

# Генерация лазерного рентгеновского излучения на 4d–4p-переходах Ni-подобных ионов молибдена

А.В.Андряш, Д.А.Вихляев, Д.С.Гаврилов, С.А.Горохов, Д.А.Дмитров, А.Л.Запысов, А.Г.Какшин, И.А.Капустин, Е.А.Лобода, В.А.Лыков, В.Ю.Политов, А.В.Потапов, В.А.Пронин, Г.Н.Рыкованов, В.Н.Суханов, А.А.Угоденко, О.В.Чефонов

*Представлены результаты экспериментов по генерации лазерного рентгеновского излучения с длиной волны  $\lambda = 189 \text{ \AA}$  на 4d–4p-переходах Ni-подобных ионов молибдена при последовательном облучении плоских мишеней двумя лазерными импульсами и фокусировке их излучения в линию. Эксперименты были проведены на пикосекундной лазерной установке «Сокол-п». Средняя энергия УКИ накачки длительностью 4 пс была равна 6.5 Дж, энергия предимпульса длительностью 0.44 нс составила 2.7 Дж, а временная задержка между ними – 1.5 нс. Эффективный коэффициент усиления при малых длинах мишени был равен  $\sim 24 \text{ см}^{-1}$ . В режиме бегущей волны накачки, который реализован с помощью ступенчатого зеркала, получено примерно восьмикратное увеличение выходной энергии рентгеновского лазера по сравнению с той же энергией при облучении мишени в обычном режиме.*

**Ключевые слова:** рентгеновский лазер, лазерное излучение, Ni-подобные ионы молибдена.

## 1. Введение

Начиная с момента первой демонстрации усиления спонтанного излучения мягкого рентгеновского диапазона длин волн [1, 2] разработка и исследование рентгеновских лазеров (РЛ) интенсивно продолжают во многих лабораториях мира как теоретически, так и экспериментально. Значительным толчком к развитию лабораторных РЛ явилась публикация сотрудников ФИАна [3], в которой была теоретически обоснована схема нестационарной столкновительной накачки активной среды лазерных УКИ. Основное достоинство данной схемы – отсутствие ограничений на электронную плотность активной среды и возможность получения высокого коэффициента усиления. Впервые РЛ с нестационарной столкновительной накачкой был экспериментально продемонстрирован в [4], где при последовательном облучении мишеней наносекундными и пикосекундными импульсами с небольшой энергией (4 и 7 Дж соответственно) реализован коэффициент усиления  $g \approx 20 \text{ см}^{-1}$ .

Основным недостатком схемы нестационарной столкновительной накачки является эффект запаздывания излучения. Для устранения этого эффекта в [5] использовалась бегущая волна накачки, созданная с помощью ступенчатого зеркала. При суммарной энергии лазера накачки  $\sim 7 \text{ Дж}$  был достигнут насыщенный режим генерации лазерного рентгеновского излучения (ЛРИ) с длиной

волны  $\lambda = 147 \text{ \AA}$  на Ni-подобных ионах Pd. Выходная энергия пучка излучения РЛ составила 12 мкДж.

Существенное снижение требований к энергии лазера достигается в геометрии облучения мишени под скользким углом падения (так называемая GRIP-схема накачки). В этой схеме УКИ фокусируется на мишень длиннофокусным объективом при угле падения  $70^\circ$ – $80^\circ$ . При этом автоматически реализуется скорость распространения излучения накачки вдоль поверхности мишени, близкая к скорости света (бегущая волна), а также обеспечивается более эффективное поглощение излучения накачки в активной среде РЛ [6]. С использованием GRIP-схемы была получена генерация ЛРИ в частотно-периодическом режиме ( $\sim 10 \text{ Гц}$ ) на лазерных установках настольного класса с энергией импульса  $\sim 1 \text{ Дж}$  [7–9], что является значительным шагом, позволяющим применять РЛ в таких практически важных областях, как рентгеновская микроскопия и литография, исследование свойств поверхностных слоев твердого тела. Энергия одного импульса ЛРИ в экспериментах с GRIP-схемой составляла 0.01–1 мкДж. Работа в импульсно-периодическом режиме позволяет за приемлемое время облучения ( $\sim 1 \text{ ч}$ ) накопить в облучаемом образце значительную дозу – до 50 мДж [8].

На установке «Сокол-п» активно проводятся эксперименты по исследованию свойств лазерной плазмы, образующейся при взаимодействии лазерных УКИ с твердотельными мишенями при интенсивностях до  $3 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$  [10]. Применение РЛ открывает новые возможности для диагностики состояния такой плазмы. Малая по сравнению с характерными временами газодинамического движения длительность импульса РЛ позволяет получать практически «мгновенные» снимки распределения электронной плотности  $N_e$  [11]. Короткая ( $\lambda = 189 \text{ \AA}$ ) длина волны РЛ обеспечивает возможность зондирования областей плазмы с  $N_e$  вплоть до  $10^{24} \text{ см}^{-3}$ . Задачей экспериментов, результаты которых приведены в настоящей работе, является создание РЛ, представляющего собой мощный источник подсветки для исследования динамики разлета

А.В.Андряш, Д.А.Вихляев, Д.С.Гаврилов, С.А.Горохов, Д.А.Дмитров, А.Л.Запысов, А.Г.Какшин, И.А.Капустин, Е.А.Лобода, В.А.Лыков, В.Ю.Политов, А.В.Потапов, В.А.Пронин, Г.Н.Рыкованов, В.Н.Суханов, А.А.Угоденко, О.В.Чефонов. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИТФ им. Е.И.Забабихина», Россия, Челябинская обл., 456770 Снежинск, ул. Васильева, 13; e-mail: dep5@vniitf.ru

Поступила в редакцию 5 октября 2011 г., после доработки – 1 сентября 2012 г.

плотной плазмы. Эти эксперименты продолжают серию опытов по реализации РЛ с нестационарной столкновительной накачкой на лазерной установке «Сокол-п» [12]. Переход от Ne-подобных к Ni-подобным ионам позволил при сохранении энергии накачки уменьшить длину волны генерации в 1.7 раза, а использование бегущей волны накачки дало возможность получить насыщенный режим работы РЛ с выходной энергией, достаточной для применения этого лазера для зондирования.

## 2. Условия проведения экспериментов

Схема экспериментов представлена на рис.1. В качестве мишени (5) использовались плоские полированные пластинки из молибдена длиной от 2 до 8 мм. Мишень облучалась последовательностью двух лазерных импульсов с длиной волны излучения  $\lambda = 1.06$  мкм: предимпульсом длительностью 400 пс и основным импульсом накачки длительностью 4 пс. Средняя энергия УКИ накачки на мишени была равна 6.5 Дж, энергия предимпульса – 2.7 Дж, временная задержка между ними составляла 1.5 нс. Оптическая система формирования временной формы лазерного излучения подробно описана в работе [12]. Ввод пучка в вакуумную камеру мишени осуществлялся через входное окно из фторида лития 3. Лазерное излучение фокусировалось в узкую фокальную линию с помощью оптической системы, состоящей из мениска 2 и эллиптического параболоида 4. В предварительной серии экспериментов были оптимизированы условия облучения мишеней: при фиксированной энергии лазерного импульса ширина фокальной линии варьировалась от 30 до 120 мкм. Максимальная энергия лазерной генерации наблюдалась при ширине фокальной линии 80–90 мкм. Это соответствует плотности потока лазерного излучения для предимпульса  $\sim 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>, а для основного УКИ –  $2.5 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Пространственные характеристики лазерного пучка и оптической системы обеспечивали равномерность распределения интенсивности светового потока вдоль фокальной линии в пределах  $\pm 20\%$ .

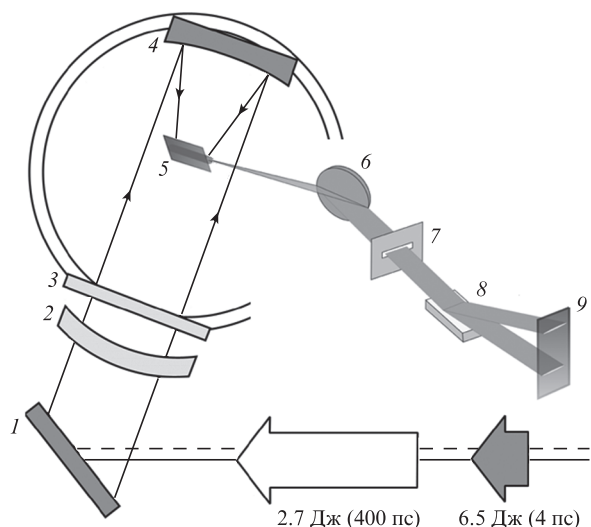


Рис.1. Схема экспериментов по генерации лазерного рентгеновского излучения:  
1 – зеркало; 2 – мениск; 3 – окно камеры мишени; 4 – эллиптический параболоид; 5 – мишень; 6 – фокусирующее сферическое зеркало; 7 – спектральная щель; 8 – дифракционная решетка; 9 – ПЗС-камера.

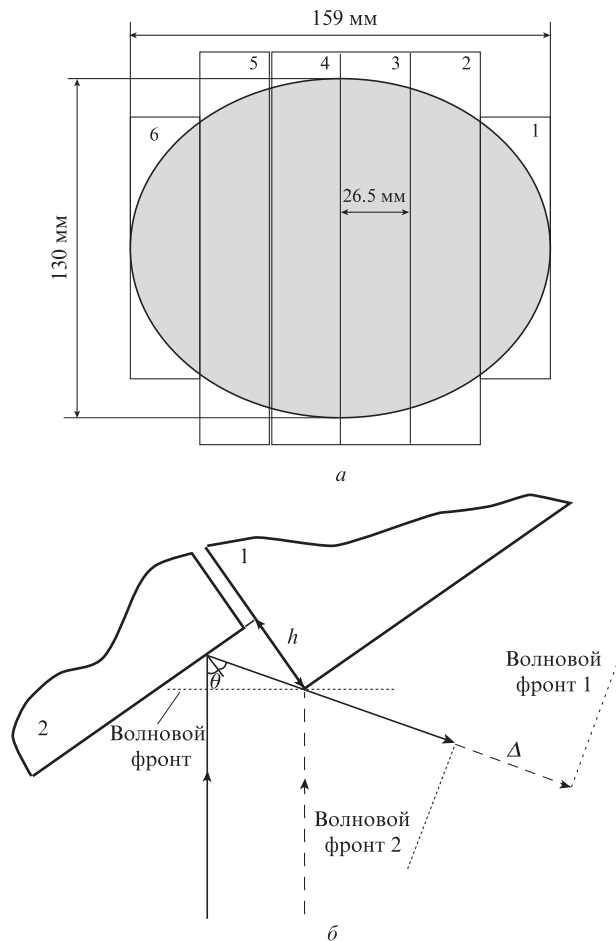


Рис.2. Ступенчатое зеркало: вид спереди (заполнение апертуры зеркала греющим лазерным пучком) (а) и вид сверху (формирование временной задержки Δ облучения соседних элементов мишени) (б).

Для регистрации спектра излучения вдоль фокальной линии излучения накачки на мишени применялся спектрограф-анализатор расходимости, собранный из двух рентгенооптических элементов: фокусирующего зеркала скользящего падения 6 и плоской дифракционной решетки 8. Эффективность решетки в первом порядке дифракции для  $\lambda = 189 \text{ \AA}$ , определенная при калибровке на стационарной рентгеновской установке РКК-1-100 [13], составила 3.2%. Зеркало ориентировано перпендикулярно дифракционной решетке и собирает лучи в плоскости, перпендикулярной плоскости мишени. Центр мишени находится почти точно в меридиональной фокальной плоскости зеркала, которое таким образом формирует почти параллельный пучок лучей и позволяет анализировать расходимость ЛРИ в плоскости, перпендикулярной плоскости мишени. Отраженное зеркалом излучение мишени проходило через спектральную щель 7 и, после отражения от дифракционной решетки 8, регистрировалось ПЗС-камерой 9.

Динамический диапазон ПЗС-камеры, используемой для регистрации спектра, определяется, с одной стороны, максимальной емкостью ячейки матрицы, а с другой стороны, уровнем фона. В реальных экспериментах из-за значительной фоновой подсветки, обусловленной дифрагировавшим на решетке спектрографа излучением плазмы со сплошным спектром и проникающим в спектрограф через щель паразитным рассеянным излучением, динамический диапазон составлял  $\sim 10^3$ . Для его увеличения

в спектрографе применялись сменные щели. При малых длинах мишени и, следовательно, малых энергиях лазерной генерации использовалась щель шириной 120 мкм, которая соответствует оптимальному спектральному разрешению  $\lambda/\Delta\lambda \sim 140$ . При больших энергиях ЛРИ ширина щели уменьшалась до 14 мкм. Уменьшение размеров щели в совокупности с дифракционным размытием изображения приводит к 24-кратному уменьшению потока квантов на ПЗС-матрице.

В настоящей работе для увеличения абсолютного выхода ЛРИ при больших длинах мишени реализован режим бегущей волны накачки, аналогичный описанному в [5]. Для этого в оптическую схему облучения мишени вместо плоского зеркала  $l$  устанавливалось ступенчатое зеркало, состоящее из шести элементов (рис.2). Каждый элемент ступенчатого зеркала представляет собой прямоугольную пластину с коэффициентом отражения  $R = 0.98\%$  на  $\lambda = 1.054$  мкм при угле падения  $\theta = 35^\circ$ . Поверхности зеркал параллельны друг другу. Специальное юстировочное приспособление позволяет настраивать каждый элемент независимо, как по углу, так и по высоте ступеньки. Каждый элемент зеркала с помощью системы фокусировки формирует на плоскости мишени отрезок фокальной линии длиной 1.67 мм. Высота ступеньки между соседними пластинами  $h$  определяет временную задержку облучения соседних элементов фокальной линии.

### 3. Результаты экспериментов

На рис.3 показана спектрограмма, полученная в опыте с мишенью длиной  $l = 8$  мм. Наиболее яркая линия в правой части изображения соответствует первому порядку отражения линии лазерной генерации с  $\lambda = 189 \text{ \AA}$  от дифракционной решетки, в левой части изображения линия генерации регистрируется во втором порядке отражения.

На рис.4 приведены экспериментальные зависимости выхода ЛРИ от длины мишени. Оцениваемый по экспоненциальному участку эффективный коэффициент усиления ЛРИ по малому сигналу  $g$  составляет  $25\text{--}30 \text{ см}^{-1}$ . Таким образом, при максимальной длине мишени  $l = 8$  мм, произведение  $gl = 20\text{--}24$ . Результаты проведенных экспериментов свидетельствуют о том, что некоторое увеличение выхода ЛРИ в режиме бегущей волны накачки наблюдается уже при  $l = 4\text{--}5$  мм. Для мишеней длиной 8 мм режим бегущей волны обеспечивает примерно восьмикратный выигрыш по сравнению с обычным режимом облучения. При этом максимальная зарегистрированная энергия ЛРИ составила 3.5 мкДж.

### 4. Обсуждение результатов

Большое значение произведения  $gl$  (20–24), полученное в настоящей работе, свидетельствует о режиме рабо-

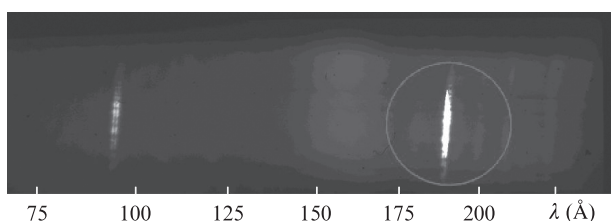


Рис.3. Спектрограмма ЛРИ с длиной волны  $\lambda = 189 \text{ \AA}$  при длине мишени  $l = 8$  мм.

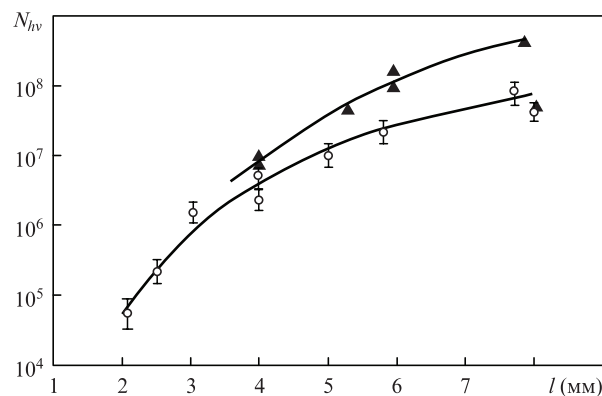


Рис.4. Экспериментальные зависимости выхода ЛРИ  $N_{lv}$  от длины мишени  $l$ , полученные в обычном режиме облучения мишени ( $\circ$ ) и в режиме бегущей волны накачки ( $\blacktriangle$ ) ( $N_{lv}$  – интегральное по изображению линии лазерной генерации число квантов, зарегистрированных ПЗС-камерой).

ты РЛ, близком к режиму насыщения. В то же время выходная энергия в режиме бегущей волны накачки по сравнению с режимом без нее увеличилась всего на один порядок. В экспериментах [5], близких по параметрам облучения мишени к нашим опытам, применение режима бегущей волны накачки обеспечило примерно 100-кратное увеличение энергии ЛРИ, а ее абсолютная величина была в 3.5 раза больше полученной в настоящей работе. Одной из наиболее вероятных причин различия в результатах является неравномерность облучения мишени, приводящая к тому, что на краях активной среды интенсивность греющего пучка заметно меньше и, следовательно, меньше коэффициент усиления. Таким образом, возможность улучшения выходных характеристик пучка ЛРИ на установке «Сокол-п» заключается в улучшении пространственных характеристик пучка, сфокусированного в линию. Тем не менее полученная энергия генерации РЛ (3.5 мкДж) позволяет реализовать на его основе источник подсветки для зондирования плотных областей лазерной плазмы.

### 5. Заключение

На пикосекундной лазерной установке «Сокол-п» проведены эксперименты по генерации ЛРИ с длиной волны  $\lambda = 189 \text{ \AA}$  на 4d–4p-переходах Ni-подобных ионов молибдена. Эксперименты демонстрируют генерацию ЛРИ по схеме нестационарной столкновительной накачки при облучении мишеней двумя лазерными импульсами с наносекундной и пикосекундной длительностями, сфокусированными в линию с длиной до 8 мм и шириной 80–90 мкм. Плотность потока лазерного излучения для предимпульса составляла  $\sim 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ , а для основного УКИ –  $2.5 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ .

В экспериментах получена зависимость выхода ЛРИ от длины мишени при ее варьировании от 2 до 8 мм. Реализован режим бегущей волны накачки с применением ступенчатого зеркала. При максимальной длине мишени (8 мм) достигнуто примерно восьмикратное увеличение выхода ЛРИ, максимальная энергия пучка РЛ составила 3.5 мкДж. В дальнейшем РЛ планируется использовать в качестве источника подсветки для зондирования плотных областей плазмы мишеней, облучаемых лазерными УКИ.

1. Matthews D.L., Hagelstein P.L., Rosen M.D., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 110 (1985).
2. Suckewer S., Skinner C.H., Milchberg H., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 1753 (1985).
3. Афанасьев Ю.В., Шляпцев В.Н. *Квантовая электроника*, **16**, 2499 (1989).
4. Nickles P.V., Shnurer M., Kalashnikov M.P., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2520**, 373 (1995).
5. Dunn J., Li Y., Osterheld A.L., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4834 (2000).
6. Keenan R., Dunn J., Patel P.K., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 103901 (2005).
7. Luther В.М., Wang Y., Larotonda M.A., et al. *Opt. Lett.*, **30** (2), 165 (2005).
8. Zielbauer В., Zimmer D., Habib J., et al. *Appl. Phys. B*, **100**, 731 (2010).
9. Habib J., Guilbaud O., Zielbauer В., et al. *Opt. Express*, **20** (9), 10128 (2012).
10. Афонин В.И., Вихляев Д.А., Гаврилов Д.С. и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез*, № 1, 63 (2011).
11. Smith R.F., Dunn J., Nilsen J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 065004 (2002).
12. Андрияш А.В., Вихляев Д.А., Гаврилов Д.С. и др. *Квантовая электроника*, **36**, 511 (2006).
13. Гилев О.Н., Вихляев Д.А., Елисеев М.В. и др. *ПТЭ*, №1, 119 (2008).