

УДК 621.384.647:539.173

## СОЗДАНИЕ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕАКЦИЙ $(\gamma, n)$ НА ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОМ УСКОРИТЕЛЕ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

© 2023 г. Д. А. Горлова<sup>a, b, \*</sup>, А. Ю. Заворотный<sup>a, b</sup>, И. Н. Цымбалов<sup>a, b</sup>,  
К. А. Иванов<sup>a, c</sup>, С. А. Шуляпов<sup>a, d</sup>, Р. В. Волков<sup>a</sup>, А. Б. Савельев<sup>a, c</sup>

<sup>a</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Физический факультет, Москва, 119991 Россия

<sup>b</sup>Институт ядерных исследований РАН, Москва, 117312 Россия

<sup>c</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, 119991 Россия

<sup>d</sup>Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН, Москва, 117292 Россия

\*e-mail: gorlova.da14@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 15.09.2022 г.

После доработки 22.12.2022 г.

Принята к публикации 22.12.2022 г.

Создание компактных лабораторных источников нейтронов необходимо как для проведения фундаментальных физических исследований, так и для практического применения (например, нейтронной радиографии и спектроскопии). Одним из наиболее перспективных подходов к созданию такого источника является использование лазерно-плазменных ускорителей электронов или ионов, и последующая инициация ядерных реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(p, n)$  или  $(d, n)$  с выделением нейтронов. В настоящей работе был создан и охарактеризован источник нейтронов на основе реакций фоторасщепления  $(\gamma, n)$  с использованием электронного пучка от 1 ТВт лазерно-плазменного ускорителя. Показано, что максимальный поток нейтронов составляет  $\sim 10^5$  нейтрон./с · срад при эффективности  $\sim 10^6$  нейтрон./Дж лазерного излучения. При сохранении эффективности и увеличении энергии лазерного импульса в 10 раз поток нейтронов будет достаточным для ряда приложений. Также было проведено численное моделирование методом Монте-Карло образования нейтронов пучком электронов с параметрами, соответствующими измеренным экспериментально. Продемонстрировано, что регистрация числа генерируемых нейтронов в эксперименте может быть использована для оценки заряда и средней энергии ускоренных электронов. Полученные значения хорошо согласуются со значениями, измеренными стандартными средствами диагностики пучка.

**Ключевые слова:** источник нейтронов, лазерно-плазменное ускорение, ускорение электронов, фотоядерные реакции, измерение заряда пучка, метод Монте-Карло.

**DOI:** 10.31857/S1028096023080083, **EDN:** OBZOPU

### ВВЕДЕНИЕ

Современные лазерные системы обладают мощностью до 10 ПВт [1], что позволяет при фокусировке достигать релятивистских и даже ультрарелятивистских интенсивностей излучения. Одной из основных областей применения таких мощных лазерных систем является лазерно-плазменное ускорение заряженных частиц (электронов и ионов) [2]. Полученные пучки заряженных частиц могут быть использованы для создания источников вторичных частиц, в частности, нейтронов [3, 4].

На данный момент наиболее мощные источники нейтронов – это источники нейтронов рас-

щепления [5], включающие в себя массивный ускоритель протонов, или же ядерные реакторы [6] (в частности, исследовательский реактор ПИК [7]). Однако данные установки являются дорогостоящими и, часто, уникальными. Поэтому сейчас активно разрабатывают и создают более компактные источники нейтронов [8, 9] на уровне отдельных университетов и исследовательских центров. Источники нейтронов, созданные на лазерно-плазменных ускорителях, также являются компактными и сравнительно дешевыми, и могут быть рассмотрены в качестве альтернативы традиционным радиочастотным ускорителям [3, 10].

Для получения нейтронов на лазерно-плазменных ускорителях чаще всего используют три типа ядерных реакций: реакции фоторасщепления под действием гамма-квантов ( $\gamma, n$ ), реакции, вызванные ускоренными протонами, ( $p, n$ ) и реакции дейтронного срыва ( $d, n$ ). Для возбуждения реакций ( $\gamma, n$ ) обычно применяют тормозное излучение пучка ускоренных электронов; реакции ( $p, n$ ) и ( $d, n$ ) возбуждаются напрямую ускоренными в плазме частицами. Поэтому из-за низкой эффективности конверсии энергии электронов в  $\gamma$ -кванты наиболее эффективным является использование реакций ( $p, n$ ) [11]. Однако для эффективного ускорения ионов требуются высокая энергия ( $>1$  Дж) и хороший контраст лазерного излучения ( $K < 10^{-10}$ , где контраст  $K$  определяется как отношение пиковой интенсивности основного импульса к интенсивности предимпульсов) [12]. Поэтому на лазерных системах относительно малой мощности (1–10 ТВт) наиболее эффективным подходом к созданию источника нейтронов является использование реакций фоторасщепления ( $\gamma, n$ ) [13]. Большинство сечений данных реакций фоторасщепления имеет максимумы в области гигантского дипольного резонанса — 10–20 МэВ — доступной для электронов, ускоренных лазерными системами мощностью 1–10 ТВт. На данный момент максимальный поток нейтронов, полученный в реакциях ( $\gamma, n$ ), составляет  $\sim 10^7$  нейтронов/импульс [13]. Отметим, что любые лазерно-плазменные источники нейтронов обладают короткой длительностью импульса ( $< \text{нс}$ ) [10]. Однако источники, основанные на реакциях ( $\gamma, n$ ) будут обладать меньшей длительностью относительно ( $p, n$ ) в силу релятивистских скоростей электронов, использованных для их получения.

Нейтроны, полученные на лазерно-плазменных ускорителях, обычно имеют энергию 0.1–10.0 МэВ [14, 15]. Для многих приложений, таких как нейтронная радиография или нейтронная спектроскопия, моделирование астрофизических объектов “на столе”, необходимо использование тепловых и холодных нейтронов, которые можно получить с использованием специально подобранных конфигураций замедлителей [16, 17]. Первые результаты с применением лазерно-плазменного источника нейтронов (поток  $\sim 10^8$  нейтронов/с · рад) для радиографии уже были получены [18]. Предположительно, увеличение потока на порядок (до  $10^9$  нейтрон./с · рад) будет достаточным и для задач спектроскопии [19]. Заметим, что основные экспериментальные результаты получены при использовании стандартных для лазерно-плазменных ускорителей твердотельных мишеней и мишеней-газовых струй. Использование мишеней-аэрогелей [20] и многослойных мишеней [21] может позволить достичь потоков нейтронов, необходимых для астрофизических

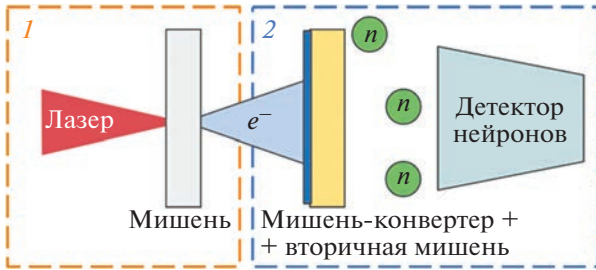
приложений. Помимо этого лазерно-плазменные ускорители уже используют для исследования и измерения сечений реакций фоторасщепления [22, 23]. Одним из применений созданного нейтронного источника может также являться диагностика параметров частиц, вызывающих ядерную реакцию. Диагностика ускоренных электронов через регистрацию нейтронов была предложена еще в ранних экспериментах по исследованию фотоядерных реакций на лазерных ускорителях [24, 25]. В частности, в работе [24] таким методом был определен заряд электронного пучка.

В настоящей работе рассмотрены результаты экспериментов по созданию источника нейтронов на 1 ТВт лазерной системе с использованием реакций ( $\gamma, n$ ). Показано, что данный источник обладает высокой энергетической эффективностью  $\sim 10^6$  нейтронов/Дж, что при увеличении энергии лазерной системы позволит создавать потоки нейтронов, достаточные для практического применения. Также описана и экспериментально реализована методика определения заряда и средней энергии пучка электронов, основанная на регистрации свойств нейтронного источника.

#### ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СОЗДАНИЮ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА НА ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЕ МОЩНОСТЬЮ 1 ТВт

Принципиальная схема эксперимента по созданию нейтронного источника представлена на рис. 1. На первом этапе происходит генерация ускоренных электронов в лазерно-плазменном взаимодействии с мишенью. В настоящей работе рассмотрено взаимодействие с твердотельными мишенями, так как они позволяют получать большой заряд пучка в сравнении с газовыми струями, и, соответственно, увеличить количество инициируемых ядерных реакций. На втором этапе ускоренные электроны взаимодействуют со вторичной мишенью из материала, обладающего порогом реакции фоторасщепления ( $\gamma, n$ ) в необходимом энергетическом диапазоне. Перед вторичными мишенями из материала с небольшим атомным номером, например, из бериллия, дополнительно устанавливают мишень-конвертер из материала с высоким атомным номером (например, W, Pb), предназначенный для преобразования энергии электронов в  $\gamma$ -кванты. Гамма-кванты, полученные в результате процесса тормозного излучения, вызывают вынужденные деления ядер вторичной мишени и генерацию вторичных частиц — нейтронов, число которых регистрирует детектор.

Для лазерно-плазменного взаимодействия с твердотельными мишенями характерна генерация пучка электронов с экспоненциальным энергетическим спектром:  $dN_e/dE \sim Q \exp(-E/T)$ ,

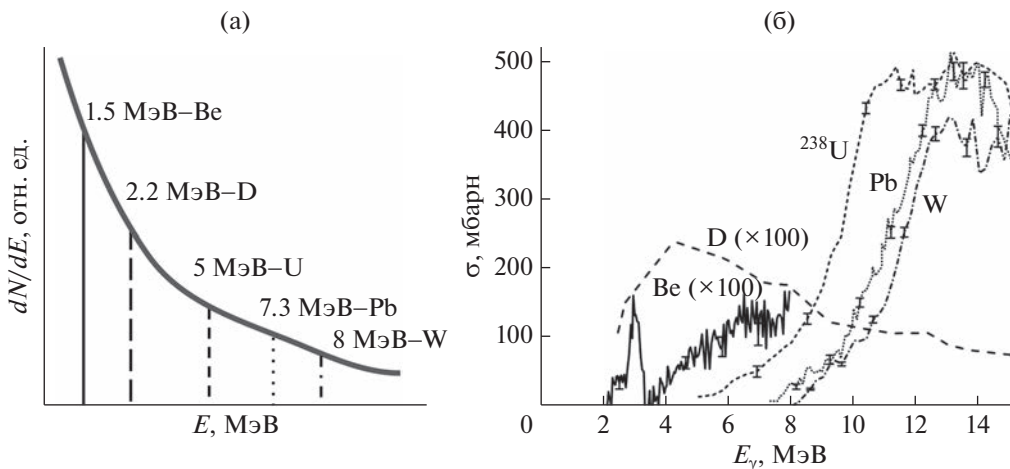


**Рис. 1.** Принципиальная схема эксперимента по созданию нейтронного источника на лазерно-плазменном ускорителе. Сначала происходит ускорение электронов при взаимодействии лазерного импульса с мишенью (1), затем ускоренные электроны, проходя через вторичную мишень (или мишень-конвертер, если вторичная мишень имеет малое зарядовое число), генерируют тормозное излучение, вызывающее ( $\gamma, n$ ) распад ядер вторичной мишени (2). Полученные нейтроны регистрируются детектором.

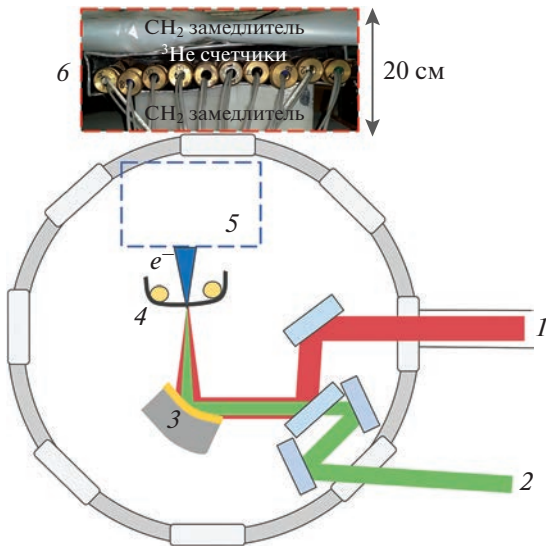
где  $Q = eN_e$  — полный заряд пучка ( $e$  — заряд электрона,  $N_e$  — число электронов в пучке),  $T$  — так называемая температура спектра, имеющая значение средней энергии электронов в пучке. Из-за наличия у реакций фоторасщепления ярко выраженных порогов вторичные частицы способны создать только электроны с начальной энергией выше пороговой, т.е.  $Q_{E > E_{\text{порог}}} \sim \int_{E_{\text{порог}}}^{\infty} \exp(-E/T) dE$ . В проведенном эксперименте электроны ускоряли до энергий  $E < 10$  МэВ, поэтому в качестве вторичной мишени использовали бериллий, дейтерий (в форме тяжелой воды  $D_2O$ ), природный уран, свинец и вольфрам, имеющие пороги реакций фоторасщепления в данном диапазоне. Пороги реакций ( $\gamma, n$ ) для этих ма-

териалов представлены на рис. 2а, а сечения реакций на рис. 2б. Отметим, что сечения реакций для Ве и D на два порядка меньше, чем для остальных материалов, поэтому, несмотря на различные значения  $E_{\text{порог}}$ , получаемые потоки нейтронов будут сопоставимы для этих мишеней и для металлических ( $U, Pb, W$ ). Также важно отметить, что подавляющее большинство максимумов сечений реакций ( $\gamma, n$ ) лежит в области гигантского дипольного резонанса — 10–20 МэВ. Поэтому для создания мощного источника нейтронов с использованием данных реакций нет необходимости в ускорении электронов до высоких энергий ( $> 100$  МэВ), но необходимо иметь большой заряд (0.1–10.0 нКл) и сравнительно небольшие энергии ( $< 20$  МэВ), что и объясняет выбор твердотельных мишеней.

Для проведения экспериментов использовали лазерную систему Ti:Sa мощностью 1 ТВт (центральная длина волны  $\lambda = 800$  нм, частота повторения импульсов  $\nu = 10$  Гц, энергия  $\epsilon = 50$  мДж, длительность импульса на полувысоте  $\tau = 50$  фс). Упрощенная схема эксперимента представлена на рис. 3. Лазерное излучение (1) было сфокусировано внеосевым параболическим зеркалом (3) в пятно диаметром 3 мкм, что соответствует вакуумной интенсивности  $\sim 5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Для контролируемого создания предплазменного градиента использовали управляемый предимпульс, источником которого был Nd:YAG лазер ( $\lambda = 1064$  нм,  $\nu = 10$  Гц,  $\epsilon = 200$  мДж,  $\tau = 10$  нс), сфокусированный тем же зеркалом до интенсивности  $5 \times 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> (2). Задержку  $\Delta t_{fs-ns}$  можно было изменять в широком диапазоне значений с точностью в 1 нс, что позволяло подбирать оптимальную плотность мишени для взаимодействия. В качестве мишени использовали аудиокассет-



**Рис. 2.** Пороги фотоядерных реакций в диапазоне 0–15 МэВ, отложенные на характерном экспоненциальном спектре электронов (а) и сечения реакций фоторасщепления  $\sigma$  на основе базы данных EXFOR [33] и работы [23] (б) для D, Be, Pb, W, U. Для наглядности  $\sigma(E)$  для D и Be увеличены в 100 раз.



**Рис. 3.** Схема экспериментальной установки. 1 – Ti:Sa фемтосекундное лазерное излучение; 2 – Nd:YAG наносекундное лазерное излучение; 3 – внешнее параболическое зеркало ( $F = 10$  см), 4 – мишень-пленка толщиной 16 мкм, 5 – положение детектора или вторичной мишени для генерации нейтронов, 6 – детектор нейтронов, представляющий собой массив из  $10^3$  He-счетчиков СМ-19-1 в свинцовом кожухе и пластиковый замедлитель.

ную пленку толщиной 16 мкм (4). Мишенный узел был автоматизирован, что позволяло сдвигать мишень после каждого лазерного импульса, чтобы взаимодействие происходило с неповрежденной областью пленки, а также размещать мишень в точке фокусировки лазерных импульсов. Угол падения импульсов был близок к нормальному ( $\sim 3^\circ$ ). Все эксперименты проводили в вакуумной камере с остаточным давлением не более  $10^{-2}$  Торр. Более подробно данная экспериментальная схема описана в работах [26, 27].

Регистрацию параметров пучка электронов осуществляли с применением целого ряда методов. Для регистрации пространственного распределения электронного пучка использовали сцинтиллятор LANEX и CCD камеру, которые устанавливались в положение 5 на рис. 3. Перед детектором LANEX дополнительно размещали фильтры из W толщиной  $\sim 0.4$  мм, отсекающие все электроны с энергией меньше 3 МэВ. Для измерения энергетического спектра электронного пучка в эту схему (без вольфрамового фильтра) добавляли щель шириной 2 мм, вырезанную в свинцовой пластине толщиной 3 мм, и систему из постоянных магнитов с индукцией поля до  $\sim 0.25$  Тл. Прямое измерение заряда пучка проводили с использованием цилиндра Фарадея, также установленного в положение 5 рис. 3. Детектор представлял собой медный цилиндр с полостью диаметром 3 и глубиной 6 см, подключенный к конденсатору емкостью

1 нФ. Данный цилиндр полностью поглощал пучок электронов, заряд пучка восстанавливали по измеренному на конденсаторе напряжению. Перед цилиндром Фарадея могли быть размещены фильтры из W различной толщины, позволяющие отсекаать электроны низких энергий.

Для проведения экспериментов с генерацией нейтронов в реакциях фоторасщепления вместо детектора в область 5 устанавливали одну из вторичных мишеней (табл. 1). Нейтроны регистрировались массивом из  $10^3$  He-счетчиков СМ-19 (6 на рис. 3), которые имели эффективность регистрации 0.36%, измеренную с использованием калиброванного источника  $^{252}\text{Cf}$ . Для экранирования от фонового рентгеновского излучения счетчики были помещены в свинцовый кожух толщиной 5 мм. Также счетчики были помещены между двух слоев пластикового замедлителя толщиной 7 и 3 см соответственно. Использование замедлителя необходимо для термализации полученных нейтронов, что приводит к возникновению временной задержки в 50–400 мкс между лазерным импульсом и отсчетом детектора и обеспечивает затухание сигнала, связанного с реакцией счетчиков на электромагнитные наводки от лазерного импульса и тормозное рентгеновское излучение (рис. 4б) [28]. Сигнал детектора записывался цифровым осциллографом для последующей обработки – счета нейтронов.

В описанном выше эксперименте взаимодействия лазерного излучения мощностью 1 ТВт с твердотельной пленочной мишенью был получен пучок ускоренных электронов с расходом энергии  $< 0.1$  рад и температурой спектра  $T \sim 1.5$  МэВ [29]. Данный электронный пучок хорошо (по сравнению с другими экспериментами, в которых использованы твердотельные мишени) стабилен в пространстве, что видно из рис. 4а, полученного сложением снимков пространственного распределения электронов в 500 последовательных импульсах. Такие характеристики позволяют эффективно его использовать в экспериментах со вторичными мишенями: при установке вторичной мишени на расстоянии 10 см от плазмы необходимо иметь поперечные размеры мишени 1–10 см. Поэтому основное влияние на количество генерируемых нейтронов оказывает толщина вторичной мишени (выделена в тексте в табл. 1). Во всех экспериментах толщина мишени-конвертера или вторичной мишени была много больше радиационной длины электрона ( $< 5$  мм).

В проведенных экспериментах по генерации нейтронов в реакциях фоторасщепления экспериментально было зарегистрировано до 15 нейтронов/импульс (получено в реакции  $\text{Be}(\gamma, n)$ , рис. 4б), характеристики полученного источника нейтронов для всего набора вторичных мишеней представлены в табл. 1. Число фоновых нейтро-

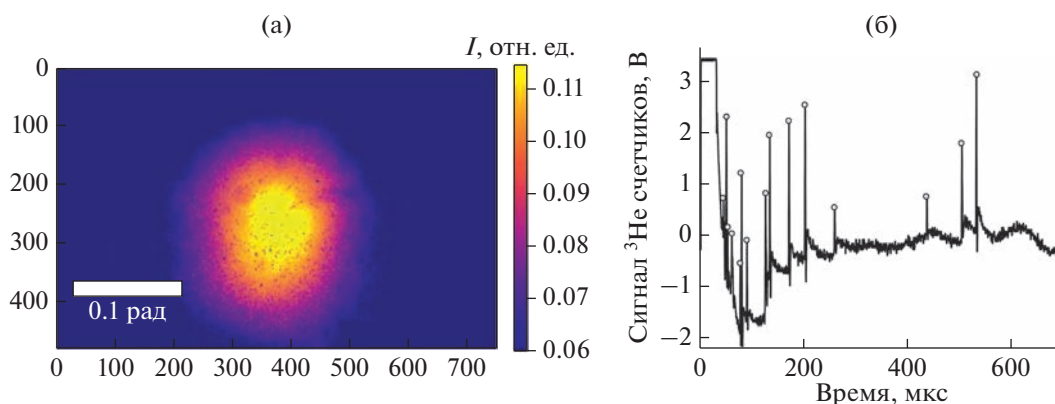
**Таблица 1.** Число зарегистрированных нейтронов и параметры нейтронного источника, для различных вторичных мишеней – Be, D, U, Pb, W

Материал вторичной мишени	Be	D (в форме D <sub>2</sub> O)	U (природный)	Pb	W
Геометрические размеры мишени (толщина выделена)	40 × 30 × <b>30</b> мм	100 × 150 × <b>30</b> мм	Диск диаметром 75 мм и толщиной <b>15</b> мм	200 × 120 × <b>50</b> мм	40 × 20 × <b>20</b> мм
Среднее число нейтрон./имп.	9.3 ± 2.1	5.1 ± 2.4	<1	<1	<1
Максимальное число нейтрон./имп.	15	9	1	1	1
Число нейтрон./с · срад	~10 <sup>5</sup>		~10 <sup>4</sup>		
Эффективность нейтронов/Дж · с · срад	~10 <sup>6</sup>		~10 <sup>5</sup>		

нов составляло <0.001 нейтрона/импульс, что подтверждает фотоядерную природу измеренных нами потоков нейтронов. Максимальный поток нейтронов составил ~10<sup>5</sup> нейтрон./с · срад. При этом для трех вторичных мишеней (U, Pb, W) оценить среднее число нейтронов было невозможно в силу сильной зависимости данной величины от выборки, что объясняется значительным влиянием экспериментальных параметров на генерацию электронов с высокими энергиями ( $E > 5$  МэВ). Для дальнейшей оценки было взято максимально зарегистрированное для данных мишеней число 1 нейтрона/импульс. Данное число нейтронов недостаточно для использования подобного источника в приложениях (необходимы потоки хотя бы на порядок выше). Однако генерация в

среднем ~10 нейтрон./имп. в случае использования бериллиевой вторичной мишени соответствует ~10<sup>6</sup> нейтрон./Дж · с · срад или ~10<sup>6</sup> нейтрон./Дж, что является очень высоким коэффициентом конверсии энергии лазерного импульса в нейтроны для реакций ( $\gamma, n$ ) [13].

Полный заряд электронного пучка, измеренный цилиндром Фарадея, составляет  $\sim 0.14 \pm 0.02$  нКл. Заряды пучка с отсечками по энергии, полученные путем добавления фильтров из W различной толщины перед детектором, составляли:  $100 \pm 10$  пКл ( $E > 1$  МэВ),  $50 \pm 12$  пКл ( $E > 2$  МэВ),  $25 \pm 7$  пКл ( $E > 3$  МэВ),  $13 \pm 3$  пКл ( $E > 4$  МэВ). Далее будет показано, что из характеристик полученного нейтронного источника также возможно оценить заряд электронного пучка.



**Рис. 4.** Пространственная форма электронного пучка для  $E > 3$  МэВ, полученная суммированием по 500 последовательным лазерным импульсам (а). Характерный сигнал <sup>3</sup>He-счетчиков при использовании вторичной мишени из Be (б). Пики на графике (отмечены точками) соответствуют регистрации нейтрона. Колебание сигнала вблизи нуля – электромагнитная наводка. Представлен лучший лазерный импульс, в котором детектором было зарегистрировано 15 нейтронов.

## МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА И МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Число нейтронов, сгенерированное электронным пучком, непосредственно связано с его параметрами. Как мы уже упоминали, реакции фоторасщепления способны возбуждаться только электронами с энергиями выше пороговой, т.е.  $N_n \sim Q_{E>E_{\text{порог}}} \sim Q \int_{E_{\text{порог}}}^{\infty} \exp(-E/T) dE$ . Видно, что на число нейтронов влияет как полный заряд, так и температура пучка электронов, т.е.  $N_n = N_n(Q, T)$ , поэтому для оценки обоих параметров необходимо использование вторичных мишеней из нескольких материалов.

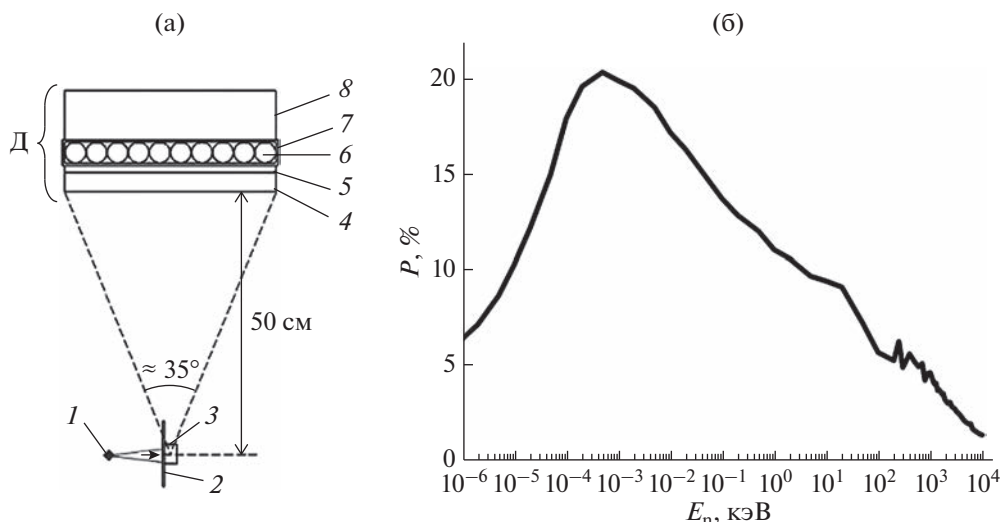
Для пересчета полученного значения зарегистрированных нейтронов в заряд исходного электронного пучка необходимо рассчитать коэффициент конверсии  $K(T) = N_n / N_{e^-}$ . Это можно сделать численным моделированием процесса взаимодействия пучка электронов с заданными параметрами  $(N_{e^-}, T)$  со вторичной мишенью и мишенью-конвертером. Вычисления были проведены в программном пакете GEANT4 – открытом программном комплексе для расчетов взаимодействия ускоренных частиц с веществом [30]. Принцип его работы заключается в использовании метода Монте-Карло на уровне треков частиц, с прямой симуляцией физических процессов. Моделирование проведено в предположении, что частицы – материальные точки, вещество однородно, а физические процессы происходят мгновенно, с вероятностью, пропорциональной сечению реакции. При расчетах использовали встроенные в GEANT4 библиотеки физических процессов, а именно, пакеты EM Opt4 (моделирование электромагнитных взаимодействий), QGSP\_BIC\_HP (упругие и неупругие взаимодействия нейтронов с ядрами) а также LENDGammaNuclear ( $\gamma$ -ядерные реакции на основе табулированных данных о сечениях [31]).

Модель установки, соответствующая экспериментальной и воспроизведенная в Geant4, показана на рис. 5а. Точечный источник электронов (1) с заданными параметрами (числом электронов  $N_{e^-}$ , экспоненциальным энергетическим распределением с температурой  $T$ ) взаимодействует с мишенью-конвертером (2) (при наличии) и вторичной мишенью (3) (ее геометрические размеры соответствовали экспериментальным). При расчетах полагали, что все электроны попадают на вторичную мишень, поэтому расходимость пучка не являлась параметром модели. В проведенных экспериментах данное условие также было выполнено. Сгенерированные в результате реакций

фоторасщепления ( $\gamma, n$ ) нейтроны регистрировал детектор нейтронов Д. Детектор состоял из 10 нейтронных счетчиков СНМ-18-1 (6), находящихся в свинцовом кожухе толщиной 5 мм (7) и пластиковых замедлителей толщиной 7 и 3 см. Физические размеры дна детектора составляли  $32 \times 32$  см. Детектор находился на расстоянии 50 см от вторичной мишени и занимал телесный угол  $\sim 0.1$  л. При моделировании также учитывали находящуюся между источником и детектором алюминиевую стенку вакуумной камеры толщиной 4 см (4).

Нейтроны, образующиеся в результате реакций фоторасщепления, имеют энергии в диапазоне от нескольких эВ до нескольких МэВ, которые затем изменяются замедлителем. Поэтому для корректного определения коэффициента конверсии  $K$  необходимо было сначала определить эффективность детектирования нейтронов с различными энергиями. Для этого вместо сборки из источника электронов и вторичной мишени в GEANT4 моделировали источник нейтронов с различными энергиями и угловым распределением, равновероятным внутри телесного угла детектора, и нулевым вне его. Предполагали, что в дальнейшем пространственной неоднородностью испускаемых нейтронов в пределах телесного угла детектора можно пренебречь. Физически, в гелиевом газоразрядном счетчике регистрация нейтронов основана на выделении протонов в результате реакции  ${}^1_0n + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^1_1p + {}^3_1\text{H}$  и последующей инициации ими электронной лавины под действием высокой напряженности электрического поля между электродом и корпусом счетчика. В рамках проведенного моделирования образование протона считали эквивалентным одному отсчету детектора.

Полученная чувствительность детектора к нейтронам с различными энергиями представлена на рис. 5б. Видно, что вероятность регистрации значительно изменяется с энергией нейтронов, и для интересующего нас диапазона энергий нейтронов ( $> 100$  кэВ) составляет  $< 5\%$ . В эксперименте измеряли только интегральную (по всем энергиям) вероятность регистрации нейтронов от источника  ${}^{252}\text{Cf}$ , установленного на место вторичной мишени (что соответствует геометрии моделирования), вероятность составила  $\sim 0.36\%$ . Для детектора нейтронов Д с учетом полученной при моделировании кривой чувствительности вероятность регистрации нейтронов составляет  $\sim 0.12\%$ , что является хорошим согласием с экспериментом и говорит о корректности моделирования  ${}^3\text{He}$ -счетчиков в GEANT4. Отметим также, что кривая чувствительности рассчитана не для отдельного  ${}^3\text{He}$ -счетчика, а для полной сборки детектора Д.



**Рис. 5.** Схема основных элементов экспериментальной установки (а): источник ускоренных электронов (1); мишень-конвертер из W (2); вторичная мишень, в которой происходят реакции  $(\gamma, n)$  (3); алюминиевая плита (4); полиэтиленовые плиты (5 и 8); газоразрядные  $^3\text{He}$ -счетчики нейтронов СНМ-18-1 (6); свинцовое экранирование (7). Агрегат из счетчиков, экранирования и замедлителей нейтронов будем называть, для краткости, детектором нейтронов (Д). Зависимость вероятности регистрации детектором нейтрона  $P$  от кинетической энергии нейтрона (б).

Далее для восстановления параметров электронного пучка полученные при моделировании коэффициенты конверсии  $K(T) = N_n/N_e$  умножали на три, чтобы соответствовать экспериментально измеренному значению. Это было сделано в связи с невозможностью напрямую измерить чувствительность нашей сборки к нейтронам различных энергий.

Удостоверившись в корректности моделирования газоразрядного детектора в GEANT4, мы рассчитали коэффициенты конверсии  $K(T)$  для набора вторичных мишеней (Be, D, U, Pb, W). Коэффициенты  $K$  вместе с пересчитанными с их использованием значениями заряда электронного пучка представлены в табл. 2. В табл. 2 приведены значения для области энергий  $E > 1$  МэВ для корректного сравнения с прямыми методиками измерения. Видно, что для четырех из пяти вторичных мишеней значение заряда хорошо (в пределах погрешности) сходится для температуры  $T = 1.5$  МэВ и составляет  $Q \sim 100$  пКл. Данное значение температуры соответствует измеренному с помощью магнитного спектрометра, а заряда — напрямую измеренному с применением цилиндра Фарадея, что подтверждает возможность использования предложенной нами фотоядерной методики оценки параметров пучка электронов. Следует отметить, что данные, полученные при пересчете числа нейтронов, образовавшихся в результате реакции фоторасщепления дейтерия, на несколько порядков завышены. Это связано с некорректностью используемой в GEANT4 модели аппроксимации сечения реакции  $\text{D}(\gamma, n)$  вблизи

порога, а также недостаточным массивом табулированных данных в этой области [28, 32]. В известной базе данных EXFOR табулированные сечения данной реакции существуют начиная от значений энергии несколько десятков МэВ [33]. Поэтому данная реакция на текущий момент не может быть использована для оценки заряда предложенным методом. Стоит отметить, что работу по верификации и дополнительным измерениям сечений фотоядерных реакций сейчас активно ведут [34].

Подчеркнем, что расчет коэффициентов конверсии  $K$  для набора температур  $T$  и заданной геометрии установки достаточно провести однократно, что делает предложенную методику достаточно простой в реализации. Данная методика также может быть использована для пучков электронов с энергетическим спектром, отличным от экспоненциального. Для этого необходимо провести расчет коэффициентов  $K$  для моноэнергетических пучков электронов (с необходимой точностью  $\Delta E$ ), которыми затем в силу линейности используемого физического эффекта — фотоядерных реакций — можно аппроксимировать спектр любой формы. Несмотря на принципиальную возможность использования предложенной методики измерений в единичном лазерном импульсе, для корректного определения параметров электронного пучка необходим набор статистики. Следовательно, она наиболее актуальна для систем, работающих с высокой частотой следования импульсов ( $> 1$  Гц).

**Таблица 2.** Полученные при моделировании коэффициенты пересчета  $K(T)$  в заряд пучка, а также оцененные с их использованием заряды  $Q$  для различных вторичных мишеней. Заряды пучка для U, Pb, W оценены из расчета один нейтрон на лазерный импульс. Жирным шрифтом выделены значения заряда пучка, сходимости которых позволяет оценить температуру  $T$

Вторичная мишень	Be	D	U	Pb	W
$T$ , МэВ	Коэффициент $K(T) = N_n/N_{e^-}, \times 10^{-10}$				
1.0	$6.8 \pm 1.0$	—	—	—	—
1.5	$23.4 \pm 1.8$	$0.20 \pm 0.15$	$3.5 \pm 1.2$	$2.6 \pm 0.5$	$3.2 \pm 0.9$
2.0	$50 \pm 3$	$2.9 \pm 0.5$	$27 \pm 4$	$17.8 \pm 1.2$	$20.2 \pm 2.2$
2.5	$100 \pm 4$	$9.5 \pm 1.0$	$119 \pm 14$	$74 \pm 4$	$73 \pm 4$
$T$ , МэВ	Заряд $Q$ для электронов с $E > 1$ МэВ, пКл				
1.0	$270 \pm 70$	—	—	—	—
<b>1.5</b>	<b><math>109 \pm 26</math></b>	$(7 \pm 6) \times 10^3$	<b><math>80 \pm 27</math></b>	<b><math>105 \pm 20</math></b>	<b><math>85 \pm 24</math></b>
2.0	$60 \pm 14$	$(0.6 \pm 0.3) \times 10^3$	$11.8 \pm 1.9$	$18.2 \pm 1.2$	$16.0 \pm 1.7$
2.5	$33 \pm 8$	$190 \pm 90$	$3.0 \pm 0.4$	$4.8 \pm 0.3$	$4.8 \pm 0.3$

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренный на лазерной системе мощностью 1 ТВт подход к созданию источника нейтронов и использованию его для диагностики параметров электронного пучка может также быть применен на лазерных системах большей мощности. В работе [12] нами было показано, что при увеличении мощности лазерной системы с 1 до 10 и 40 ТВт (при той же частоте следования лазерных импульсов) можно получить ускоренные пучки электронов с энергиями до 25 и 40 МэВ соответственно и зарядом 1–10 нКл для  $E > 1$  МэВ. Температура спектра таких пучков также будет выше,  $T > 3$  МэВ. Большинство порогов, а также максимумов реакций ( $\gamma, n$ ) лежит в области 10–20 МэВ, поэтому для создания нейтронных источников будет возможно использование более широкого набора мишеней. В частности, использование металлов (например, рассмотренных в настоящей работе U, Pb, W) будет наиболее эффективно в силу высоких значений сечения реакции (до 1 барн). Предварительные расчеты с использованием полученных при моделировании коэффициентов  $K(T)$  указывают на создание источника с потоком нейтронов  $\sim 10^6$  нейтронов/с·срад, что соответствует уровню максимальных потоков нейтронов, описанных в других работах [3, 21]. Данное значение потока нейтронов должно обеспечить возможность использования полученного источника для задач нейтронной радиографии [18]. Дальнейшая работа по оптимизации параметров электронного пучка, несомненно, позволит еще

больше увеличить эффективность конверсии энергии лазерного импульса в нейтроны.

Предложенная в настоящей работе методика измерения заряда и температуры спектра (средней энергии) электронного пучка  $T$ , генерируемого на лазерно-плазменном ускорителе, с использованием регистрации нейтронов, образующихся в результате фотоядерных реакций, также легко может быть перенесена на лазерные системы большей мощности. Основными преимуществами предложенной фотоядерной методики являются: помехоустойчивость; наличие четко определенного порога измерения, связанного с порогом реакции; возможность измерения заряда сильно расходящегося пучка, а также возможность использования совместно с источником нейтронов.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Эксперименты по созданию нейтронного источника и разработка методики измерения параметров ускоренных электронов выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2021-1361). Эксперименты по ускорению электронов выполнены при поддержке проекта РФФИ № 19-32-60069. Д. Горлова и А. Заворотный благодарят Фонд развития теоретической физики и математики “БАЗИС” за стипендиальную поддержку.

**Конфликт интересов:** авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gales S., Tanaka K.A., Balabanski D.L., Negoita F., Stutman D., Tesileanu O., Ur C.A., Ursescu D., Andrei I., Ataman S. et al.* // Reports Prog. Phys. 2018. V. 81. № 9. P. 094301.  
<https://www.doi.org/10.1088/1361-6633/AACFE8>
2. *Umstadter D.* // J. Phys. D. Appl. Phys. 2003. V. 36. № 8. P. R151.  
<https://www.doi.org/10.1088/0022-3727/36/8/202>
3. *Alejo A., Ahmed H., Green A., Mirfayzi S.R., Borghesi M., Kar S.* // Nuovo Cim. della Soc. Ital. di Fis. C. 2015. V. 38. № 6. P. 1.  
<https://www.doi.org/10.1393/ncc/i2015-15188-8>
4. *Nedorezov V.G., Rykovanov S.G., Savel'ev A.B.* // Uspekhi Fiz. Nauk. 2021. T. 191. C. 1281.  
<https://www.doi.org/10.3367/ufnr.2021.03.038960>
5. *Filges D., Goldenbaum F.* // Handbook of Spallation Research. Germany, Wiley, Weinheim, 2009.
6. *Altieri S., Protti N.* // Ther. Radiol. Oncol. 2018. V. 2. P. 47.  
<https://www.doi.org/10.21037/TRO.2018.10.08>
7. *Ковальчук М.В., Воронин В.В., Гаврилов С.В., Гартвик А.В., Дьячков М.В., Ипатов Д.А., Матвеев В.А., Тарнавич В.В., Ульянов В.А.* // Кристаллография. 2022. Т. 67. № 5. С. 785.  
<https://www.doi.org/10.31857/S0023476122050095>
8. *Anderson I.S., Andreani C., Carpenter J.M., Festa G., Gorini G., Loong C.K., Senesi R.* // Phys. Rep. 2016. V. 654. P. 1.  
<https://www.doi.org/10.1016/J.PHYSREP.2016.07.007>
9. *Ikeda Y., Taketani A., Takamura M., Sunaga H., Kumagai M., Oba Y., Otake Y., Suzuki H.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2016. V. 833. P. 61.  
<https://www.doi.org/10.1016/J.NIMA.2016.06.127>
10. *Alvarez J., Fernández-Tobias J., Mima K., Nakai S., Kar S., Kato Y., Perlado J.M.* // Phys. Procedia. C. 2014. V. 60. P. 29.  
<https://www.doi.org/10.1016/j.phpro.2014.11.006>
11. *Kleinschmidt A., Bagnoud V., Deppert O., Favalli A., Frydrych S., Hornung J., Jahn D., Schaumann G., Tebartz A., Wagner F. et al.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. № 5. P. 053101.  
<https://www.doi.org/10.1063/1.5006613>
12. *Ivanov K.A., Shulyapov S.A., Gorlova D.A., Mordvintsev I.M., Tsymbalov I.N., Savel'ev A.B.* // Quantum Electron. 2021. V. 51. № 9. P. 768.  
<https://www.doi.org/10.1070/QEL17604/XML>
13. *Feng J., Fu C., Li Y., Zhang X., Wang J., Li D., Zhu C., Tan J., Mirzaie M., Zhang Z. et al.* // High Energy Density Phys. 2020. V. 36. P. 100753.  
<https://www.doi.org/10.1016/j.hedp.2020.100753>
14. *Arikawa Y., Utsugi M., Alessio M., Nagai T., Abe Y., Kojima S., Sakata S., Inoue H., Fujioka S., Zhang Z. et al.* // Plasma Fusion Res. 2015. V. 10. Iss. 1. P. 2404003.  
<https://www.doi.org/10.1585/pfr.10.2404003>
15. *Phillips T.W., Cable M.D., Cowan T.E., Hatchett S.P., Henry E.A., Key M.H., Perry M.D., Sangster T.C., Stoyer M.A.* // Rev. Sci. Instrum. 1999. V. 70. № 1. P. 1213.  
<https://www.doi.org/10.1063/1.1149337>
16. *Mirfayzi S.R., Yogo A., Lan Z., Ishimoto T., Iwamoto A., Nagata M., Nakai M., Arikawa Y., Abe Y., Golovin D. et al.* // Sci. Rep. 2020. V. 10. № 1. P. 20157.  
<https://www.doi.org/10.1038/s41598-020-77086-y>
17. *Mirfayzi S.R., Ahmed H., Doria D., Alejo A., Ansell S., Clarke R.J., Gonzalez-Izquierdo B., Hadjisolomou P., Heathcote R., Hodge T. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 116. № 17. P. 174102.  
<https://www.doi.org/10.1063/5.0003170>
18. *Jung D., Falk K., Guler N., Deppert O., Devlin M., Favalli A., Fernandez J.C., Gautier D.C., Geissel M., Haight R. et al.* // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. № 5. P. 056706.  
<https://www.doi.org/10.1063/1.4804640>
19. *Higginson D.P., McNaney J.M., Swift D.C., Bartal T., Hey D.S., Kodama R., Le Pape S., MacKinnon A., Mariscal D., Nakamura H. et al.* // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. № 10. P. 100701.  
<https://www.doi.org/10.1063/1.3484218>
20. *Günther M.M., Rosmej O.N., Tavana P., Gyrdymov M., Skobliakov A., Kantsyrev A., Zähler S., Borisenko N.G., Pukhov A., Andreev N.E.* // Nature Commun. 2022. V. 13. № 131. P. 1.  
<https://www.doi.org/10.1038/s41467-021-27694-7>
21. *Horn'y V., Chen S.N., Davoine X., et al.* // High-flux neutron generation by laser-accelerated ions from single- and double-layer targets. Sci Rep 12, 19767 (2022).  
<https://doi.org/10.1038/s41598-022-24155-z>
22. *Magill J., Schwoerer H., Ewald F., Galy J., Schenkel R., Sauerbrey R.* // Appl. Phys. B. 2003. V. 77. № 4. P. 387.  
<https://www.doi.org/10.1007/S00340-003-1306-4>
23. *Tsymbalov I.N., Volkov R.V., Eremin N.V., Ivanov K.A., Nedorezov V.G., Paskhalov A.A., Polonskij A.L., Savel'ev A.B., Sobolevskij N.M., Turinge A.A. et al.* // Phys. At. Nucl. 2017. V. 80. № 3. P. 397.  
<https://www.doi.org/10.1134/S1063778817030231>
24. *Malka G., Aeonard M.M., Chemin J.F., Claverie G., Harston M.R., Scheurer J.N., Tikhonchuk V., Fritzler S., Malka V., Balcou P. et al.* // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. № 6. P. 066402.  
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevE.66.066402>
25. *Ledingham K.W.D., Spencer I., McCanny T., Singhal R.P., Santala M.I.K., Clark E., Watts I., Beg F.N., Zepf M., Krushelnick K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. № 5. P. 899.  
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.899>
26. *Tsymbalov I., Gorlova D., Ivanov K., Shulyapov S., Prokudin V., Zavorotny A., Volkov R., Bychenkov V., Nedorezov V., Savel'ev A. et al.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. № 2. P. 022001.  
<https://www.doi.org/10.1088/1361-6587/abcc3c>
27. *Tsymbalov I., Gorlova D., Shulyapov S., Prokudin V., Zavorotny A., Ivanov K., Volkov R., Bychenkov V., Nedorezov V., Paskhalov A. et al.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. № 7. P. 075016.  
<https://www.doi.org/10.1088/1361-6587/ab1e1d>
28. *Tsymbalov I.N., Volkov R.V., Eremin N.V., Ivanov K.A., Nedorezov V.G., Paskhalov A.A., Polonskij A.L., Savel'ev A.B., Sobolevskij N.M., Turinge A.A. et al.* // Phys. At. Nucl. 2017. V. 80. № 3. P. 397.  
<https://www.doi.org/10.1134/S1063778817030231>

29. Gorlova D., Tsymbalov I., Ivanov K., Zavorotnyi A., Nedorezov V., Savel'ev A. // Proc. SPIE 2021. V. 11779. <https://doi.org/10.1117/12.2589123>
30. Agostinelli S., Allison J., Amako K., Apostolakis J., Araujo H., Arce P., Asai M., Axen D., Banerjee S., Barrand G. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2003. V. 506. № 3. P. 250. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
31. Chadwick M.B., Herman M., Obložinský P., Dunn M.E., Danon Y., Kahler A.C., Smith D.L., Pritychenko B., Arbanas G., Arcilla R. et al. // Nucl. Data Sheets. 2011. V. 112. № 12. P. 2887. <https://www.doi.org/10.1016/J.NDS.2011.11.002>
32. Kutsenko B. New Geant4 photonuclear cross-section model. <https://cds.cern.ch/record/2778865/>.
33. Otuka N., Dupont E., Semkova V., Pritychenko B., Blokhin A.I., Aikawa M., Babykina S., Bossant M., Chen G., Dunaeva S. et al. // Nucl. Data Sheets. 2014. V. 120. P. 272. <https://www.doi.org/10.1016/J.NDS.2014.07.065>
34. Kawano T., Cho Y.S., Dimitriou P., Filipescu D., Iwamoto N., Plujko V., Tao X., Utsunomiya H., Varlamov V., Xu R. et al. // Nucl. Data Sheets. 2020. V. 163. P. 109. <https://www.doi.org/10.1016/J.NDS.2019.12.002>

## Neutron Source from ( $\gamma, n$ ) Reactions at a Laser-Plasma Accelerator and Its Use for Electron Beam Characterization

D. A. Gorlova<sup>1, 2, \*</sup>, A. Yu. Zavorotny<sup>1, 2</sup>, I. N. Tsymbalov<sup>1, 2</sup>, K. A. Ivanov<sup>1, 3</sup>, S. A. Shulyapov<sup>1, 4</sup>, R. V. Volkov<sup>1</sup>, A. B. Savel'ev<sup>1, 3</sup>

<sup>1</sup>Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

<sup>2</sup>Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

<sup>3</sup>Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

<sup>4</sup>N.N. Andreyev Acoustics Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117292 Russia

\*e-mail: gorlova.da14@physics.msu.ru

Development of compact laboratory-scale neutron sources is of importance both for fundamental physical research and practical applications (for example, neutron radiography and spectroscopy). One of the most promising approaches to the development of such a source is the implementation of laser-plasma accelerated electrons or ions, and the subsequent initiation of nuclear reactions ( $\gamma, n$ ), ( $p, n$ ) or ( $d, n$ ) with the emission of neutrons. In the present work, a neutron source produced via photodisintegration reactions ( $\gamma, n$ ) using an electron beam from a one TW laser-plasma accelerator has been created and characterized. Maximum observed neutron flux was  $\sim 10^5$  neutrons/s · srad with a  $\sim 10^6$  neutrons per J of laser radiation efficiency. With constant efficiency and 10 times increase in the laser pulse energy the neutron flux will be sufficient for certain applications. Numerical Monte-Carlo simulations of neutron generation by an electron beam with parameters corresponding to those measured experimentally were also carried out. It was demonstrated that the number of generated neutrons can be used to estimate the charge and average energy of accelerated electrons. The obtained values are in good agreement with the values measured by the standard beam diagnostic tools.

**Keywords:** neutron source, laser-plasma acceleration, electron acceleration, photonuclear reactions, beam charge measurement, Monte-Carlo method.