

01
**Эмиссионные спектры тяжелых инертных газов Kr, Xe
в диапазоне 3–20 нм при импульсном лазерном возбуждении
с использованием различных газовых струй
в качестве мишеней**

© А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН,
603087 Нижний Новгород, Россия
e-mail: nechay@ipm.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 19.11.2020 г.
В окончательной редакции 19.11.2020 г.
Принята к публикации 30.11.2020 г.

Исследованы эмиссионные спектры Kr, Xe при возбуждении импульсным лазерным излучением. Использовался лазер Nd:YAG, $\lambda = 1064$ нм, $\tau = 5$ нс, $E_{\text{pulse}} = 0.8$ Дж. Исследовался спектральный диапазон 3–20 нм. Для формирования газовой струи использовались капилляр с $d = 500$ мкм и сверхзвуковые конические сопла с $d_{\text{cr}} = 145$ мкм, $2\alpha = 12^\circ$, $L = 5$ мм, и $d_{\text{cr}} = 450$ мкм, $2\alpha = 11^\circ$, $L = 5$ мм. Были получены эмиссионные спектры для различных газовых мишеней, проведена расшифровка полученных спектров и определены ионы, излучающие в данном спектральном диапазоне. Проведено сравнение интенсивностей линий при использовании различных систем формирования мишеней.

Ключевые слова: кластерные пучки, экстремальное ультрафиолетовое излучение, эмиссионные спектры, лазерная искра, рентгеновский спектрометр-монокроматор.

DOI: 10.21883/OS.2021.03.50652.282-20

Введение

В настоящее время активно развиваются исследования в области коротковолнового, в частности, мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового излучения (МР и ЭУФ). Ранее исследования в МР и ЭУФ диапазоне с применением многослойной оптики были связаны с задачами диагностики лабораторной и космической плазмы [1], решением проблем коротковолновой проекционной литографии [2]. В настоящее время на первый план выходят лабораторные приложения с использованием техники МР и ЭУФ диапазона. В частности, это исследования, связанные с изучением структуры и упорядочения нанообъектов как природного, так и искусственного происхождения [3].

В лабораторных целях наибольшее применение нашли плазменные источники, в том числе такие в которых плазма создается за счет импульсного лазерного излучения (ЛПИ источники) [4–6]. В качестве мишеней для импульсного возбуждения используются газовые струи [4,7], твердотельные [8,9] и замороженные газовые мишени [10,11].

Ранее нами проводились исследования эмиссионных свойств легких инертных газов при использовании различных систем формирования газовых мишеней. В данной работе эти исследования продолжены, были проведены исследования эмиссионных свойств тяжелых инертных газов.

Исследовательская установка

Для исследований использовалась установка, подробно описанная в работе [12]. Работа установки осуществляется следующим образом. Исследуемый газ поступает в коническое сверхзвуковое сопло, при истечении из которого в вакуумный объем формируется газовая мишень. Откачка проводится криоконденсационным и криоадсорбционными насосами. Излучение лазера направляется на короткофокусную линзу, в фокусе которой происходит лазерный пробой и образование плазмы. Полихроматическое МР и ЭУФ излучение плазмы, проходя свободновисящий рентгеновский фильтр, направляется на входное зеркало спектрометра-монокроматора РСМ-500. Затем монохроматическое МР и ЭУФ излучение детектируется импульсным детектором.

Для возбуждения атомно-кластерной струи использовался лазер NL300 Series Nd:YAG Laser со следующими параметрами: длина волны 1064 нм, энергия импульса лазера 0.8 Дж, длительность импульса 5.2 нс, частота до 10 Гц. Лазерное излучение фокусируется на газовую мишень с помощью линзы с фокусным расстоянием 45 мм. Расчетный диаметр фокусного пятна составляет 66 мкм. Используется свободновисящий фильтр Mo/ZrSi₂ с толщинами слоев в бислое 1.5/2.5 нм, число бислоев 12. Также свободновисящий фильтр является и защитой от частиц различной природы, образующихся в процессе работы источника МР и ЭУФ излучения.

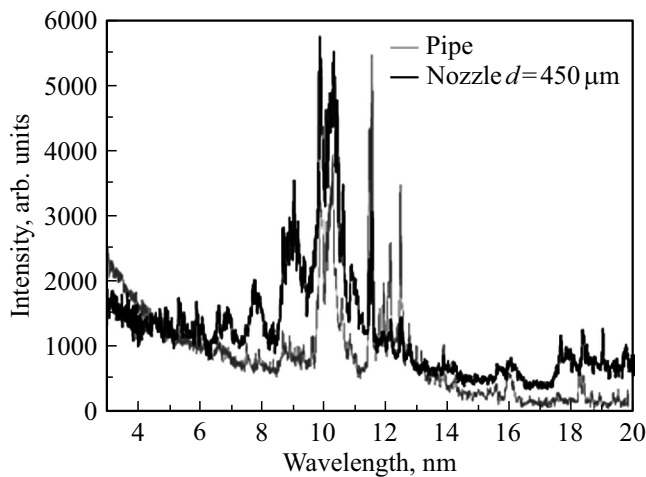


Рис. 1. Эмиссионный спектр мишени из криптона при использовании в качестве источника струи капилляра и конусного сопла с $d_{cr} = 450 \mu\text{m}$.

Спектральное разрешение прибора, измеренное на L-краях поглощения кремниевого и алюминиевого, и K-крае бериллиевого свободновисящих фильтров, а также по полуширине нулевого порядка составляло 0.04 nm . Для используемых решетки и зеркала исследуемый диапазон длин волн составлял $3\text{--}20 \text{ nm}$.

Для формирования газоструйных мишеней использовались следующие сопла: малое сверхзвуковое коническое сопло с $d_{cr} = 145 \mu\text{m}$, $2\alpha = 12^\circ$, $L = 5 \text{ mm}$, большое сверхзвуковое коническое сопло с $d_{cr} = 450 \mu\text{m}$, $2\alpha = 11^\circ$, $L = 5 \text{ mm}$ и капилляр $d = 500 \mu\text{m}$. Данные системы формирования газовой струи имеют следующие особенности:

Конусное сверхзвуковое сопло малого критического сечения ($d_{cr} = 145 \mu\text{m}$) формирует направленную сверхзвуковую струю газа. При подаче охлажденного газа либо газа под большим давлением формируется узконаправленный кластерный пучок с большой долей конденсата в нем. Данные сопла могут использоваться при различных температурах и давлениях подаваемого газа при наличии откачных систем приемлемой мощности ($\sim 1000 \text{ l/s}$). Как правило, данные сопла используются для формирования кластерных пучков при постоянном режиме истечения газа и удобны при использовании лазерных систем с высокой частотой повторения импульсов.

Конусное сверхзвуковое сопло большого критического сечения ($d_{cr} = 450 \mu\text{m}$) также формирует направленную сверхзвуковую струю газа. Но большое критическое сечение приводит к большим расходам газа, что при использовании откачных систем приемлемой мощности ($\sim 1000 \text{ l/s}$) требует использования импульсного клапана. В свою очередь использование быстродействующих импульсных клапанов ограничивает используемый диапазон давлений, и особенно температур газов на входе в сопло, что не позволяет получить кластерные пучки с

Таблица 1. Таблица эмиссионных линий криптона

Длина волны, nm	Интенсивность, arb. units	Ион	Переход
6.61	600	Kr IX	$3d^{10} - 3d^9 5f$
7.54	500	Kr IX	$3d^{10} - 3d^9 4f$
7.62	550	Kr IX	$3d^{10} - 3d^9 4f$
7.68	300	Kr IX	$3d^{10} - 3d^9 4f$
9.18	500	Kr X	$3p^6 3d^9 - 3p^6 3d^8 4p$
9.66	650	Kr X	$3p^6 3d^9 - 3p^5 3d^{10}$
9.84	1300	Kr X	$3p^6 3d^9 - 3p^6 3d^8 4p$
9.9	3300	Kr X	$3p^6 3d^9 - 3p^6 3d^8 4p$
10.02	2450	Kr X	$3p^6 3d^9 - 3p^6 3d^8 4p$
10.14	2700	Kr X	$3p^6 3d^9 - 3p^6 3d^8 4p$
10.26	2900	Kr X	$3p^6 3d^9 - 3p^6 3d^8 4p$
10.32	3450	Kr X	$3p^6 3d^9 - 3p^6 3d^8 4p$
10.35	1650	Kr X	$3p^6 3d^9 - 3p^6 3d^8 4p$
10.41	250	Kr X	$3p^6 3d^9 - 3p^6 3d^8 4p$
11.49	3900	Kr IX	$3d^{10} - 3d^9 4p$
11.57	5000	Kr IX	$3d^{10} - 3d^9 4p$
11.77	1100	Kr IX	$3d^{10} - 3d^9 4p$
11.82	1500	Kr VIII	$4s - 3d^9 4s 4p$
11.94	1500	Kr VIII	$4s - 3d^9 4s 4p$
12.15	2100	Kr VIII	$4p - 3d^9 4p^2$
12.38	800	Kr VIII	$4s - 3d^9 4s 4p$
12.47	3000	Kr VIII	$4s - 3d^9 4s 4p$
12.77	800	Kr VIII	$4s - 3d^9 4s 4p$
13.84	1000	Kr VIII	$4s - 6p$
14.21	550	Kr VIII	$4p - 8s$
15.31	350	Kr VIII	$4p - 7s$
15.55	400	Kr VIII	$4p - 7s$
16.0	600	Kr VIII	$4p - 6d$
18.16	800	Kr VIII	$4s - 5p$
18.29	550	Kr VIII	$4s - 5p$
18.55	300	Kr VIII	$4p - 6s$
19.46	350	Kr VIII	$4p - 3d^9 4s^2$
19.85	350	Kr VIII	$4p - 3d^9 4s^2$

большим размером кластеров. Использование импульсных клапанов приводит к необходимости использования лазерных систем с невысокой $\sim 10 \text{ Hz}$ частотой повторения импульсов.

Капилляр большого сечения $d = 500 \mu\text{m}$ характеризуется в лучшем случае звуковым режимом истечения газа и формирует газовое облако с практически изотропным разлетом газа во все стороны от среза капилляра. Используемый большой диаметр приводит к большим расходам газа, что при использовании откачных систем приемлемой мощности ($\sim 1000 \text{ l/s}$) также требует использования импульсного клапана. Вместе с тем, данная система формирования газоструйной мишени самая простая и надежная.

Газовые струи, формируемые в процессе истечения из конических сопел в вакуум, в общем случае имеют сложную пространственную структуру, определяемую параметрами газа на входе в сопло и используемыми геометрическими параметрами сопел. Особенно слож-

Таблица 2. Относительные интенсивности линий криптона при использовании различных систем формирования мишеней

Длина волны, nm	Ион	Интенсивность для различных мишеней, arb. units			
		Капилляр, 3 bar	Сопло 450 μm , 3 bar	Сопло 145 μm , 3 bar	Сопло 145 μm , 6 bar
9.9	Kr X	1	1	1	1
10.14	Kr X	0.76	0.75	0.84	0.83
10.32	Kr X	1.11	0.98	0.92	0.99
10.4	Kr X	0.39	0.51	0.60	0.60
11.49	Kr IX	1.26	0.29	0.45	0.31
11.57	Kr IX	1.64	0.47	0.71	0.52
12.15	Kr VIII	0.68	0.13	0.15	0.10
12.47	Kr VIII	0.99	0.15	0.23	0.17

ны задачи описания атомно-кластерных струй, формирующихся при истечении конденсирующегося газа из сверхзвуковых сопел в вакуум. Газодинамический расчет структуры подобной атомно-кластерной мишени весьма трудоемок и является отдельной задачей. В нашей работе на основании [4] принято, что концентрация частиц в газовых струях составляет $\sim 10^{19}$ частиц/ cm^3 .

Результаты

Исследования газоструйных мишеней на основе криптона

Криптон является тяжелым инертным газом, что автоматически делает его достаточно удобной мишенью для лазерно-плазменного источника МР и ЭУФ излучения, демонстрирующей высокую интенсивность излучения при большом количестве ярких линий. Криптон в качестве мишени исследован в работах [7,13–15], в которых, к сожалению, не идентифицированы наблюдаемые линии и не указана их относительная интенсивность.

На рис. 1 приведен эмиссионный спектр криптона, измеренный при использовании капилляра и конусного сопла критическим сечением 450 μm при следующих параметрах газа: давление газа на входе в сопло 3 bar, температура газа 300 К. Исследован диапазон длин волн 3–20 nm. Интенсивность приведена в относительных единицах.

Виден ряд интенсивных линий в диапазоне 6–20 nm, сформированных переходами на ионах Kr VIII, Kr IX, Kr X. В диапазоне 9–11 nm данные эмиссионные линии сливаются в полосы. Из рисунка видно, что использование сверхзвукового сопла с $d_{\text{cr}} = 450 \mu\text{m}$ приводит к существенному перераспределению интенсивностей эмиссионных линий криптона с ростом интенсивностей линий иона Kr X. Расшифровка наблюдаемых линий проводилась в соответствии с [16–18] и приведена в табл. 1.

Относительные интенсивности линий для спектров, измеренных при использовании различных систем формирования мишени, приведены в табл. 2. В данной таблице концентрация частиц в зоне лазерной искры растет

в ряду капилляр–сопло 145 μm (3 bar)–сопло 145 μm (6 bar)–сопло 450 μm (3 bar).

Из данных, приведенных в табл. 2, можно сделать следующие выводы.

При увеличении концентрации частиц в зоне разряда наблюдается относительный рост линий, соответствующих ионам в высоких степенях ионизации (Kr X), что соответствует росту температуры плазмы. Изменение интенсивностей достаточно велико, до 5 раз. Вместе с тем наблюдаемое изменение температуры плазмы не приводит к появлению эмиссионных линий ионов криптона с другими степенями ионизации.

Для ионов с одинаковой степенью ионизации при использовании различных газовых мишеней наблюдаются изменения относительной интенсивности эмиссионных линий. Данные изменения достаточно велики и в наших экспериментах достигают 50%.

В целом, в результате проведенных исследований эмиссионных спектров криптона можно сделать следующие выводы:

Энергия ионизации для иона Kr X составляет 275 eV, энергия ионизации для следующего иона (Kr XI), эмиссионные линии которого не наблюдались в данном эксперименте, 316 eV.

Из полученных экспериментальных данных видно, что для исследованных типов мишеней вид эмиссионного спектра криптона качественно не изменяется. Следовательно, можно утверждать, что для любых газовых мишеней, подобных исследованной, в эмиссионных спектрах будут наблюдаться линии ионов с теми же степенями ионизации. Отличия спектров могут быть только в различных интенсивностях наблюдаемых эмиссионных линий. Изменяя параметры истечения газа из сопла, возможно существенно изменить интенсивности получаемых эмиссионных линий.

Для качественного изменения видов спектров и получения ионов с более высокими степенями ионизации необходимо существенно увеличить число частиц в зоне лазерной искры.

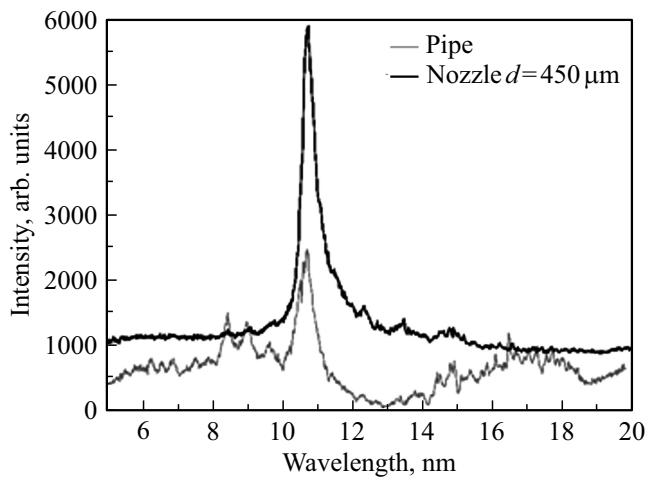


Рис. 2. Эмиссионный спектр мишени из ксенона при использовании в качестве источника струи капилляра и конусного сопла с $d_{cr} = 450 \mu\text{m}$.

Исследования газоструйных мишеней на основе ксенона

Исследование ксенона в качестве мишени лазерно-плазменного источника излучения в МР и ЭУФ диапазоне проводилось в очень большом числе работ, например [13,14,19,20]. Как правило, в подобных исследованиях основное внимание уделялось полосе (unresolved transition arrays, UTA) в области $\sim 10.5 \text{ nm}$. Вместе с тем для лабораторных приложений интересны и другие эмиссионные полосы [6,7].

На рис. 2 приведен эмиссионный спектр ксенона, измеренный при использовании капилляра и конусного сопла критическим сечением $450 \mu\text{m}$ при следующих параметрах газа: давление газа на входе в сопло 3 bar, температура газа 300 К. Исследован диапазон 5–20 нм, интенсивность излучения приведена в относительных единицах.

Виден ряд интенсивных линий в диапазоне 8–18 нм, сформированных переходами на ионах Xe VIII, Xe IX, Xe X. На фоне данных линий доминирует полоса UTA (10–12 нм), исследованная в большом числе работ, например [21,22]. Из рисунка видно, что использование сверхзвукового сопла приводит к существенному изменению полосы UTA, связанному с изменением поглощения излучения в газовой струе и остаточном газе (Xe), содержащемся в камере [23]. Регистрируемые спектры ксенона в диапазоне 10–15 нм чрезвычайно сильно зависят от поглощения излучения в газовой струе и остаточном газе (Xe), что приводит к сильнейшей зависимости от структуры струи-мишени. Для нахождения оптимальных параметров работы данного источника МР и ЭУФ излучения необходима разработка газовой мишени индивидуально под исследовательскую установку. Подобные работы должны нести преимущественно экспериментальный характер, так как расчеты

Таблица 3. Таблица эмиссионных линий ксенона

Длина волны, nm	Интенсивность, arb. units	Ион	Переход
8.54	3750	Xe IX	$4d^{10} - 4d^9 6f$
8.84	3700	Xe IX	$4d^{10} - 4d^9 7p$
9.64	3300	Xe IX	$4d^{10} - 4d^9 5f$
10.65	7000	UTA	UTA
11.34	2600	Xe IX	$4d^9 - 4d^8 4f$
12.01	2000	Xe IX	$4d^{10} - 4d^9 4f$
12.64	1800	Xe XI	$4d^8 - 4d^7 4f$
13.23	1850	Xe XI	$4d^8 - 4d^7 5p$
13.8	1850	Xe XI	$4d^8 - 4d^7 5p$
14.2	1750	Xe X	$4d^9 - 4d^8 5p$
14.36	2150	Xe IX	$4d^{10} - 4d^9 4f$
14.47	2250	Xe X	$4d^9 - 4d^8 5p$
14.77	2450	Xe X	$4d^9 - 4d^9 4f$
14.86	2400	Xe X	$4d^9 - 4d^8 5p$
15.06	2150	Xe X	$4d^9 - 4d^8 5p$
15.28	2125	Xe X	$4d^9 - 4d^8 5p$
15.63	2050	Xe X	$4d^9 - 4d^8 5p$
15.89	2150	Xe X	$4d^9 - 4p^3 4d^{10}$
16.17	2500	Xe IX	$4d^{10} - 4d^9 5p$
16.5	3000	Xe IX	$4d^{10} - 4d^9 5p$
16.67	2300	Xe VIII	$5s - 4d^9 5s 5p$
17.09	2500	Xe VIII	$5s - 4d^9 5s 5p$
17.4	2450	Xe VIII	$5s - 4d^9 5s 5p$
17.58	2400	Xe VIII	$5s - 4d^9 5s 5p$
17.72	2450	Xe VIII	$5s - 4d^9 5s 5p$
17.97	2300	Xe VIII	$5s - 4d^9 5s 5p$
18.17	2100	Xe VIII	$5s - 4d^9 5s 5p$

сверхзвуковых течений с конденсацией газа представляются собой весьма сложную задачу.

Расшифровка наблюдаемых линий проводилась в соответствии с [16,17,24] и приведена в табл. 3.

Относительные интенсивности линий для спектров, измеренных при использовании различных систем формирования мишени, приведены в табл. 4.

Из данных, приведенных в табл. 4, можно сделать следующие выводы.

При увеличении концентрации частиц в зоне разряда наблюдается относительный рост линий, соответствующих ионам в высоких степенях ионизации (Xe XI), что соответствует росту температуры плазмы. Изменение интенсивностей достаточно велико, до 7 раз. Вместе с тем наблюдаемое изменение температуры плазмы не приводит к появлению ионов ксенона с другими степенями ионизации.

Для ионов с одинаковой степенью ионизации при использовании различных газовых мишеней наблюдаются изменения относительной интенсивности эмиссионных линий. Данные изменения достаточно велики и в наших экспериментах достигают 150%.

В целом в результате проведенных исследований эмиссионных спектров ксенона можно сделать следующие выводы.

Таблица 4. Относительные интенсивности линий ксенона при использовании различных систем формирования мишеней

Длина волны, nm	Ион	Интенсивность для различных мишеней, arb. units	
		Капилляр, 3 bar	Сопло 450 μm , 3 bar
8.54	Xe IX	0.44	0.03
8.84	Xe IX	0.41	0.04
9.64	Xe IX	0.30	0.07
10.65	UTA	1.00	1.00
11.34	Xe IX	0.17	0.24
12.01	Xe IX	0.10	0.12
13.23	Xe XI	0.08	0.08
14.77	Xe X	0.27	0.06
14.86	Xe X	0.28	0.06
16.17	Xe IX	0.30	0.02
16.5	Xe IX	0.42	0.02

Энергия ионизации для иона Xe XI составляет 229 eV, энергия ионизации для иона Xe XII, эмиссионные линии которого не наблюдались в данном эксперименте, 264 eV.

Из полученных экспериментальных данных видно, что для исследованных типов мишеней вид регистрируемого спектра ксенона качественно изменяется. Изменение концентраций частиц в зоне искры достигается изменением структуры струи-мишени, что приводит к сильным изменениям в распределении частиц ксенона по объему камеры. В свою очередь это изменяет поглощение МР и ЭУФ излучения остаточным ксеноном, что сильнейшим образом меняет регистрируемые спектры. Данная ситуация приводит к тому, что регистрируемые спектры каждого источника формирования струи и каждого режима истечения индивидуальны.

Заметно, что использование сверхзвуковых газовых струй позволяет получить определенные преимущества. В данном случае струя газа будет собрана в меньшем телесном угле и будет обладать большей плотностью при уменьшенном содержании рассеянного газа в камере установки.

Выводы

В данной работе получены эмиссионные спектры лазерно-плазменного источника с газоструйными мишенями из тяжелых инертных газов (Kr, Xe) в диапазоне длин волн 3–20 nm. Данные мишени формировались с помощью различных сопел при различных давлениях газа на входе в сопло.

1. Получены эмиссионные спектры лазерно-плазменного источника излучения при использовании различных газовых мишеней с тяжелыми инертными газами — криптоном и ксеноном. Проведена расшифровка полученных спектров и определены ионы, излучающие в данном спектральном диапазоне.

Для криптона спектры газовых мишеней различной структуры при различных давлениях газа на входе в сопло не претерпевают больших изменений. Для ксенона регистрируемые спектры индивидуальны и определяются множеством факторов, таких как структура струи, рассеянными потоками газа, геометрией исследовательской установки.

Максимальные степени ионизации, достигаемые в нашем эксперименте, составили Kr X, Xe XI.

2. Определены изменения эмиссионных спектров при использовании различных сопел, формирующих струи различной структуры при различных давлениях газов на входе в сопла.

Обнаружено что при росте концентрации частиц на входе в сопло наблюдается рост интенсивности эмиссионных линий, соответствующих высоким степеням ионизации, и соответственно рост температуры плазмы. Также при росте концентраций газа в зоне разряда происходит перераспределение интенсивностей линий для излучающего иона одной степени ионизации. Данное явление целиком определяется ростом концентрации частиц газа в зоне образования лазерной искры при использовании различных систем формирования газовой струи. Вместе с тем максимальная степень ионизации остается прежней.

Таким образом, используя газовые мишени различной структуры и варьируя давление на входе в них, можно изменять интенсивность отдельных эмиссионных линий в широких пределах. Для качественного изменения спектров необходим резкий рост числа частиц в зоне разряда, который возможен как за счет увеличения давлений на входе в сопло, так и за счет увеличения критического сечения сопел. Для повышения температуры плазмы и интенсивности излучения при минимизации требований к системе откачки оптимально использование сопел малого сечения при большом давлении газа на входе в сопло [25]. Также подобного результата можно достичь переходом к жидкостным мишеням [26].

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00081, 19-07-00173, 20-02-00708 и 20-02-00364).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Кузин С.В., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. В. 1. С. 88–90.
- [2] Chkhalo N.I., Salashchenko N.N. // AIP Adv. 2013. V. 3. N 8. P. 082130.
- [3] Chao W., Harteneck B.D., Liddle J.A., Anderson E.H., Attwood D.T. // Nature. 2005. V. 435. N 7046. P. 1210.

- [4] Suzuki M., Daido H., Choi I.W., Yu W., Nagai K., Norimatsu T., Fiedorowicz H. // *Phys. Plasm.* 2003. V. 10. N 1. P. 227–233.
- [5] Smirnov M.B., Becker W. // *Phys. Rev. A.* 2006. V. 74. N 1. P. 013201.
- [6] Chkhalo N.I., Garakhin S.A., Golubev S.V., Lopatin A.Ya., Nechay A.N., Pestov A.E., Salashchenko N.N., Toropov M.N., Tsybin N.N., Vodopyanov A.V., Yulin S. // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 112. N 22. P. 221101.
- [7] Fiedorowicz H., Bartnik A., Szczurek M., Daido H., Sakaya N., Kmetik V., Nakayama T. // *Opt. Commun.* 1999. V. 163. N 1–3. P. 103.
- [8] Tao Y., Tillack M.S., Sequoia K.L., Burdt R.A., Yuspeh S., Najmabadi F. // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 92. N 25. P. 251501.
- [9] Higashiguchi T., Otsuka T., Yugami N., Jiang W., Endo A., Li B., Kilbane D., Dunne P., O'Sullivan G. // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 99. N 19. P. 191502.
- [10] Fukugaki K., Amano S., Shimoura A., Inoue T., Miyamoto S., Mochizuki T. // *Rev. Sci. Instr.* 2006. V. 77. N 6. P. 063114.
- [11] Hansson B.A.M., Hemberg O., Hertz H.M. // *Rev. Sci. Instr.* 2004. V. 75. N 6. P. 2122–2129.
- [12] Нечай А.Н., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.* 2017. В. 5. С. 17.
- [13] Bartnik A., Fiedorowicz H., Wachulak P., Fok T. // *Laser and Particle Beams.* 2018. V. 36. N 3. P. 286–292.
- [14] Kranzusch S., Mann K. // *Opt. Commun.* 2001. V. 200. N 1–6. P. 223–230.
- [15] Нечай А.Н., Гарахин С.А., Лопатин А.Я., Полковников В.Н., Реунов Д.Г., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И., Цыбин Н.Н. // *Квант. электрон.* 2020. Т. 50. № 4. С. 408–413.
- [16] NIST Atomic Spectra Database, Gaithersburg, 2009–2019. <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>.
- [17] Kelly R.L., Palumbo L.J. *Atomic and ionic emission lines below 2000 angstroms-hydrogen through krypton.* Washington DC: Naval Research Lab, 1973. N NRL-7599.
- [18] Saloman E.B. // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 2007. V. 36. N 1. P. 215–386.
- [19] Kooijman G. A laser plasma EUV source based on a supersonic xenon gas jet target: дис. — Thesis, FOM Institute, 2003.
- [20] Chkhalo N.I., Garakhin S.A., Lopatin A.Ya., Nechay A.N., Pestov A.E., Polkovnikov V.N., Salashchenko N.N., Tsybin N.N., Zuev S.Yu. // *AIP Adv.* 2018. V. 8. N 10. P. 105003.
- [21] Gilleron F., Poirier M., Blenski T., Schmidt M., Ceccotti T. // *J. Appl. Phys.* 2003. V. 94. N 3. P. 2086–2096.
- [22] Белик В.П., Калмыков С.Г., Можаров А.М., Петренко М.В., Сасин М.Э. // *Письма в ЖТФ.* 2017. Т. 43. В. 22. С. 10–17.
- [23] de Bruijn R., Koshelev K., Kooijman G., Toma E.S., Bijkerk F. // *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.* 2003. V. 81. N 1–4. P. 97–105.
- [24] Saloman E.B. // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 2004. V. 33. N 3. P. 765–921.
- [25] Müller M., Mey T., Niemeyer J., Lorenz M., Mann K. // *AIP Conf. Proc.* 2016. V. 1764. N 1. P. 030003.
- [26] Hansson B.A.M., Hertz H.M. // *J. Phys. D.* 2004. V. 37. N 23. P. 3233.