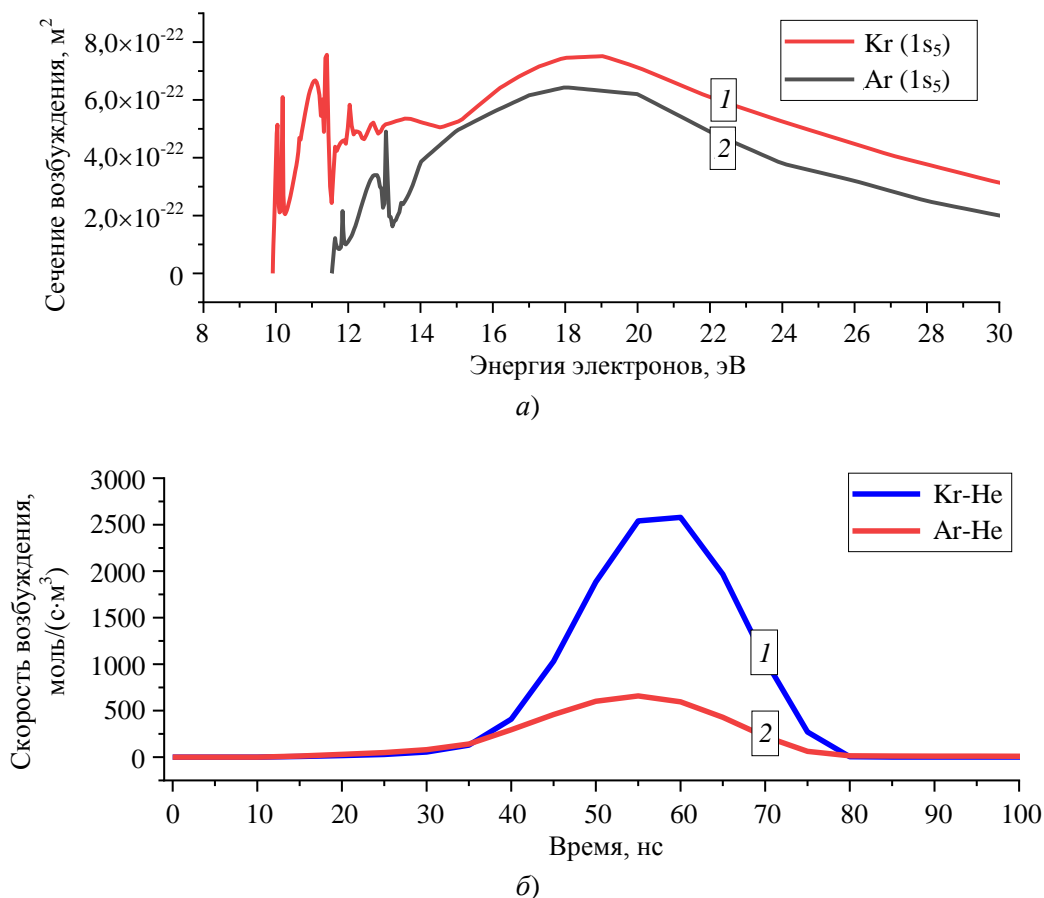


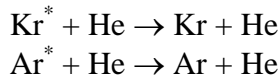
Рис. 3. а) – сечение возбуждения атомов Kr (1) и Ar (2) электронным ударом; б) – скорость возбуждения атомов Kr (1) и Ar (2) в смеси с гелием в разряде

Тушение метастабильных атомов в Ar-He и Kr-He плазмах

Для получения устойчивой лазерной генерации ЛОНИГ необходимо поддержание концентрации метастабильных атомов на уровне порядка 10^{13} см^{-3} .

К основным каналам тушения атомов, возбужденных на метастабильный уровень $1s_5$, относятся безызлучательная релаксация при соударении с атомами буферного газа (гелия), образование эксимерных молекул и возбуждение на резонансные уровни $1s_4$ или $1s_2$ с последующим испусканием фотона и переходом в основное состояние.

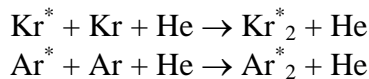
Безызлучательная релаксация при соударении с атомами гелия:



Коэффициент тушения при столкновении с атомами гелия составляет $1,5 \times 10^{-21} \text{ м}^3/\text{с}$ для криптона и $1,6 \times 10^{-20} \text{ м}^3/\text{с}$ для аргона [16, 17].

В активной среде Kr-He тушение метастабильных атомов при безызлучательной релаксации в основное состояние будет протекать на порядок медленнее по сравнению с Ar-He.

Образование эксимерных молекул:

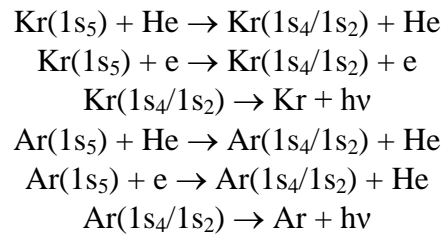


Энергетическая разность между метастабильным атомом и эксимерной молекулой составляет 1,555 эВ для криптона и 0,488 эВ для аргона. Коэффициент образования эксимерных молекул при соударении с атомами того

же газа составляет $5,3 \times 10^{-44} \text{ м}^6/\text{с}$ для криптона и $1,2 \times 10^{-44} \text{ м}^6/\text{с}$ для аргона [15, 16]. Скорость образования эксимерных молекул при соударении с атомами гелия составляет $3 \times 10^{-45} \text{ м}^6/\text{с}$ для криптона и $6 \times 10^{-45} \text{ м}^6/\text{с}$ для аргона [16, 17].

При доле Kr(Ar) в смеси, меньшей 10 %, коэффициент образования эксимерных молекул в смеси Ar-He превышает значение в смеси Kr-He. Скорость увеличения коэффициента при увеличении доли инертного газа в смеси для Kr в несколько раз выше. Данную особенность необходимо учитывать при выборе оптимальной доли инертных газов в смеси.

Возбуждение на резонансные уровни $1s_4$ или $1s_2$ с последующим испусканием фотона и переходом в основное состояние:



Столкновения атомов, возбужденных на метастабильный уровень $1s_5$, с невозбужденными атомами или электронами приводят к возбуждению на более высокие уровни $-s$ и $-p$ мультиплетов. Энергетическая разность между уровнем $1s_5$ и уровнями $1s_4$, $1s_3$, $1s_2$ составляет 0,076 эВ, 0,175 эВ и 0,28 эВ для аргона и 0,117 эВ, 0,647 эВ и 0,73 эВ для криптона соответственно.

На рисунке 4 представлены значения сечений возбуждения атомов аргона и криптона с метастабильного уровня $1s_5$ на резонансные уровни $1s_4$ и $1s_2$ электронным ударом [15].

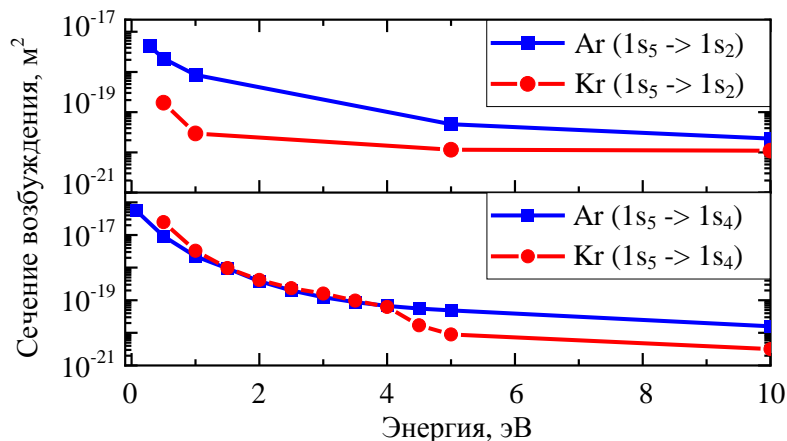


Рис. 4. Сечения возбуждения атомов криптона и аргона $1s_5 \rightarrow 1s_4$ и $1s_5 \rightarrow 1s_2$

Сечение возбуждения оказывается большим для атома криптона при возбуждении на уровень $1s_4$ и меньшим при возбуждении на уровень $1s_2$. Константа Эйнштейна для перехода возбужденного на уровень $1s_4$ атома в основное состояние путем испускания фотона составляет $1,32 \times 10^8$ для аргона с^{-1} и $2,98 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ для криптона; уровень $1s_2$ – $3,09 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ для криптона и $5,32 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ для аргона.

Сечение возбуждения $1s_5 \rightarrow 1s_4$ и константа Эйнштейна $\text{Ar}(1s_4) \rightarrow \text{Ar} + h\nu$ больше для Kr по сравнению с Ar, однако ввиду большей разницы энергии уровней атома Kr уменьшение концентрации метастабильных атомов за счет механизма $X(1s_5) \rightarrow X(1s_4) \rightarrow X(1s_0) + h\nu$ можно считать приблизительно одинаковым для Kr-He и Ar-He плазмы.

Проведенный анализ позволяет сделать вывод о том, что в Kr-He плазме метастабильные атомы испытывают меньшее тушение по сравнению с Ar-He плазмой, что должно при-

водить к увеличению времени жизни и концентрации метастабильных атомов.

Ключевые переходы между уровнями $-4p$ мультиплета в Ar-He и Kr-He плазмах

Для создания инверсии населенностей атомы возбуждаются с нижнего лазерного уровня $1s_5$ на уровень накачки $2p_9$ посредством диодной накачки, после чего происходит безызлучательная релаксация на верхний лазерный уровень $2p_{10}$. Для ускорения безызлучательной релаксации большую часть смеси инертных газов составляет буферный газ (гелий). Важно, чтобы безызлучательный переход $2p_9 \rightarrow 2p_{10}$ преобладал над всеми остальными механизмами опустошения энергетического уровня $2p_9$.

На рисунке 5 представлена схема электронных уровней $-4p$ мультиплета, участвующих в лазерном цикле, атомов Ar и Kr. Схема представлена масштабно, уровни $2p_{10}$ атомов Ar и Kr помещены на одной высоте для сравнения.

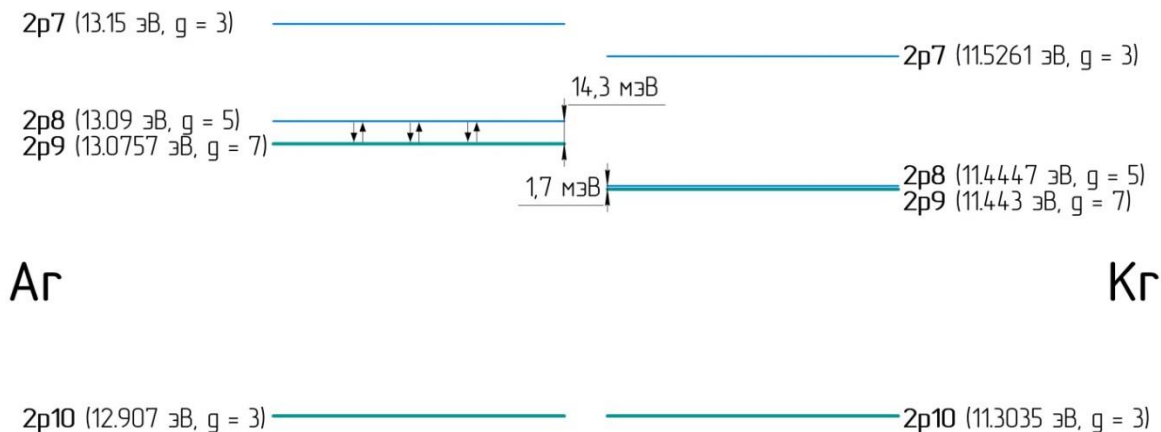


Рис. 5. Схема электронных уровней $-4p$ мультиплета атомов аргона и криптона

Переходы между $2p_8$ и $2p_9$

Энергетическая разность между уровнями $2p_9$ и $2p_8$ составляет $14,3 \text{ мэВ}$ для аргона и $1,7 \text{ мэВ}$ для криптона, что меньше энергии теплового движения атомов ($\sim 26 \text{ мэВ}$). При заполнении уровня накачки $2p_9$ происходят интенсивные безызлучательные переходы на уровень $2p_8$ с коэффициентом реакции $2,2 \times 10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}$ для аргона и $1,3 \times 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$ для криптона. В работе [14] приведены экспериментальные результаты, демонстрирующие, что около 70 % возбужденных на уровень $2p_9$ атомов переходит на уровень $2p_8$.

С точки зрения создания инверсии населенностей ключевое отличие между уровнями $2p_8$ и $2p_9$ заключается в том, что релаксация за счет испускания фотонов с уровня $2p_9$ происходит на метастабильный уровень $1s_5$ с вероятностью $3,61 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$, и вероятность переходов на другие энергетические уровни атома криптона пренебрежимо мала. Релаксация возбужденных на уровень $2p_8$ атомов при испускании фотона может происходить как на метастабильный уровень $1s_5$ с вероятностью $8,96 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, так и на резонансные уровни $1s_4$ с вероятностью $2,217 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ и $1s_2$ с вероят-

ностью $8,1 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$ с последующим испусканием фотона в основное состояние.

Совокупность вышеуказанных факторов позволяет предположить, что посредством цепочки $\text{Kr}(2p_9) \rightarrow \text{Kr}(2p_8) \rightarrow \text{Kr}(1s_4) \rightarrow \text{Kr}(^1S_0)$ реализуется вывод энергии возбуждения из активной среды посредством излучения фотонов с резонансных уровней.

Переходы между $2p_9$ и $2p_{10}$

Существенное значение имеет скорость перехода между уровнем накачки $2p_9$ и верхним лазерным уровнем $2p_{10}$. Коэффициент безызлучательной релаксации с уровня накачки $2p_9$ на верхний лазерный уровень $2p_{10}$ составляет $1,6 \times 10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}$ для Ar и $2 \times 10^{-18} \text{ м}^3/\text{с}$ для Kr. Передача энергии возбуждения верхнему лазерному уровню $2p_{10}$ происходит на порядок менее эффективно в Kr по сравнению с Ar.

Анализ переходов между уровнями $2p_8$, $2p_9$ и $2p_{10}$ позволяет предположить, что при использовании Kr-He смеси в качестве активной среды энергия оптической накачки тратится неэффективно по сравнению с Ar-He плазмой. Переходы возбужденных атомов с уровня $2p_9$ на $2p_8$ при оптической накачке значительно ограничивает мощность получаемой на длине волны 892,9 мощности генерации.

Заполнение электронного уровня $2p_8$ атома криптона открывает возможность получения лазерной генерации по четырехуровневой схеме, реализация которой затруднительна при использовании атомов аргона. Поясняющая схема представлена на рисунке 6.

При возбуждении атомов криптона на уровень $2p_9$ благодаря тепловой энергии уровень $2p_8$ также стремительно заполняется.

Поскольку уровень $1s_4$ является резонансным и опустошается после прохождения разряда за счет спонтанного испускания фотонов, то между $2p_8$ и $1s_4$ создается инверсия населенности и возникает генерация на длине волны 877,7 нм.

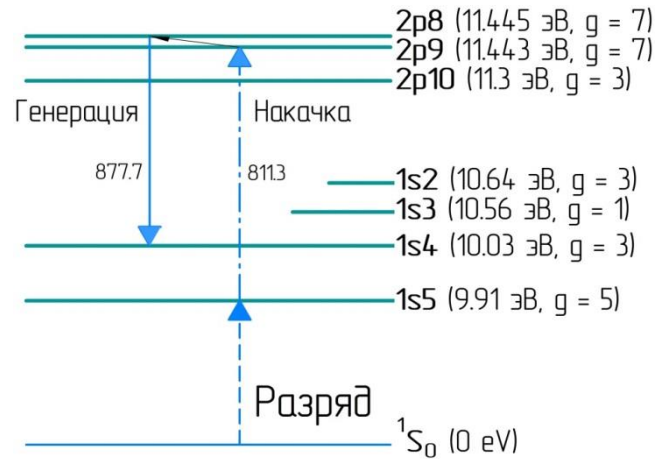


Рис. 6. Схема электронных уровней атома криптона с указанием доступных для генерации длин волн

Генерация ЛОНИГ на данной длине волны была получена при проведении экспериментов по получению генерации на смеси Kr-Ar-He [24].

Постановка эксперимента по получению генерации ЛОНИГ на смеси Kr-He

Схема проведения эксперимента по получению лазерной генерации на криптоне аналогична схеме по получению генерации на аргоне [25], представлена на рисунке 7. В эксперименте использована поперечная схема накачки излучением диодного лазера с длиной волны 811,53 нм шириной 80 пм.

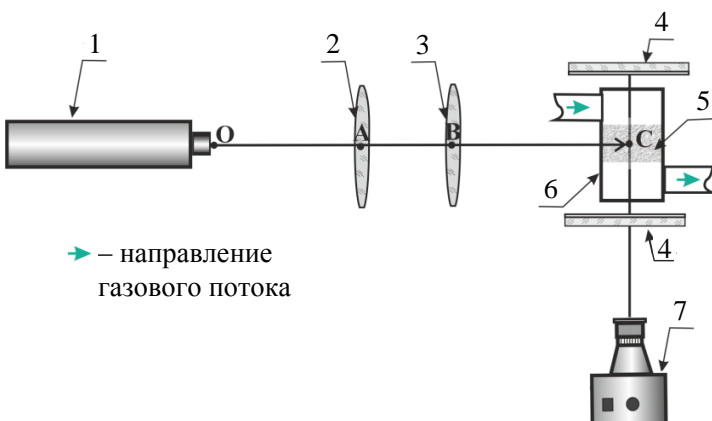


Рис. 7. Схема проведения эксперимента: 1 – лазер накачки; 2 – цилиндрическая линза; 3 – сферическая линза; 4 – зеркала оптического резонатора; 5 – область разряда; 6 – разрядная камера; 7 – калориметр

С помощью созданной кинетической модели была определена оптимальная доля криптона в смеси, равная 2 % для условий проведения эксперимента. Использовалась газовая смесь, состоящая из 96 % гелия, 2 % неона и 2 % криптона. Неон был добавлен в смесь для уменьшения напряжения пробоя и стабилизации разряда.

В качестве источника оптической накачки использовался перестраиваемый диодный лазер на длине волны 811,3 нм. Мощность излучения лазера накачки составляла 120 Вт. Давление газовой смеси в области разрядной камеры составляло 10^5 Па. Поверхности электродов, изготовленные из танталовой фольги толщиной 0,5 мм, представляли собой параллельные плоскости 15×3 мм, расположенные на расстоянии 3 мм друг от друга. Оптический резонатор состоял из плоского (выходное) зеркала и сферического (глухое) зеркала радиусом кривизны поверхности 50 см. Коэффициент отражения сферического и плоского зеркал на длине волны генерации составлял

99 % и 94 % соответственно. Для формирования импульсно-периодического разряда был применен блок питания, изготовленный в РФЯЦ ВНИИЭФ. Амплитуда напряжения составляла 1,6 кВ; частота следования импульсов – 100 кГц; длительность разрядного импульса по полувысоте – 40 нс. Межэлектродное пространство было однородно заполнено плазмой разряда.

Результаты экспериментов

В процессе проведения экспериментов была получена непрерывная лазерная генерация на длине волны 893 нм. Мощность лазерной генерации, измеренная с помощью оптического калориметра, составила 30 мВт. Спектр излучения, падающего на приемную площадку оптического калориметра, получен с помощью портативного спектрометра. Спектр представлен на рисунке 8. На спектре видна линия генерации криптона (893 нм) и рассеянное излучение накачки (811 нм).

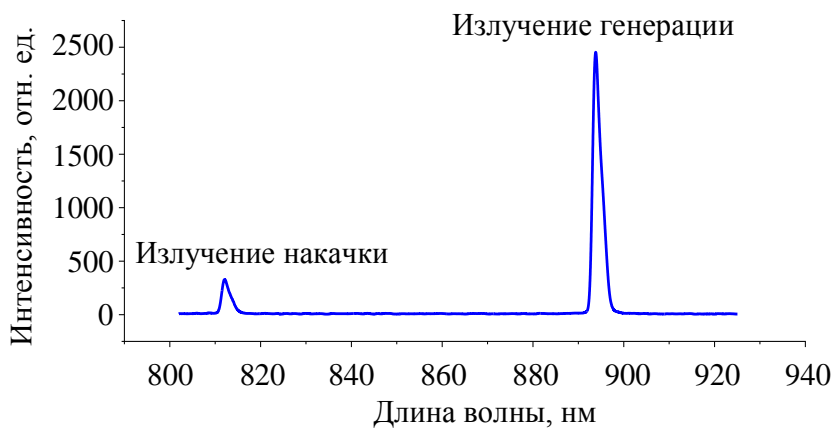


Рис. 8. Спектр линий генерации и накачки

Заключение

Проведено теоретическое исследование Ar-He и Kr-He плазм. Показано, что возбуждение метастабильных атомов на уровень $1s_5$ требует меньшего напряжения разряда и происходит с большей эффективностью в Kr-He плазме по сравнению с Ar-He плазмой. Основные каналы тушения метастабильных атомов в Kr-He среде оказываются менее интенсивными по сравнению с Ar-He плазмой, что делает Kr-He плазму значительно более привлекательной с точки зрения получения

наибольшей концентрации метастабильных атомов.

Оптическая накачка атомов на уровень $2p_9$ в Kr-He плазме сопровождается интенсивными переходами на уровень $2p_8$, что значительно ограничивает результирующую инверсию населенностей и мощность генерации на длине волны 892,9 нм. Имеет смысл получение в Kr-He плазме одновременной генерации на двух длинах волн – 892,9 нм ($2p_{10} \rightarrow 1s_5$) и 877,7 нм ($2p_8 \rightarrow 1s_4$).

Проведены эксперименты по получению лазерной генерации на смеси Kr-He. В ходе

проведения экспериментов получена генерация лазерного излучения на длине волны 892,9 нм по трехуровневой схеме на смеси Kr (2 %), Ne (2 %) и He (96 %). Интегральная мощность генерации составила 30 мВт.

ЛИТЕРАТУРА

1. Han J., Heaven M. C. / Optics Letters. 2012. Vol. 37. № 11. P. 2157–2159.
2. Emmons D. J., Weeks D. E. / Journal of Applied Physics. 2017. Vol. 121. № 20.
3. Han J., Glebov L., Heaven M. C. / Optics Letters. 2013. Vol. 38. № 24. P. 5458–5461.
4. Emmons D. J., Weeks D. E., Eshel B. / Journal of Applied Physics. 2018. Vol. 4.
5. Mikheyev P. A., Chernyshov A. K., Svistun M. I. et al. / Opt. Express. 2019. Vol. 27. P. 38759–38767.
6. Rawlins W. T., Hoskinson A. R., Galbally-Kinney K. L. et al. / Journal Chemical Physics. 2023. Vol. 127. № 11. P. 2489–2502.
7. Hoskinson A. R., Gregorio J., Hopwood J. et al. / Journal of Applied Physics. 2016. Vol. 119. № 23. P. 233301.
8. Новости Самарского университета [Электронный ресурс]. Режим доступа <https://ssau.ru/news/17111-gazrobotannaya-v-samare-lazernaya-ustanovka-mozhet-romoch-v-borbe-s-asteroidami> (дата обращения: 01.09.2024).
9. Lei P., Chen Z., Shen Y., Wang X., Zuo D. / Opt. Lett. 2024. Vol. 49. P. 4918–4921.
10. Sanderson C. R., Ballmann C. W., Han J. et al. / Opt. Express. 2019. Vol. 27. № 24/25. P. 36011–36021.
11. Mikheyev P. A., Han J. et al. / Journal of Physics D: Applied Physics. 2017. Vol. 50. № 48. P. 485203.
12. Demyanov A. V., Kochetov I. V., Mikheyev P. A. et al. / Journal of Physics D: Applied Physics. 2018. Vol. 51. P. 045201.
13. Han J., Heaven M. C. / Opt. Lett. 2015. Vol. 40. P. 1310–1313.
14. Liu Q., Wang R., Yang Z. et al. / High Power Laser Science and Engineering. 2023. Vol. 11. № 11. P. 6.
15. База данных сечений реакций взаимодействия с электронами [Электронный ресурс]. Режим доступа https://nl.lxat.net/data/set_specA.php (дата обращения: 01.06.2024).
16. Заярный Д. А., Льдов А. Ю., Холин И. В. / Квантовая электроника. 2013. Т. 43. № 8. С. 720–724.
17. Emmons D. J., Weeks D. E. / Journal of applied physics. 2017. Vol. 121. P. 203301.
18. Benstaali W., Larbi Daho Bachir N. et al. / Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2020. Vol. 40. P. 1585–1603.
19. Jones D. C., Listert D. G. / J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1980. Vol. 13.
20. Praxmarer C., Hansel A., Jordan A., Kraus H. / International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes. 1993. Vol. 129.
21. Stankov M., Becker M. M., Hoder T., Loffhagen D. / Plasma Sources Science and Technology. 2022. Vol. 31. P. 125002.
22. Bae H., Whang K. / Journal of the Korean Physical Society. 2008. Vol. 53. № 2.
23. Zagidullin M. V., Mikheyev P. A. / Physics of Plasmas. 2023. Vol. 30.
24. Адаменков Ю. А., Горбунов М. А., Кабак Е. В., Калачева А. А., Шайдулина В. А., Юрьев А. В. / Квантовая электроника. 2024. Т. 54. № 2. С. 84–88.
25. Адаменков А. А., Адаменков Ю. А. и др. / Квантовая электроника. 2022. Т. 52. № 8. С. 695–697.

PACS: 42.55.Lt, 52.25.Dg, 52.38.–r

Generation on metastable krypton atoms at a wavelength of 893 nm with optical pumping

A. V. Juriev, Yu. A. Adamenkov, M. A. Gorbunov, A. A. Kalacheva and V. A. Shaidulina

FSUE "RFNC-VNIIEF"

37 Mira st., Sarov, Nizhny Novgorod Region, 607188, Russia

Received 13.11.2024; revised 27.11.2024; accepted 12.12.2024

The paper presents theoretical studies of krypton-helium plasma as an active medium for an optically pumped laser. Kinetic models of Ar-He and Kr-He plasmas have been developed, and the efficiency of producing metastable atoms in these media has been compared. It has been shown that Kr-He plasma allows one to obtain a higher concentration of metastable atoms at a lower discharge voltage. The possibility of obtaining simultaneous laser generation at two wavelengths, 877.7 nm and 892.9 nm, in a Kr-He medium has been substantiated.

Experiments have been conducted to obtain laser generation on metastable krypton atoms at a wavelength of 892.9 nm. A pulse-periodic discharge was used to excite metastable krypton atoms. Optical pumping was performed by diode laser radiation.

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

REFERENCES

1. Han J. and Heaven M. C., Optics Letters **37** (11), 2157–2159 (2012).
2. Emmons D. J. and Weeks D. E., Journal of Applied Physics **121** (20), (2017).
3. Han J., Glebov L. and Heaven M. C., Optics Letters **38** (24), 5458–5461 (2013).
4. Emmons D. J., Weeks D. E. and Eshel B., Journal of Applied Physics **4** (2018).
5. Mikheyev P. A., Chernyshov A. K., Svistun M. I. et al., Opt. Express **27**, 38759–38767 (2019).
6. Rawlins W. T., Hoskinson A. R., Galbally-Kinney K. L. et al., Journal Chemical Physics **127** (11), 2489–2502 (2023).
7. Hoskinson A. R., Gregorío J., Hopwood J. et al., Journal of Applied Physics **119** (23), 233301 (2016).
8. News of Samara University [Electronic resource]. <https://ssau.ru/news/17111-razrabotannaya-v-samare-lazernaya-ustanovka-mozhet-pomoch-v-borbe-s-asteroidami> (01.09.2024).
9. Lei P., Chen Z., Shen Y., Wang X. and Zuo D., Opt. Lett. **49**, 4918–4921 (2024).
10. Sanderson C. R., Ballmann C. W., Han J. et al., Opt. Express **27** (24/25), 36011–36021 (2019).
11. Mikheyev P. A., Han J. et al., Journal of Physics D: Applied Physics **50** (48), 485203 (2017).
12. Demyanov A. V., Kochetov I. V., Mikheyev P. A. et al., Journal of Physics D: Applied Physics **51** (2018).
13. Han J. and Heaven M. C., Opt. Lett. **40**, 1310–1313 (2015).
14. Liu Q., Wang R., Yang Z. et al., High Power Laser Science and Engineering **11** (11), 6 (2023).
15. Database of cross-sections of reactions of interaction with electrons [Electronic resource]. https://nl.lxat.net/data/set_specA.php (01.06.2024).
16. Zayarny D. A., L'dov A. Yu. and Kholin I. V., Quantum Electronics **43** (8), 720–724 (2013) [in Russian].
17. Emmons D. J. and Weeks D. E., Journal of Applied Physics **121**, 203301 (2017).
18. Benstaali W., Larbi Daho Bachir N. et al., Plasma Chemistry and Plasma Processing **40**, 1585–1603 (2020).
19. Jones D. C. and Listert D. G., J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. **13** (1980).
20. Praxmarer C., Hansel A., Jordan A. and Kraus H., International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes **129** (1993).
21. Stankov M., Becker M. M., Hoder T. and Loffhagen D., Plasma Sources Science and Technology **31**, 125002 (2022).
22. Bae H. and Whang K., Journal of the Korean Physical Society, **53** (2), (2008).
23. Zagidullin M. V. and Mikheyev P. A., Physics of Plasmas **30** (2023).
24. Adamenkov Yu. A., Gorbunov M. A., Kabak E. V., Kalacheva A. A., Shaidulina V. A. and Juriev A. V., Quantum Electronics **54** (2), 84–88 (2024) [in Russian].
25. Adamenkov A. A., Adamenkov Yu. A. et al., Quantum Electronics **52** (8), 695–697 (2022) [in Russian].