

Источник тормозного гамма-излучения и гамма-радиография на основе ускоренных электронов в режиме релятивистского самозахвата света

М.Г.Лобок, А.В.Брантов, В.Ю.Быченков

Инфраструктура XCELS способна обеспечить прорыв в создании рекордно мощного источника гамма-излучения с использованием лазерно-ускоренных электронных пучков. В обоснование этого проведено численное моделирование воздействия короткого лазерного импульса установки XCELS на мишени низкой плотности и выполнен расчет торможения генерируемого сгустка электронов в мишени-конвертере с получением мощного импульса гамма-излучения. Высокая эффективность генерации рекордного числа гамма-квантов с энергией на уровне мульти-МэВ с огромным пиковым потоком обусловлена использованием режима релятивистского самозахвата лазерного импульса как драйвера такого кильватерного ускорения электронов, которое обеспечивает достижение максимального заряда ускоренных до мульти-МэВ электронов и максимального коэффициента конверсии в них лазерной энергии в мишенях околоритмической плотности. Продемонстрированы возможность конвертировать до 8% лазерной энергии в энергию пучка гамма-квантов (с энергией больше 1 МэВ) и перспективы использования полученного источника для проведения глубокой гамма-радиографии за один лазерный выстрел. Последнее также обосновано численным экспериментом по получению гамма-изображений плотных скрытых объектов с рекордной на сегодняшний день толщиной экранировки (до 400 мм железа, что соответствует погонной плотности 320 г/см²) с хорошим контрастом (высоким пространственным разрешением).

Ключевые слова: лазерный источник электронов, тормозное излучение, мощные импульсы гамма-излучения, глубокая гамма-радиография.

1. Введение

В настоящее время активно обсуждаются три основных источника получения жесткого вторичного излучения от лазерно-ускоренных электронов: бетатронные осцилляции электронов при их ускорении, нелинейное комптоновское (томсоновское) рассеяние электронов во встречном лазерном пучке и тормозное излучение в дополнительной мишени-конвертере [1, 2]. Уже продемонстрировано, что тормозное излучение лазерно-ускоренных электронов является эффективным источником гамма-квантов, который может быть использован как для фотоядерных реакций с производством нейтронов, позитронов и даже мюонов, так и для радиографии плотных скрытых объектов [3, 4] (см. также статью [5], где для радиографии использовался бетатронный источник гамма-излучения). Однако для его практического применения и увеличения способности просвечивать экранированные объекты (максимальная толщина экранировки просвечиваемого объекта на настоящий момент отвечает погонной плотности ~ 100 г/см² [4]) требуется значительно

поднять число генерируемых гамма-квантов, а следовательно, и число ускоряемых электронов. На этом пути представляется весьма перспективным недавно предложенный режим ускорения электронов в условиях релятивистского самозахвата лазерного импульса, что позволяет ускорять значительное число электронов до энергий в сотни МэВ [6, 7].

С вводом в строй мультипетаваттного XCELS-лазера появляется уникальная возможность достижения такого режима лазерной генерации высокоэнергетических электронов, который бы обеспечил поток гамма-квантов с энергией в десятки МэВ, достаточный для эффективного возбуждения рекордного числа фотоядерных реакций вблизи гигантского резонанса для большинства элементов, а также необходимый поток для радиографии исследуемого образца в глубоких слоях окружающего вещества твердотельной плотности за одну лазерную вспышку. Энергия полученных пучков электронов может быть эффективно (с коэффициентом конверсии на уровне 50%–70%) преобразована в энергию гамма-излучения вследствие тормозного излучения электронов в мишени-конвертере, установленной сразу после лазерной мишени. Ранее это было продемонстрировано при рассмотрении пучка электронов, ускоренных лазерным импульсом мощностью 130 ТВт (с зарядом пучка 7 нКл и энергией свыше 30 МэВ) в режиме релятивистского самозахвата света, для которого общий выход гамма-квантов с энергией ~ 1 МэВ достигает 3×10^{11} фотонов с общей энергией ~ 0.35 Дж, что дает эффективность преобразования энергии лазера в энергию гамма-излучения на уровне 8% [7]. Простое экстраполирование этих результатов до па-

М.Г.Лобок, А.В.Брантов, В.Ю.Быченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л.Духова, Россия, 127030 Москва, Сушеская ул., 22; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: mglobok@me.com

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

раметров лазерной системы XCELS уже позволяет надеяться на получение потока гамма-квантов на уровне 10^{13} фотонов и более за один лазерный выстрел. Можно ожидать, что использование таких мощных потоков гамма-излучения для радиографии позволит отчетливо вести обнаружение скрытых объектов и отличать материалы с большим атомным весом (платина, уран и т. д.) от материалов со средним атомным весом (железо, алюминий), обеспечивая достаточно хороший контраст изображения объекта, даже сильно экранированного плотным веществом (например, слоем стали), на глубине вплоть до 0.5 м. Именно проведение численного моделирования генерации потока гамма-квантов электронным пучком, ускоренным XCELS-лазером, а также демонстрация его возможностей для глубокой гамма-радиографии плотных скрытых объектов с рекордной на сегодняшний день толщиной экранировки и являются целью настоящей работы.

2. Постановка (схема) эксперимента

В основе предлагаемого метода лежит ускорение электронов в оптимальном режиме релятивистского самозахвата лазерным XCELS-импульсом длительностью 25 фс и мощностью 10–20 ПВт, обеспечивающим максимальный заряд электронного пучка с энергией в несколько сотен МэВ. В качестве мишени могла бы использоваться плотная газовая струя (водород/гелий) или газовая ячейка с плотностью электронов n порядка критической, n_c , либо мишень, образующаяся при предварительной гомогенизации малоинтенсивным лазерным предимпульсом малоплотной мишени (пены). Позади лазерной мишени располагается плотная (танталовая/платиновая) мишень для конвертации энергии бомбардирующих электронов в гамма-излучение. Полученные в результате облучения мишени-конвертера электронным пучком гамма-кванты с энергией в мультимэВ направляются на экранированный плотный образец (например, из вольфрама) для проведения его радиографического исследования. Образец помещается внутри стального контейнера, который может располагаться на метровом удалении от источника. Для детектирования прошедшего излучения можно использовать набор детекторов, аналогичный применяемому в позитрон-эмиссионной томографии. Схема моделируемого и реального эксперимента представлена на рис. 1, а. Отметим, что использование нескольких пучков установки XCELS для глубокой гамма-радиографии объекта при его облучении с разных сторон позволит восстановить трехмерную структуру исследуемого экранированного плотного объекта.

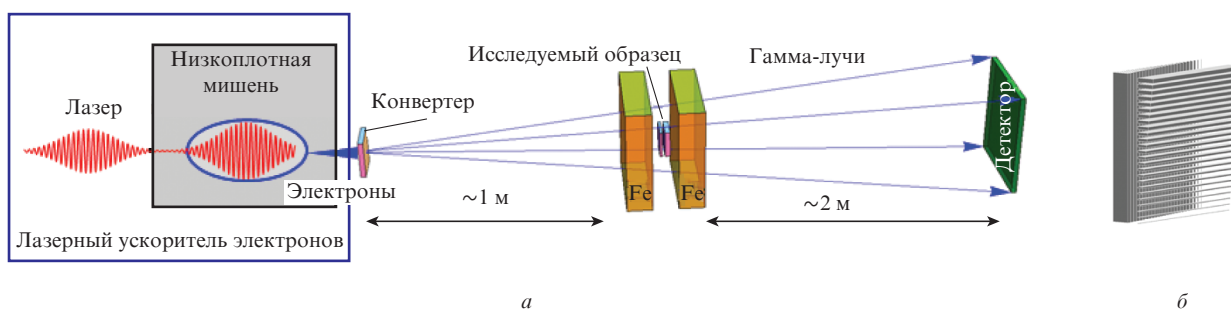


Рис. 1. Схема реализации источника гамма-квантов и глубокой гамма-радиографии на основе лазерного ускорения электронов (а), а также радиографически исследуемый структурированный образец (б); Fe – экранирующие слои железа.

3. Моделирование эксперимента

Для параметров лазера XCELS (энергия лазерного импульса одного канала 400 Дж, мощность 16 ПВт) проведены сквозные численные расчеты воздействия лазерного излучения на плазменную мишень с плотностью порядка n_c для генерации пучка высокоэнергетических электронов, торможения электронов в мишени-конвертере и генерации потоков гамма-квантов, а также прохождения их сквозь плотные экранированные объекты. На первом этапе методом частица в ячейке, реализованном в коммерческом коде VSim (Vogpal), моделировалось ускорение электронов из мишеней с плотностью порядка n_c . Расчеты проводились с использованием технологии движущегося окна в области $x \times y \times z = 58\lambda \times 58\lambda \times 58\lambda$ с разрешением $0.02\lambda \times 0.07\lambda \times 0.07\lambda$. Использовалось 2 частицы в ячейке для электронов и ионов. Рассматривались различные условия фокусировки лазерного импульса длительностью 25 фс с длиной волны $\lambda = 0.91$ мкм. В случае фокусировки лазерного импульса в пятно диаметром $D = 10$ мкм достигалась безразмерная амплитуда лазерного поля $a_0 = 89$, а при его фокусировке в пятно диаметром около 6 мкм ($D = 5.93$ мкм) a_0 была равна 150.

Характеристики пучка электронов, полученные в расчетах, моделирующих воздействие лазерного импульса на низкоплотную плазменную мишень, использовались в качестве входных данных для расчетов методом Монте-Карло (код GEANT4) взаимодействия этих электронов с металлическими конвертерами для генерации гамма-излучения. Результаты расчетов представлены для случая, когда в качестве конвертера использовался слой тантала. Мишень-конвертер располагалась на расстоянии 1 см от источника электронов. Число и энергия гамма-квантов за мишенью вычислялись при разных толщинах мишени.

Код GEANT4 также использовался для описания прохождения полученного пучка гамма-квантов через экранированный плотный объект для демонстрации возможностей глубокой гамма-радиографии. Для этого в моделировании на расстоянии одного метра от лазерного источника электронов помещался сложный объект из вольфрама, представляющий собой два набора параллельных полосок возрастающей толщины (от 0.5 до 25.5 мм), образующих два треугольника, повернутых на 90° относительно друг друга, с характерным поперечным размером порядка 20 см (рис. 1, б). Исследуемый объект был экранирован с обеих сторон слоем железа толщиной 0.2 м. Позади исследуемого объекта на расстоянии 2 м от него располагался детектор, который регистрировал прошедший сигнал гамма-излучения. Поперечный размер де-

тектора был выбран равным 3×3 м с разрешением 1000×1000 точек, что обеспечивало размер одного пиксела $\sim 3 \times 3$ мм.

4. Результаты моделирования

В результате проведенного моделирования установлено, что взаимодействие лазерного импульса установки XCELS с амплитудой поля $a_0 = 150$ с плазменной мишенью плотностью $0.55n_c$ и толщиной 240 мкм приводит к генерации пучка высокоэнергетических электронов (учитывались только электроны с энергией больше 30 МэВ) с полным зарядом порядка 150 нКл и максимальной энергией свыше 2 ГэВ (2.1 ГэВ). При увеличении размера пятна фокусировки D до 10 мкм и соответствующего уменьшения амплитуды поля до $a_0 = 89$ оптимальная плотность мишени составит порядка 10% от критической плотности ($0.115n_c$), а толщина мишени увеличится до 480 мкм. В этом случае заряд ускоренных энергетических электронов составит 112 нКл, а максимальная энергия достигнет 2.4 ГэВ. Спектры ускоренных электронов приведены на рис.2. Отметим, что в обоих рассмотренных случаях фокусировки практически вся энергия электронного пучка уносится электронами с энергиями свыше 300 МэВ, для которых спектр имеет платообразный характер.

Именно эти пучки электронов использовались для получения гамма-излучения из танталовой мишени-конвертера, толщина которой менялась от 4 до 20 мм. Расчеты показали, что максимальная энергия гамма-квантов достигается для мишени толщиной 12–14 мм (рис.3). Поскольку это значение меньше характерной длины торможения электронов в плотном веществе конвертера, можно было ожидать увеличения числа производимых фотонов с ростом толщины мишени. Однако использование более толстых мишеней приводит к тому, что образуемые гамма-кванты начинают вступать в фотоядерные реакции внутри мишени-конвертера, производя вторичные продукты и теряя энергию на выходе из мишени.

Это хорошо иллюстрируется спектром гамма-квантов за мишенью (рис.4), который имеет спадающий характер: он обратно пропорционален энергии фотонов для малых энергий [8] и экспоненциально спадает в области больших энергий. При этом число наиболее высокоэнергетических гамма-квантов падает с ростом толщины мишени. Электронный пучок, ускоренный более интенсивным ла-

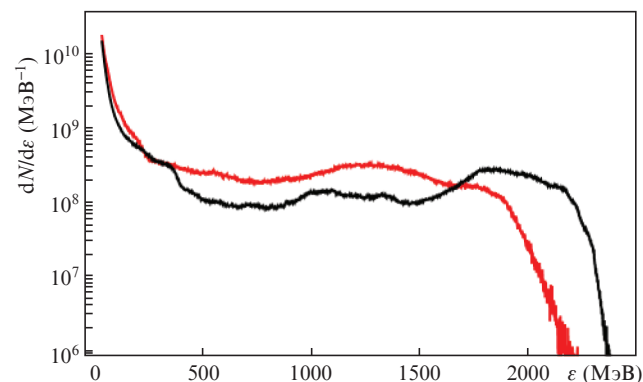


Рис.2. Спектры электронов, ускоренных из мишени с плотностью $0.55n_c$ лазерным импульсом с $a_0 = 150$ (красная кривая) и из мишени с плотностью $0.115n_c$ импульсом с $a_0 = 89$ (черная кривая).

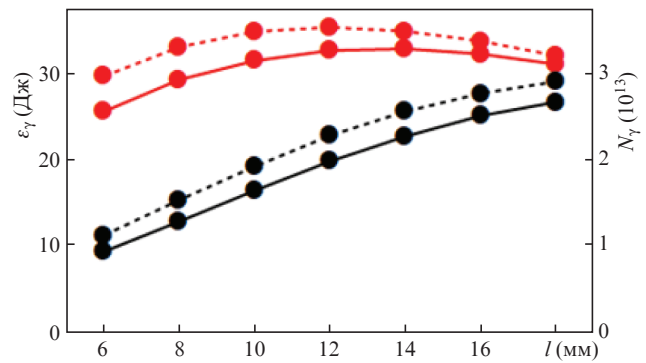


Рис.3. Зависимости полного числа генерируемых гамма-квантов N_γ (показаны черным цветом) и полной энергии гамма-излучения ε_γ (показаны красным цветом) от толщины мишени-конвертера l , облучаемой пучком электронов, которые генерируются лазерными импульсами с $a_0 = 150$ (пунктирные кривые) и 89 (сплошные кривые).

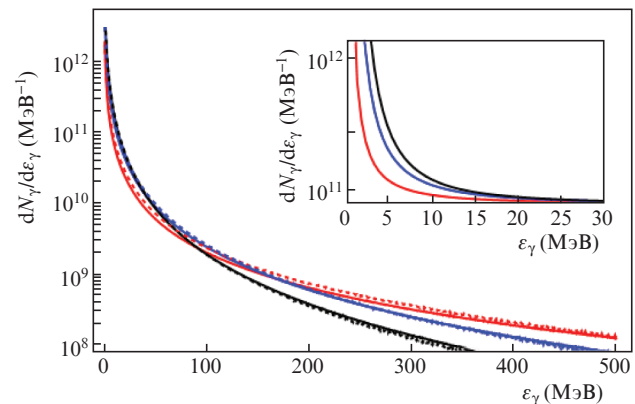


Рис.4. Спектры гамма-излучения для толщин мишеней-конвертеров $D = 6$ (красные кривые), 12 (синие кривые) и 18 мм (черные кривые), при облучении пучком электронов, генерируемых лазерными импульсами с $a_0 = 150$ (пунктирные кривые) и 89 (сплошные кривые). На вставке в углу показаны спектры в линейном масштабе.

зерным импульсом и имеющий несколько больший заряд (хотя и меньшую максимальную энергию), – пучок с $a_0 = 150$ – создает более эффективный источник гамма-излучения, однако разница между рассматриваемыми случаями (с $a_0 = 150$ и 89) весьма незначительна (см. рис.3 и 4). Максимальный коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию гамма-излучения оказывается чуть больше 8% (энергия последнего около 35 Дж). При этом пучок электронов расходует на гамма-излучение примерно половину своей энергии. Максимальное число гамма-квантов составляет примерно 3×10^{13} за один выстрел. Средняя энергия квантов в импульсе гамма-излучения меняется от 20 МэВ для тонких (6–10 мм) до 7 МэВ для толстых (~ 18 мм) мишеней-конвертеров.

Характерная расходимость пучка гамма-квантов составляет порядка $6-8^\circ$. Яркость источника гамма-излучения во многом определяется толщиной мишени-конвертера и растет с уменьшением толщины, несмотря даже на падение полного числа квантов. Это связано с уменьшением размера источника (его характерного радиуса R_γ) и длительности импульса гамма-излучения τ_γ , которые для конвертера толщиной 0.5 мм таковы: $R_\gamma \sim 40$ мкм, $\tau_\gamma \sim 100$ фс. В результате яркость источника гамма-квантов с энергией 10 МэВ составляет $\sim 10^{19}$ фотонов $\text{с}^{-1} \text{мм}^{-2} \text{мрад}^{-2} 0.1\% \text{BW}$. Отметим, что для рассматри-

ваемого спектра ускоренных электронов и используемых мишеней-конвертеров толщиной 1–2 см электроны с энергией порядка и больше ГэВ дают существенный вклад в тормозное гамма-излучение, в том числе в наиболее интересный для ядерных приложений интервал энергий гамма-квантов, 7–20 МэВ. Это обусловлено тем, что мгновенные потери электрона с энергией 1 ГэВ в тантале на тормозное излучение равны 2.4×10^3 МэВ/см, при этом характерная длина пробега до практически полной остановки составляет около 2 см, тогда как потери электрона с энергией 100 МэВ – всего лишь 2.2×10^2 МэВ/см, а длина пробега – порядка 1 см. Учитывая, что энергия излучения ультрарелятивистских электронов распределяется почти равновероятно между гамма-квантами больших и малых энергий, давая большее количество последних, можно ожидать, что электроны с энергией на уровне ГэВ и более будут на порядок эффективнее для генерации гамма-излучения, чем электроны с энергией в 100 МэВ. В то же время, если получить пучок электронов с той же полной энергией, но с меньшей энергией отсечки (скажем, ~500 МэВ), то, вероятно, он сможет обеспечить такую же эффективность генерации гамма-излучения с энергией квантов до 20 МэВ при правильно подобранной толщине мишени-конвертера.

Проведенное моделирование также продемонстрировало высокую эффективность использования лазерного источника гамма-излучения для глубокой радиографии скрытых плотных объектов. Структура объекта, экранированного железом толщиной даже 0.4 м (погонная плотность ~ 320 г/см²), достаточно хорошо видна на детекторе (рис.5,а). При этом наиболее высокий контраст изображения, достигающий примерно 0.5 (отношение сигналов внутри и вне объекта), получен на участках наиболее сильного поглощения в вольфраме – на двух взаимно перпендикулярных наборах пластин общей толщиной 5.1 см (погонная плотность ~ 100 г/см²). При толщине вольфрамового объекта меньше 1.5 см (погонная плотность меньше 30 г/см², область правого нижнего угла объекта) не удастся достичь сколько-нибудь заметного контраста изображения. Отметим, что представленное изображение получено с использованием пучка электронов с зарядом 3.2 нКл (2% от общего числа элект-

тронов). Использование полного заряда ускоренных электронов позволит еще несколько увеличить контраст изображения. Для сравнения на рис.5,б также приведено изображение объекта, экранированного с обеих сторон железом толщиной 10 см, полученное с использованием электронного пучка с зарядом 0.2 нКл (0.13% от общего числа ускоренных электронов).

Если полное число гамма-квантов, летящих в открытый угол ~ 0.03 мрад, равно 3×10^{13} фотонов, тогда поток излучения на расстоянии 3 м от источника будет на уровне 10^{10} фотон./см². Пусть характерная величина затухания в железе гамма-квантов с энергией 7–10 МэВ составляет ~ 30 г/см², тогда, по оценке, погонная плотность вещества, пройдя через которое гамма-излучение еще может быть зарегистрировано на детекторе (для этого необходим поток $\sim 10^5$ – 10^6 фотон./см² [5]), будет на уровне 270–320 г/см², что отвечает толщине слоя железа порядка 35–40 см. Отметим, что максимальная глубина проникновения гамма-квантов сквозь плотные мишени достигается именно при их энергиях в интервале 5–10 МэВ, который отвечает средней энергии полученного здесь источника.

5. Требование к эксперименту

Выше продемонстрирована возможность использования лазерных импульсов установки XCELS для генерации потоков гамма-квантов и их использования для радиографии плотных объектов. Численные расчеты показали, что оптимальной для ускорения электронов является мишень с плотностью, несколько меньшей критической плотности, и толщиной порядка десятка мм. Реализация таких мишеней на практике является отдельной задачей. Использование газовых мишеней предполагает наличие градиента преплазмы на входе лазерного импульса. Как было недавно показано, правильная фокусировка импульса на профиль преплазмы не ухудшает режим самозахвата лазерного импульса [9], однако это также необходимо учесть при планировании экспериментов (см. также обсуждение в [10]).

В качестве детектора могут быть использованы кристаллы вольфрамата свинца PbWO₄ [11]. Если детектор

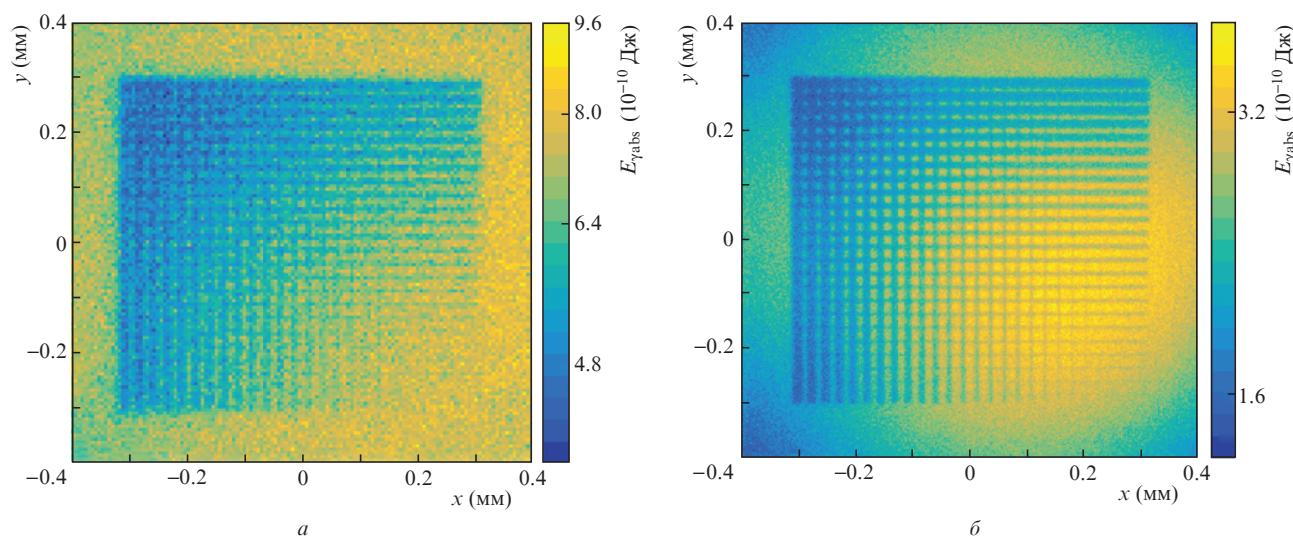


Рис. 5. Изображения радиографически исследуемого структурированного образца на детекторе при экранировке двумя слоями (спереди и сзади, см. рис.1) стали толщиной 20 (а) и 10 см (б); $E_{\gamma\text{abs}}$ – поглощенная на детекторе энергия гамма-квантов.

расположен на расстоянии около 10 м, то размер одного пиксела должен быть порядка 2 см для более эффективно-го локального поглощения гамма-квантов с энергией на уровне 10 МэВ [11]. При получении изображения на детекторе для радиографии плотных объектов следует учесть возможность дополнительного размывания изображения объекта исследования из-за попадания на детектор вторичных продуктов фотоядерных реакций.

6. Заключение

Подводя итог проведенным исследованиям, еще раз подчеркнем, что лазерный импульс установки XCELS может быть использован для создания источника гамма-излучения с энергией квантов заметно выше 1 МэВ и рекордными значениями полной энергии (~ 35 Дж), мощности (~ 50 ТВт) и полного числа квантов в импульсе, т. е. с характеристиками, превосходящими все известные для лазеров петаваттного уровня мощности. Это достигается за счет эффективного ускорения пучка электронов из околосубкритической плазмы в режиме релятивистского захвата лазерного импульса, приводящего к генерации пучков электронов с зарядом более 0.1 мкКл и максимальной энергией более 2 ГэВ. Такие пучки электронов способны более половины своей энергии конвертировать классическим образом в энергию тормозного гамма-излучения в, например, танталовой мишени-конвертере. Показана возможность использования предложенного импульсного источника гамма-излучения для глубокой радиографии плотных объектов за один лазерный выстрел с высоким пространственным разрешением, которая позволяет определять форму объекта, даже экранированного слоями железа толщиной до 0.4 м (это соответствует погонной плотности 320 г/см², что более чем

в три раза превышает толщину экранировки, полученную на сегодняшний день [4]).

Следует отметить перспективу разработки технологии глубокой гамма-радиографии с высоким временным разрешением (определяемым времяпролетным масштабом). Это связано с импульсным характером генерируемого излучения и возможностью использования дополнительных синхронизированных (с контролируемой задержкой) каналов XCELS. Такая методика важна для исследования быстрых процессов, протекающих глубоко в окружающем веществе.

Работа поддержана научной программой Национального центра физики.

1. Corde S., Ta Phuoc K., Lambert G., Fitour R., Malka V., Rousse A., Beck A., Lefebvre E. *Rev. Mod. Phys.*, **85**, 1 (2013).
2. Albert F., Thomas A.G.R. *Plasma Phys. Control. Fusion.*, **58**, 103001 (2016).
3. Ledingham K.W.D., McKenna P., Singhal R.P. *Science*, **300**, 1107 (2003).
4. Courtois C., Edwards R., Compant La Fontaine A., Aedy C., Bazzoli S., Bourgade J.L., Gazave J., Lagrange J.M., Landoas O., Le Dain L., Mastro Simone D., Pichoff N., Pien G., Stoeckl C. *Phys. Plasmas*, **20**, 083114 (2013).
5. Chen S., Golovin G., Miller C., Haden D., Banerjee S., Zhang P., Liu C., Zhang J., Zhao B., Clarke S., Pozzi S., Umstadter D. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B.*, **366**, 217 (2016).
6. Lobok M.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. *Plasma Phys.*, **26**, 123107 (2019).
7. Lobok M.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. *Plasma Phys.*, **27**, 123103 (2020).
8. Bethe H.A., Heitler W. *Proc. R. Soc. A*, **146**, 83 (1934).
9. Быченков В.Ю., Лобок М.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **114**, 650 (2021) [*JETP Lett.*, **114**, 571 (2021)].
10. Лобок М.Г., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (2), 170 (2023).
11. Follin M., Shary V., Bard J.P., Korzhik M., Yvon D. *JINST*, **16**, P08040 (2021).