

УДК 539.173.4

## К МОДЕЛИРОВАНИЮ $^{nat}\text{U} + ^{232}\text{Th}$ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА НА ОСНОВЕ $d + t$ НЕЙТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА

© 2020 г. Ж. Хушвактов<sup>1, 2, \*</sup>, Б. Юлдашев<sup>1</sup>, С. Артемов<sup>1</sup>, М. Каюмов<sup>1</sup>, Г. Кулабдуллаев<sup>1</sup>, А. Караходжаев<sup>1</sup>, Э. Бозоров<sup>1</sup>, Г. Абдуллаева<sup>1</sup>, О. Тожибоев<sup>1</sup>, В. Татарчук<sup>1</sup>, Ф. Эргашев<sup>1</sup>, Э. Рузиев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан, Ташкент, Узбекистан

<sup>2</sup>Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

\*E-mail: khushvaktov@jinr.ru

Поступила в редакцию 15.07.2020 г.

После доработки 10.08.2020 г.

Принята к публикации 26.08.2020 г.

Моделирование методом Монте-Карло выполнено с использованием кода Geant4. Моделировались угловое распределение выхода нейтронов в реакции  $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$  на тритиевой мишени и влияние блок коллиматора на поток нейтронов. Также были определены числа всех каналов ядерных реакций в мишени  $^{232}\text{Th} + ^{nat}\text{U}$  (50/50%) на один нейтрон с энергией 14.1 МэВ и оптимальный размер мишени для максимального выхода вторичных нейтронов.

DOI: 10.31857/S0367676520120194

### ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное изучение различных аспектов ADS (accelerator driven system) на основе низкоэнергетических ускорителей – циклотронов, микротронов, а также ускорителей – генераторов нейтронов высокой интенсивности на основе  $(D + D)$  и  $(D + T)$  реакций имеет большое значение. Целесообразно, чтобы таким экспериментальным исследованиям предшествовали расчеты нейтронных спектров с использованием кодов MCNP [1], FLUKA [2] и Geant4 [3]. В данной работе представлены результаты моделирования источника нейтронов на основе генератора нейтронов  $D + T$ .

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Моделирование выполнено кодом Geant4 с использованием пакетов моделей IonPhysicsPnP и NeutronHP (HP – High Precision). В расчетах были использованы следующие данные: соотношение числа атомов в титан – тритиевой нейтрон – образующей мишени составляет  $^3\text{H}/\text{Ti} = 1.5$ , а плотность  $^3\text{H}/\text{Ti}$  мишени составляет  $4.22 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ . Расчеты выполнены для пучка дейтронов с энергией 105 кэВ, поскольку сечение реакции  $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$  в области энергий 90–120 кэВ практически не меняется (см. рис. 1). Результаты моделирования

нормированы на один дейтрон с энергией 105 кэВ, падающий на тритиевую мишень.

В результате расчетов были определены значения флюенса нейтронов в следующих трех позициях планируемой установки: а) на расстоянии 10 см от центра тритиевой мишени; б) за блоком коллимации (20 см Fe + 40 см парафин + 1 см Cd + 20 см Pb) на расстоянии 100 см от центра тритиевой мишени по оси коллиматора, где будет находиться исследуемая мишень; в) за блоком коллимации на расстоянии 20 см от его оси, где будет расположен детектор для измерения флю-

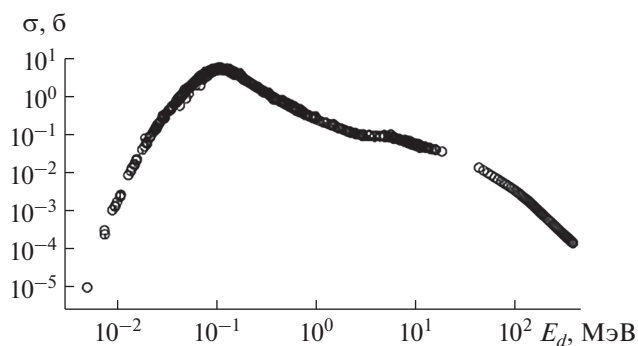
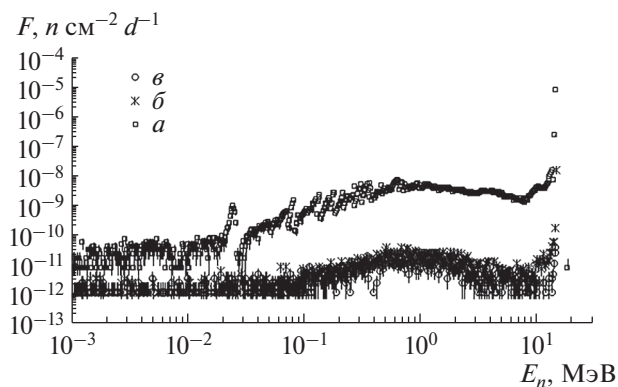
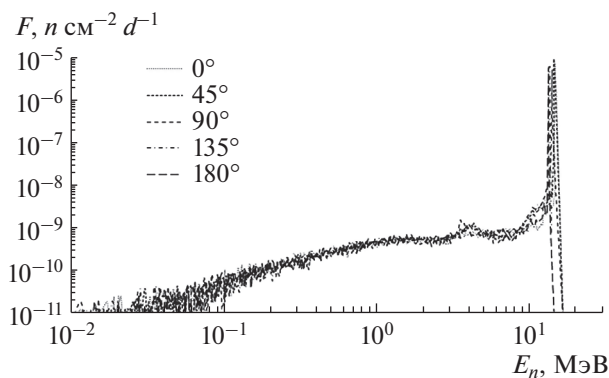


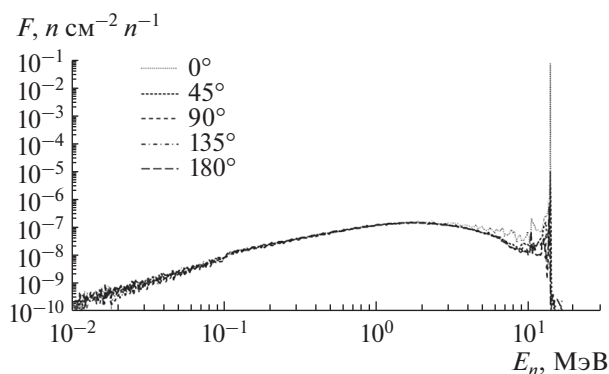
Рис. 1. Зависимость сечения  $\sigma$  реакции  $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$  от энергии дейтрона  $E_d$ . Данные взяты из базы данных EXFOR [4].



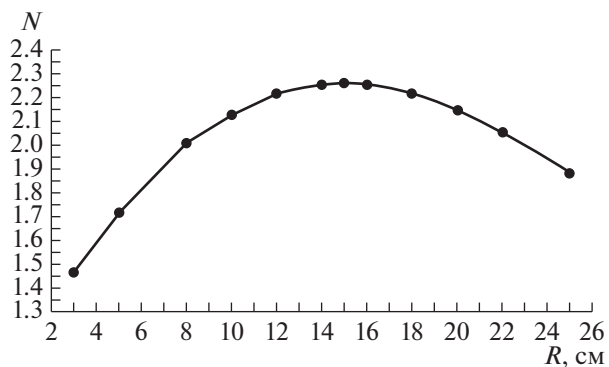
**Рис. 2.** Энергетическая зависимость флюенса нейтронов  $F$  для следующих позиций:  $a$  – на расстоянии 10 см от центра тритиевой мишени (красные квадраты);  $b$  – на расстоянии 100 см от центра тритиевой мишени по оси коллиматора (синие точки);  $c$  – за блоком коллиматора вне его оси (черные кружки).



**Рис. 3.** Энергетическая зависимость флюенса нейтронов  $F$  под разными углами от тритиевой мишени с учетом толщины молибденовой подложки 1 мм.



**Рис. 4.** Энергетическая зависимость флюенса  $F$  14.1-МэВных нейтронов, рассеянных ториевой мишенью на различные углы.



**Рис. 5.** Число нейтронов  $N$ , вылетающих с поверхности сферической  $^{232}\text{Th} + ^{nat}\text{U}$  (50/50%) мишени на один нейтрон с энергией 14.1 МэВ.

енса нейтронов. Зависимость флюенса от энергии нейтронов показана на рис. 2 для трех указанных выше позиций. Флюенс нейтронов на расстоянии 10 см от тритиевой мишени составляет  $7.55 \cdot 10^{-6}$ , а на расстоянии 100 см от центра тритиевой мишени, (место расположения исследуемой мишени) –  $1.82 \cdot 10^{-8}$ , а в области расположения детектора для измерения флюенса нейтронов –  $1.99 \cdot 10^{-9}$  нейтрон  $\cdot$  см $^{-2}$   $\cdot$  дейтрон $^{-1}$ . Результаты показывают, что флюенс уменьшается приблизительно на 90% при прохождении через коллиматор. Угловая зависимость выхода нейтронов была также определена для тритиевой мишени. Из рис. 3 видно, что нейтроны испускаются из тритиевой мишени практически изотропно.

Кроме того, были проведены расчеты для определения зависимости флюенса нейтронов с энергией 14.1 МэВ от угла рассеяния при падении на ториевую мишень толщиной 1 мм. Результаты показаны

на рис. 4, и эти данные показывают, что 98.6% нейтронов проходят через исследуемую ториевую мишень без взаимодействия. Те же расчеты были выполнены для мишеней  $^{232}\text{Th} + ^{233}\text{U}$  (50/50%) и  $^{232}\text{Th} + ^{nat}\text{U}$  (50/50%), но результаты были аналогичны случаю с ториевой мишенью.

В результате моделирования также был определен оптимальный размер мишеней  $^{232}\text{Th} + ^{nat}\text{U}$  (50/50%) из условия максимального количества вторичных нейтронов, вылетающих из мишени. В расчетах использовалась сферическая форма мишеней с каналами к центру для входа нейтронов с энергией 14.1 МэВ. Рисунок 5 показывает число нейтронов, уходящих с поверхности сферической мишени. Видно, что максимальное количество нейтронов вылетает из сферической мишени при ее радиусе  $\sim 15$  см. Число всех каналов ядерных реакций в сферической мишени  $^{232}\text{Th} + ^{nat}\text{U}$  (50/50%) радиусом 15 см на один нейтрон с энергией 14.1 МэВ

**Таблица 1.** Число ядерных реакций в сферической мишени  $^{232}\text{Th} + {}^{nat}\text{U}$  (50/50%) радиусом 15 см на один нейтрон с энергией 14.1 МэВ

Ядерные реакции	Количество реакций	Ядерные реакции	Количество реакций
$(n, f)$	0.367(1)		
$^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$	0.165(1)	$^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$	0.220(1)
$^{238}\text{U}(n, 2n)^{237}\text{U}$	0.148(1)	$^{232}\text{Th}(n, 2n)^{231}\text{Th}$	0.235(1)
$^{238}\text{U}(n, 3n)^{236}\text{U}$	0.061(1)	$^{232}\text{Th}(n, 3n)^{230}\text{Th}$	0.090(1)
Общее число нейтронов в мишени (влетающих в мишень и образующихся в реакциях)			5.646(1)

приведены в табл. 1. Также в табл. 1 приведено общее число нейтронов (влетающих в мишень и образующихся в реакциях). Из таблицы видно, что наибольшее количество нейтронов возникает в реакциях деления  $(n, f)$  ядер  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и  $^{235}\text{U}$ . Вероятности реакций  $(n, \gamma)$ ,  $(n, 2n)$  и  $(n, 3n)$  на ядрах  $^{232}\text{Th}$  больше, чем на ядрах  $^{238}\text{U}$ , тогда как вероятность реакции деления тория меньше, чем  $^{238}\text{U}$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты моделирования показывают, что при падении дейтронов с энергией 105 кэВ на тритиевую мишень нейтроны с энергией ~14.1 МэВ испускаются из мишени практически изотропно. При прохождении нейтронов блок коллимации уменьшает общий поток нейтронов в 9.15 раз. При этом поток нейтронов с энергией 14.1 МэВ уменьшается в 201.4 раз на том же расстоянии от  $^3\text{H}/\text{Ti}$  мишени вне оси коллиматора. Зависимость флюенса нейтронов с энергией 14.1 МэВ от угла рассеяния на ториевой мишени показывает, что 98.6% нейтронов проходят через ториевую ми-

шень толщиной 1 мм практически без взаимодействия. Согласно результатам нахождения оптимального размера мишени  $^{232}\text{Th} + {}^{nat}\text{U}$  (50/50%) с учетом процессов образования и поглощения нейтронов, флюенс нейтронов, выходящих из сферической мишени максимален при ее радиусе ~15 см.

Работа выполнена при поддержке исследовательского проекта Института ядерной физики АН РУз на тему ФА-Атех-2018-166 “Разработка основ подкритичного реактора на базе нейтронного генератора НГ-150 ИЯФ АН РУз”.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Werner C.J., Bull J.S., Solomon C.J. et al.* // Los Alamos Nat. Lab. Report LA-UR-18-20808, 2018.
2. *Battistoni G., Boehlen T., Cerutti F. et al.* // Ann. Nucl. Energy. 2015. V. 82. P. 10.
3. *Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2016. V. 835. P. 186.
4. *Zerkin V.V., Pritychenko B.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2018. V. 888. P. 31.