

Эффективная генерация рентгеновского излучения при взаимодействии релятивистских лазерных импульсов с кластерной струей Kr

П.А.Щеглов, М.М.Назаров, Т.А.Семенов, А.А.Таусенев,
М.В.Чашин, А.В.Лазарев, В.М.Гордиенко

Исследована генерация рентгеновского излучения при воздействии релятивистских лазерных импульсов на кластеры криптона. Показано, что оптимальные точки фокусировки для генерации характеристического и жёсткого тормозного излучения находятся в областях с разной концентрацией кластеров внутри газовой струи. Достигнута рекордная (4.2×10^{-6}) эффективность преобразования энергии релятивистских лазерных импульсов в характеристические кванты K_α (12.6 кэВ) при воздействии на крупные кластеры криптона. Измерена температура тормозного свечения плазмы $T_e = 6$ кэВ при интегральной энергии рентгеновского импульса 3×10^9 кэВ/(4 π · импульс). Обсуждается применение созданного источника во времяразрешенных рентгеновских исследованиях и в радиобиологии.

Ключевые слова: рентгеновское излучение, кластеры, лазерно-плазменный источник.

1. Введение

Последние несколько десятилетий активно развиваются времяразрешенные методы рентгеновской диагностики быстропротекающих процессов [1]. Времяразрешенная дифрактометрия позволяет исследовать такие процессы, как фазовые переходы в веществе [2] и явления переноса [3]. Времяразрешенная рентгеновская спектроскопия поглощения используется для исследования процессов структурных изменений в возбужденном состоянии в сложных молекулах [4] и динамики фотокаталитических реакций [5]. В качестве источников зондирующего рентгеновского излучения могут выступать синхротроны, лазеры на свободных электронах и лазерная плазма [1]. Рентгеновские импульсы лазерной плазмы имеют длительность порядка сотни фемтосекунд для характеристических квантов [6] и до нескольких пикосекунд для широкополосного, тормозного излучения [7]. Для фокусировки расходящегося потока рентгеновских фотонов используют рентгеновскую оптику: капиллярные линзы

[8] (широкополосные) или многослойные фокусирующие зеркала [9] (узкополосные). На базе лазерно-плазменных источников реализовано несколько стендов для времяразрешенных исследований процессов плавления кристаллов [10], распространения звуковых волн [11] и деформаций в них [12], переноса энергии при нагреве в кристаллах [13].

В режиме лазерно-плазменного взаимодействия использование кластерных мишеней по сравнению с твердыми мишенями имеет определенные преимущества, обеспечивая воспроизводимый источник рентгеновского излучения на основе спектрально чистого газа в качестве исходного материала. Один из наиболее перспективных газов – криптон, образующий большие кластеры и обладающий характеристической K_α -линией на 12.6 кэВ, которая слабо поглощается воздухом, что позволяет размещать рентгеновскую оптику, образец и детекторы вне вакуумных камер. Эффективность генерации K_α в общем случае возрастает с лазерной интенсивностью, но при значениях $I > 10^{19}$ Вт/см² начинает насыщаться [14, 15], поскольку температура горячих электронов становится выше оптимальной (для криптона $T_h \approx 36$ кэВ), при которой сечение генерации характеристических фотонов имеет максимум.

Существенно, что релятивистская кластерная лазерная плазма тяжелых атомов, таких как Kr, может служить комбинированным источником ионизирующего излучения для исследовательских задач радиобиологии. Известно, что импульсное воздействие ионизирующего излучения с высокой (более 40 Гр/с) скоростью ввода дозы приводит к большей выживаемости здоровых клеток по сравнению с онкологическими, что было впервые показано при онкотерапии [16].

Таким образом, предметом настоящей работы явилось определение оптимальных условий для фемтосекундной лазерно-плазменной генерации спектрально-яркого характеристического рентгеновского излучения с энергией 12.6 кэВ из кластерной мишени криптона с эффективно-

П.А.Щеглов, М.М.Назаров, Т.А.Семенов, М.В.Чашин. Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Россия, 123182 Москва, пл. Акад. Курчатова, 1; e-mail: sheglov Pavel@yandex.ru

А.А.Таусенев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Ленинские горы, 1; Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Россия, 123182 Москва, пл. Акад. Курчатова, 1

А.В.Лазарев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, химический факультет, Россия, 119991 Москва, Ленинские горы, 1/2

В.М.Гордиенко. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Ленинские горы, 1

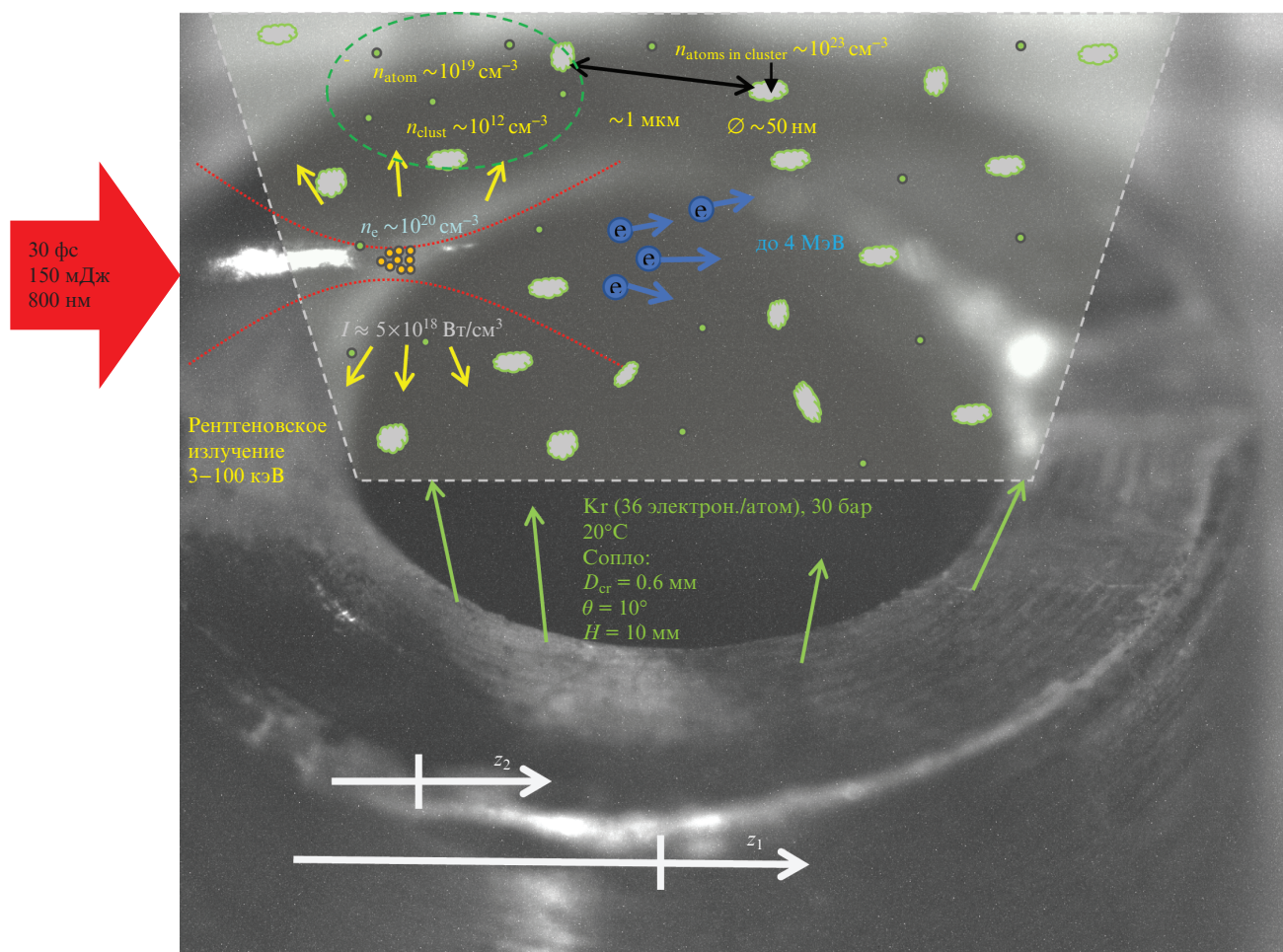


Рис.1. Фотография газового сопла и плазменного канала в кластерной струе, концентрации вещества и электронов в кластерах, между ними и в перетяжке, а также схематическое изображение кластерной струи и вторичных излучений, выходящих из плазменного канала. Белая штриховая трапеция показывает рабочую область взаимодействия, красные кривые демонстрируют форму и положение перетяжки лазерного импульса. Начало отсчёта z_1 привязано к центру сопла, начало отсчёта z_2 – центр вакуумной перетяжки.

стью преобразования по энергии порядка 10^{-5} , характерной для твердотельных мишеней, с потоком более 10^9 фотон./((ср·с) для времязрешенных исследований вещества, а также создание рентгеновского источника широкополосного тормозного излучения до ~ 100 кэВ с перспективой в радиографии биоматериалов при сверхвысоком темпе ввода 10^{10} Гр/с.

Структура кластерной мишени представлена на рис.1. Размер кластеров в струе увеличивается с ростом давления газа за кластерным соплом, этот размер определялся на основе работы [17]. При давлении 35 бар средний диаметр кластеров составлял 54 нм, концентрация кластеров n_{clust} равнялась $\sim 2.8 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, расстояние между кластерами было примерно 1 мкм. Стоит отметить, что не весь газ кластеризовался, свободных атомов оставалось порядка $n_{\text{atom}} \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При релятивистской интенсивности и при степени ионизации 15+ средняя концентрация свободных электронов в области взаимодействия составляла $n_e \approx 2.4 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

2. Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки представлена на рис.2,а. Работы проводились на лазерно-синхротронном комплексе НИЦ «Курчатовский институт». Лазер генерирует импульсы с центральной длиной волны 800 нм,

длительностью 30 фс, частотой следования 10 Гц, энергия в настоящей работе использовалась до 150 мДж. Лазерное излучение фокусировалось (внеосевым параболическим зеркалом $f/4$) на импульсную газо-кластерную мишень. При отсутствии газовой струи диаметр перетяжки составил 7.5 мкм, что позволяет получить вакуумную интенсивность $5 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$. Кластеры формировались методом сверхзвукового расширения газа высокого давления (10–40 бар) в вакуум через коническое сопло (угол раствора $\theta = 10^\circ$, критическое сечение $D_{\text{cr}} = 0.6 \text{ мм}$, выходной диаметр 2.5 мм, длина $H = 10 \text{ мм}$, см. рис.1). Рентгеновское излучение, генерируемое лазерной плазмой, распространялось в 4π и регистрировалось двумя детекторами: 1) ФЭУ с NaI-сцинтиллятором (РИ-ФЭУ), детектирующий интегральный рентгеновский сигнал и 2) рентгеновской ПЗС-камерой Greateyes ALEX-s 1k256 FI DD с кремниевым сенсором, работающей в одnofотонном режиме с разрешением по спектру и по пространству (РИ-ПЗС). Оба детектора стояли вне вакуумной камеры и собирали рентгеновское излучение, распространяющееся неколлинеарно лазерному излучению и выходящее через бериллиевые окна толщиной 200 мкм. Ослабление сигнала на РИ-ФЭУ и защита от засветок вторичным излучением осуществлялись апертурными диафрагмами диаметром 3 мм в свинцовых экранах толщиной 3–10 мм. Засветки от вторичного гамма-

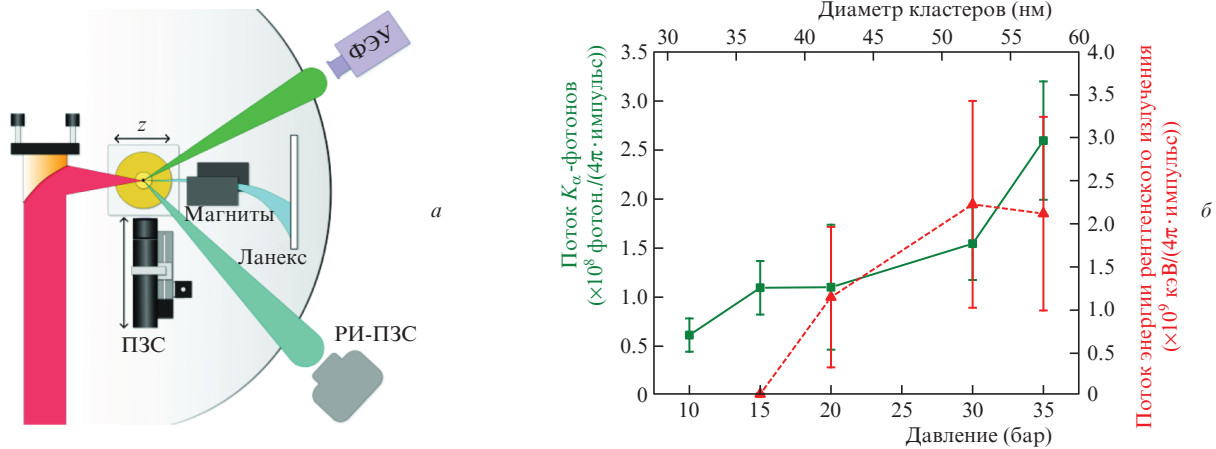


Рис.2. Схема измерений рентгеновских сигналов в лазерно-плазменном эксперименте (а), а также зависимость выхода K_α (зелёные квадраты) и интегрального рентгеновского излучения (красные треугольники) от давления за кластерным соплом (б).

излучения на детекторах при криптоновой мишени (пока энергия электронов была менее 4 МэВ) не были существенными. Для регистрации ускоренных электронов [18] использовался сцинтиляционный экран «Ланекс Кодак», а для оценки их энергии – лабораторный магнитный спектрометр [18], свечение сцинтилятора регистрировалось отдельной ПЗС-камерой, не указанной на схеме [18, 19]. Оптическое изображение филамента (рис.3) регистрировалось ПЗС-камерой с макрообъективом (см. рис.2,а), оно позволяет оценить размеры и форму области генерации вторичных излучений.

В рентгеновские детекторы помимо характеристических фотонов попадает та часть тормозного спектра, к

которой они чувствительны. В сигнале РИ-ФЭУ доминирует вклад от фотонов с энергией 20–100 кэВ, наличие и доля фотонов с энергией более 100 кэВ оценивались при постановке свинцовых либо алюминиевых фильтров толщинами 0.3–3 мм перед РИ-ФЭУ. РИ-ПЗС детектировал фотоны с энергиями от 2 до 20 кэВ. В работе исследовался поток характеристических фотонов (из данных РИ-ПЗС) и интегральный рентгеновский сигнал (из РИ-ФЭУ) в зависимости от размеров самих кластеров мишени (изменяемых с помощью давления газа за кластерным соплом, рис.2,б), от положения лазерного фокуса относительно кластерной струи, от длительности лазерного импульса и от его энергии.

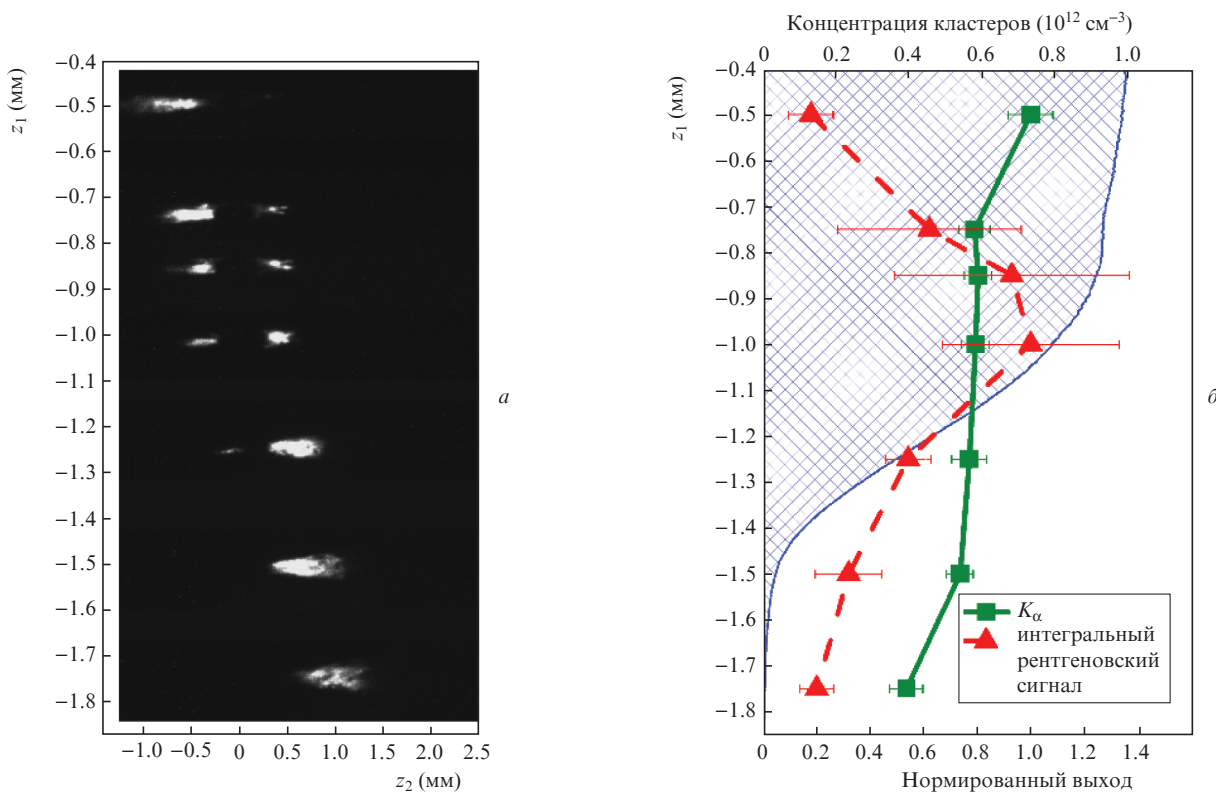


Рис.3. Изображения лазерного филамента в кластерной струе (а), каждое изображение соответствует измеренной экспериментальной точке выхода на рис. б, ось абсцисс z_2 привязана к положению геометрической перетяжки; зависимости нормированного выхода K_α (зелёные квадраты) и интегрального рентгеновского излучения (красные треугольники) от положения геометрической перетяжки относительно оси кластерного сопла z_1 (б), синяя кривая и заштрихованная область показывают зависимости изменения концентрации кластеров от z_1 .

3. Результаты и их обсуждение

Источник жёсткого рентгеновского излучения состоял из двух «горячих» плазменных областей, находящихся на расстоянии порядка 300 мкм друг от друга, что оценивалось на основании оптических изображений плазменного свечения (рис.3,а). Первая, протяжённая, область образуется до вакуумной перетяжки ($z_2 < -0.3$ мм) вследствие релятивистской самофокусировки, вторая область расположена за вакуумной перетяжкой ($z_2 > 0.2$ мм) и также подвержена самофокусировке. Общая длина источника составляет ~ 1 мм. Отсутствие свечения в области вакуумной перетяжки ($-0.3 < z_2 < 0.2$ мм) мы связываем с ионизацией излучением с пикосекундным пьедесталом спонтанной эмиссии (контраст такого «предымпулса» 10^7 – 10^5 на временах до 10 пс в используемом лазере [20]). Таким образом, до прихода основного импульса на кластеры воздействует излучение интенсивностью до 10^{13} Вт/см², что приводит к разлёту кластеров в этой области под действием кулоновских сил. Так, например, кулоновский разлёт кластеров ксенона наблюдался для режима воздействия пикосекундных лазерных импульсов уже при $I = 10^{12}$ Вт/см² [21].

Из рис.3,б видно, что максимальный выход характеристического и интегрального рентгеновского излучения в зависимости от положения перетяжки лазерного излучения относительно кластерного сопла z_1 находится в разных местах кластерной струи. Ось струи расположена в точке $z_1 = 0$, лазерный пучок входит со стороны $z_1 < 0$. Оптимум выхода характеристического излучения находится ближе к центру кластерного сопла ($z_1 = 0.5$ мм), где практически максимальная концентрация кластеров. Мы полагаем, что надо избегать пространственного сжатия лазерного пучка (что приведет к потере энергии лазерного импульса) до тех пор, пока вакуумная перетяжка не достигнет области высокой плотности мишени (в районе центра кластерной струи), где лазерный импульс эффективно передаст всю энергию в генерацию характеристического излучения.

Для жёсткого рентгеновского излучения (доминирующем в интегральном рентгеновском сигнале) ситуация иная, оптимум находится ближе к переднему краю струи ($z_1 = -1.0$ мм). Полагаем, что здесь важна именно высокая интенсивность $I > 5 \times 10^{18}$ Вт/см², которая достигается при меньшей концентрации кластеров (далее от оси струи), пока ионизационная дефокусировка не препятствует минимальной перетяжке и пока энергия импульса не ослабла при взаимодействии с плотной мишенью.

При фокусировке на край струи (рис.3,б, $z_1 = -1.0$ мм) помимо жёсткого тормозного излучения зарегистрированы направленные по ходу луча пучки ускоренных электронов с энергией вплоть до 4 МэВ для криптона [18, 19]. Роль кластеров заключается в создании высокой концентрации плазмы и в инжекции электронов в ускоряющую волну в ходе кулоновского взрыва [18]. Для криптона доминирующий механизм ускорения – прямое лазерное ускорение (DLA) [22, 23], что подтверждается характерными для этого процесса расходимостью 100 мрад и экспоненциально спадающим электронным спектром.

Спектр источника рентгеновского излучения представлен на рис.4. На фоне тормозного спектра присутствуют две характеристические линии K_α (12.6 кэВ) и K_β (14.1 кэВ), контраст K_α -линии относительно фона составляет ~ 10 . Аппроксимация (в диапазоне 7–17 кэВ)

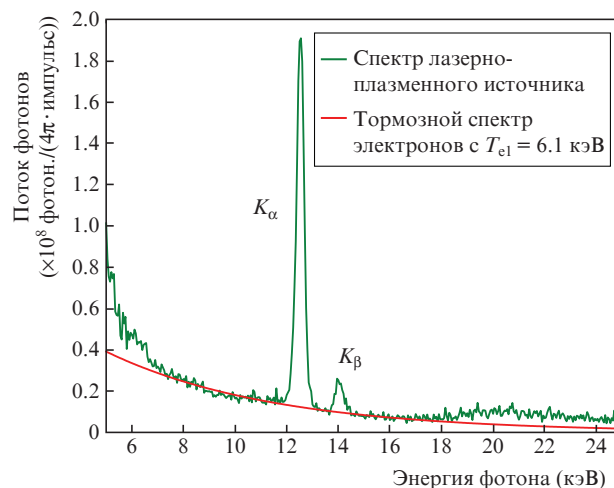


Рис.4. Спектр лазерно-плазменного источника на основе кластеров криптона (зелёная кривая) и аппроксимация тормозного спектра электронов экспонентой с $T_{e1} = 6.1$ кэВ.

экспонентой $Y(x) \sim \exp(-x/T_{e1})$ соответствует температуре $T_{e1} = 6.1 \pm 0.1$ кэВ для интенсивности лазерного излучения $I = 3 \times 10^{18}$ Вт/см², а при уменьшении интенсивности до 4×10^{17} Вт/см² T_{e1} монотонно падает до величины 3 кэВ. Температура горячих электронов меняется с ростом интенсивности лазерного излучения степенным образом, $T_e \sim I^\alpha$, где $\alpha \approx 0.3$ – 0.7 (для твердотельной мишени) и зависит от механизма передачи энергии от лазерного поля к плазме [24]. Отметим, что при выходе на релятивистскую интенсивность появляется компонента тормозного спектра с энергиями в сотни кэВ, с соответствующей температурой T_{e2} . Эта компонента известна в литературе [25], она не регистрируется нашей РИ-ПЗС, но подтверждается по пропусканию сантиметровых свинцовых фильтров перед РИ-ФЭУ и доминирует в величине интегрального рентгеновского сигнала. А при появлении электронов с энергиями 5–10 МэВ вторичное тормозное излучение от элементов вакуумной камеры засвечивает информативный рентгеновский сигнал, несмотря на свинцовую защиту.

Исследование выхода рентгеновского излучения от давления газа до клапана кластерного сопла показало, что выход характеристических фотонов растёт с увеличением давления (показатель степени 1.6 ± 0.1), т.е. с ростом размеров и концентрации кластеров (см. рис.2,б). Подобный результат наблюдался в работе [26], где по расчётам авторов максимальный размер кластеров был при 20 бар, как и максимальный выход K_α -фотонов. Оптимизация по параметрам лазерного импульса, кластерной струи и их положению друг относительно друга ($z_1 = -0.5$ мм) позволила получить выход характеристических фотонов 3×10^8 фотон/($4\pi \cdot$ импульс) при интенсивности лазерного излучения $I \approx 5 \times 10^{18}$ Вт/см² и давлении газа до клапана сопла 35 бар, при этом была получена рекордная эффективность преобразования по энергии 4.2×10^{-6} . Сравнение с другими работами, исследующими лазерно-плазменные источники характеристического рентгеновского излучения на основе кластеров криптона, приведено в табл.1.

Из зависимости выхода рентгеновского излучения от длительности лазерного импульса (рис.5,а) следует, что K_α -выход содержит существенный пьедестал, слабо зависящий от интенсивности (т.е. от длительности). Но из

Табл.1. Сравнение опубликованных данных по лазерной генерации K_α -линии в кластерной плазме Кг.

Лазерное возбуждение	Диаметр/концентрация кластеров/ давление газа до клапана сопла	Выход Кг K_α (фотонов./($4\pi \cdot$ импульс))	Фотонов на 1 Дж лазерной энергии (фотон./Дж)	Эффективность преобразования по энергии
$E = 150$ мДж, $\tau = 30$ фс, $I = 5 \times 10^{18}$ Вт/см ² , настоящая работа	54 нм/ 2.8×10^{12} см ⁻³ /35 бар	3×10^8	2×10^9	4.2×10^{-6}
$E = 50$ мДж, $\tau = 50$ фс, $I = 3 \times 10^{18}$ Вт/см ² , [25]	80 нм/ 2.6×10^{12} см ⁻³ /60 бар	3×10^7	6×10^8	1.5×10^{-6}
$E = 2$ Дж, $\tau = 100$ фс, $I = 2.6 \times 10^{19}$ Вт/см ² , [26]	160 нм/ 10^{11} см ⁻³ /20 бар	1.5×10^9	8×10^8	1.6×10^{-6}

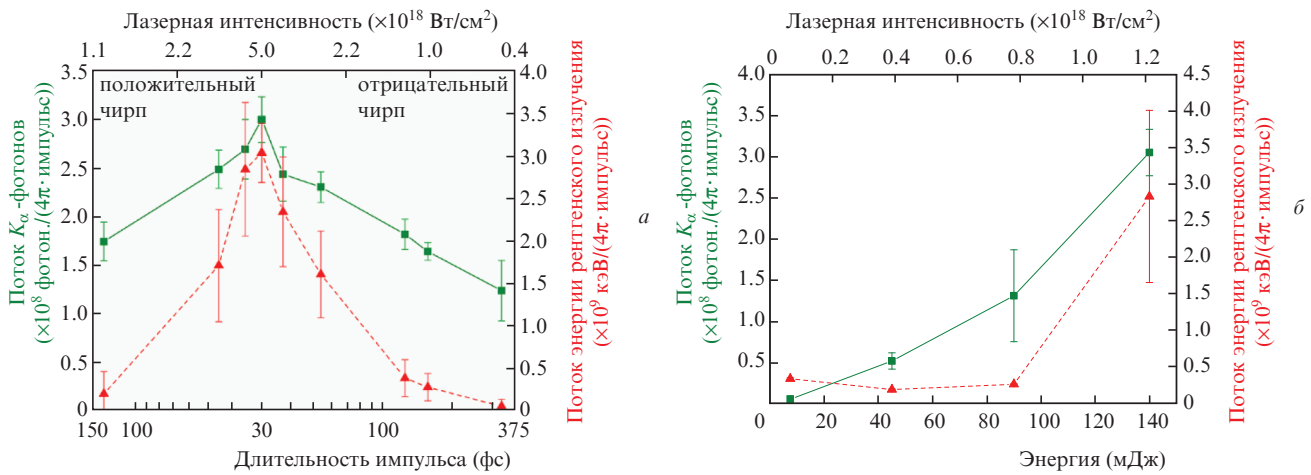
Рис.5. Зависимость выхода K_α (зелёная сплошная кривая, квадраты) и интегрального рентгеновского излучения (красная штриховая кривая, треугольники) от длительности и чирпа лазерного импульса при сдвиге решётки компрессора на ± 0.5 мм при фиксированной энергии (а) и от энергии лазерного импульса при фиксированной длительности (б).

рис.5,б следует, что общий сигнал (а значит и этот пьедестал) возрастает степенным образом в зависимости от энергии, $\sim E^{1.5 \pm 0.1}$. На основе данных по выходу характеристического рентгеновского излучения из рис.5 можно подтвердить сделанное выше предположение, что для максимального выхода K_α -фотонов важно не достичь интенсивности выше, чем 10^{18} Вт/см², а донести максимальную лазерную энергию в область наибольшей концентрации кластеров, поэтому выгодно располагать вакуумную перетяжку ближе к центру струи (см. рис.3,б), где концентрация кластеров выше.

Напротив, для генерации жёсткого рентгеновского излучения важна интенсивность выше 10^{18} Вт/см², что подтверждается более резкой зависимостью этого сигнала от длительности импульса на рис.5,а и от энергии на рис.5,б. Заметим, что знак чирпа не влияет ни на выход K_α , ни на выход интегрального рентгеновского излучения. Далее оценим суммарную энергию тормозного рентгеновского излучения.

В работе [27] представлен метод оценки интегральной дозы рентгеновского излучения в лазерно-плазменных экспериментах для релятивистских интенсивностей:

$$D \approx 1.8(P_{\text{ef}}/R^2)T_e^2, \quad (1)$$

где D – фотонная доза (Зв); P_{ef} – доля поглощенной лазерной энергии (Дж); R – расстояние от рентгеновского источника до мишени (см); $T_e < 3$ МэВ – температура электронов. Поскольку весовой коэффициент фотонного излучения равен 1, то далее зиверты приравнены к грэмам.

Для грубой оценки максимальной температуры горячих электронов в кластерной плазме для данной интенсивности лазерного поля можно использовать следующую известную формулу [28], не учитывающую возможные эффекты резонансного и стохастического нагрева [29–31]:

$$T_h = M_e(-1.1 + \sqrt{1 + I\lambda^2/1.37 \times 10^{18}}), \quad (2)$$

где M_e – энергия покоя электрона (0.511 МэВ); I – интенсивность лазерного излучения в Вт/см²; λ – длина волны излучения в мкм.

Для нашего случая ($I = 5 \times 10^{18}$ Вт/см² и $\lambda = 0.8$ мкм) максимальная температура горячих электронов $T_h = 0.422$ МэВ. Известно, что при увеличении лазерной интенсивности до субрелятивистской ($I > 10^{17}$ Вт/см²) доля поглощенной лазерной энергии может достигать 78% [32], что дает $P_{\text{ef}} = 117$ мДж (при падающей лазерной энергии 150 мДж). Таким образом, имеющийся лазерно-

плазменный рентгеновский источник способен обеспечить на расстоянии $R = 2$ см дозу $D \approx 10$ мГр/импульс при сверхвысоком темпе ввода дозы 10^{10} Гр/с (принимая в расчет длительность воздействующего излучения порядка 1 пс) со средней величиной дозы 320 Гр/ч, что сопоставимо с использованием традиционных не лазерных устройств, например рентгеновской трубки [33].

4. Выводы

Подробно исследована генерация рентгеновского излучения при воздействии релятивистских ($I = 5 \times 10^{18}$ Вт/см²) тераваттных (5 ТВт) лазерных импульсов на струю кластеров криптона. Обнаружено, что оптимальные условия для генерации характеристической линии Кг K_α (12.6 кэВ) и тормозного спектра (в диапазоне 20–100 кэВ) различны. Выход K_α -линии максимален при фокусировке в области вблизи оси сопла ($z_1 \approx -0.5$ мм), где концентрация кластеров максимальна. Генерация тормозных квантов наиболее эффективна на фронте струи ($z_1 \approx -1$ мм), где незначительна плазменная дефокусировка.

Достигнута рекордная (4.2×10^{-6}) эффективность преобразования энергии релятивистских лазерных импульсов в характеристические кванты K_α (12.6 кэВ) при воздействии на крупные (диаметр $d = 54$ нм) кластеры криптона. Лазерно-плазменный импульсный источник характеристических фотонов обеспечивал пиковый поток 3×10^8 фотон./($4\pi \cdot$ импульс), с яркостью 10^{19} фотон./ (с·мрад²·мм²) в субпикосекундном импульсе, что соответствует уровню источников синхротронного излучения третьего поколения. Созданный источник фотонов Кг K_α (12.6 кэВ) может быть использован для задач времязрешенной рентгеновской дифрактометрии.

Создан рентгеновский источник широкополосного тормозного излучения до ~ 100 кэВ. Такой источник имеет перспективу применения в рентгеновской спектроскопии поглощения, радиографии и способен обеспечивать поглощенную дозу ионизирующего излучения ~ 10 мГр/импульс при сверхвысоком темпе ввода 10^{10} Гр/с.

Работа выполнена в части оптимизации выхода характеристического излучения при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках соглашения № 075-15-2022-830 от 27 мая 2022 г., в части создания вакуумно-газового стенда в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский Институт».

1. Фетисов Г.В. *УФН*, **190**, 2 (2020).
2. Radousky H.B., Armstrong M.R., Goldman N. *J. Appl. Phys.*, **129**, (2021).
3. Jo W., Cho Y.C., Kim S., Landahl E.C., Lee S. *Crystals (Basel)*, **11**, 186 (2021).
4. Vogt M., Smolentsev G. *Chem. Photo Chem.*, **6**, e202100180 (2022).
5. Hu Y., Gao C., Xiong Y. *Solar RRL*, **5**, 6 (2021).
6. Reich Ch., Gibbon P., Uschmann I., Förster E. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4846 (2000).
7. Dorchie F., Ta Phuoc K., Lecherbourg L. *Struct. Dyn.*, **10**, 054301 (2023).
8. Tommasini R., Bruch R., Fill E., Bjeoumikhov A. *Proc. SPIE*, **5714**, 223 (2005).
9. Lu W., Nicoul M., Shymanovich U., Tarasevitch A., Horn-von Hoegen M., von der Linde D., Sokolowski-Tinten K. *Rev. Sci. Instrum.*, **95**, 013002 (2024).
10. Li R., Ashour O.A., Chen J., Elsayed-Ali H.E., Rentzepis P.M. *J. Appl. Phys.*, **121**, 5 (2017).
11. Nicoul M., Shymanovich U., Tarasevitch A., von der Linde D., Sokolowski-Tinten K. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 19 (2011).
12. Rathore R., Singhal H., Ansari A., Chakera J.A. *J. Appl. Crystallogr.*, **54**, 1757 (2021).
13. Lecherbourg L., Recoules V., Renaudin P., Dorchie F. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **381**, 20220214 (2023).
14. Weisshaupt J., Juvé V., Holtz M., Ku S., Woerner M., Elsaesser T., Ališauskas S., Pugžlys A., Baltuška A. *Nat. Photonics*, **8**, 927 (2014).
15. Green M., Cosslett V.E. *Proc. Phys. Soc.*, **78**, 1206 (1961).
16. Favaudon V., Caplier L., Monceau V., Pouzoulet F., Sayarath M., Fouillade C., Poupon M.-F., Brito I., Hupé P., Bourhis J., Hall J., Fontaine J.-J., Vozenin M.-C. *Sci. Transl. Med.*, **6**, 245ra93 (2014).
17. Lazarev A.V., Semenov T.A., Belega E.D., Gordienko V.M. *J. Supercrit. Fluids*, **187**, 105631 (2022).
18. Таусенев А.А., Щеглов П.А., Чашин М.В., Лазарев А.В., Семенов Т.А., Назаров М.М. *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та*, №3, 2431001 (2024).
19. Назаров М.М., Семенов Т.А., Таусенев А.А., Чашин М.В., Щеглов П.А., Лазарев А.В., Сидоров-Бирюков Д.А., Митрофанов А.В., Гордиенко В.М., Панченко В.Я. *Письма в ЖЭТФ* (2024, в печати).
20. Митрофанов А.В., Рожко М.В., Назаров М.М., Якушкин Н.В., Романовский Я.О., Воронин А.А., Федотов А.Б., Сидоров-Бирюков Д.А. *Вестник Моск. ун-та. Серия 3. Физика. Астрономия*, **79**, 2430401 (2024).
21. Das S., Sharma P., Singh R., Vatsa R.K., Tripathi V.K. *J. Photochem. Photobiol. A Chem.*, **404**, 112884 (2021).
22. Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. *Phys. Plasmas*, **6**, 2847 (1999).
23. Fukuda Y., Akahane Y., Aoyama M., Hayashi Y., Homma T., Inoue N., Kando M., Kanazawa S., Kiriya H., Kondo S., Kotaki H., Masuda S., Mori M., Yamazaki A., Yamakawa K., Echikina E.Yu., Inovenkov I.N., Koga J., Bulanov S.V. *Phys. Lett. A*, **363**, 130 (2007).
24. Sanyasi Rao B., Arora V., Anant Naik P., Dass Gupta P. *Phys. Plasmas*, **19**, 113118 (2012).
25. Семенов Т.А., Иванов К.А., Лазарев А.В., Цымбалов И.Н., Волков Р.В., Жвания И.А., Джиджоев М.С., Савельев А.Б., Гордиенко В.М. *Квантовая электроника*, **51**, 838 (2021) [*Quantum Electron.*, **51**, 838 (2021)].
26. Zhang L., Chen L.-M., Yuan D.-W., Yan W.-C., Wang Z.-H., Liu C., Shen Z.-W., Faenov A., Pikuz T., Skobelev I., Gasilov V., Boldarev A., Mao J.-Y., Li Y.-T., Dong Q.-L., Lu X., Ma J.-L., Wang W.-M., Sheng Z.-M., Zhang J. *Opt. Express*, **19**, 25812 (2011).
27. Hayashi Y., Fukumi A., Matsukado K., Mori M., Kotaki H., Kando M., Chen L.M., Daito I., Kondo S., Kanazawa S., Yamazaki A., Ogura K., Nishiuchi M., Kado M., Sagisaka A., Nakamura S., Li Z., Orimo S., Homma T., Daido H. *Radiat. Prot. Dosimetry*, **121**, 99 (2016).
28. Malka G., Miquel J.L. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 75 (1996).
29. Yu C., Quan-Li D., Hui-Chun W., Zheng-Ming S., Wei Y., Jie Z. *Chinese Phys. Lett.*, **21**, 2414 (2004).
30. Robinson A.P.L., Arefiev A.V., Neely D. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 065002 (2013).
31. Gozhev D.A., Bochkarev S.G., Lobok M.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. *Phys. Plasmas* (2024, in print).
32. Chen L.M., Park J.J., Hong K.H., Choi I.W., Kim J.L., Zhang J., Nam C.H. *Phys. Plasmas*, **9**, 3595 (2002).
33. Haff R., Jackson E., Gomez J., Light D., Follett P., Simmons G., Higbee B. *Radiat. Phys. Chem.*, **121**, 43 (2016).