

**ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО****Измерения абсолютных интенсивностей спектральных линий ионов Kr, Ar и O в диапазоне длин волн 10–18 нм при импульсном лазерном возбуждении**

**А.В.Водопьянов, С.А.Гарахин, И.Г.Забродин, С.Ю.Зуев, А.Я.Лопатин, А.Н.Нечай, А.Е.Пестов, А.А.Перекалов, Р.С.Плешков, В.Н.Полковников, Н.Н.Салашенко, Р.М.Смертин, Б.А.Уласевич, Н.И.Чхало**

*Измерены абсолютные интенсивности спектральных линий ионов Kr, Ar и O (газ CO<sub>2</sub>), представляющие интерес для рефлектометрии, микроскопии и литографии в диапазоне длин волн 10–18 нм. Использовалось импульсное возбуждение Nd: YAG-лазером с длиной волны излучения  $\lambda = 1064$  нм, энергией импульса 0.8 Дж и его длительностью 5.2 нс при частоте следования импульсов 10 Гц. Формирование мишеней происходило при истечении газа через импульсное сверхзвуковое коническое сопло при давлении газов на входе в него 3.5 бар. Подробно описаны спектрометр на основе многослойных рентгеновских зеркал и процедура его калибровки. Измерены абсолютные интенсивности спектральных линий Kr IX ( $\lambda = 11.5$  нм, число фотонов  $N = 9.3 \times 10^{12}$  фотон./имп.), Ar VIII ( $\lambda = 13.84$  нм,  $N = 3 \times 10^{12}$  фотон./имп.) и O VI ( $\lambda = 12.98$  нм,  $N = 5.17 \times 10^{12}$  фотон./имп.). Проведено сравнение результатов с данными, полученными для ионов Xe в тех же экспериментальных условиях на тех же длинах волн.*

**Ключевые слова:** экстремальное УФ излучение, спектры излучения, лазерная искра, спектрометр, многослойное рентгеновское зеркало.

**1. Введение**

В настоящее время в связи с успехами в создании источников излучения и оптических элементов активно развиваются исследования в области мягкого рентгеновского (МР) и экстремального УФ (ЭУФ) излучений, где наиболее перспективными направлениями являются литография и микроскопия. Ключевой элемент в развитии обоих направлений – точечный источник МР и ЭУФ излучений. Такие источники должны обладать подходящим спектром излучения в выбранном диапазоне длин волн, большой интенсивностью излучения, хорошей стабильностью и высокой эффективностью конверсии излучения накачки в МР и ЭУФ излучения.

Для использования в литографии, а также в связанных с ней исследованиях было предложено множество конструкций источников, различающихся как по физическому принципу получения высокозарядных ионов плазмы, излучающих в нужном диапазоне длин волн, так и по средней мощности. Наибольшее распространение имеют лазерно-плазменные источники (ЛПИ) на основе плазмы, получаемой при воздействии мощного лазерного импульса на твердотельную оловянную [1] или оловосодер-

жащую [2] мишень и генерирующей с высокой эффективностью излучение в окрестности  $\lambda = 13.5$  нм. Также активно ведутся исследования в области многослойной рентгеновской оптики и источников излучения для длин волн 11.2, 10.5 и 6.7 нм [3–7]. Использование более коротких длин волн позволяет улучшить разрешение литографических установок.

Основными достоинствами источников на основе твердотельных мишеней являются большая эффективность преобразования лазерного излучения в коротковолновое, достигающая 6%–7% в спектральной полосе, ширина которой составляет 2% от основной длины волны в окрестности  $\lambda = 13.5$  нм [8], и большая средняя мощность. Главный недостаток таких источников – сильное загрязнение элементов конструкции и оптики продуктами эрозии мишени, что требует использования сложных и дорогостоящих систем для устранения данного эффекта [9, 10]. В результате указанные источники могут найти применение только при массовом производстве. По этой причине ведутся активные поиски альтернативных источников, использующих газоструйные [11–14], кластерные [15–17], замороженные газовые [18, 19] и жидкостные [20, 21] мишени. Основное преимущество таких мишеней перед твердотельными заключается в минимизации загрязнения оптических элементов установки.

Несмотря на множество статей по газоструйным мишеням, большинство исследований касается измерений спектров и идентификации их линий, а также влияния параметров источников на относительные интенсивности линий. Имеется ограниченное число статей, в которых приводятся абсолютные интенсивности линий. Для областей спектра вблизи  $\lambda = 13.5$  и 11 нм следует отметить работы по исследованию источников на основе ксенона [22–24]. Для области 10–11 нм абсолютные интенсивности излучения криптона, насколько нам известно, были представлены в единственной работе [25]. Для области

**А.В.Водопьянов.** Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

**С.А.Гарахин, И.Г.Забродин, С.Ю.Зуев, А.Я.Лопатин, А.Н.Нечай, А.Е.Пестов, А.А.Перекалов, Р.С.Плешков, В.Н.Полковников, Н.Н.Салашенко, Р.М.Смертин, Б.А.Уласевич, Н.И.Чхало.** Институт физики микроструктур РАН, Россия, 603087 Нижегородская обл., Кстовский р-н, д. Афонино, ул. Академическая, 7; e-mail: nechay@ipm.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 25 февраля 2021 г., после доработки – 8 июня 2021 г.

вблизи  $\lambda = 6.7$  нм эффективность конверсии лазерного излучения в рентгеновское была измерена в [7]. В связи с развитием лабораторной микроскопии в так называемом окне прозрачности воды ( $\lambda = 2.3-4.4$  нм) были измерены коэффициенты конверсии для азота, аргона и различных спиртов [26–30].

Цель настоящей работы – поиск наиболее перспективных газовых мишеней и спектральных линий для создания ЛПИ, предназначенных для ЭУФ литографии и микроскопии в области 12.4–14 нм, где применяется многослойная оптика на основе структур Mo/Si, и в области 11.1–12.4 нм, где наибольшие коэффициенты отражения имеют многослойные структуры на основе бериллия (Ru/Be и Mo/Be) [31, 32]. Поскольку актуальной является замена дорогостоящего ксенона, используемого для литографических и микроскопических задач в спектральной области 10–18 нм, нами исследовались спектры доступных и удобных в работе газов Kr, Ar и CO<sub>2</sub>.

Значительное внимание уделено также калиброванному по чувствительности, автоматизированному широкополосному спектрометру на основе рентгеновских многослойных зеркал. Разработанный спектрометр дает возможность измерять интенсивности излучения в абсолютных единицах в диапазоне 7–32 нм. При использовании многослойных короткопериодных W/B<sub>4</sub>C-зеркал [33] рабочий диапазон может быть расширен в коротковолновую область до 1.35 нм, а при использовании Al/Sc-зеркал [34] – в длинноволновую область до 70 нм. Кроме того, конструкция спектрометра позволяет легко интегрировать его для проведения измерений с существующими оборудованием и вакуумными камерами.

В работе представлены результаты исследований спектров излучения газовых мишеней Ar, Kr и CO<sub>2</sub> при импульсном лазерном возбуждении и абсолютные интенсивности излучения на длинах волн 11.5 нм (Kr), 13.84 нм (Ar) и 12.98 нм (CO<sub>2</sub>), которые позволили выбрать опти-

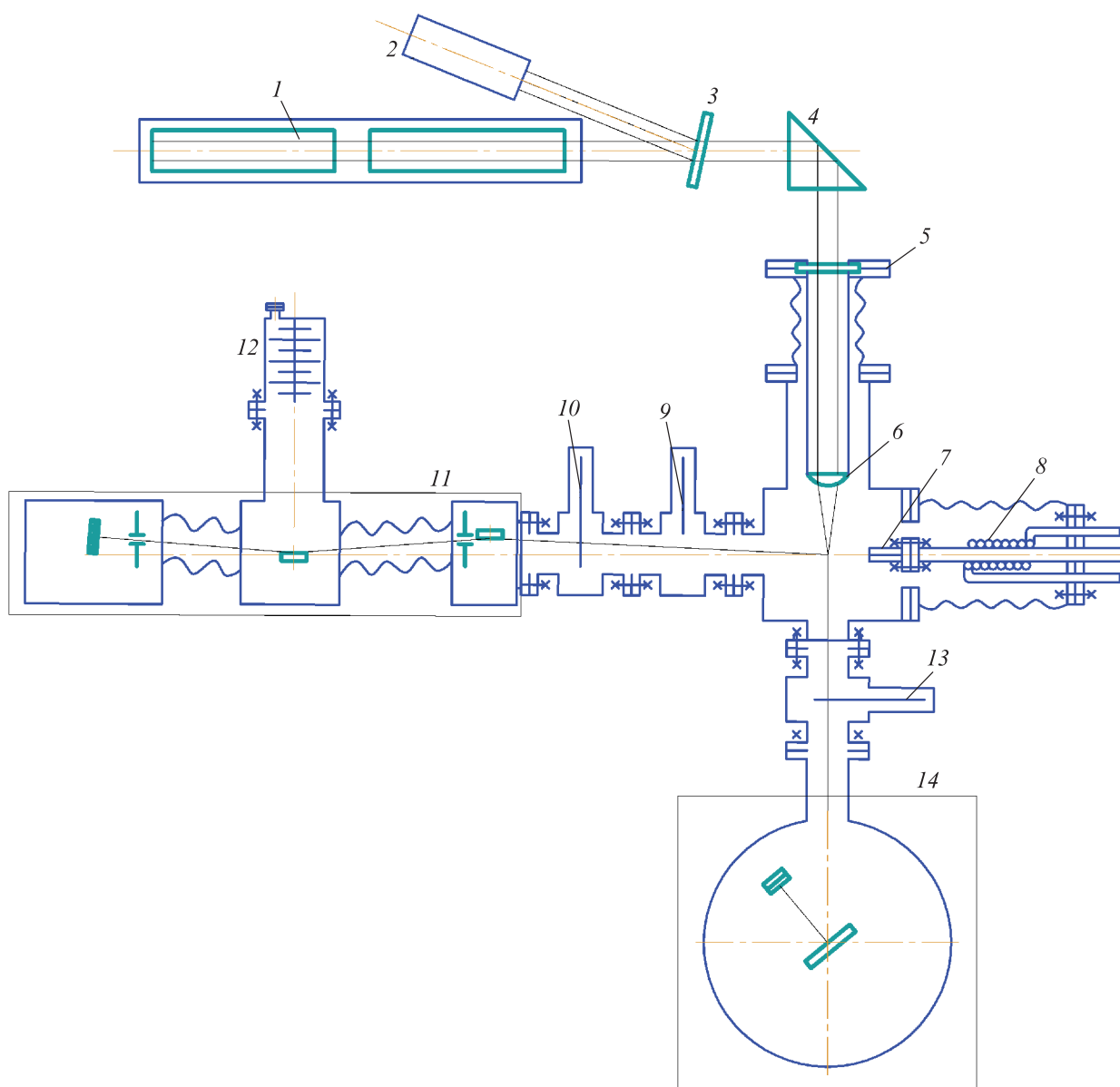


Рис.1. Схема установки:

1 – лазер; 2 – датчик мощности лазерного излучения; 3 – делительная пластинка; 4 – призма; 5 – оптический ввод; 6 – линза; 7 – сопло; 8 – теплообменник; 9 – вакуумный затвор; 10 – пленочный фильтр; 11 – спектрометр-монокроматор РСМ-500; 12 – турбомолекулярный насос; 13 – входной пленочный фильтр; 14 – спектрометр для измерения абсолютных интенсивностей излучения.

мальные длины волн для модернизации стенда ЭУФ литографа [35] и разрабатываемого в настоящее время микроскопа [36].

## 2. Схема эксперимента и метрологическое оборудование

Измерение интенсивности линий излучения выполнялось на установке для исследований спектров излучения газовых и атомарно-кластерных мишеней. Схема установки показана на рис. 1.

Для формирования газоструйных мишеней применялось сверхзвуковое коническое сопло (диаметр критического сечения  $d_{cr} = 450$  мкм, длина сопла  $L = 5$  мм, полуугол раскрытия конуса  $5^\circ$ ), работающее в импульсном режиме. Остаточное давление в камере составляло  $\sim 10^{-2}$  Па. В качестве источника возбуждения использовалось излучение импульсного Nd:YAG-лазера ( $\lambda = 1064$  нм, энергия и длительность импульса 0.8 Дж и 5 нс соответственно, частота следования импульсов 10 Гц). Более подробно принципы построения и работа установки, на базе которой проводились исследования, описаны в [37].

Первоначально регистрация спектров излучения осуществлялась с помощью спектрометра-монохроматора скользящего падения РСМ-500. Прибор работает следующим образом: излучение лазерной искры попадает на входное зеркало спектрометра-монохроматора с радиусом кривизны 4 м и далее на входную щель прибора, затем разлагается в спектр сферической дифракционной решеткой с радиусом кривизны 3 м, проходит через коллиматорную щель, выходную щель и поступает на фотокатод, покрытый слоем CsI. Вылетающие из фотокатода электроны детектируются с помощью шевронной сборки двух микроканальных пластин. В процессе спектральных измерений выходная щель и дифракционная решетка спектрометра-монохроматора перемещаются в соответствии с условиями фокусировки по кругу Роуланда. Детектирование МР и ЭУФ излучений проводится в импульсном режиме. Запуск системы детектирования осуществляется тактовым импульсом, приходящим от системы управления лазером.

Спектральное разрешение спектрометра-монохроматора определялось по полуширине нулевого порядка и по узким спектральным линиям ионов кислорода и составило 0.04 нм. Для используемых решетки и зеркала исследуемый диапазон длин волн был равен 3–20 нм. Исследования спектров, проводимые с помощью РСМ-500, позволяют определить положение высокоинтенсивных спектральных линий, абсолютная интенсивность которых измерялась другим прибором, описанным ниже.

Для измерения абсолютных интенсивностей излучения был специально разработан калиброванный в абсолютных единицах спектрометр, принципиальная схема которого с обозначениями основных элементов и положения источника излучения показана на рис. 2. В отличие от калиброванного по чувствительности, длине волны и полосе пропускания квантометра, описанного в [38] и использовавшегося в качестве вторичного эталона для определения характеристик излучения источников для ЭУФ литографии, вновь разработанный спектрометр позволяет проводить сканирование по спектру.

Корпус спектрометра представляет собой цилиндр диаметром 200 мм, изготовленный из нержавеющей стали. На верхней крышке расположен иллюминатор для визуального наблюдения работы  $\varphi - 2\varphi$ -гониометра. В процессе регистрации спектров излучения иллюминатор закрывается специальной крышкой для устранения засветки детектора. На нижней крышке расположены два разъема РМГ-7 для подключения детектора и шагового двигателя к блоку управления. Внутри корпуса находится  $\varphi - 2\varphi$ -гониометр, в котором для привода используется шаговый двигатель. На диапазон скользящих углов падения  $22^\circ - 75^\circ$  приходится 2400 шагов двигателя. Минимальный угол был выбран из условий отстройки от угла полного внешнего отражения многослойного зеркала. Максимальный угол ограничен размером камеры спектрометра и экранировкой падающего излучения узлом детектора. Точность механического позиционирования намного выше спектрального разрешения спектрометра. Один шаг гоноиметра в самом худшем случае соответствует 0.006 нм при разрешении прибора в лучшем случае  $\sim 0.2$  нм. Подключение спектрометра к вакуумной камере осу-

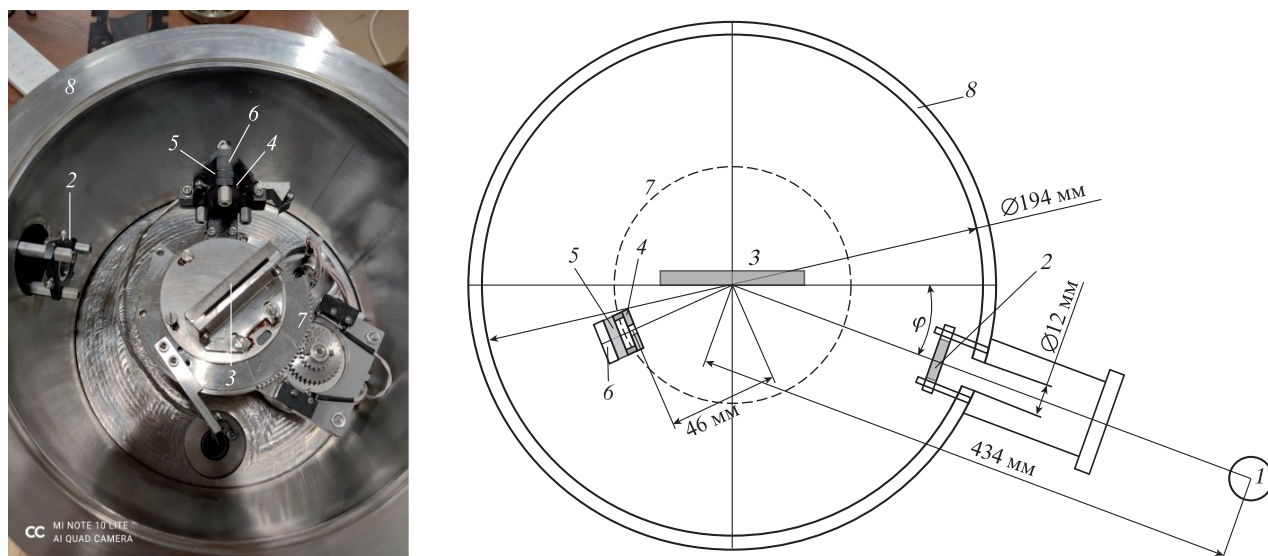


Рис. 2. Фотография калиброванного в абсолютных единицах спектрометра и его принципиальная схема:

1 – область лазерной искры; 2 – входной свободностоящий пленочный фильтр; 3 – рентгеновское многослойное зеркало; 4 – диафрагма перед детектором; 5 – свободностоящий пленочный фильтр детектора; 6 – детектор; 7 –  $\varphi - 2\varphi$ -гоноиметр; 8 – корпус прибора.

ществляется через фланец CF40. Вес прибора составляет ~10 кг.

Прибор работает следующим образом. Излучение лазерной искры 1 проходит через входной свободностоящий пленочный фильтр 2 и попадает на многослойное рентгеновское зеркало (МРЗ) 3, расположенное относительно падающего пучка под некоторым углом, называемым углом скольжения. МРЗ используется в данном спектрометре в качестве диспергирующего элемента. В соответствии с условием Вульфа–Брэгга зеркало отражает излучение с определенной длиной волны, которое проходит сквозь круглую диафрагму 4 диаметром 4 мм, установленную для улучшения спектрального разрешения прибора за счет уменьшения угловой расходимости регистрируемого излучения. Далее оно попадает на детектор 6, пройдя через свободностоящий пленочный фильтр 5. Сканирование по спектру выполняется путем поворота (на угол  $\varphi$ ) МРЗ относительно падающего пучка, при этом детектор поворачивается относительно падающего пучка на удвоенный угол ( $2\varphi$ ). Поворот зеркала и детектора осуществляется с помощью шагового двигателя за счет зубчатой передачи. Зарегистрированный сигнал выводится на экран компьютера и сохраняется в виде числовой таблицы. При работе прибора полное расстояние от лазерной искры до диафрагмы диаметром 4 мм составляло 480 мм. Таким образом, телесный угол, в котором регистрировалось излучение лазерной искры, равнялся  $5.45 \times 10^{-5}$  ср.

### 3. Методика расчета числа фотонов в спектральной полосе излучения

Регистрируемое напряжение на детекторе, формируемое за время одного импульса лазера, для нашего эксперимента может быть определено по формуле

$$V = \int_0^{\infty} \frac{\Omega \beta^2}{4\pi \alpha} E(\lambda) \delta(\lambda) T^2(\lambda) R(\lambda) d\lambda, \quad (1)$$

где  $V$  (в В) – напряжение, зарегистрированное детектором;  $\alpha$  (в Кл/В) – чувствительность усилителя;  $\beta$  – коэффициент пропускания сетки, на которой установлен фильтр;  $\Omega$  (в ср) – телесный угол, в котором излучение регистрируется детектором;  $E$  (в Дж/нм) – спектральная плотность энергии излучения плазмы;  $\delta$  (в Кл/Дж) – чувствительность детектора;  $T(\lambda)$  – коэффициент пропускания свободностоящего пленочного фильтра;  $R(\lambda)$  – коэффициент отражения МРЗ.

С учетом резонансного характера отражения от многослойных зеркал интегрирование достаточно проводить в диапазоне  $\pm 3\Delta\lambda_{1/2}$ , где  $\Delta\lambda_{1/2}$  – ширина спектра коэффициента отражения многослойного зеркала на полувысоте. Спектральные зависимости пропускания фильтров и чувствительности детектора в пределах полосы отражения такого зеркала являются плавными функциями, могут быть вынесены за знак интеграла и заменены их значениями при резонансной длине волны  $\lambda_{\text{res}}$ . Исключение составляют предкраевые области пропускания фильтров и L-край поглощения Si ( $\lambda = 12.4$  нм), где наблюдается небольшой скачок чувствительности детектора. В случае узких, достаточно изолированных спектральных линий можно считать, что практически вся энергия заключена в области вблизи длины волны  $\lambda_{\text{lin}}$ . Следовательно, энергия  $E_{\text{lin}}$ , сосредоточенная в линии излучения, и число фотонов  $N_{\text{lin}}$  в ней могут быть определены выражениями

$$E_{\text{lin}} = \frac{4\pi \alpha V}{\Omega \delta T^2 R \beta^2}, \quad (2)$$

$$N_{\text{lin}} = E_{\text{lin}} \frac{\lambda_{\text{lin}}}{hc}. \quad (3)$$

Для исследованного нами спектрального диапазона чувствительность усилителя  $\alpha = 10^{-11}$  Кл/В, коэффициент  $\beta = 0.8$ , угол  $\Omega = 5.45 \times 10^{-5}$  ср, чувствительность детектора  $\delta = 0.25$  Кл/Дж. Численные значения коэффициентов пропускания и отражения подробно обсуждаются в следующем разделе.

### 4. Калибровка квантовой эффективности спектрометра

Для определения абсолютных интенсивностей линий необходима калибровка всех величин, входящих в выражения (2) и (3). В настоящей работе применялись три типа многослойных зеркал на основе структур Mo/B<sub>4</sub>C, Mo/Be и Be/Si/Al. Основные характеристики зеркал приведены в табл. 1.

Табл. 1. Характеристики используемых МРЗ.

Структура	Период (нм)	Число слоев	Рабочий диапазон длин волн (нм)
Mo/B <sub>4</sub> C	6.5	60	6.5–11.9
Mo/Be	9.83	50	10–18
Be/Si/Al	18.2	40	17–32

На рис. 3 и 4 представлены зависимости коэффициентов отражения и спектрального разрешения используемых многослойных зеркал от длины волны. Выбор конструкций многослойных зеркал, в частности новой системы Be/Si/Al [39], обусловлен наилучшим сочетанием коэффициентов отражения и спектральной селективности при многолетней стабильности рентгенооптических характеристик. Измерения коэффициентов отражения проводились с помощью лабораторных рефлектометров [40, 41].

При расчете отражательных характеристик многослойных зеркал использовались толщины пленок, ширины и вид интерфейсов, полученные по данным совместной реконструкции кривых отражения рентгеновского

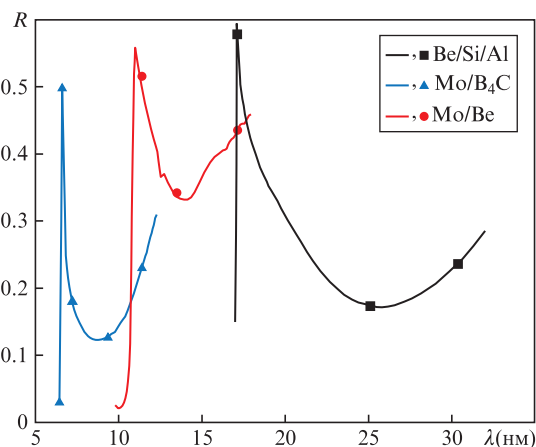


Рис. 3. Зависимости коэффициентов отражения используемых МРЗ от длины волны. Сплошные кривые – расчетные зависимости, точки – результаты измерений.



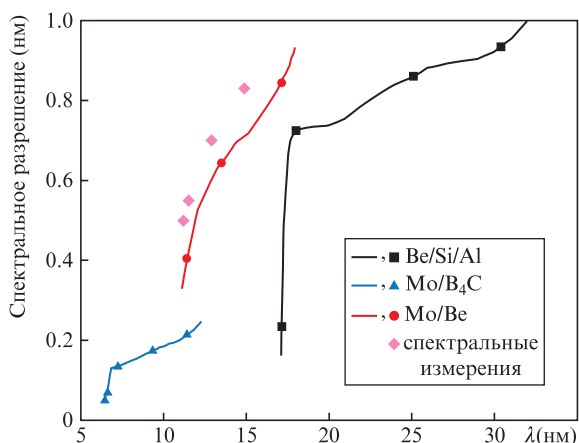


Рис.4. Зависимости спектрального разрешения используемых МРЗ от длины волны. Сплошные кривые – расчетные зависимости, точки – результаты измерений.

излучения на нескольких длинах волн с помощью методики, описанной в [42].

На практике из-за конечного расстояния между источником излучения и спектрометром, приводящего к угловой расходимости регистрируемого пучка излучения, происходит уширение спектральной полосы отражения многослойных зеркал. Поэтому на рис.4 также показаны результаты измерения ширины на полувысоте кривой отражения, наблюдаемой при регистрации узких линий излучения ионов кислорода с помощью спектрометра на основе МРЗ (обозначены ромбами). Видно, что разрешение определяется в основном шириной на полувысоте кривой отражения МРЗ. Как и ожидалось, разрешение, полученное в экспериментах, несколько хуже расчетного, и в дальнейшем это учитывалось при интерпретации экспериментальных данных.

Для подавления фоновых шумов и высших порядков отражения многослойных зеркал использовались тонкопленочные абсорбционные фильтры трех типов: Mo/C, Mo/Be и Al. На рис.5 приведены спектральные зависимости коэффициентов пропускания данных фильтров.

Пленочные фильтры имеют следующую структуру: Al–MoSi<sub>2</sub> (2.5 нм)/Al (150 нм)/MoSi<sub>2</sub> (2.5 нм); Mo/Be–MoSi<sub>2</sub> (2.5 нм)/Mo (2 нм) (Be (3 нм), Mo (2 нм)) × 30 периодов/MoSi<sub>2</sub> (2.5 нм); Mo/C–C (0.7 нм)/(Mo (2 нм), C (0.7 нм)) × 60 периодов. Более подробно характеристики фильтров описаны в [43, 44].

Для регистрации ЭУФ излучения в спектрометре используется кремниевый фотодиод SPD-100UV, градуи-

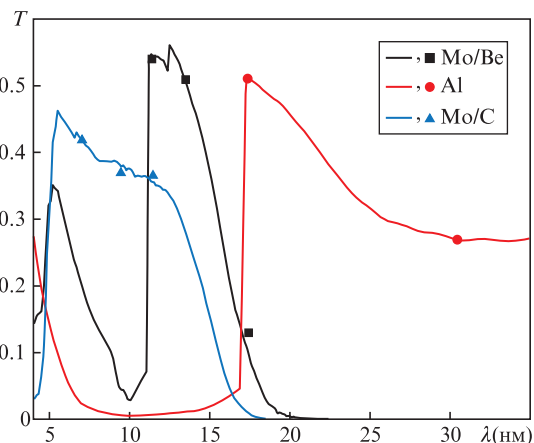


Рис.5. Спектральные зависимости пропускания используемых пленочных фильтров. Сплошные кривые – расчетные зависимости, точки – результаты измерений.

рованный в абсолютных единицах на синхротроне BESSY II, с приемной площадкой в виде квадрата со стороной 10 мм. Чувствительность фотодиода в исследованном нами спектральном диапазоне составляет ~0.25 Кл/Дж. Технология изготовления, конструкция и характеристики фотодиода более подробно описаны в [45].

Шаговый двигатель и детектор подключены к блоку управления спектрометром, который позволяет проводить регистрацию спектров в непрерывном и импульсном режимах (с внешней синхронизацией). Усилитель сигнала детектора интегрирован в блок управления и может работать в трех диапазонах усиления. Блок управления работает автоматически с выводом данных на компьютер.

С учетом ошибок измерений коэффициентов отражения зеркал, коэффициентов пропускания фильтров, чувствительности детектора и геометрических параметров, а также статистических флуктуаций регистрируемой интенсивности мы оцениваем погрешность измерений абсолютных интенсивностей линий как ±10%, что вполне достаточно для большинства применений.

## 5. Экспериментальные результаты

### 5.1. Исследование криптона

Криптон – тяжелый инертный газ, характеризующийся высокой интенсивностью излучения при использовании его в качестве мишени для ЛПИ. Спектр криптона содержит большое число достаточно ярких линий.

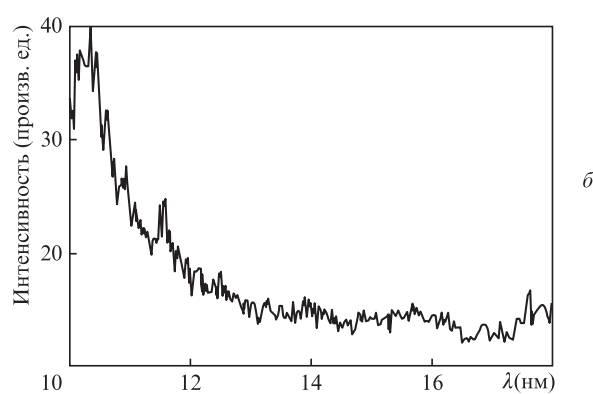
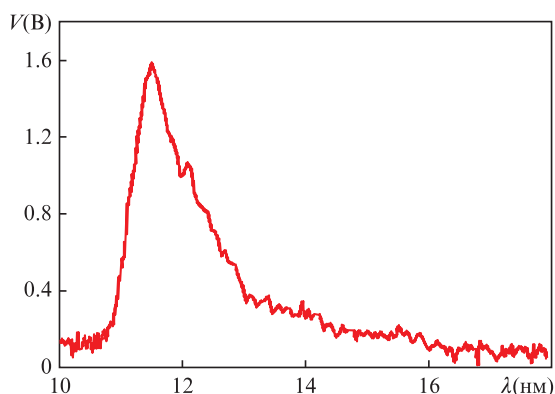


Рис.6. Спектры излучения криптона, зарегистрированные с помощью спектрометра на основе МРЗ (а) и спектрометра-монокроматора РСМ-500 (б).

На рис.6 приведены спектры излучения криптона в диапазоне 10–18 нм, измеренные с помощью спектрометра на основе МРЗ и решеточного спектрометра-монохроматора РСМ-500 в одних и тех же экспериментальных условиях. Давление криптона на входе в сопло составляло 3.5 бар.

В спектре криптона (рис.6,*a*) отчетливо выделяется полоса с максимумом на  $\lambda \approx 11.5$  нм. Эта полоса соответствует линиям ионов КгIX на длинах волн 11.49 и 11.57 нм. Линии не разрешены в спектре вследствие того, что разрешение зеркального спектрометра в этой области составляет 0.52 нм. Небольшой максимум, наблюдаемый в области  $\lambda = 12.1$  нм, соответствует линии иона КгVIII на  $\lambda = 12.15$  нм. Расшифровка спектров, регистрируемых с помощью РСМ-500, проводилась в соответствии с данными работ [46–48].

Резкое уменьшение величины регистрируемого сигнала при использовании зеркального спектрометра для длин волн менее 11 нм объясняется тем, что в данной спектральной области находится К-край поглощения Ве, в связи с чем отражательная способность и пропускание многослойных зеркал и фильтров Мо/Ве сильно ухудшаются (см. рис.3).

По измеренной интенсивности эмиссионной полосы была рассчитана энергия излучения (и число фотонов) лазерной искры в полный телесный угол в спектральной полосе  $11.5 \pm 0.11$  нм за время действия одного лазерного импульса. Результаты расчета представлены в табл.2.

## 5.2. Исследование аргона

Благодаря достаточно большой атомной массе и доступности аргон является перспективным газом для использования в качестве мишени в ЛПИ. На рис.7 приведены спектры излучения аргона в диапазоне 10–18 нм, зарегистрированные с помощью спектрометра на основе МРЗ и решеточного спектрометра-монохроматора РСМ-500 в одних и тех же экспериментальных условиях. Давление аргона на входе в сопло составляло 3.5 бар.

В спектре аргона наблюдаются полосы с максимумами на  $\lambda \approx 12, 13.8$  и  $15.8$  нм. Первая полоса соответствует двум линиям ионов АгVIII на  $\lambda = 12$  и  $12.3$  нм, вторая – линии иона АгVIII на  $\lambda = 13.84$  нм, а третья – трем высокоинтенсивным линиям ионов АгVIII на  $\lambda = 15–17$  нм. Низкая интенсивность данной полосы объясняется существенным уменьшением коэффициентов пропускания пленочных Мо/Ве-фильтров на длинах волн, превышающих 15 нм (см. рис.5). Разрешение калиброванного в абсолютных единицах спектрометра на  $\lambda \approx 12$  нм составляет около 0.6 нм, а на  $\lambda \approx 13.8$  нм – около 0.76 нм. Расшифровка спектров, регистрируемых с помощью РСМ-500, проводилась в соответствии с данными работ [46, 49, 50].

Резкое уменьшение величины регистрируемого сигнала при использовании зеркального спектрометра для длин волн менее 11 нм объясняется наличием К-края поглощения Ве, входящего в состав многослойного зеркала и фильтра.

По измеренной интенсивности эмиссионной полосы была рассчитана энергия излучения (и число фотонов) лазерной искры в полный телесный угол в спектральной полосе  $13.84 \pm 0.14$  нм. Результат расчета приведен в табл.2.

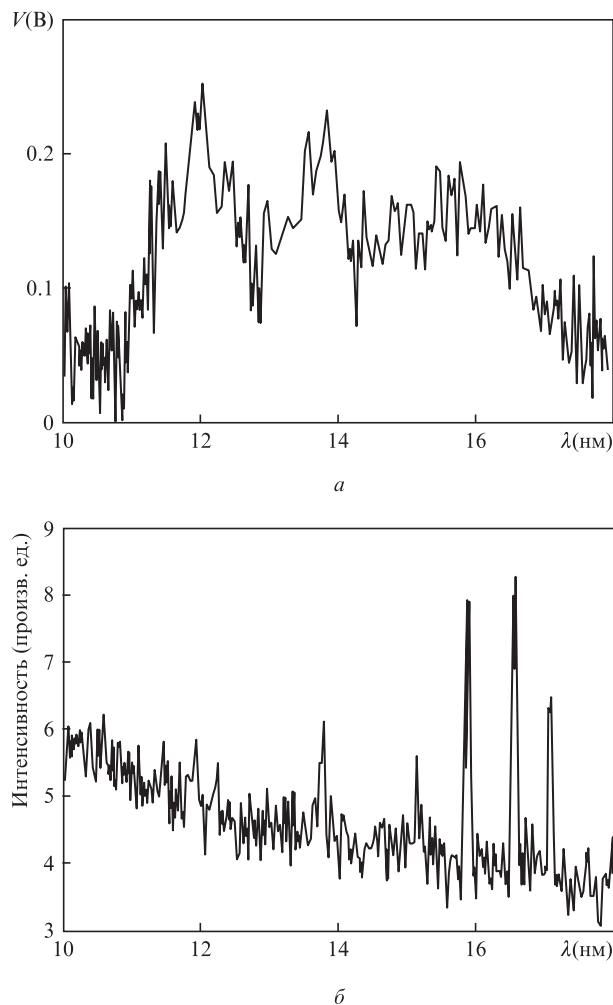


Рис.7. Спектры излучения аргона, зарегистрированные с помощью спектрометра на основе МРЗ (*a*) и спектрометра-монохроматора РСМ-500 (*б*).

## 5.3. Исследование CO<sub>2</sub>

Углекислый газ – довольно тяжелый молекулярный газ. Он характеризуется ярко выраженным линейчатым спектром излучения в МР и ЭУФ диапазонах длин волн. Интенсивности линий спектра достаточно велики. Поэтому данный газ является перспективной газовой мишенью для ЛПИ.

На рис.8 приведены спектры излучения углекислого газа в диапазоне 10–18 нм, зарегистрированные с помощью спектрометра на основе МРЗ и решеточного спектрометра-монохроматора РСМ-500 в одних и тех же экспериментальных условиях. Давление CO<sub>2</sub> на входе в сопло составляло 3.5 бар.

В спектре углекислого газа наблюдаются три полосы с максимумами на  $\lambda \approx 11.6, 12.98$  и  $15.05$  нм. Первая полоса соответствует линии ионов ОVI на  $\lambda = 11.64$  нм, вторая – линии ионов ОVI на  $\lambda = 12.98$  нм, а третья – высокоинтенсивной линии ионов ОVI на  $\lambda = 15.01$  нм и менее интенсивной линии ионов ОV на  $\lambda = 15.15$  нм. Значительное различие интенсивностей данных линий, регистрируемых с помощью зеркального спектрометра и спектрометра-монохроматора РСМ-500, объясняется неравномерностью коэффициентов отражения и пропускания многослойных зеркал и пленочных фильтров Мо/Ве. Высокоинтенсивная линия ионов ОVI на  $\lambda = 17.3$  нм сильно пода-

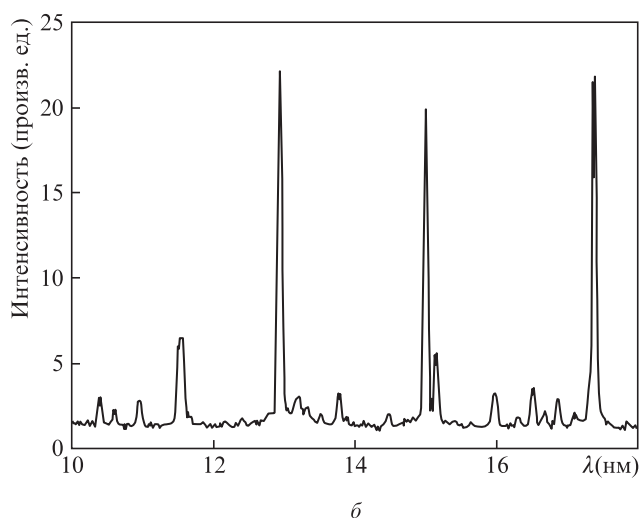
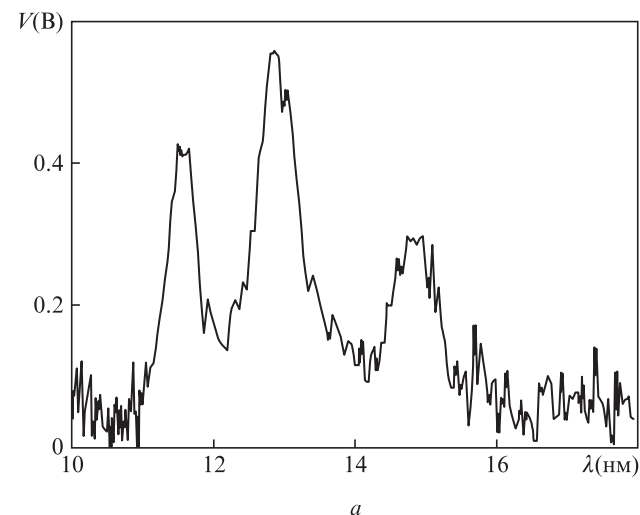


Рис.8. Спектры излучения  $\text{CO}_2$ , зарегистрированные с помощью спектрометра на основе МРЗ (а) и спектрометра-монокроматора РСМ-500 (б).

влена при регистрации с использованием спектрометра на основе многослойных зеркал из-за существенного уменьшения коэффициента пропускания пленочных Мо/Ве-фильтров в данной спектральной области. Разрешение зеркального спектрометра в области  $\lambda \approx 11.6$  нм составляет около 0.54 нм, в области  $\lambda \approx 12.98$  нм – около 0.7 нм, в области  $\lambda \approx 15.05$  нм – около 0.82 нм. Расшифровка спектров, регистрируемых с помощью РСМ-500, проводилась в соответствии с данными работы [46].

Резкое уменьшение регистрируемого сигнала при использовании зеркального спектрометра для длин волн менее 11 нм объясняется наличием К-края поглощения Ве, входящего в состав многослойного зеркала и фильтра.

По измеренной интенсивности эмиссионной полосы была рассчитана энергия излучения (и число фотонов) лазерной искры в полный телесный угол в спектральной полосе  $12.98 \pm 0.13$  нм. Результат расчета приведен в табл.2.

## 6. Обсуждение результатов и основные выводы

В процессе проведения исследований были определены энергии излучения на длинах волн 13.84 нм (Ar), 11.5 нм

Табл.2. Абсолютные интенсивности излучения Ar, Kr,  $\text{CO}_2$ .

Мишень	Длина волны (нм)	Энергия излучения ( $10^{-5}$ Дж/имп.)	Число фотонов ( $10^{12}$ фотон./имп.)
Kr	$11.5 \pm 0.11$	16	9.3
$\text{CO}_2$	$12.98 \pm 0.13$	7.9	5.2
Ar	$13.84 \pm 0.14$	4.4	3

(Kr) и 12.98 нм ( $\text{CO}_2$ ). Полученные данные представлены в табл.2.

Их интересно сравнить с аналогичными данными для ксенона (табл.3). Для этого были рассчитаны абсолютные энергии излучения при использовании ксеноновой мишени, возбуждаемой лазерным излучением, в тех же спектральных диапазонах. Расчет проводился с использованием данных работы [22]. Интенсивности излучения оценивались для ксеноновой мишени со следующими параметрами: расстояние от среза сопла 0.5 мм, давление на входе в сопло 2.5 бар. Система формирования газовой струи (клапан и сопло) и система возбуждения газовой мишени (лазер, фокусирующая линза) полностью аналогичны описанному в настоящей работе. При этих условиях в [22] наблюдался максимум конверсии энергии лазерного излучения в энергию излучения лазерной искры в области 11–18 нм.

Табл.3. Абсолютные интенсивности излучения ксенона.

Мишень	Длина волны (нм)	Энергия излучения ( $10^{-5}$ Дж/имп.)	Число фотонов ( $10^{12}$ фотон./имп.)
Xe	$11.5 \pm 0.11$	79	46
Xe	$12.98 \pm 0.13$	9.3	6.1
Xe	$13.84 \pm 0.14$	8.6	6.0

Из полученных результатов следует, что абсолютные интенсивности спектральных линий на  $\lambda = 11.5$ , 12.98 и 13.84 нм при использовании мишеней Ar, Kr и  $\text{CO}_2$  сравнимы с абсолютными интенсивностями на соответствующих длинах волн при использовании ксеноновой мишени. Таким образом, мишени на основе Ar, Kr и  $\text{CO}_2$  могут найти применение для задач литографии.

Сформулируем основные результаты работы:

1. Для проведения абсолютных измерений был изготовлен калиброванный в абсолютных единицах рентгеновский спектрометр на основе МРЗ, работающий в ЭУФ и МР диапазонах. В качестве детектора в спектрометре используется калиброванный в абсолютных единицах на синхротроне BESSY II фотодиод. Данный спектрометр удобен для монтажа и позволяет регистрировать спектры без изменения геометрии оптической части установки. Прибор имеет сравнительно небольшие габариты (диаметр 250 мм, высота 150 мм) и вес  $\sim 10$  кг. Время регистрации полного спектра не превышает нескольких минут. Резкие изменения чувствительности прибора на известных краях поглощения материалов, входящих в состав фильтров и многослойных зеркал, обеспечивают «самокалибровку» прибора по спектру.

2. Измерены потоки фотонов лазерной искры в полный телесный угол в полосах  $11.5 \pm 0.11$  нм (для Kr),  $13.84 \pm 0.14$  нм (для Ar) и  $12.98 \pm 0.13$  нм (для O). Число фотонов  $N = 9.3 \times 10^{12}$  фотон./имп. для KrIX ( $\lambda = 11.5$  нм),  $5.2 \times 10^{12}$  фотон./имп. для OVI ( $\lambda = 12.98$  нм) и  $3 \times 10^{12}$  фо-

тон./имп. для AgVIII ( $\lambda = 13.84$  нм). Для сравнения, число фотонов ионов ксенона на тех же длинах волн и при тех же условиях оценивается следующими величинами:  $N = 4.6 \times 10^{13}$  фотон./имп. ( $\lambda = 11.5$  нм),  $6.1 \times 10^{12}$  фотон./имп. ( $\lambda = 12.98$  нм) и  $6.0 \times 10^{12}$  фотон./имп. ( $\lambda = 13.84$  нм) [22, 51]. Таким образом, показано, что эти газы при использовании в качестве мишеней ЛПИ сравнимы по эффективности с ксеноном.

3. Значимым практическим результатом стал выбор длин волн и, следовательно, газовых мишеней для модернизации стенда проекционной литографии в окрестности  $\lambda = 13$  нм и разрабатываемого рентгеновского микроскопа. Знание эффективности конверсии лазерного излучения в ЭУФ и МР диапазоны позволяет рассчитать интенсивность пробного излучения и оптимизировать условия эксперимента.

Работа выполнена в рамках программы НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ (соглашение №075-15-2020-906).

- Fomenkov I. et al. *Adv. Opt. Technol.*, **6**, 173 (2017).
- Абраменко Д.Б. и др. *УФН*, **189**(3), 323 (2019) [*Phys. Usp.*, **62**, 304 (2019)].
- Windt D.L., Gullikson E.M. *Appl. Opt.*, **54**, 5850 (2015).
- Chkhalo N.I., Salashchenko N.N. *AIP Advances*, **3**(8), 082130 (2013).
- Wagner C., Harned N. *Nat. Photonics*, **4**, 24 (2010).
- Otsuka T. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **97**(11), 111503 (2010).
- Chkhalo N.I. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **112**(22), 221101 (2018).
- Fomenkov I.V. et al. *EUV Lithography* (Bellingham, WA, 2018).
- Elg D.T. et al. *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS*, **14**, 013506 (2015).
- Bleiner D., Lippert T. *J. Appl. Phys.*, **106**, 123301 (2009).
- Fiedorowicz H. et al. *Opt. Commun.*, **163**(1-3), 103 (1999).
- Fiedorowicz H. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **62**(22), 2778 (1993).
- Holburg J. et al. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **37**(3), 031303 (2019).
- Забродский В.В. и др. *Письма в ЖТФ*, **40**(15), 38 (2014) [*Tech. Phys. Lett.*, **40**, 648 (2014)].
- Mocek T. et al. *Phys. Rev. E*, **62**(3), 4461 (2000).
- Ter-Avetisyan S. et al. *J. Appl. Phys.*, **94**(9), 5489 (2003).
- Parra E. et al. *Phys. Rev. E*, **62**(5), R5931 (2000).
- Shimoura A. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **72**(2), 164 (1998).
- Shimoura A. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **75**(14), 2026 (1999).
- De Groot J. et al. *J. Appl. Phys.*, **94**(6), 3717 (2003).
- Vogt U. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **79**(15), 2336 (2001).
- Chkhalo N.I. et al. *AIP Advances*, **8**(10), 105003 (2018).
- Rakowski R. et al. *Appl. Phys. B*, **101**(4), 773 (2010).
- Fiedorowicz H. et al. *J. Alloys Compd.*, **401**(1-2), 99 (2005).
- Нечай А.Н. и др. *Квантовая электроника*, **50**(4), 408 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**(4), 408 (2020)].
- Wieland M. et al. *Appl. Phys. B*, **72**(5), 591 (2001).
- Jansson P.A.C. et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **76**(4), 043503 (2005).
- Berglund M. et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **69**(6), 2361 (1998).
- Rymell L., Berglund M., Hertz H.M. *Appl. Phys. Lett.*, **66**(20), 2625 (1995).
- Malmqvist L. et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **67**(12), 4150 (1996).
- Montcalm C. et al. *Proc. SPIE*, **3331**, 42 (1998).
- Полковников В.Н. и др. *УФН*, **190**, 92 (2020) [*Phys. Usp.*, **63**(1), 83 (2020)].
- Bibishkin M.S. et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*, **543**, 333 (2005).
- Rebellato J. et al. *Opt. Lett.*, **45**, 869 (2020).
- Chkhalo N.I. et al. *Appl. Opt.*, **55**(3), 619 (2016).
- Malyshev I.V., Chkhalo N.I. *Ultramicroscopy*, **202**, 76 (2019).
- Нечай А.Н. и др. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, **9**, 83 (2019).
- Chkhalo N.I. et al. *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS*, **11**, 021123 (2012).
- Chkhalo N.I. et al. *Thin Solid Films*, **631**, 106 (2017).
- Bibishkin M.S. et al. *Proc. SPIE*, **5401**, 8 (2004).
- Garakhin S.A. et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **91**(6), 063103 (2020).
- Svechnikov M. et al. *J. Appl. Cryst.*, **50**, 1428 (2017).
- Chkhalo N.I. *Appl. Opt.*, **55**(17), 4683 (2016).
- Chkhalo N.I. et al. *Thin Solid Films*, **653**, 359 (2018).
- Аруев П.Н. и др. *Квантовая электроника*, **42**(10), 943 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**(10), 943 (2012)].
- Kelly R.L., Palumbo L.J. *Atomic and Ionic Emission Lines below 2000 Angstroms—Hydrogen through Krypton* (Washington, DC, Naval Research Lab., 1973).
- Saloman E.V. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **36**(1), 215 (2007).
- Нечай А.Н. и др. *Оптика и спектроскопия*, **129**(3), 266 (2021).
- Saloman E.V. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **39**(3), 033101 (2010).
- Нечай А.Н. и др. *Оптика и спектроскопия*, **129**(2), 146 (2021).
- Калмыков С.Г. *Письма в ЖТФ*, **35**(21), 97 (2009) [*Tech. Phys. Lett.*, **35**, 1020 (2009)].