Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 9, с. 597 – 604

Комплексные исследования рентгеновского излучения лазерной плазмы на установках с нано-, пико- и фемтосекундной длительностью лазерного импульса

Е. А. Болховитинов[+1)], *А. А. Рупасов*[+], *А. А. Кологривов*[+], *А. М. Чекмарёв*[+], *К. А. Иванов*[+*], *И. Н. Цымбалов*[*×], *А. Б. Савельев-Трофимов*[+*], *И. А. Стучебрюхов*[+∘], *С. А. Абросимов*[+∘], *Г. Х. Салахутдинов*[∇], *И. А. Бусыгина*[∇]

[+]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*]*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[×]*Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия*

[∘]*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

[∇]*Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 февраля 2026 г.
После переработки 31 марта 2026 г.
Принята к публикации 1 апреля 2026 г.

Измерены характеристики рентгеновского излучения плазменных источников, полученных при взаимодействии мощного лазерного излучения нано-, пико- и фемтосекундной длительности с твердотельными плоскими медными мишенями. Показаны принципиальные различия в энергетическом спектре и угловой диаграмме направленности рентгеновского излучения, которые могут быть связаны с особенностями набора энергии электронами в лазерном поле и генерации широкодиапазонного излучения электронами в плазме и в веществе мишени. Получены оценки энергии рентгеновского излучения, испускаемого в единичный телесный угол, и построены графики спектров, дающие представление о конверсии энергии лазерного импульса в рентгеновские кванты.

DOI: 10.7868/S3034576626050027

1. Введение. Высокотемпературная лазерная плазма, формируемая при воздействии излучения мощных импульсных лазеров на вещество, является перспективным источником рентгеновского излучения и заряженных частиц, который находит применение в исследованиях радиационной стойкости компонентов электронных устройств [1, 2], при сверхбыстром зондировании плотных объектов с высоким пространственным разрешением [3–5], в инициировании ядерных реакций [6–8] и других научных задачах. При этом, в контексте лазерно-плазменного взаимодействия, можно выделить три класса лазеров, отличающихся по длительности лазерного импульса, интенсивности лазерного излучения и энерговкладу в облучаемую мишень: нано-, пико- и фемтосекундные системы. Длительность импульса и интенсивность излучения во многом определяют свойства формируемой лазерной плазмы и те процессы поглощения лазерной энергии, которые, в частности, ответственны за появление быстрых частиц в плазме и их последующую конверсию в рентгеновское излучение при тормозном рассеянии на ионах и атомах вещества [9, 10]. Длительность лазерного воздействия определяет размер горячей плазмы, которая разлетается после своего образования со скоростью порядка скорости ионного звука (10^6–10^7 см/с) [11–13] наружу преимущественно вдоль нормали к облучаемой поверхности мишени. При этом известно, что плазма от более коротких импульсов отличается относительно небольшими размерами по сравнению с плазмой, образованной более длинными импульсами. Кроме того, рост интенсивности приводит к появлению в плазме так называемых горячих электронов с существенно надтепловой энергией, достигающей сотен кэВ при интенсивности лазерного излучения около 10^{18} Вт/см^2 [14–18]. Глубина проникновения таких частиц в мишень составляет сотни микрометров. Эти перечисленные особенности могут оказать существенное влияние на угловую направленность генерируемого рентгеновского

1)e-mail: bolhovitinovea@lebedev.ru

излучения [19–21]. Актуальность исследования направленности рентгеновского излучения во многом обусловлена требованиями при создании источника рентгеновского излучения с учетом ограничений на применение потока рентгеновского излучения в определенных направлениях. В данной работе нами впервые проведено прямое сравнение диаграмм направленности рентгеновского излучения, генерируемого при высокоинтенсивном лазерно-плазменном взаимодействии, для трех лазерных систем: нано-, пико- и фемтосекундной длительности с пиковой интенсивностью, соответственно, около 10^{14}, 10^{15} и 10^{18} Вт/см^2. Показаны различия в спектральном составе излучения и приведены оценки эффективности конверсии энергии лазерного импульса в рентгеновское излучение.

2. Условия экспериментов и методики измерений. В качестве источника облучающего лазерного импульса в экспериментах использовались три лазерные установки: 1) установка "Нано" (ФИАН) с наносекундным (NS) импульсом (энергия $E = 8-17$ Дж, длительность $t = 4$ нс, длина волны $\lambda = 1.06$ мкм); 2) установка "Камертон" (ИОФРАН) с пикосекундным (PS) импульсом ($E = 1.5-4$ Дж, $t = 50-70$ пс, $\lambda = 0.53$ мкм) и 3) тераваттная фемтосекундная (FS) лазерная система МГУ (энергия на мишени $E = 20$ мДж в одном импульсе, $t = 50$ фс, $\lambda = 0.8$ мкм, частота следования импульсов 10 Гц, контраст по пьедесталу усиленного спонтанного излучения менее 10^{-9}). На всех установках использовались плоские массивные мишени из меди.

На наносекундной установке "Нано" фокусировка на поверхность мишени осуществлялась под углом 20° к нормали в пятно диаметром около 100 мкм, что обеспечивало пиковую интенсивность на уровне 8×10^{13} Вт/см^2. На пикосекундной установке "Камертон" лазерное излучение фокусировалось по нормали к поверхности при интенсивности до 10^{15} Вт/см^2. На фемтосекундной установке фокусировка на мишень осуществлялась под углом 45° к нормали к ее поверхности, обеспечивая пиковую интенсивность 2×10^{18} Вт/см^2. Такое различие направлений фокусировки лазерного излучения на поверхность мишени объясняется конструктивными особенностями используемых вакуумных камер взаимодействия на указанных установках.

Особенность диагностики лазерной плазмы заключается в том, что на поток квантов рентгеновского диапазона накладываются также потоки электронов и ионов из плазмы, а также формируется мощный электромагнитный импульс. Это затрудняет регистрацию рентгеновских квантов и накладывает ограничения на выбор используемых методик. Для решения этой задачи были выбраны пассивные термолюминесцентные детекторы (ТЛД) на основе фторида лития LiF(Mg,Ti), хорошо зарекомендовавшие себя ранее в экспериментах [22, 23]. Пластины LiF(Mg,Ti) не чувствительны к электромагнитным наводкам и к видимому свету, не имеют мертвого поверхностного слоя, имеют линейный отклик в широком динамическом диапазоне поглощенной дозы излучения (от 20 мГр до 10 Гр). В наших экспериментах ТЛД были выполнены в виде дисков диаметром 5 мм и толщиной 0.9 мм. Исходя из этих данных, для используемых ТЛД диапазон чувствительности одного диска составляет 9 нДж–460 мкДж излучения. Сборка из нескольких последовательно расположенных дисков формирует отдельный канал регистрации дозы рентгеновского излучения, см. рис. 1a.

Энергетическое распределение квантов рентгеновского излучения измерялось с помощью многоканального спектрометра на основе ТЛД, который образован связкой из нескольких сборок ТЛД, см. рис. 1b. Перед отдельными сборками в связке устанавливались фильтры ослабления из фольг алюминия (от 4 до 60 мкм) или свинца (от 0.2 до 6 мм для фемтосекундной установки). Одна из сборок спектрометра была без фильтра ослабления и использовалась для регистрации поглощенной энергии всего спектра излучения лазерной плазмы J_0). По результатам, полученным после обработки пластин ТЛД на считывающем приборе ДВГ-02ТМ (ошибка измерения дозы $< 10\,\%$) для каждой из сборок строились кривые ослабления рентгеновского излучения (отношение J_{Al}/J_0, J_{Pb}/J_0 в отн. ед. для разных толщин фильтров). Получаемые таким образом кривые ослабления непосредственно не дают самого спектра этого излучения, так что для его восстановления по кривым ослабления использовался метод эффективных энергий [24, 25]. Суммарная толщина ТЛД в каждой сборке составляет 4.5 мм, что обеспечивает эффективное поглощение квантов рентгеновского излучения с энергией вплоть до нескольких десятков кэВ. Применение фильтров более высокой плотности позволяет отсечь интенсивную мягкую компоненту спектра и, тем самым, повысить точность измерений в жестком спектральном диапазоне (до сотен кэВ) [23].

Для измерения углового распределения дозы рентгеновского излучения отдельные сборки ТЛД в количестве 6–10 шт. были расположены в одной плоскости на крепежной дуге, которая устанавливалась в вакуумной камере взаимодействия на расстоянии 5 см от мишени в установках с наносекундным и пи-

(a)

(b)

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Отдельная сборка, представляющая собой канал регистрации рентгеновского излучения, образованная несколькими последовательно расположенными пластинами ТЛД. (b) – Спектрометр на основе связки нескольких сборок, перекрытых фильтрами ослабления различной толщины

косекундным лазером и на расстоянии 50 см на установке с фемтосекундным лазером. Схема расположения дуги и направление лазерного излучения приведены на рис. 2a–c. На установках с NS, PS и FS лазером крепежная дуга располагалась относительно падающего лазерного излучения под несколько разными углами для его беспрепятственного прохода до мишени. Так, на установке "Нано" плоскость дуги была повернута относительно нормали к мишени на 12 градусов, на "Камертоне" этот угол составлял 25 градусов, тогда как для FS лазера измерения проводились в плоскости падения лазерного излучения. Геометрическое расположение сборок ТЛД на дуге показано кружками на рис. 2.

На фемтосекундной установке между плазмой и сборками ТЛД также располагались отклоняющие магниты для того, чтобы избежать вклада в регистрируемый сигнал ТЛД заряженных частиц, которые на данной установке обладают достаточно высокой энергией.

3. Результаты экспериментов

3.1. Рентгеновские спектры, полученные на лазерных установках с различной длительностью импульса. Результирующие спектры излучения, полученные на разных лазерных установках, после нормировки на энергию одного лазерного импульса, учета телесного угла регистрации ТЛД и обработки методом эффективных энергий, приведены на рис. 3.

Данные по оси ординат, по сути, отражают эффективность конверсии энергии лазерного импульса в различные энергетические диапазоны на каждый джоуль лазерной энергии. Видно, что поток рентгеновских квантов достаточно сильно отличается для трех установок в разных интервалах энергий. В области энергий квантов до ~ 10 кэВ больший поток достигается на установках "Нано" NS и "Камертон" PS, что связано с существенно большим энерговкладом в плазму (джоули против десятков миллиджоулей) по сравнению с FS установкой и особенностями передачи энергии электронам. На установках "Нано" и "Камертон" развитие механизмов появления надтепловых электронов (так называемых горячих), дающих вклад в поток рентгеновского излучения кэВ-го диапазона и выше, регистрируемого детекторами, может быть отнесено к параметрическим процессам (вынужденное комбинационное рассеяние, двухплазмонный распад [9, 10]), протекающим при возбуждении и распаде плазменных волн в области концентрации 0.25 критических и ниже при воздействии лазера с интенсивностью около 10^{14} Вт/см^2. При этом интересно отметить, что плазма от NS импульса демонстрирует больший поток квантов во всем диапазоне по сравнению с плазмой от PS импульса. Длительное воздействие на плазму может сопровождаться множественными фазами появления, нарастания и опрокидывания плазменных волн. Также важно отметить, что нормальное падение излучения пикосекундной длительности на мишень "отключает" механизм резонансного поглощения [15], что может объяснять снижение потока квантов в области высоких энергий для PS импульса по сравнению с NS импульсом. Также определенное влияние может оказывать и обратнотормозное поглощение [9, 10]. Более детальное выяснение причин различий спектров требует теоретических и численных исследований, лежащих за рамками данной экспериментальной работы. Нелинейный характер спада рентгеновского спектра для NS и PS установок (в логарифмическом масштабе на рис. 3) косвенно подтверждает сложный состав электронных компонент в плазме. Определение показателя экспоненты спадающего спектра вида $\exp(-E/T)$ позволяет сделать оценку на квазитемпературу электронов в плазме [18] и в области энергий до 5 кэВ эта оценка дает значение температуры T_1 около 0.5–0.7 кэВ для NS и PS лазеров, тогда как "хвост" распределения характеризуется температурой T_2 в 2–3 кэВ.

Выше ~ 10 кэВ фемтосекундный спектр ожидаемо демонстрирует более высокий поток квантов, а максимальные значения энергии зарегистрированных квантов превосходят несколько сотен кэВ. Это связано со значительно большей пиковой интенсивностью воздействия лазерного излучения на мишень и существенной ролью бесстолкновительных механизмов поглощения энергии и генерации горячих электронов. В условиях фемтосекундного импульса (большая интенсивность и высокий контраст) появление горячих электронов может быть связано с эффектами пондеромоторного ускорения и $[\mathbf{J} \times \mathbf{B}]$ нагрева [16], вакуумного нагрева [17] в плазме с

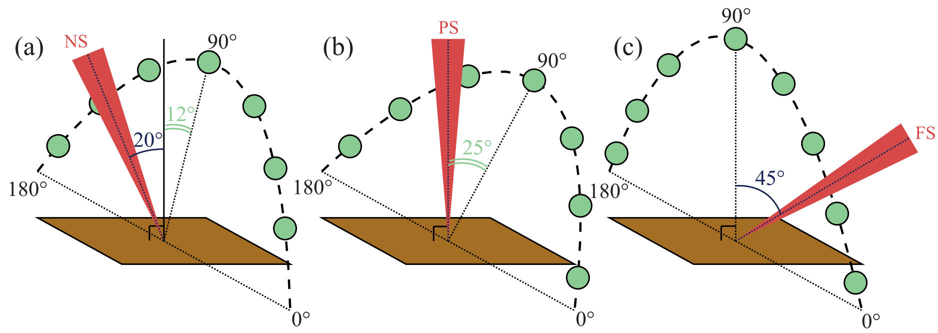

Рис. 2. (Цветной онлайн) Направление падения лазерного излучения относительно нормали к мишени и расположение дуги из сборок ТЛД в экспериментах на установках нано- (a), пико- (b) и фемтосекундной длительности импульса (c)

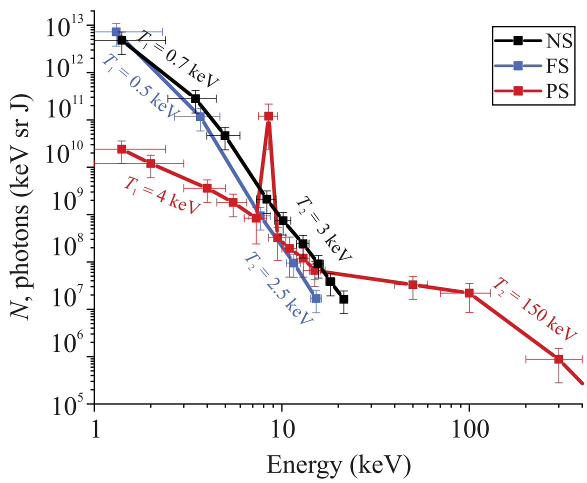

Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры рентгеновского излучения лазерной плазмы, полученные на установках нано- (NS), пико- (PS) и фемтосекундной (FS) длительностью импульса

электронной концентрацией, близкой к критической. Так, квазитемпература электронов, которая может быть оценена так же, как и в случае двух других установок, по показателю наклона экспоненциально-спадающего спектра в области 1–10 кэВ, составляет порядка 4 кэВ, тогда как высокоэнергетичный “хвост” характеризуется температурой в 150 кэВ. Появление электронной компоненты с высокой температурой как раз отражает действие упомянутых выше механизмов. Температура горячих электронов в случае действия пондеротомоторного механизма ускорения оценивается по формуле $T_{\text{hot}} \approx \approx 511[\sqrt{1+0.73I\lambda^2} - 1]$ кэВ, излучения (мкм), а интенсивность нормирована на 10^{18}, Вт/см^2 [16], и для расчетной пиковой интенсивности $I = 2\times10^{18}$ Вт/см^2 дает в целом близкое к эксперименту значение в 200 кэВ. Хотя, опять же, для более точного понимания следует анализировать роль контраста лазерного импульса, протяженность преплазменного слоя вблизи поверхности мишени и других параметров.

При измерениях на FS-установке спектрометром, снабженным набором фильтров, на фоне тормозного спектра было выявлено наличие характеристической линии, соответствующей K-переходам меди (8 и 8.9 кэВ). В спектрах NS и PS импульсов, где пиковая интенсивность лазерного излучения относительно невелика и температура электронов мала, спектрально разрешить данную линию оказалось невозможным в силу малой эффективности ее возбуждения.

Удельная угловая энергия рентгеновского излучения, испускаемого плазмой в диапазоне >600 эВ (отсечка по K-краю функции пропускания фильтра 4 мкм алюминия), для FS импульса составляет $(3.6 \pm 0.4) \times 10^{-6}$ Дж/ср, для NS эта энергия составляет $(3.5 \pm 0.4) \times 10^{-2}$ Дж/ср, а для PS эта энергия составляет $(4 \pm 0.4) \times 10^{-3}$ Дж/ср. Фемтосекундная система обладает преимуществом на фоне других именно в диапазоне высоких энергий, что делает такой источник более эффективным, например, в задачах подсветки высокоэнергетичными квантами. Однако NS и PS импульсы, безусловно, обеспечивают большую эффективность конверсии в мягкий рентгеновский диапазон. Без учета нормировки на энергию импульса наибольший абсолютный поток квантов достигается на NS лазерной установке.

3.2. Угловое распределение рентгеновского излучения. На рисунке 4 показаны результаты измерений дозы рентгеновского излучения F (в нормированных единицах), поглощенной каналами ТЛД, размещенными под различными углами. Можно отметить различия в угловых диаграммах для трех установок. Наибольшей изотропностью обладает плазма от наносекундного импульса на установке “Нано”, разброс значений под разными углами лежит в пределах погрешности измерений, см. рис. 4a. На наш взгляд, это есть следствие того, что продольный размер (вдоль нормали к мишени) горячего плазменного факела от наносекундного импульса составляет

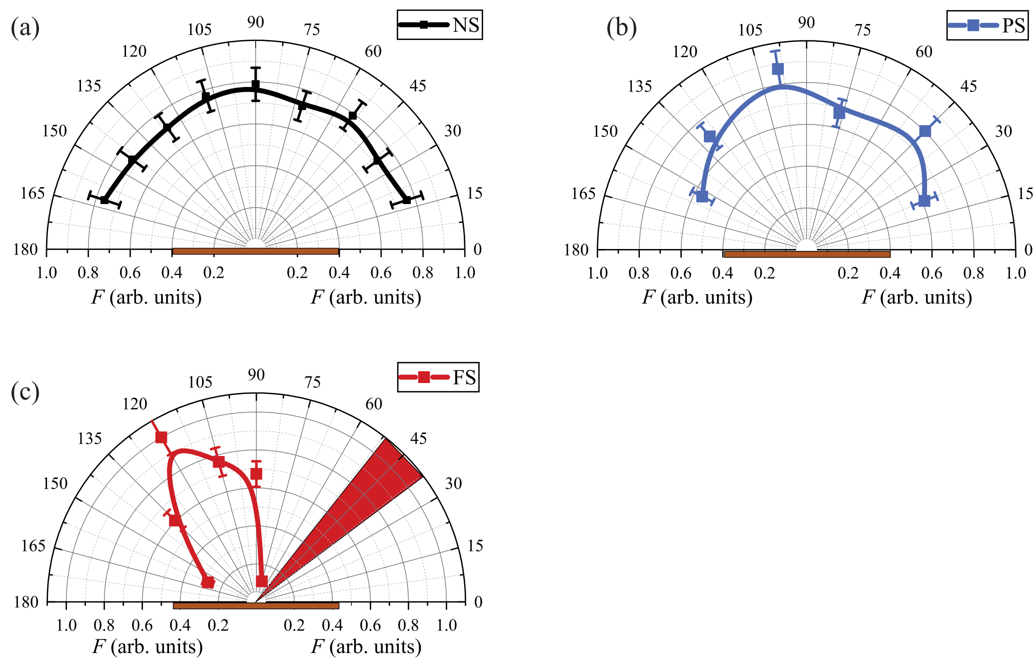

Рис. 4. (Цветной онлайн) Угловое распределение дозы рентгеновского излучения F на лазерных установках: (a) – нано-, (b) – пико- и (c) – фемтосекундной длительности импульса, измеренное в плоскостях, указанных на рис. 2

сотни микрометров (при скорости ионного звука порядка 10^6 см/с, что соответствует температуре плазмы в несколько сотен электронвольт), а процесс эффективного поглощения происходит в области около критической концентрации плазмы и менее. При длине пробега электронов в единицы микрометров рентгеновские кванты, регистрируемые детектором, испускаются непосредственно плотной горячей плазмой. С ростом интенсивности и укорочением длительности лазерного импульса (пикосекундная установка) уменьшается продольный размер плазмы. Таким образом, область генерации быстрых частиц смещается ближе к поверхности твердой мишени. Быстрые электроны проникают в толщу мишени, где и формируется часть регистрируемого рентгеновского излучения. Эффективная толщина плотной мишени, преодолеваемая квантами при их регистрации под скользящими углами к поверхности мишени, растет по сравнению с направлением вдоль нормали, а, следовательно, снижается поток, см. рис. 4b. Это явление также характерно для рентгеновских трубок (так называемый анодный пяточный эффект) [26]. Наконец, для фемтосекундной лазерной установки критический слой плазмы находится близко к поверхности мишени. Так, при контрасте лазерного импульса менее 10^{-9} по пьедесталу усиленного спонтанного излучения длина плотного преплазменного слоя составляет порядка доли микрометров (при общей протяженности разреженной преплазмы до нескольких микрометров [27]), тогда как длина поглощения электрона с энергией около 100–200 кэВ (типичное значение для пондеромоторного ускорения [16] при интенсивности около 2×10^{18} Вт/см^2) достигает десятков микрометров. Очевидно, что область испускания рентгеновского излучения на FS установке будет заглублена в толщу мишени наибольшим образом среди трех описанных установок и экспериментов. Это и определяет значительное (более, чем в пять раз) снижение потока квантов вдоль поверхности по сравнению с направлением вдоль нормали и близким к нему (с учетом того, что основной вклад в сигнал ТЛД дают кванты с энергией до нескольких десятков кэВ, наиболее эффективно поглощающиеся в детекторе), см. рис. 4c. Вместе с тем интересно обратить внимание на то, что максимальный поток рентгеновского излучения немного смещен от нормали и лежит ближе к направлению отраженного от мишени лазерного излучения. Схожие результаты наблюдались ранее в экспериментах на фемтосекундных установках и были связаны с особенностями генерации тормозного рентгеновского излучения горячими электронами в плазме [28]. В случае пондеромоторного ускорения электроны имеют свойство набирать энергию по направлению падающего и отраженного от мишени лазерного излучения. Отметим, что сама плазма, безусловно, также является источником рентгеновского излучения, но гораздо менее энергетичного (фоновая температура плазмы значительно меньше квази-температуры горячих электронов и составляет сотни эВ [29]). На нано- и пикосекундных установках результат получен при усреднении по нескольким выстрелам, а на фемтосекундной установке – при накоплении сигнала за несколько тысяч выстрелов. Отмеченные значительные отличия в направленности рентгеновского излучения из плазмы для трех установок имеют значение при работе с лазерно-плазменным источником и его применении в задачах, например, рентгеновской подсветки быстропротекающего процесса, где важна высокая яркость. Кроме того, отмеченная анизотропия источника на фемтосекундной установке может вносить коррективы при оценке конверсии энергии греющего импульса в поток рентгеновских квантов. Традиционно в этом случае предполагается, наоборот, изотропный разлет квантов [30–33].

4. Выводы. В результате проведенных экспериментов были выявлены различия в спектральных характеристиках рентгеновского излучения лазерной плазмы, полученной на лазерных установках с различной длительностью лазерного импульса (нано-, пико-, и фемтосекундной). Также оценены электронные температуры плазмы, излучающей в разных диапазонах спектра. Так, в исследованном диапазоне энергий свыше ~ 0.5 кэВ для всех установок отмечено распределение квантов, которое может быть охарактеризовано двумя квазитемпературами для более мягкой и более жесткой компонент спектра излучения. Появление нескольких компонент может быть связано с процессами столкновительного и бесстолкновительного набора энергии в плазме, такими как обратнотормозное поглощение, параметрические процессы генерации плазменных волн, резонансное и пондеромоторное ускорение. Для пико- и наносекундной установок наблюдается компонента с температурой около 0.5–0.7 кэВ в диапазоне энергий менее 5 кэВ и также более горячий “хвост” распределения с температурой в несколько кэВ. Плазма от фемтосекундного импульса демонстрирует более высокую квазитемпературу (около 4 кэВ) в диапазоне 1–10 кэВ, тогда как высокоэнергетической части спектра соответствует температура около 150 кэВ. Наибольший абсолютный поток рентгеновского излучения (в спектральном диапазоне энергий квантов больше 0.6 кэВ) в единичный телесный угол зарегистрирован для наносекундной установки и составляет свыше 3×10^{-2} Дж/ср. Для пико- и фемтосекундных установок эта величина примерно на порядок и четыре порядка, соответственно, меньше. Однако, при этом плазма от фемтосекундной лазерной системы, за счет значительно более высокой пиковой интенсивности воздействия, выигрывает в эффективности конверсии в поток квантов с энергией выше 10 кэВ, что делает ее интересной с точки зрения применения в задачах рентгенографии плотных объектов. Выявлены существенные отличия в угловой диаграмме направленности рентгеновского излучения. Изотропность этого излучения в направлении от мишени значительно снижается по мере укорочения длительности лазерного импульса. Это может быть связано с уменьшением размера плазменного факела, заглублением источника высокоэнергетичных квантов в толщу мишени, особенностями ускорения заряженных частиц в плазме. Для фемтосекундной лазерной плазмы поток в направлении, близком к нормали, в несколько раз превышает значение, зарегистрированное под скользящими углами к поверхности мишени.

Безусловно, прямое сравнение полученных данных не совсем корректно в силу разных условий взаимодействия лазерного импульса с мишенью для трех установок. Тем не менее, выявлены характерные отличия в спектральном составе и угловой направленности рентгеновского излучения, которые важны при работе с лазерной плазмой в качестве источника для рентгенографии, подсветки быстрых процессов и других задачах, где важна высокая яркость в определенном диапазоне энергий квантов. Также обнаруженные особенности имеют значение при оценке эффективности конверсии энергии лазерного излучения в рентгеновское излучение.

Финансирование работы. Эксперименты с фемтосекундным источником проведены при поддержке гранта Российского научного фонда 22-79-10087-П с использованием оборудования, приобретенного по программе “Наука и университеты” Министерства образования и науки Российской Федерации.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. B. Hidding, O. Karger, O. Konigstein et al. (Collaboration), “Laser-plasma-based Space Radiation Reproduction in the Laboratory”, Sci. Rep. **7**, 42354 (2017); https://doi.org/10.1038/srep42354.
2. A.I. Chumakov, M.P. Belova, L.N. Kessarinsky, A.Ya. Borisov, K.A. Ivanov, I.N. Tsymbalov, R.V. Volkov, A.B. Savel’ev, L.I. Galanina, N.P. Chirskaya, and L.S. Novikov, “Ionisation response in semiconductor structures exposed to the X-ray radiation of a femtosecond laser-plasma

source", Quantum Electronics **47**, 528 (2017); http://dx.doi.org/10.1070/QEL16364.

3. S. Ohira, S. Fujioka, A. Sunahara, T. Johzaki, H. Nagatomo, S. Matsuo, N. Morio, J. Kawanaka, Y. Nakata, N. Miyanaga, H. Shiraga, H. Nishimura, and H. Azechi, "X-ray backlight measurement of preformed plasma by kJ-class petawatt LFEX laser", J. Appl. Phys. **112**, 063301 (2012); https://doi.org/10.1063/1.4752872.
4. X. Hu, Y. Zhang, B. Qing, Z. Zhang, X. Che, M. Wei, G. Yang, A. Sun, C. Huang, G. Xiong, J. Zhang, Y. Zhao, D. Yang, Y. Dong, X. Yan, and J. Yang, "Optimization of 1.6–4.0 keV broadband x-ray backlighting source from high-Z mixture plasmas irradiated by intense nanosecond laser", Plasma Phys. Control. Fusion **67**, 055028 (2025); https://doi.org/10.1088/1361-6587/adcf4d.
5. J.C. Wood, D.J. Chapman, K. Poder et al. (Collaboration), "Ultrafast Imaging of Laser Driven Shock Waves using Betatron X-rays from a Laser Wakefield Accelerator", Sci. Rep. **8**, 11010 (2018); https://doi.org/10.1038/s41598-018-29347-0.
6. V.Y. Bychenkov, V.T. Tikhonchuk, and S.V. Tolokonnikov, "Nuclear reactions triggered by laser-accelerated high-energy ions", JETP **88**, 1137 (1999); https://doi.org/10.1134/1.558902.
7. В.Г. Недорезов, С.Т. Рыкованов, А.Б. Савельев, "Ядерная фотоника: результаты и перспективы", УФН **191**, 1281 (2021); [V.G. Nedorezov, S.G. Rykovanov, and A.B. Savel'ev, "Nuclear photonics: results and prospects", Phys.-Uspekhi **64**, 1214 (2021)]; http://dx.doi.org/10.3367/UFNr.2021.03.038960; DOI: 0.3367/UFNe.2021.03.038960.
8. D. Margarone, A. Picciotto, A. Velyhan, J. Krasa, M. Kucharik, A. Mangione, A. Szydlowsky, A. Malinowska, G. Bertuccio, Y. Shi, M. Crivellari, J. Ullschmied, P. Bellutti, and G. Korn, "Advanced scheme for high-yield laser driven nuclear reactions", Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 014030 (2015); http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/57/1/014030.
9. W.L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Taylor & Francis Group, Boca Raton, 2019).
10. P. Gibbon, *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction* (Imperial College Press, London, 2005); ISBN 1-86094-135-4.
11. B. Doggett and J.G. Lunney, "Expansion dynamics of laser produced plasma", J. Appl. Phys. **109**, 093304 (2011); https://doi.org/10.1063/1.3572260.
12. P. Mora, "Plasma expansion into a vacuum", Phys. Rev. Lett. **90**, 185002 (2003); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.185002
13. Ch. Sack and H. Schamel, "Plasma expansion into vacuum – A hydrodynamic approach", Phys. Rep. **156**, 311 (1987); https://doi.org/10.1016/0370-1573(87)90039-1.
14. D.D. Meyerhofer, H. Chen, J.A. Delettrez, B. Soom, S. Uchida, and B. Yaakobi, "Resonance absorption in high intensity contrast, picosecond laser-plasma interactions", Phys. Fluids B **5**, 2584 (1993); https://doi.org/10.1063/1.860694.
15. F.N. Beg, A.R. Bell, A.E. Dangor, C.N. Danson, A.P. Fews, M.E. Glinsky, B.A. Hammel, P. Lee, P.A. Norreys, and M. Tatarakis, "A study of picosecond laser-solid interactions up to $10^{19}\,\mathrm{W\,cm^{-2}}$", Phys. Plasmas **4**, 447 (1997); https://doi.org/10.1063/1.872103.
16. G. Malka, E. Lefebvre, and J.L. Miquel, "Experimental Odservation of Electrons Accelerated in Vacuum to Relativistic Energies by a High Intensity Laser", Phys. Rev. Lett. **78**, 3314 (1997); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.3314.
17. F. Brunel, "Not-so-resonant, resonant absorption", Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.52.
18. K.A. Ivanov, A.I. Sivko, I.N. Tsymbalov, G.Kh. Salakhutdinov, A.A. Kologrivov, A.A. Rupasov, E.A. Bolkhovitinov, R.V. Volkov, and A.B. Savel'ev, "Broadband X-Ray Diagnostics of a Relativistic Laser Plasma", JETP Lett. **121**, 267 (2025); https://doi.org/10.1134/S0021364024604925.
19. O.N. Krokhin, Yu.A. Mikhailov, V.V. Pustovalov, A.A. Rupasov, V.P. Silin, G.V. Sklizkov, A.S. Shikanov, "Directivity of scattered light and X-rays in a laser plasma", JETP **42**, 107 (1975).
20. V. Arora, J.A. Chakera, S.R. Kumbhare, P.A. Naik, N.K. Gupta, and P.D. Gupta, "Angular distribution of X-ray line radiation from laser-irradiated planar targets", Laser and Particle Beams **19**, 253 (2001); http://dx.doi.org/10.1017/S0263034601192153.
21. B.S. Rao, P.A. Naik, V. Arora, R.A. Khan, and P.D. Gupta, "Angular distribution and dose measurements of hard x-ray emission from intense laser-plasma interaction", J. Appl. Phys. **102**, 063307 (2007); https://doi.org/10.1063/1.2781383.
22. K.A. Ivanov, G.Kh. Salakhutdinov, A.I. Sivko, I.N. Tsymbalov, I.G. Grigor'eva, I.A. Busygina, A.A. Rupasov, P.V. Moskvich, R.V. Volkov, and A.B. Savel'ev, "Measurements of the Spectral Characteristics of the Laser-Plasma Sources Using Thermoluminescent Detectors", Bull. Lebedev Phys. Inst. **51**, S720 (2024); https://doi.org/10.3103/S1068335624602310.
23. G.H. Salakhutdinov, K.A. Ivanov, I.G. Grigoryeva, V.V. Kushin, A.A. Rupasov, I. N. Tsymbalov, A.B. Savelyev-Trofimov, I.A. Busygina, and P.Yu. Naumov, "Investigation of the Spectral Composition of X-Ray Radiation from Femtosecond Laser Plasma by Thermoluminescent Detectors", General Exp. Tech. **67**, 971 (2024); https://doi.org/10.1134/S002044122470163X.

24. V. N. Dement'ev, S. A. Zverev, V. M. Kolobashkin, V. V. Kushin, and V. K. Lyapidevskii, in *Eksperimental'nye metody yadernoi fiziki (Experimental Methods of Nuclear Physics)*, ed. by V. M. Kolobashkin (Atomizdat, Moscow, 1979), v. 5, p. 58 [in Russian].
25. I. G. Grigorieva, A. A. Makarov, A. N. Korf, and G. Kh. Salakhutdinov, "Comparative Characteristics of Methods for Measuring the Pulsed X-Ray Spectra", General. Exp. Tech. **65**, 621 (2022); https://doi.org/10.1134/S002044122204011X.
26. A. W. Fuchs, "The anode heel effect in radiography", X-ray Tech. **18**, 158 (1947) .
27. A. Brantov, M. Rakitina, and S. Glazyrin, "Efficient Laser Acceleration of Electrons and Ions from Targets with Controlled Preplasma", Bull. Lebedev Phys. Inst. **51**, S712 (2024); https://doi.org/10.3103/S1068335624602127.
28. Y. Hironaka, K. G. Nakamura, and K. Kondo, "Angular distribution of x-ray emission from a copper target irradiated with a femtosecond laser", Appl. Phys. Lett. **77**, 4110 (2000); https://doi.org/10.1063/1.1335841.
29. M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and R. W. Falcone, "Murnane, Kapteyn and Falcone reply", Phys. Rev. Lett. **63**, 339 (1989); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.339.
30. Y. Azamoum, V. Tcheremiskine, R. Clady, A. Ferre, L. Charmasson, O. Uteza, and M. Sentis, "Impact of the pulse contrast ratio on molybdenum K_α generation by ultrahigh intensity femtosecond laser solid interaction", Sci. Rep. **8**, 4119 (2018); https://doi.org/10.1038/s41598-018-22487-3.
31. W. Lu, M. Nicoul, U. Shymanovich, A. Tarasevitch, P. Zhou, K. Sokolowski-Tinten, and D. von der Linde, "Optimized Ka x-ray flashes from femtosecond-laser-irradiated foils", Phys. Rev. E **80**, 026404 (2009); https://doi.org/10.1103/PhysRevE.80.026404.
32. J. Yang, Z. Hu, J. Zhang, T. Zhu, Y. Zhao, T. Wen, Z. Wang, Y. Ding, M. Wei, G. Yang, and B. Zhang, "High intensity x-ray line emission from aluminum plasmas generated by a 120 TW, 30 fs laser pulse", Phys. Plasmas **15**, 112704 (2008); https://doi.org/10.1063/1.3023110.
33. K. A. Ivanov, I. M. Gavrilin, R. V. Volkov, S. A. Gavrilov, and A. B. Savel'ev, "Thicket high Z wavelength-scale structured target: advantages and limitations for laser-driven hard x-ray source and phase contrast imaging", Laser Phys. Lett. **18**, 075401 (2021); https://doi.org/10.1088/1612-202X/ac034a.