

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ
И ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

УДК 539.1.074.823

ОПТИМИЗАЦИЯ И ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА ИСТОЧНИКА
ЭПИТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ПРИКЛАДНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

С. И. Поташев², И. В. Мешков¹, В. С. Литвин²

Исследована возможность оптимизации спектров источника эпитепловых нейтронов на базе линейного ускорителя электронов для прикладных исследований. Нейтроны генерируются в бериллиевой мишени под действием тормозных γ -квантов. Для термализации нейтронов использовались замедлители из полиэтилена размерами $50 \times 50 \times 50$ см³ и $10 \times 10 \times 10$ см³. Энергия нейтронов до 20 эВ измерялась по методу времени пролета с помощью ³He-счетчика на дистанции 7.9 м при энергиях электронов в пучке от 5 до 8 МэВ.

Ключевые слова: эпитепловые нейтроны, времяпролетная методика, импульсный источник нейтронов.

Введение. Взаимодействие нейтронов в эпитепловой области энергий с ядрами ранее широко исследовалось [1]. В то же время, многообещающим и важным является их применение в прикладных задачах. Эпитепловые нейтроны уже использовались в активационном анализе и в ряде прикладных задач [2]. Также была создана установка для облучения эпитепловыми нейтронами с энергией ~ 10 кэВ для бор-нейтрон захватной терапии рака [3]. Нейтронография [4], в которой преимущественно используются тепловые нейтроны, применяется для изучения исторических артефактов [5–8] и геологических образцов [9, 10]. Однако этот метод имеет ограниченные возможности, поскольку тепловые нейтроны обладают небольшой проникающей способностью, а рассеяние нейтронов на примесях легких ядер, в частности ядер водорода, ухудшает контрастность изображения [11]. Эпитепловые нейтроны по сравнению с тепловыми обладают

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: meshkoviv@lebedev.ru.

² ИЯИ РАН, 117312 Россия, Москва, пр-т 60-летия Октября, 7А.

существенно большей проникающей способностью и, тем самым, позволяют исследовать крупные геологические образцы с сохранением их целостности. Это крайне важно при исследовании метеоритов и образцов породы с других небесных тел. Особенно выгодно использование эпитепловых нейтронов для обнаружения драгоценных металлов (золота и платины) в образцах благодаря резонансному поглощению нейтронов.

Для создания конфигурации источника нейтронов, которая позволяет максимально увеличить долю эпитепловой части спектра, а с другой стороны, выборочным образом регистрировать нейтроны в нужном диапазоне энергий, был использован импульсный фотонейтронный источник на базе линейного ускорителя электронов [13]. С этой целью были исследованы две альтернативные конфигурации источника нейтронов.

Экспериментальная установка и методы. Линейный ускоритель электронов ЛУЭ-8 в ИЯИ РАН может работать в импульсном режиме с частотой до 50 Гц, с энергией электронов до 9 МэВ и с максимальным средним током пучка 50 мкА. В нашей работе был выбран режим с энергиями электронов 5–8 МэВ, с частотой импульсов 50 Гц и с длительностью импульса 3 мкс. Пучок электронов попадает в вольфрамовую мишень (рис. 1), где генерируются тормозные γ -кванты. Затем γ -кванты попадают в бериллиевую мишень, где в результате фотоядерных реакций образуются быстрые нейтроны, которые необходимо замедлить, чтобы получить эпитепловые. Для этого использовались две различные конфигурации замедлителя (рис. 1). Конфигурация I представляет собой куб $100 \times 100 \times 100$ см³, внутренняя область которого размером $50 \times 50 \times 50$ см³ состоит из чистого полиэтилена и работает как замедлитель, а внешняя – из борированного и служит физической защитой. В нем предусмотрен выходной канал диаметром 8 см, направленный под углом 67° [14] относительно оси электронного пучка в горизонтальной плоскости. Были измерены спектры в двух диапазонах энергий нейтронов E_n от 0.02 до 1 эВ и от 1 до 20 эВ, которые доступны для измерений детектором. Счетчик нейтронов, заполненный ^3He [15], был установлен на расстоянии 7.9 м от центра источника на оси выходного канала. В конфигурации II большой куб частично разобран и отодвинут максимально возможно от ускорителя. В этой конфигурации источником замедленных нейтронов служит малый куб из полиэтилена размерами $10 \times 10 \times 10$ см³. Нейтроны замедляются в нем в меньшей степени, чем в большом. Нашей задачей было исследовать спектр нейтронов в этих двух конфигурациях и выбрать оптимальную.

Энергия нейтронов измерялась по времени пролета ^3He -счетчиком. Сигналы из счетчика усиливаются с коэффициентом по напряжению 400 и поступают в блок сигнального процессора “L-card L783”, установленного в персональный компьютер. Там происхо-

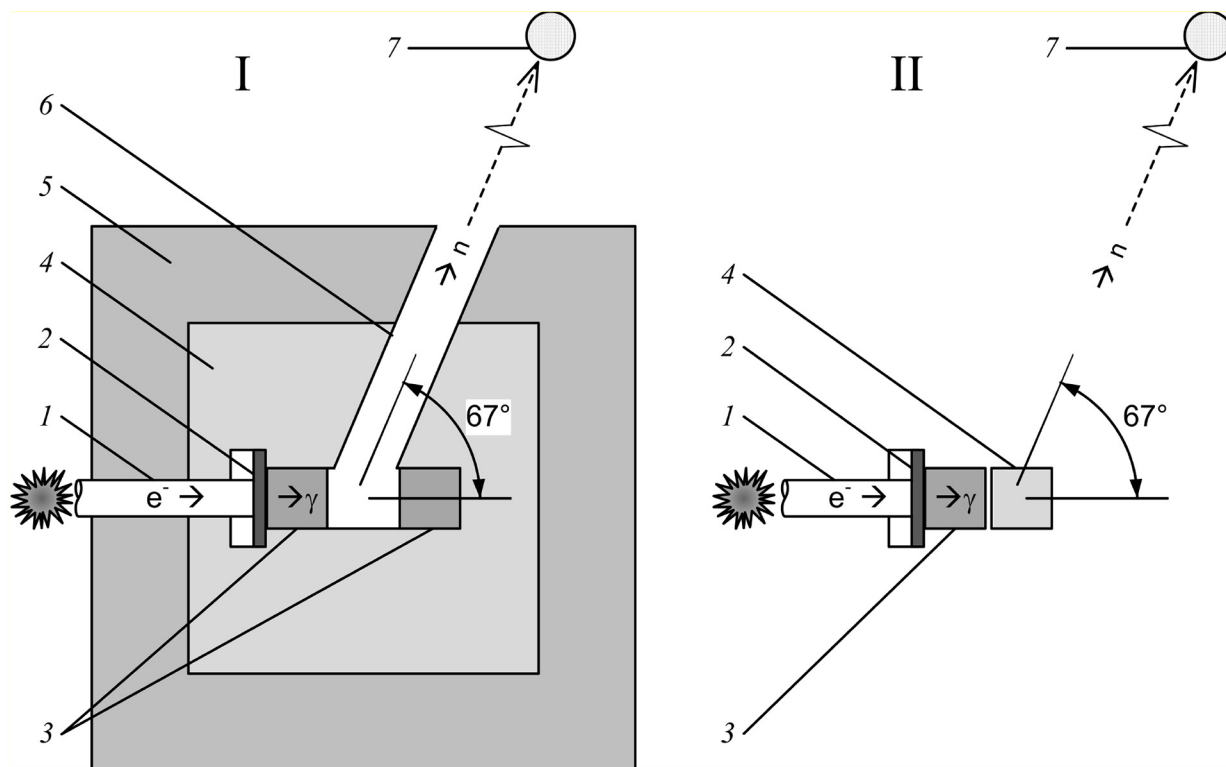


Рис. 1: Схема источника нейтронов в конфигурациях I и II: 1 – ускоритель электронов; 2 – вольфрамовая мишень; 3 – бериллиевая мишень; 4 – замедлитель; 5 – физическая защита; 6 – выходной канал; 7 – ^3He -счетчик.

дит обработка сигнала, регистрация формы и времени поступления импульсов. Запуск регистрации осуществляется от синхроимпульса ускорителя. При образовании вспышки нейтронов из мишени в начальной фазе в счетчик попадает большое количество нейтронов высоких и промежуточных энергий. Несмотря на малую эффективность регистрации счетчика для этих энергий, импульсы накладываются друг на друга и перегружают его. Отклик счетчика на эти нейтроны на осциллограмме представляет собой один высокий и широкий импульс, на котором невозможно различить сигналы от отдельных нейтронов. Надежная идентификация полезных сигналов оказалась возможной лишь для нейтронов с энергией E_n ниже 20 эВ.

Измеренные осциллограммы с помощью специальной программы переводятся в гистограммы по времени пролета (времяпролетные спектры), которые затем преобразуются в энергетические спектры по формуле (1):

$$E = \{72.3 \times L[\text{м}]/t[\text{мкс}]\}^2 [\text{эВ}]. \quad (1)$$

На расстоянии 7.9 м время пролета для нейтрона с энергией 1 эВ составляет 570 мкс. Время 18 мкс для нейтрона с энергией 1 кэВ является пределом надежной идентификации с помощью данного АЦП сигнала в осциллограмме. Погрешность в определении энергии нейтрона 1 кэВ составляет 30% при длительности импульса ускорителя 3 мкс. Эффективность детектирования нейтронов определяется сечением захвата ядрами ^3He и пропорциональна длине волны нейтрона. Поэтому, для корректного отображения спектра была введена поправка на эффективность счетчика нейтронов:

$$F(E_n) = N(E_n)/\varepsilon(E_n), \quad (2)$$

$$\varepsilon(E_n) = 1 - \exp\{-C \cdot d \cdot \sigma_0 (E_n/E_{\text{term}})^{-1/2}\}, \quad (3)$$

где $\varepsilon(E_n)$ – эффективность счетчика при энергии нейтрона E_n ; $N(E_n)$ – скорость счета нейтронов при энергии нейтрона E_n ; C – концентрация атомов конвертера, в данном случае ^3He ; d – толщина детектирующего слоя; σ_0 – сечение захвата нейтронов ядрами ^3He при $E_{\text{term}} = 0.025$ эВ.

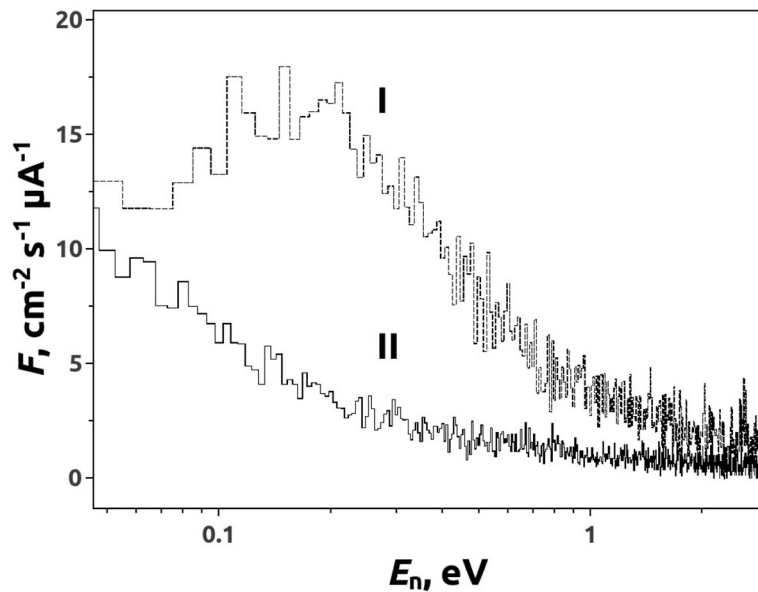


Рис. 2: Спектры нейтронов в конфигурациях источника I и II при энергии электронного пучка 8 МэВ.

Результаты и их обсуждение. На рис. 2 представлены зависимости плотности потока нейтронов от их энергии для конфигураций I и II источника нейтронов. Они нормированы на ток ускорителя и учитывают эффективность ^3He -счетчика, уменьшающуюся

с ростом энергии нейтронов. Можно заметить, что в спектре для конфигурации I в диапазоне от ~ 0.1 до 1 эВ наблюдается увеличение количества нейтронов, которое связано с лучшей их термализацией в большом полиэтиленовом кубе $50 \times 50 \times 50$ см³. Для экспериментов на эпитепловых нейтронах этот эффект скорее отрицательный, поскольку приводит к загрузке детектора тепловыми нейтронами. На рис. 3 приводятся спектры эпитепловых нейтронов в диапазоне энергий 1–20 эВ. Можно заметить, что с ростом энергии электронов выход нейтронов в области энергий от 1 до 20 эВ увеличивается. В табл. 1 представлены величины интегралов интенсивностей I измеренных потоков нейтронов с энергией E_n как ниже, так и выше $E_0 = 1$ эВ, а также их соотношение $R = I(E_n > E_0)/I(E_n < E_0)$. Кроме того, доступные на данной установке интенсивности нейтронного пучка позволяют использовать данный источник для обнаружения золота и платины в образцах. Соответствующие этим металлам резонансные линии отмечены на рис. 3.

Т а б л и ц а 1

Интенсивности I измеренных потоков нейтронов с энергией E_n , как ниже так и выше $E_0 = 1$ эВ, а также их соотношение $R = I(E_n > E_0)/I(E_n < E_0)$

Конфигурация I				Конфигурация II			
E_e , МэВ	$I(E_n < 1 \text{ эВ})$, см ⁻² с ⁻¹ мкА ⁻¹	$I(E_n > 1 \text{ эВ})$, см ⁻² с ⁻¹ мкА ⁻¹	R	E_e , МэВ	$I(E_n < 1 \text{ эВ})$, см ⁻² с ⁻¹ мкА ⁻¹	$I(E_n > 1 \text{ эВ})$, см ⁻² с ⁻¹ мкА ⁻¹	R
5	10.03	6.82	0.68	5	0.61	1.54	2.53
6	12.53	11.65	0.93	6	0.69	1.86	2.71
7.5	10.14	17.24	1.69	7	1.52	3.83	2.52
				8	1.58	4.09	2.58

Результаты, приведенные в табл. 1, и графики на рис. 3, показывают, что с ростом энергии электронов увеличивается и выход нейтронов в обеих конфигурациях, как медленных, так и эпитепловых. Также можно сделать вывод, что максимальная доля эпитепловых нейтронов достигается в конфигурации II, тогда как максимальный выход – в конфигурации I.

Следует отметить, что конфигурация II должна обеспечивать лучшее временное (а, следовательно, и энергетическое) разрешение благодаря меньшим размерам замедлителя, но для получения конкретных параметров необходимо провести Монте-Карло моделирование или эксперименты. В дальнейшем нами планируются такие исследования и разработка источника эпитепловых нейтронов с оптимальным соотношением интенсивности и энергетического разрешения.

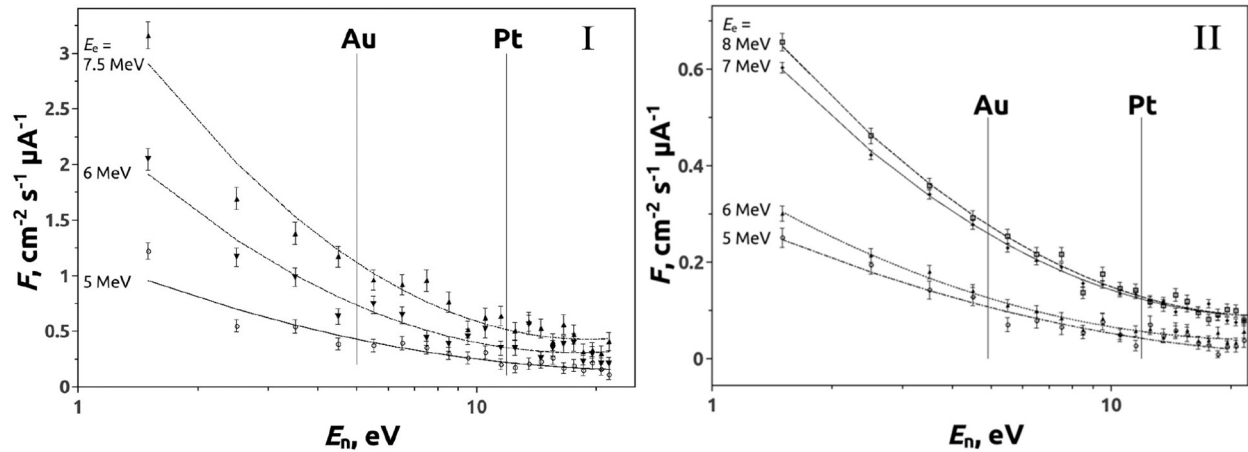


Рис. 3: Спектры эпитепловых нейтронов ($E_n = 1 - 20 \text{ эВ}$) при различных энергиях электронов E_e : (I) – в конфигурации источника I; (II) – в конфигурации II. Вертикальными линиями отмечены энергии резонансов Au и Pt.

Выводы. На импульсном фотоядерном источнике нейтронов, собранном в ИЯИ РАН на базе линейного ускорителя электронов, проведены исследования потоков тепловых и эпитепловых нейтронов по времени пролета с использованием большого и малого куба-замедлителя размерами $50 \times 50 \times 50 \text{ см}^3$ (конфигурация I) и $10 \times 10 \times 10 \text{ см}^3$ (конфигурация II), соответственно. С помощью счетчика нейтронов на основе ^3He измерены спектры нейтронов в тепловой области и в диапазоне энергий от 1 до 20 эВ в двух конфигурациях источника нейтронов.

Проведенные измерения показали, что с ростом энергии электронов растет и выход нейтронов, как медленных, так и эпитепловых, в обеих конфигурациях. Максимальный выход эпитепловых нейтронов достигнут в конфигурации I при энергии электронов 7.5 МэВ. Также установлено, что в конфигурации I выход эпитепловых нейтронов больше в 4.2–6.3 раза, чем в конфигурации II, однако соотношение плотности потоков эпитепловых и медленных нейтронов выше в конфигурации II в 1.5–3.7 раза.

Можно сделать вывод, что если главным в эксперименте является получение максимального выхода эпитепловых нейтронов, то предпочтительным является использование большого куба-замедлителя при максимальной энергии пучка E_e . В случае, если важным является уменьшение доли тепловых нейтронов в потоке, то предпочтительнее использование малого куба-замедлителя.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФИАН по теме № 4 “Физика конденсированного состояния: новых материалов, молекулярных и твердотельных структур нанопотоники, наноэлектроники и спинтроники”.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] В. Е. Бунаков, Ядерная физика **77**(12), 1623 (2014). DOI: 10.1134/S106377881412005.
- [2] М. В. Фронтасьева, Ядерная физика **71**(10), 1 (2008). DOI: 10.1134/S1063778808100049.
- [3] С. Ю. Таскаев, ФЭЧАЯ **46**(6), 1770 (2015). DOI: 10.1134/S1063779615060064.
- [4] А. М. Балагуров, ФЭЧАЯ **23**, вып. 4, 1088 (1992).
- [5] A. Zh. Zhomartova, B. A. Bakirov, S. E. Kichanov, et al., Eurasian Journal of Physics and Functional Materials **7**(2), 79 (2023). DOI: 10.32523/ejpfm.2023070201.
- [6] С. Е. Кичанов, Д. П. Козленко, Е. В. Лукин, И. А. Сапрыкина, Российская археология, № 3, 36 (2018). DOI: 10.31857/S086960630001631-3.
- [7] И. А. Сапрыкина, С. Е. Кичанов, Д. П. Козленко, Кристаллография **64**(1), 152 (2019). DOI: 10.1134/S106377451901022X.
- [8] M. A. Stanojev Pereira, R. Schoueri, C. Domienikan, et al., Appl. Radiat. Isot. **75**, 6 (2013). DOI: 10.1016/j.apradiso.2013.01.030.
- [9] Г. А. Соболев, А. Н. Никитин, ФЭЧАЯ **32**(6), 1359 (2001).
- [10] D. P. Kozlenko, S. E. Kichanov, E.V. Lukin, et al., Phys. Procedia **69**, 87 (2015). DOI: 10.1016/j.phpro.2015.07.012.
- [11] А. И. Ханчук, А. Г. Мочалов, И. Ю. Рассказов и др., Тихоокеанская геология **39**(1), 48 (2020). DOI: 10.1134/S1819714020010066.
- [12] P. Vontobel, E. Eberhard Lehmann, W. D. Carlson, IEEE Trans. Nucl. Sci. **52**(1), 338 (2005). DOI: 10.1109/TNS.2005.843672.
- [13] А. В. Андреев, Ю. М. Бурмистров, С. В. Зуев и др., Изв. РАН. Сер. физ. **81**(6), 824 (2017). DOI: 10.3103/S1062873817060041.
- [14] А. В. Андреев, Ю. М. Бурмистров, С. В. Зуев, “Фотонейтронный источник”. Патент России на изобретение RU № 2634330 С1от 01.02.2017, опубликован 26.10.2017.
- [15] И. В. Мешков, С. И. Поташев, А. А. Афонин и др., Изв. РАН. Сер. физ. **84**, № 4, 497 (2020). DOI: 10.3103/S1062873820040188.

Поступила в редакцию 2 сентября 2025 г.

После доработки 9 августа 2026 г.

Принята к публикации 13 августа 2026 г.