

Рентгенооптическая система для получения изображения лазерного факела с пространственным разрешением до 70 нм

А.Н.Нечай, А.Е.Пестов, В.Н.Полковников, Н.Н.Салашенко,
М.Н.Торопов, Н.И.Чхало, Н.Н.Цыбин, А.В.Щербаков

Рассматривается рентгенооптическая система, позволяющая получать изображения лазерного факела на длине волны 13.5 нм с разрешением до 70 нм. Рентгенооптическая система включает в себя рентгеновский объектив Шварцшильда, образованный двумя асферическими многослойными зеркалами, сцинтиллятор (YAG: Се-керамика), преобразующий рентгеновское излучение в видимое, и оптическую систему, проецирующую изображение поверхности сцинтиллятора на CCD-камеру. Пространственное разрешение системы, ограниченное разрешением оптической системы (0.7 мкм) и увеличением ($10\times$) рентгеновского объектива, составляет 70 нм. Анализируется влияние формы зеркал объектива Шварцшильда на пространственное разрешение. Рассмотрен профиль асферизации вогнутого зеркала, обеспечивающий достижение дифракционного качества объектива. Приводятся данные по квантовой эффективности системы на длине волны 13.5 нм. Описывается экспериментальный стенд для изучения разработанной рентгенооптической системы и приводятся первые экспериментальные результаты, иллюстрирующие ее работоспособность. Благодаря естественному разделению на «рентгеновскую» и «видимую» части, конструкция обсуждаемой оптической системы позволяет легко перестраивать увеличение и поле зрения без перенастройки рентгенооптических элементов. Длина волны может быть изменена в диапазоне 3–40 нм путем замены многослойных зеркал.

Ключевые слова: лазерная плазма, мягкое рентгеновское излучение, объектив Шварцшильда, рентгеновское изображение, сцинтиллятор, асферика, многослойные зеркала.

1. Введение

Лазерная плазма широко используется в современных научных исследованиях и технологических устройствах, таких, например, как компактный источник коротковолнового излучения, источник частиц, драйвер для термоядерных реакций [1–5]. Лазерная плазма развивается во времени очень быстро при одновременном протекании в ней большого числа достаточно сложных физических процессов. Для полного описания и контроля состояния плазмы необходимы средства получения спектральной информации о ней с пространственным и временным разрешением.

Для изучения пространственного и временного состояния лазерной плазмы применяются pin-hole-камеры [6] и стрик-камеры [7]. Первые позволяют получать пространственное разрешение до долей миллиметра, тогда как стрик-камеры обладают временным разрешением на уровне нано- и пикосекунд и даже лучше, а также позволяют записывать массив данных, отражающих развитие 2D изображения во времени [8, 9]. Оба эти прибора могут сопрягаться со спектрометрами на базе кристаллов или многослойных зеркал для получения не только пространственной, но и спектральной информации [6, 10]. Для регистрации изображений в мягком рентгеновском (МР) диапазоне широко применяются электронно-оптические

преобразователи (ЭОП) [11] и CCD-камеры, освещаемые с обратной стороны [12].

Основными недостатками pin-hole-камер, связанными с ограниченным диаметром отверстия, является низкая светосила и недостаточное пространственное разрешение. Это делает их малоприспособными для исследования объектов с характерным размером меньше длины волны падающего излучения, например, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с веществом [13, 14]. Для изучения таких объектов необходимы наблюдательные системы с разрешением 100 нм и лучше.

Для улучшения пространственного разрешения и повышения светосилы приборов можно использовать рентгенооптические схемы на основе зонных пластинок Френеля или многослойных зеркал [12, 15]. Зонные пластинки Френеля при их использовании в МР диапазоне имеют ряд недостатков, существенно ограничивающих их применение для исследования плазмы. В частности, из-за малых геометрических апертур и малого фокусного расстояния, обратно пропорционального длине волны излучения, в МР диапазоне расстояние между исследуемым лазерным факелом и зонной пластинкой должно составлять несколько миллиметров, что на практике приводит к ее быстрому выходу из строя. Сильные хроматические аберрации (требуемый уровень монохроматизации излучения – отношение регистрируемой длины волны к спектральной ширине – составляет несколько сотен) позволяют получать качественные рентгеновские изображения только в узких спектральных линиях. Это возможно лишь при изучении «неплотной» лазерной плазмы, например при использовании газовых мишеней [16]. Более широкие спектральные линии «размывают» изображение.

Альтернативой зонным пластинкам могут служить многослойные зеркала нормального падения, обладаю-

А.Н.Нечай, А.Е.Пестов, В.Н.Полковников, Н.Н.Салашенко, М.Н.Торопов, Н.И.Чхало, Н.Н.Цыбин, А.В.Щербаков. Институт физики микроструктур РАН, Россия, Нижегородская обл., 603087 Кстовский р-н, д. Афонино, ул. Академическая, 7; e-mail: chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

щие большой светосилой и высокими (десятки процентов) коэффициентами отражения при нормальных углах падения [17, 18]. В большинстве работ (см., напр., [15, 19]) для построения изображений использовались сферические зеркала при углах падения, близких к нормальным. Благодаря высоким коэффициентам отражения зеркал в брэгговских пиках отраженное в них излучение превышает при нормальном падении некогерентно отраженное фоновое излучение на три-четыре порядка, что обеспечивает большое отношение сигнал/шум. Из-за отсутствия хроматических aberrаций ширина спектральных линий не влияет на качество изображения. Однако пространственное разрешение таких систем ограничено геометрическими aberrациями зеркал, прежде всего астигматизмом и сферической aberrацией, и сложностью достижения высоких коэффициентов увеличения системы. Характерные разрешения могут достигать единиц микрометров.

Альтернативой такому подходу является использование объективов Шварцшильда (ОШ), образованных двумя сферическими зеркалами. В работе [20] показано, что при правильном выборе радиусов зеркал и расстояний между элементами оптической схемы можно компенсировать осевые aberrации до 5-го порядка. Осевой характер оптической системы минимизирует астигматизм. Такие системы уже достаточно давно применяются для получения изображений в МР диапазоне [21–23]. Но даже для случая идеальных сферических поверхностей, как показано в табл.1, из-за наличия сферических aberrаций так называемый классический ОШ не обеспечивает высокого пространственного разрешения.

Еще одна проблема при создании высоко разрешающих систем на основе ОШ связана как с относительно небольшим увеличением ОШ (не более 50), так и с реальным пространственным разрешением систем детектирования. Характерный размер пикселя рентгеновской CCD-камеры, освещаемой с обратной стороны, составляет ~ 10 мкм, а разрешение ЭОПа – примерно 20 мкм. При сопряжении систем детектирования даже с объективом дифракционного качества разрешение таких систем будет равно отношению разрешения детектора и увеличения ОШ: $10 \text{ мкм} / 50 = 0.2 \text{ мкм}$ для CCD-камеры и $20 \text{ мкм} / 50 = 0.4 \text{ мкм}$ для ЭОПа. Поэтому на практике в рентгеновских микроскопах ОШ используются не в качестве проекционного объектива высокого разрешения, а для облучения изучаемых объектов квазимонохроматическим МР излучением. При этом абсорбционное изображение регистрируется на фотопленке или на фоторезисте.

В настоящей работе предлагается использовать ОШ для изучения лазерной плазмы с высоким, лучше 100 нм, пространственным разрешением. Для достижения требуемого разрешения решены две задачи. Первая: для обеспечения дифракционного качества в МР диапазоне разработан ОШ с умеренным увеличением ($10\times$), в котором для исправления сферических aberrаций и увеличения

поля зрения проведена асферизация поверхности вогнутого зеркала. Вторая: для обеспечения цифровой регистрации изображений с высоким пространственным разрешением разработан 2D детектор, состоящий из сцинтиллятора (YAG:Ce-керамика), который преобразует рентгеновское излучение в видимый свет, оптической системы, проецирующей изображение поверхности сцинтиллятора с увеличением $20\times$ на матрицу CCD-камеры, и самой оптической CCD-видеокамеры.

Эксперименты проводились на описанном в [24] стенде, оснащенном вместо рентгеновской трубки лазерно-плазменным источником МР излучения [25].

2. Экспериментальный стенд

Рентгенооптическая схема эксперимента приведена на рис.1. Основными элементами стенда являются лазерно-плазменный источник (ЛПИ) 1, ОШ 3 и цифровой 2D детектор (ЦД) 5. Пучки полихроматического и квазимонохроматического излучений на выходе ЛПИ и ОШ обозначены цифрами 2 и 4 соответственно.

В ЛПИ используется Nd:YAG-лазер 1.1 с длиной волны излучения 1.065 мкм, длительностью импульса 9 нс,

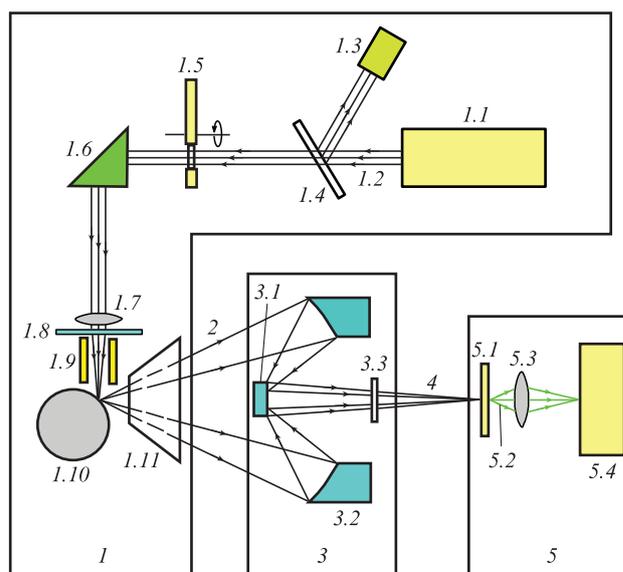


Рис.1. Рентгенооптическая схема эксперимента:

1 – ЛПИ (1.1 – лазер, 1.2 – лазерный пучок, 1.3 – измеритель мощности, 1.4 – делительная пластинка, 1.5 – заслонка, 1.6 – призма, 1.7 – короткофокусная линза, 1.8 – защитная кварцевая пластинка, 1.9 – электромагнитная защита, 1.10 – твердотельная мишень, 1.11 – электростатическая защита); 2 – полихроматический пучок; 3 – ОШ (3.1 – выпуклое сферическое зеркало, 3.2 – асферическое зеркало, 3.3 – отсекающий фильтр); 4 – квазимонохроматический пучок; 5 – цифровой детектор (5.1 – сцинтиллятор, 5.2 – видимое излучение, 5.3 – объектив, 5.4 – CCD-камера).

Табл.1. Расчетные диаметры пятен фокусировки в плоскости изображения объектива, в которых сосредоточено 50% или 80% энергии излучения.

Энергия в пятне (%)	Диаметр пятна фокусировки (мкм)					
	Классический ОШ			ОШ с асферизацией первого зеркала		
	$\lambda = 0$	$\lambda = 3 \text{ нм}$	$\lambda = 13.5 \text{ нм}$	$\lambda = 0$	$\lambda = 3 \text{ нм}$	$\lambda = 13.5 \text{ нм}$
50	1.94	1.98	1.98	0.004	0.016	0.70
80	2.59	2.50	2.88	0.005	0.27	1.20

частотой следования 10 Гц и энергией в импульсе 0.4 Дж. Контроль лазерной мощности осуществляется с помощью измерителя 1.3. На него попадает отраженный от светоделительной пластины 1.4 пучок, мощность которого составляет примерно 9% мощности исходного лазерного пучка. Заслонка 1.5 контролирует прохождение и перекрытие лазерного импульса, который далее с помощью призмы 1.6 направляется на фокусирующую линзу 1.7 с фокусным расстоянием 50 мм, расположенную уже непосредственно в вакуумной камере и установленную на сильфоне (на схеме не показан). С помощью последнего осуществляется точная фокусировка линзы по величине регистрируемого сигнала МР диапазона. За линзой установлена сменная тонкая кварцевая пластинка 1.8, предохраняющая линзу от загрязнения продуктами эрозии мишени. Дополнительная ступень защиты 1.9, минимизирующая запыление кварцевой пластины, представляет собой устройство со скрещенными электрическим (максимальное напряжение 200 В) и магнитным (около 1000 Э) полями. Лазерное излучение фокусируется на мишени 1.10, диаметр пятна фокусировки составляет около 100 мкм. Часть полихроматического излучения плазмы 2, образованной в результате взаимодействия сфокусированного лазерного пучка с твердой мишенью, распространяется в направлении ОШ 3. После отражения от многослойных зеркал 3.1 и 3.2 и прохождения через тонкопленочный фильтр 3.3, отсекающий длинноволновое излучение (видимый свет, ультрафиолет и вакуумный ультрафиолет), монохроматическое излучение 4 попадает на скintиллятор 5.1 цифрового детектора. Для защиты зеркал объектива от загрязнения в схеме применяется электростатическая защита 1.11, представляющая собой веер из металлических пластин, между которыми приложено напряжение 200 В.

Вакуумная откачка стенда осуществляется с помощью форвакуумного спирального, турбомолекулярного и магниторазрядного насосов, обеспечивающих рабочий вакуум на уровне 10^{-7} Тор. Управление заслонкой, CCD-камерой, вакуумными насосами и сбор экспериментальных данных производится с помощью компьютера.

3. Рентгенооптическая система

Разработанная в настоящей работе рентгенооптическая система позволяет производить цифровую регистрацию изображений в МР диапазоне с высоким пространственным разрешением. Система имеет две ступени увеличения. Первая из них – рентгеновская, с помощью которой рентгеновское изображение увеличивается до такой степени, что после конвертации в видимый диапазон может без потери пространственного разрешения преобразовываться оптическими методами и регистрироваться с помощью недорогой малошумящей CCD-видеокамеры с малым размером пикселя. Рассмотрим работу составляющих системы.

3.1. Проекционный асферический ОШ

Выше отмечалось, что при проведении экспериментов по изучению лазерных факелов рентгенооптические элементы должны располагаться на удалении от них, чтобы избежать повреждения мишеней и загрязнения их продуктами эрозии. Практика показала, что достаточно расстояния в несколько сотен миллиметров. Однако большое

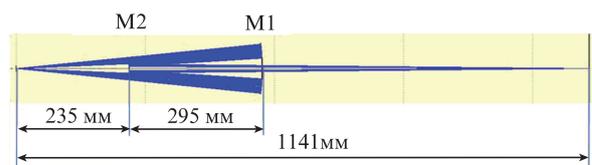


Рис.2. Схема ОШ (в масштабе) и его принципиальные размеры (M1 – вогнутое сферическое зеркало, M2 – выпуклое сферическое зеркало).

расстояние между исследуемым объектом и первым зеркалом объектива не позволяет получить значительного увеличения ОШ. С учетом размеров стенда за основу был взят классический ОШ со сферическими зеркалами с десятикратным увеличением [24]. Схема объектива в масштабе, ход лучей и принципиальные размеры в миллиметрах приведены на рис.2. Числовая апертура NA объектива – синус половинного угла, под которым видно из источника зеркало M1, составляет 0.1. Радиусы кривизны зеркал соответственно таковы: $R_{M1} = 428.50$ мм и $R_{M2} = 133.05$ мм. Дифракционный предел пространственного разрешения такого объектива зависит от длины волны как $\delta x = 0.61\lambda / NA$ или, с учетом значения числовой апертуры, $\delta x = 6.1\lambda$. Например, для длины волны 10 нм дифракционный предел пространственного разрешения составляет около 60 нм.

В действительности из-за геометрических aberrаций классические ОШ со сферическими зеркалами не позволяют достичь требуемого разрешения. Для решения этой проблемы был рассчитан профиль асферизации поверхности зеркала M1, приведенный на рис.3. По оси абсцисс отложены расстояния от точек поверхности до оси зеркала, по оси ординат – отклонение поверхности (глубина травления) от сферы. Расчеты оптической схемы, включая профиль асферизации, проводились с помощью программы ZEMAX. При расчетах в плоскости предмета, где располагается лазерный факел, помещался точечный источник сферической волны, и анализировалось распределение энергии в пятне фокусировки в плоскости изображения. Сравнивались результаты расчетов для классического ОШ и для ОШ с асферизованным первым зеркалом. Результаты расчетов диаметров пятен фокусировки для вариантов, когда в них находится 50% и 80% энергии, приведены в табл.1. Диаметры пятен фокусировки рассчитывались в приближении геометрической оптики ($\lambda = 0$) и для длин волн 3 и 13.5 нм. С учетом увеличения системы ($10\times$), диаметр пятна фокусировки (разрешение

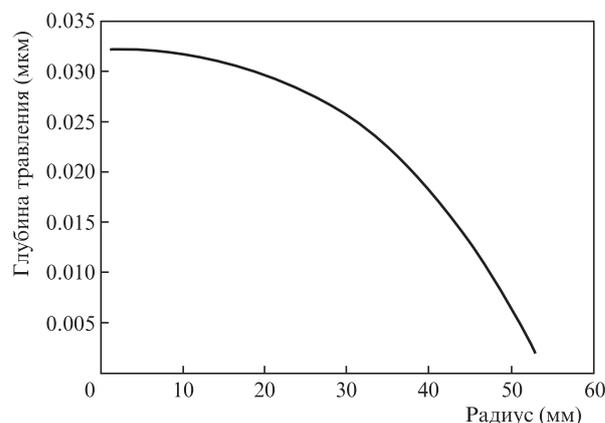


Рис.3. Рассчитанный профиль травления сферического зеркала M1.

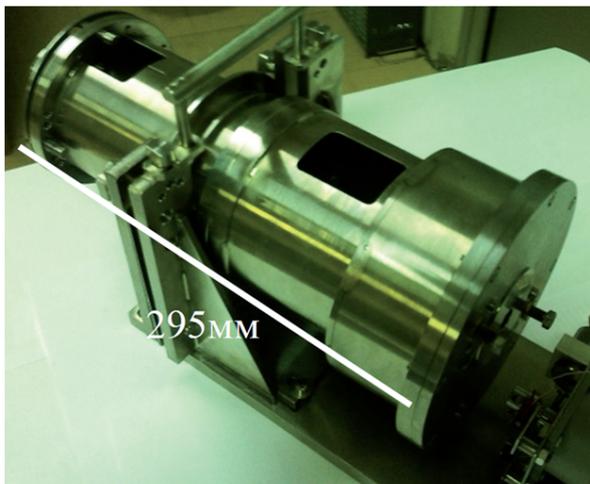


Рис.4. Внешний вид ОШ.

ОШ) в предметной плоскости в десять раз меньше приведенного в табл.1. Например, диаметр пятна фокусировки для асферизованного ОШ на длине волны 13.5 нм, в котором сосредоточено 50% энергии, составляет 700 нм, что соответствует разрешению в предметной плоскости 70 нм. Таким образом, при использовании сферических зеркал их aberrации не позволяют получить разрешение лучше 200 нм, а асферизация даже одного зеркала дает возможность получить нанометровое пространственное разрешение. Для достижения практически дифракционного качества изображений требуется относительно неглубокая (в максимуме – 32 нм) асферизация (рис.3).

В эксперименте коррекция локальных ошибок формы поверхности зеркал и асферизация зеркала М1 были сделаны с использованием ионно-пучкового травления на оборудовании и по методикам, описанным в [18, 26–28]. На поверхности зеркал объектива методом магнетронного распыления были нанесены многослойные Mo/Si-зеркала, оптимизированные на длину волны 13.5 нм. Пиковые коэффициенты отражения зеркал составляли 66%, что соответствует энергетической эффективности двухзеркального объектива 44% и при $NA = 0.1$ позволяет собирать в области фокусировки 0.1% всей мощности излучения плазменного факела в спектральной полосе ОШ.

Для защиты от паразитной засветки в длинноволновом диапазоне спектра применялись свободновисящие тонкопленочные фильтры с пропусканием 70% на длине волны 13.5 нм. Методы напыления многослойных зеркал и изготовления свободновисящих фильтров, а также измерения их коэффициентов отражения и пропускания описаны в [29, 30]. Фотография объектива с установленными зеркалами и фильтром показана на рис.4. Для изменения рабочей длины волны достаточно заменить зеркала и фильтр.

3.2. Двухкоординатный цифровой детектор

Для реализации большего увеличения рентгенооптической системы и цифровой регистрации изображений был разработан детектор, схема и фотография которого приведены на рис.5. Основными элементами детектора являются сцинтиллятор 2 и проекционный светосильный объектив 4 с полевой линзой 5, формирующей изображение на матрице CCD-камеры 6.

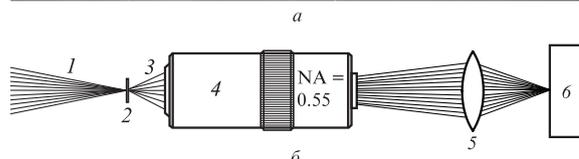


Рис.5. Фотография (а) и схема двухкоординатного цифрового детектора (б):

1 – падающее рентгеновское излучение; 2 – сцинтиллятор; 3 – переизлученный видимый свет; 4 – оптический объектив Mitutoyo Plan Apo; 5 – изображающая линза; 6 – CCD-камера.

Сцинтиллятор представляет собой YAG:Ce-керамику, преобразующую падающее излучение МР диапазона в видимое, которое с помощью оптического объектива и полевой линзы с увеличением $20\times$ переносится на CCD-камеру. В качестве объектива был выбран объектив Mitutoyo Series Plan Apo. Выбор связан с тем, что этот объектив является частью линейки объективов с различными числовыми апертурами; при этом, если использовать полевую линзу с рекомендованным фокусным расстоянием (200 мм), можно менять объективы без перенастройки расстояний между элементами. Иными словами, в зависимости от требуемого разрешения и поля зрения можно просто менять объективы без изменения размеров всего детектора.

В данной конструкции был выбран объектив с $NA = 0.55$. Геометрическая светосила детектора, т.е. доля собранного им переизлученного сцинтиллятором света, составляла в эксперименте 21.7%. Энергетическая эффективность всего детектора с учетом геометрических потерь и коэффициента конверсии энергии МР излучения в видимый свет, равного ~ 0.33 (на рождение фотона видимого света с энергией 3.5 эВ затрачивается 10.5 эВ энергии МР излучения [31]), составила 7.2%. Такой эффективности оказалось достаточно для регистрации изображения лазерных факелов, полученных с использованием относительно маломощного лазерно-плазменного источника (см. ниже). В детекторе использовалась CCD-камера BRM 1400HM-U (ES EXPERTS, Санкт-Петербург).

4. Результаты экспериментов и их обсуждение

Как следует из табл.1, ОШ с асферизованным зеркалом обеспечивает нанометровое пространственное разрешение, ограниченное дифракцией излучения МР диапазона. Очевидно, что пространственное разрешение всей рентгенооптической системы ограничено разрешением оптического объектива, т.е. оптической частью системы. Для определения пространственного разрешения оптической части на ту поверхность сцинтиллятора, на которую при работе падает рентгеновское излучение, наносилась непрозрачная металлическая пленка; методом электронно-лучевой литографии в ней были изготовлены окна в

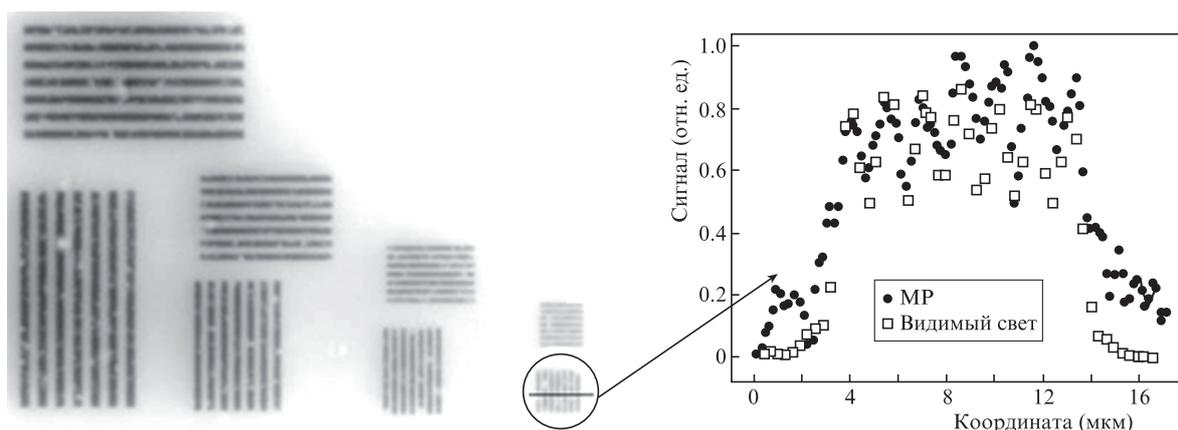


Рис.6. Изображение в МР диапазоне и сечения полос минимальной ширины (указаны окружностью), полученные при облучении в видимом и МР диапазонах.

виде полос с номинальными ширинами 0.7, 1.0, 1.5 и 2 мкм. Далее детектор в стенде освещался видимым или МР излучением, анализировались полученные изображения и по ним оценивалось пространственное разрешение детектора. На рис.6 приведены зарегистрированное в МР диапазоне изображение и сечения полос минимальной ширины.

Из рис.7 видно, что результаты измерений и в МР, и в видимом диапазоне хорошо совпадают. При этом пространственное разрешение по критерию Рэля составило 0.67 мкм. Таким образом, предельное пространственное разрешение всей рентгенооптической системы ограничено разрешением оптического объектива, составляющим 0.7 мкм. С учетом увеличения ОШ ($10\times$) это соответствует пространственному разрешению ~ 70 нм.

На рис.7 приведено изображение плазменного факела, зарегистрированное на описанном стенде. Изображение получено при экспозиции 1 с, т.е. содержит усредненное изображение факелов от 10 лазерных импульсов. Наклон факела соответствует наклону углу падения лазерного излучения на мишень. Общий размер факела, вытянутого в направлении распространения лазерного излучения, на полуширине интенсивности составил 100×150 мкм.

В данной серии экспериментов не определялось общее (рентгеновское) разрешение. Для этого необходимо сместить лазерный луч на несколько миллиметров из предметной плоскости, а в нее поместить тест-объект. В настоящее время ищется такой объект с характерными раз-

мерами 70 нм, который бы не разрушился в процессе экспериментов.

При необходимости разрешение системы может быть повышено в 1.4–3 раза в результате применения объектива Mitutoyo Series Plan Apo с $NA = 0.75$ и ОШ с увеличением $20\times$. Проведенные расчеты указывают на такую возможность при существующих габаритных размерах установки.

В заключение отметим основные результаты работы. Предложена и создана рентгенооптическая система, позволяющая изучать плазму в МР диапазоне с пространственным разрешением на уровне 70 нм. Прямого измерения разрешения в этом диапазоне произведено не было, однако результаты тестирования aberrаций объектива, которые не превысили 1 нм, и результаты тестирования пространственного разрешения оптической части системы с большой долей вероятности позволяют утверждать, что система обеспечивает указанное разрешение. Также создан цифровой детектор с конвертором МР излучения в видимое, обладающий, по нашим данным, рекордным разрешением по сравнению с аналогами.

Авторы выражают благодарность Президиуму РАН (Программа № 21 «Экстремальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения») и РФФИ (гранты № 15-02-02139, 15-02-07660, 14-02-31436 и 14-02-00549) за финансовую поддержку.

- Gillikson E.M., Underwood J.H., Batson P.C. et al. *J. X-ray Sci. Technol.*, **3**, 283 (1992).
- Young B.K., Wilson B.G., Price D.F., et al. *Phys. Rev.*, **58**, 4929 (1998).
- Banine V.Y., Koshelev K.N., Swinkels G.H. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **44**, 253001 (2011).
- Esarey E., Sprangle P., Krall J., et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **24** (2), 252 (1996).
- Hurricane O.A., Callahan D.A., Casey D.T., et al. *Nature*. **506**, 343 (2014).
- Kantsyrev V.L., Bauer B.S., Shlyaptseva A.S., et al. *AIP Conf. Proc.*, **409**, 499 (1997).
- Rai V.N., Shukla M., Pant H.C., et al. *Sadhan.*, **24** (6), 513 (1999).
- Shiraga H., Nakasuji M., Heya M., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **70**, 620 (1999).
- Kodama R., Okada K., Kato Y. *Rev. Sci. Instrum.*, **70**, 625 (1999).
- Moos W., Zwicker A.P., Regan S.P., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **61**, 2733 (1990).
- Yamaguchi N., Katoh J., Cho T., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **60** (7), 821 (1992).
- Wachulak P.W., Bartnik A., Fiedorowicz H., et al. *Opt. Express*, **19** (10), 9541 (2011).

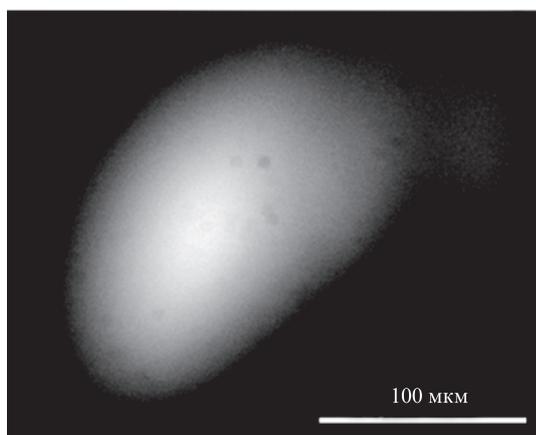


Рис.7. Изображение плазменного факела, полученное с помощью разработанной рентгенооптической системы на длине волны 13.5 нм.

13. Pirozhkov A.S., Kando M., Esirkepov T.Z., et al. *New J. Phys.*, **16**, 093003 (2014).
14. Pirozhkov A.S., Kando M., Esirkepov T.Z., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 135004 (2012).
15. Seely J.F., Holland G.E., Giasson J.V. *Appl. Opt.*, **32**, 31 (1993).
16. Rakowski R., Bartnik A., Fiedorowicz H., et al. *Appl. Phys. B*, **101**, 773 (2010).
17. Platonov Y., Rodriguez J., Kriese M., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8076**, 80760N (2011).
18. Барышева М.М., Пестов А.Е., Салашенко Н.Н. и др. *УФН*, **182** (7), 727 (2012).
19. Akhsakhalyan A.D., Kolachevsky N. N., Mitropolsky M.M., et al. *Phys. Scripta*, **48**, 516 (1993).
20. Hoover R.B., Shealy D.L., Gabardi D.R., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **984**, 234 (1988).
21. Lovas I., Santy, W., Spiller E., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **316**, 90 (1981).
22. Tanaka K.A., Kado M., Kodama R., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1140**, 502 (1989).
23. Артюков И.А., Асадчиков В.Е., Виноградов А.В. и др. *Квантовая электроника*, **22** (9), 951 (1995).
24. Аруев П.Н., Барышева М.М., Бер Б.Я. и др. *Квантовая электроника*, **42** (10), 943 (2012).
25. Зуев С.Ю., Пестов А.Е., Салашенко Н.Н. и др. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **77** (1), 9 (2013).
26. Забродин И.Г., Закалов Б.А., Каськов И.А. и др. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, **9**, 109 (2013).
27. Chkhalo N.I., Churin S.A., Pestov A.E., et al. *Opt. Express*, **22** (17), 20094 (2014).
28. Зорина М.В., Нефедов И.М., Пестов А.Е. и др. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, **8**, 9 (2015).
29. Andreev S.S., Akhsakhalyan A.D., Bibishkin M.A., et al. *Cent. Eur. J. Phys.*, **1**, 191 (2003).
30. Chkhalo N.I., Drozdov M.N., Kluev E.V., et al. *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS*, **11**, 021115 (2012).
31. Chkhalo N.I., Pestov A.E., Salashchenko N.N., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **86**, 063701 (2015).