

Генерация лазерного рентгеновского излучения при двухимпульсном облучении мишеней на пикосекундной установке СОКОЛ-П

А.В. Андрияш, Д.А. Вихляев, Д.С. Гаврилов, Д.А. Дмитров, А.Л. Запысов, А.Г. Какшин, Е.А. Лобода, В.А. Лыков, Э.П. Магда, В.Ю. Политов, А.В. Потапов, В.А. Пронин, Г.Н. Рыкованов, В.Н. Суханов, А.С. Тищенко, А.А. Угоденко, О.В. Чефонов

Представлены результаты экспериментов по исследованию лазерного рентгеновского эффекта на $3p-3s$ -переходах неоподобных ионов титана. Лазерное излучение с длиной волны 1.054 мкм фокусировалось в линию с длиной от 2 до 8 мм и шириной ~ 30 мкм. Плоские полированные пластинки из титана облучались последовательно двумя импульсами: предимпульсом длительностью 400 пс и задержанным относительно него на 1.5 нс основным импульсом накачки длительностью 4 пс. Полная энергия лазера составляла 8–10 Дж. Соотношение энергий в наносекундном и пикосекундном импульсах сохранялось постоянным и составляло 1 : 3. При малых длинах мишени (от 2 до 4 мм) в экспериментах наблюдалось экспоненциальное нарастание интенсивности линии с длиной волны 326 Å. Коэффициент усиления лазерного рентгеновского излучения по малому сигналу оценивается величиной примерно 30 см^{-1} . Расходимость лазерного рентгеновского пучка была равна примерно 9 мрад.

Ключевые слова: рентгеновский лазер, лазерное излучение, двухимпульсное облучение.

1. Введение

Схема с быстрой нестационарной столкновительной накачкой активной среды рентгеновского лазера (РЛ), основанная на комбинированном облучении мишени мощным пикосекундным импульсом с наносекундным предимпульсом, впервые была предложена еще в 1989 г. [1]. Наиболее значительным преимуществом такого способа накачки является возможность достижения очень высоких коэффициентов усиления лазерного рентгеновского излучения (ЛРИ) (до нескольких сотен обратных сантиметров), что обещает быстрый прогресс в разработке так называемого настольного варианта РЛ, а также продвижение в сторону более коротких длин волн. Экспериментально схема с нестационарной столкновительной накачкой была впервые продемонстрирована в Институте Макса Борна [2]. В этих экспериментах для облучения мишени использовалась комбинация предимпульса длительностью 1.5 нс с энергией до 7 Дж и основного импульса накачки длительностью 0.7 пс с энергией до 4 Дж. Генерация ЛРИ наблюдалась только при относительно большой энергии предимпульса (4–6 Дж) и энергии основного импульса свыше 1.5 Дж. Применялись мишени длиной от 1 до 5 мм. Коэффициент усиления рентгеновского излучения по малому сигналу g составил $19 \pm 1.4 \text{ см}^{-1}$. Аналогичные эксперименты были проведены в Ливерморской национальной лаборатории

(США) на установке «Янус» [3] и были получены несколько большие коэффициенты усиления ($g = 24 \text{ см}^{-1}$).

В работе [4] выполнено численное моделирование газодинамики и ионной кинетики активной среды РЛ в условиях мощного пикосекундного нагрева. Показано, что рефракция ЛРИ при его распространении в плазменной среде с большим градиентом плотности, а также эффект запаздывания излучения существенно влияют на эффективный коэффициент усиления. При отсутствии бегущей волны накачки (что является сложной технической проблемой) выгодно использовать греющий импульс длительностью ~ 10 пс. С учетом эффектов рефракции и запаздывания излучения в [4] получена более реальная оценка коэффициента усиления: $g = 40 - 50 \text{ см}^{-1}$.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментов по быстрой нестационарной столкновительной накачке активной среды РЛ на неоподобных ионах титана ($Z = 22$). Как и в экспериментах работ [2, 3], облучение мишени проводилось двумя последовательными импульсами. Длительность основного греющего импульса составляла 4 пс. Удельная энергия накачки на единицу длины фокальной линии составляла примерно 0.7 Дж/мм, а плотность потока энергии лазерного излучения на мишени – около $6 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$.

2. Схема экспериментов

Эксперименты были проведены на лазерной установке СОКОЛ-П [5]. Установка представляет собой пикосекундный лазер с выходной мощностью 10 ТВт на длине волны 1.054 мкм, построенный по схеме усиления chirpированного импульса. Для формирования временного профиля облучающего импульса и фокусировки его в линию разработана оптическая схема, показанная на рис. 1. В качестве предимпульса используется часть энергии усиленного chirpированного импульса длительностью

А.В. Андрияш, Д.А. Вихляев, Д.С. Гаврилов, Д.А. Дмитров, А.Л. Запысов, А.Г. Какшин, Е.А. Лобода, В.А. Лыков, Э.П. Магда, В.Ю. Политов, А.В. Потапов, В.А. Пронин, Г.Н. Рыкованов, В.Н. Суханов, А.С. Тищенко, А.А. Угоденко, О.В. Чефонов. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. акад. Е.И. Забабахина», Россия, Челябинская обл., 456770 Снежинск, а/я 245; e-mail: dep5@vniitf.ru

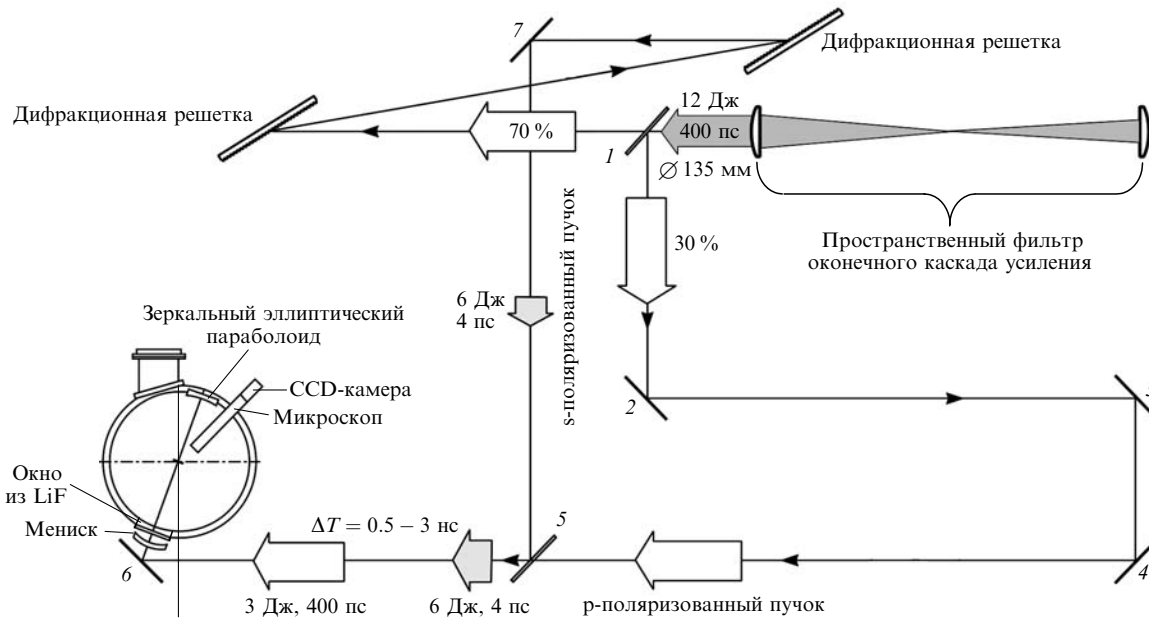


Рис. 1. Оптическая схема двухимпульсного облучения мишени при фокусировке в линию: 1 – оптический делитель; 2–4, 6, 7 – зеркала; 5 – поляризатор.

$t_{ch} = 400 - 440$ пс. Для этого оптический делитель 1 отводит примерно 30% энергии усиленного чирпа в оптическую линию задержки, собранную на зеркалах 2–4. Линия задержки обеспечивает опережение чирпа относительно пикосекундного импульса на время $\Delta T = 0.5 - 3$ нс. В данной серии экспериментов время задержки сохранялось постоянным и равнялось 1.5 нс. Временная форма предимпульса регистрировалась с помощью фотохронографа «Взгляд-2» с временным разрешением около 2 пс.

Оставшаяся часть чирпированного импульса направляется в компрессор, состоящий из двух покрытых золотом дифракционных решеток с пространственной частотой 1700 штр./мм. Длительность основного импульса накачки t_p может регулироваться путем увеличения базы компрессора относительно положения, соответствующего минимальной длительности. Для измерения t_p применялся автокоррелятор второго порядка. Компрессор был настроен на импульс длительностью $t_p = 4$ пс.

Совмещение наносекундного и пикосекундного лазерных пучков происходит на поляризаторе 5: р-поляризованный предимпульс проходит через поляризатор, а s-поляризованный импульс накачки отражается от него. Оси пучков перед зеркалом 6 совмещены с погрешностью примерно 10^{-5} рад. Это обеспечивает совмещение сфокусированных в узкую линию пучков на мишени с погрешностью не более 3 мкм. Таким образом, на мишень поступает сначала предимпульс ($t_{ch} \approx 420$ пс), а затем через 1.5 нс – импульс накачки. Расчетное соотношение энергий предимпульса и импульса накачки с учетом потерь на оптических элементах составляет 1:3. В экспериментах оно оставалось постоянным, энергия предимпульса была равна 2.1 ± 0.3 Дж, энергия импульса накачки – 6.3 ± 1.0 Дж.

Фокусирующая система состоит из зеркала тороидальной формы, установленного в вакуумной камере мишени, и линзы – мениска, расположенного в воздухе перед входным окном из фторида лития. Эта система обес-

печивает фокусировку лазерного пучка в узкую линию с максимальной длиной 10 мм. Несфокусированный пучок имеет в поперечном сечении форму круга, и, как следствие, на краях фокальной линии наблюдается заметный спад интенсивности облучения. Для устранения этого эффекта применялось диафрагмирование параллельного пучка (с потерей некоторой части энергии) и использовались мишени длиной до 8 мм. При этом спад интенсивности на краях мишени не превышал 15% от ее значения в центральной части фокальной линии.

Ширина фокальной линии, а также равномерность облучения мишени вдоль нее определялись непосредственно в эксперименте. Для этого с помощью микроскопа и CCD-камеры (рис.1) регистрировалось изображение мишени на длине волны $\lambda = 1.05$ мкм. Ширина фокальной линии при положении мишени, соответствующем наиболее острой фокусировке, равнялась 30 мкм (полная ширина на половине высоты). Неравномерность интенсивности облучения мишени составляет не более 15%. Данные оптической съемки мишени подтверждаются рентгеновскими изображениями, полученными с помощью многоканальной камеры-обскуры в диапазоне энергий квантов $\epsilon = 0.2 - 0.28$ кэВ. Поперечный размер строчки на этих изображениях составляет 35–40 мкм. Таким образом, плотность потока энергии лазерного излучения на мишени в предимпульсе была равна 2×10^{12} Вт/см², а в импульсе накачки – 6×10^{14} Вт/см².

В качестве мишеней применялись плоскопараллельные, полированные с обеих сторон титановые пластинки длиной от 2 до 8 мм. Основным диагностическим инструментом в этих экспериментах являлся спектрограф скользящего падения на базе плоской дифракционной решетки. Оптическая схема спектрографа приведена на рис.2. В спектрографе использовалось фокусирующее сферическое зеркало из стекла марки К 8 с радиусом кривизны $R = 3046$ мм. Зеркало ориентировано перпендикулярно дифракционной решетке и осуществляет сбор лучей в плоскости, перпендикулярной плоскости мишени, в

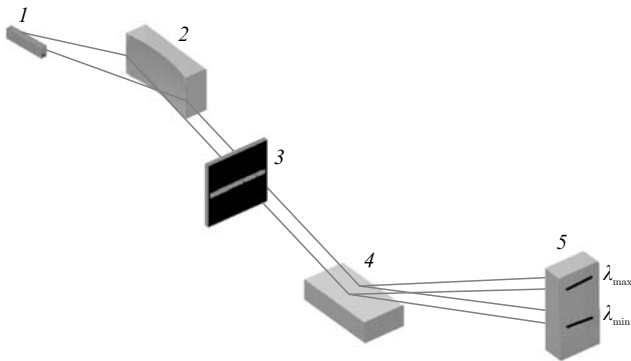


Рис.2. Схема спектрографа скользящего падения: 1 – мишень; 2 – фокусирующее зеркало; 3 – спектральная щель; 4 – дифракционная решетка; 5 – рентгеновская CCD-матрица.

телесном угле 35 мрад. Такой угол сбора в три раза превышает ожидаемую угловую расходимость ЛРИ и значительно облегчает юстировку. Скользящий угол падения излучения на зеркало $\theta = 0.12$ рад. Центр мишени находится почти точно в меридиональной фокальной плоскости зеркала, которое, таким образом, формирует почти параллельный пучок лучей. Ширина пучка на длине волны лазерной генерации определяется расходимостью ЛРИ, а на длинах волн всех остальных регистрируемых спектральных линий – угловой апертурой зеркала, которая составляет 0.035 рад. Следовательно, данная методика позволяет анализировать расходимость ЛРИ в плоскости, перпендикулярной плоскости мишени.

Прошедший через спектральную щель шириной 110 мкм пучок рентгеновского излучения падает на плоскую дифракционную решетку (600 штр./мм) под скользящим углом падения $\theta = 6^\circ$. Разложенное в спектр излучение регистрируется рентгеновской CCD-камерой PI-SX:400. CCD-матрица имеет поле зрения 26×8 мм и размер пикселя 20 мкм. Длина матрицы позволяет одновременно, в одном эксперименте, регистрировать спектральный диапазон 120 – 400 Å. Ширина спектральной щели 110 мкм определяет спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda$, которое для длины волны лазерного перехода $\lambda = 326$ Å составляет примерно 140.

Особое внимание в экспериментах уделялось тщательной юстировке спектрографа относительно оси лазерного рентгеновского пучка. Для этого с помощью специально изготовленного макета мишени «прокладывался» юстировочный пучок вспомогательного He–Ne-лазера. Совмещение этого пучка с фокальной линией греющего лазера обеспечивалось с погрешностью не более 2 мрад. Далее пучок поворачивался относительно центра мишени на 10 мрад – ожидаемую величину рефракции ЛРИ. После «прокладки» юстировочного пучка в него по очереди устанавливались и настраивались оптические элементы спектрографа: собирающее зеркало, дифракционная решетка, спектральная щель. Итоговая погрешность настройки спектральной щели относительно оси лазерного рентгеновского пучка оценивается как 3 мрад.

3. Результаты экспериментов

На рис.3 приведена спектрограмма, полученная в эксперименте с мишенью длиной 6 мм. Плотность потока энергии лазерного излучения на мишени в предимпульсе составляла 2×10^{12} Вт/см², в импульсе накачки длительностью 4 пс – 6×10^{14} Вт/см².

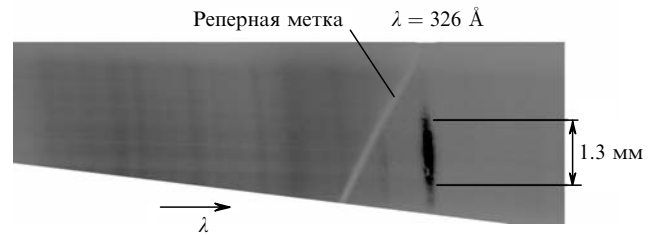


Рис.3. Спектрограмма, полученная в эксперименте с мишенью длиной 6 мм.

На спектрограмме доминирует яркая спектральная линия с $\lambda = 326$ Å. В экспериментах для надежной идентификации лазерного эффекта на переходе 3p–3s неоновидного иона титана и измерения коэффициента усиления длина мишени варьировалась от 2 до 8 мм. На рис.4 показаны спектрограммы, соответствующие выстрелам по мишеням длиной 3, 4 и 6 мм. Для мишеней длиной 2 мм интенсивность лазерной линии оказалась меньше пороговой чувствительности рентгеновской CCD-камеры, обусловленной флуктуациями фона. Существенно нелинейное увеличение интенсивности спектральной линии с $\lambda = 326$ Å свидетельствует о наличии усиления на данном переходе.

На рис.5 приведена зависимость интенсивности лазерной линии от длины мишени. Энергия облучающего мишень лазерного импульса в экспериментах не была строго постоянной. Ее стабильность поддерживалась в пределах $\pm 16\%$.

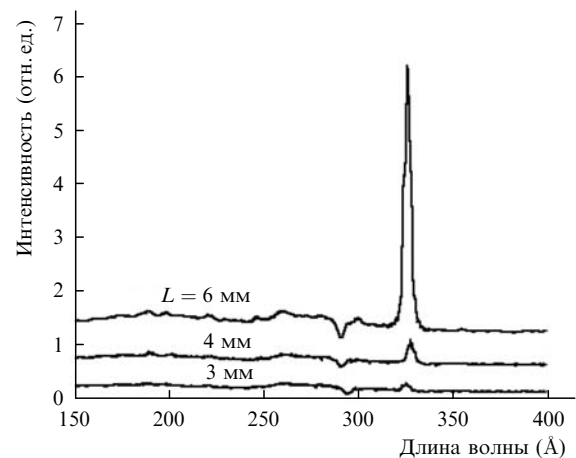


Рис.4. Спектрограммы, полученные при использовании мишеней различной длины L , демонстрирующие экспоненциальный рост интенсивности линии с $\lambda = 326$ Å.

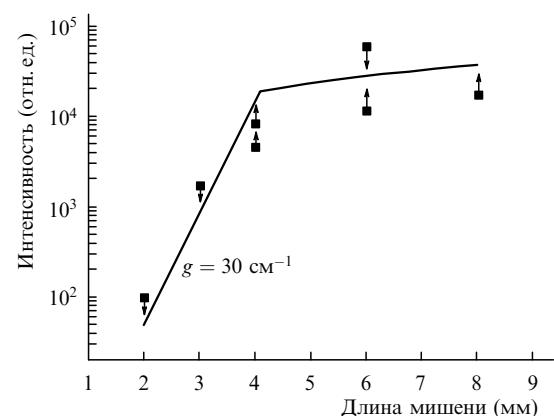


Рис.5. Зависимость интенсивности лазерной линии от длины мишени.

Стрелки у экспериментальных точек на рис.5 указывают тенденцию изменения зарегистрированной интенсивности в том случае, если бы энергия накачки имела номинальное (среднее по семи выстрелам) значение 6.3 Дж. Для наименьшей длины мишени направление стрелки вниз означает, что данная экспериментальная точка, по сути, является верхней оценкой интенсивности линии с $\lambda = 326 \text{ \AA}$. При длинах мишени, превышающих 4 мм, наблюдается насыщение – переход от экспоненциального роста интенсивности к линейному. Такое поведение интенсивности ЛРИ согласуется с расчетами работы [4], в которой показано, что эффективная ширина области существования инверсии для плазмы элементов со средними атомными номерами ($Z \leq 30$) составляет примерно 40 мкм. Таким образом, при характерном значении угла рефракции 0.01 рад луч, пройдя примерно 4 мм, выходит из зоны усиления, и с превышением длиной мишени этой величины действительно должен наблюдаться переход от экспоненциальной зависимости к линейной.

Для определения коэффициента усиления наши экспериментальные данные для длин мишеней 2–4 мм аппроксимировались формулой Линфорда с учетом упомянутых выше поправок на нестабильность энергии накачки. Коэффициент усиления оказался равным $30 \pm 5 \text{ см}^{-1}$.

По геометрической высоте изображения спектральной линии, равной 1.3 мм (см. рис.2 и спектрограмму на рис.3) можно оценить расходимость лазерного рентгеновского пучка в направлении, перпендикулярном плоскости мишени. По результатам шести экспериментов с мишенями длиной от 3 до 8 мм было установлено, что изменение длины мишени не влияет на геометрическую высоту спектральной линии ЛРИ. Расходимость составляет 9 ± 3 мрад. Погрешность приведенного значения расходимости обусловлена как разбросом значений высоты спектральной линии в отдельных опытах, так и неточностью определения скользящего угла падения излучения на зеркало (0.12 ± 0.01 рад).

4. Заключение

Представленные в данной работе результаты серии экспериментов демонстрируют генерацию ЛРИ на пере-

ходе $3p-3s$ неоноподобного иона титана в схеме с нестационарной столкновительной накачкой. Такая схема была реализована при последовательном облучении мишеней двумя лазерными импульсами наносекундной и пикосекундной длительностей, сфокусированными в узкую линию. Удельная энергия накачки на единицу длины фокальной линии равнялась примерно 0.7 Дж/мм. Плотность потока энергии лазерного излучения на мишени в предимпульсе длительностью 420 пс составляла $2 \times 10^{12} \text{ Вт/см}^2$, а в импульсе накачки длительностью 4 пс – $6 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. Полученный коэффициент усиления ЛРИ по малому сигналу $g_{\text{exp}} = 30 \pm 5 \text{ см}^{-1}$ оказался близким, но несколько меньшим расчетного коэффициента $g_{\text{theor}} = 40 - 50 \text{ см}^{-1}$ [4].

В экспериментах работ [2] и [3], где также использовался режим нестационарной столкновительной накачки, получены несколько меньшие значения коэффициента усиления – 19 и 24 см^{-1} соответственно. Есть несколько возможных причин, объясняющих такое различие. Во-первых, удельная энергия накачки в основном импульсе в наших экспериментах была несколько выше, чем в работе [3], и примерно равна указанной величине в [2]. Второе, более важное отличие наших экспериментальных условий от описанных в [2, 3] заключается в использовании импульса накачки большей длительности – 4 пс вместо 0.7–1 пс. Таким образом, эффект запаздывания излучения (расстояние 4 мм свет проходит за 13 пс) в проведенных нами экспериментах должен в меньшей степени сказываться на снижении коэффициента усиления. В наших экспериментах расходимость ЛРИ оказалась равной примерно 9 мрад, что близко к расчетному значению.

1. Афанасьев Ю.В., Шляпцев В.Н. *Квантовая электроника*, **16**, 2499 (1989).
2. Nickles P.V., Schnürer M., Kalashnikov M.P. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2520**, 373 (1995); Nickles P.V., Shlyaptsev V.N., Kalashnikov M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 2748 (1997).
3. Dunn J., Osterheld A.L., Sheperd R., et al. *Proc. SPIE Meeting* (San Diego, California, 1997).
4. Политов В.Ю., Лыков В.А., Шинкарев М.К. *Квантовая электроника*, **30**, 1037 (2000).
5. Dmitrov D.A., Fomichev L.A., Kakshin A.G., et al. *Proc. XXVIII European Conf. on Laser Interaction with Matter (XXVIII ECLIM)* (Roma, 2004, pp 591 – 599).