

и при $1,3 \cdot 10^5$ Мэв/л — 43%; продолжительность однократного измерения 2 мин.

Этот метод может быть усовершенствован за счет улучшения радиометрического качества измерений и уточнения параметров, характеризующих осаждение и распределение продуктов распада радона в органах дыхания.

Поступило в Редакцию 6/II 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. С. Рузер. В кн. «Труды ВНИИФТРИ». М., вып. 86 (146) 1966, стр. 38.

2. Е. Б. Бабский, К. К. Зубков и др. Физиология человека. М., «Медицина», 1960.
 3. К. П. Марков, Н. В. Рябов, К. Н. Стась. «Атомная энергия», 12, 315 (1962).
 4. В. Г. Лабушкин, Л. С. Рузер. «Атомная энергия», 19, 24 (1965).
 5. Л. С. Рузер. «Бюллетень изобретений», № 48 (1964).
 6. Whole-Body Counting, Proc. of Symposium. Vienna, IAEA, 1962.

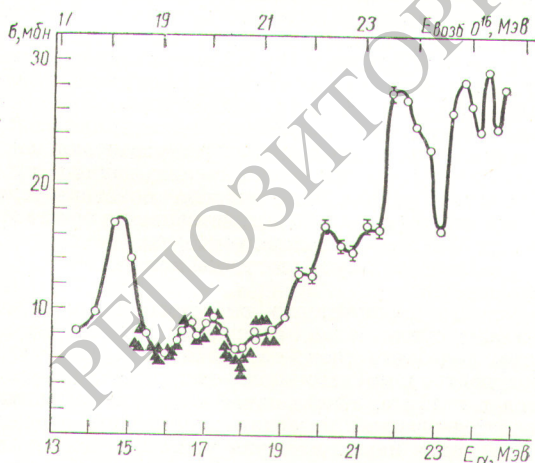
Кривая возбуждения реакции $C^{12}(\alpha, n)O^{15}$

А. В. СПАСКИЙ, И. Б. ТЕПЛОВ, Л. Н. ФАТЕЕВА

На 120-см циклотроне НИИЯФ МГУ методом стопок измерена кривая возбуждения реакции $C^{12}(\alpha, n)O^{15}$ в интервале энергий α -частиц 13—25 Мэв.

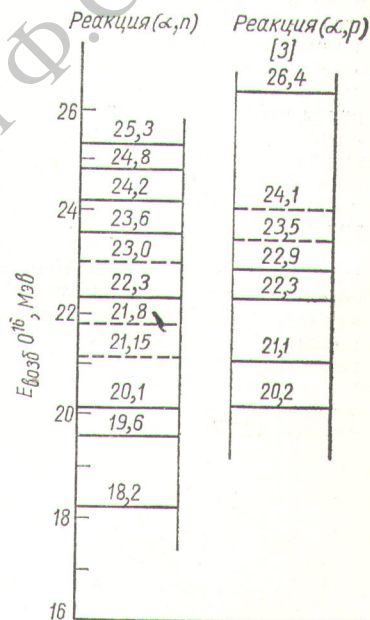
Мишень, состоящую из стопки лавсановых пленок ($C_{10}H_8O_4$) толщиной 0,7—1,3 мг/см² каждая, облучали α -частицами с энергией 25 Мэв. Потеря энергии составляла 0,2 и 0,45 Мэв при E_α , равной 25 и 13 Мэв соответственно. Пленки взвешивали с точностью 3%. Для определения энергии α -частиц в каждой лавсановой пленке измеряли эквивалентную толщину алюминия по α -частицам, упруго рассеянным на золоте, и использовали кривую пробег — энергия в алюминии [1]. Точность измерения энергии составляла приблизительно 1%.

Сечение реакции $C^{12}(\alpha, n)O^{15}$ определяли из кривых распада, полученных для каждой лавсановой пленки. Активность пленки измеряли торцовым гейгеровским счетчиком МСТ-17. При $E_\alpha < 22$ Мэв наблюдался один период полураспада $T_{1/2} = 2,1$ мин, который соответствует распаду радиоактивного ядра O^{15} . При $E_\alpha = 22 \div 25$ Мэв присутствовал и период $T_{1/2} = 1,87$ ч, связанный с образованием ядра F^{18} .



Р и с. 1. Кривая возбуждения реакции $C^{12}(\alpha, n)O^{15}$ (указаны ошибки, большие размера точек):
 ○ — данные настоящей работы; ▲ — результаты работы [2].

Р и с. 2. Схема уровней ядра O^{16} . Пунктиром обозначены слабо проявляющиеся уровни.



в реакции $O^{16}(\alpha, d)F^{18}$. При этих энергиях активность ядра O^{15} выделялась по периоду. Кроме ядер O^{15} и F^{18} при облучении лавсана α -частицами с $E_\alpha = 25$ Мэв могут образовываться радиоактивные изотопы с $T_{1/2}$, равным 55,7 года и меньше 30 сек. Активность пленок начинали измерять через несколько минут после конца облучения, при этом активность короткоживущих изотопов не наблюдалась, а возможная активность, связанная с образованием ядра C^{14} ($T_{1/2} = 55,7$ года), не превышала фона. Вкладом реакции $C^{13}(\alpha, 2n)O^{15}$ пренебрегали, так как содержание ядер C^{13} в мишени составляет 1,1%. В настоящей работе сечение реакции $C^{12}(\alpha, n)O^{15}$ определено в относительных единицах. Абсолютное сечение найдено в результате сравнения с данными работы [2]. Проведено несколько серий измерений, результаты которых совпадают между собой.

Измеренная кривая возбуждения для реакции $C^{12}(\alpha, n)O^{15}$ приведена на рис. 1. На этом же рисунке показаны результаты работы [2], которые хорошо

согласуются с данными настоящей работы. Полученная кривая возбуждения имеет немонотонный характер. Это указывает на то, что реакция протекает в основном с образованием составного ядра. Максимумы в кривой возбуждения могут быть обусловлены проявлением отдельных уровней или нескольких близлежащих уровней составного ядра O^{16} . На рис. 2 представлена схема уровней ядра O^{16} в области энергии возбуждения 17—27 Мэв, составленная на основании кривой возбуждения для реакции $C^{12}(\alpha, n)O^{15}$ и данных о полных сечениях реакции $C^{12}(\alpha, p)N^{15}$ из работы [3]. Хорошее согласие в положении максимумов

свидетельствует о том, что в обеих реакциях существенный вклад вносит механизм образования составного ядра.

Поступило в Редакцию 27/V 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Sternheimer. Phys. Rev., **115**, 137 (1959).
2. R. Carpenter et al. Phys. Rev., **125**, 282 (1962).
3. И. Б. Теплов, Л. Н. Фатеева. ЖЭТФ, **48**, 385 (1965).

Эталон единицы плотности потока тепловых нейтронов

О. Л. АНДРЕЕВ, И. А. ЯРИЦЫНА

УДК 539.125.5:539.125.523.5

Развитие ядерной энергетики в последнее время и внедрение ее почти во все области народного хозяйства страны с особой остротой поставило задачу точных измерений потоков тепловых нейтронов.

Для измерения потоков тепловых нейтронов в тепловых колоннах или каналах реактора, для градуировки нейтронных дозиметров или радиометров по тепловым нейтронам необходим источник тепловых нейтронов, достаточно хорошо исследованный. Определенные эффективности детекторов тепловых нейтронов возможно только в известном потоке тепловых нейтронов.

Для установления и поддержания единства измерений плотности потока тепловых нейтронов во Всесоюзном научно-исследовательском институте метрологии им. Д. И. Менделеева создана и исследована установка, с помощью которой воспроизводится единица плотности потока тепловых нейтронов.

В последние годы в большинстве развитых стран мира созданы или создаются подобные установки [1—5]. Они представляют собой несколько ней-

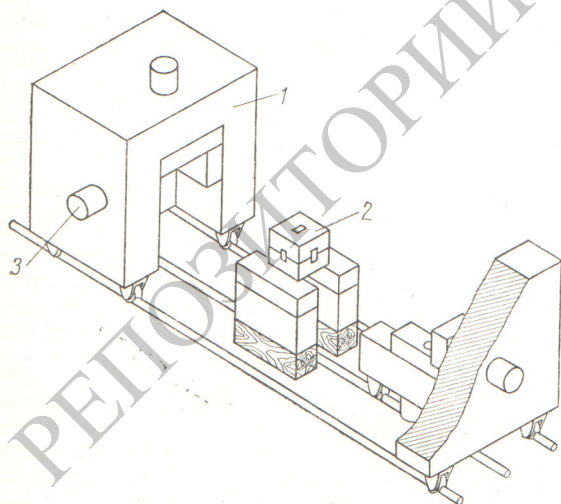
тронных источников, помещенных в замедлитель той или иной конфигурации. В качестве замедлителя, как правило, используется комбинация графита и водородсодержащего материала (парафин, полиэтилен, оргстекло).

Создавая эталонную установку, мы стремились получить максимальную плотность потока тепловых нейтронов при хорошем кадмиевом отношении. Это весьма существенно, так как мы имели в своем распоряжении нейтронные источники со сравнительно небольшим выходом. Конструкция нашей установки позволяла провести исследование в различных геометрических условиях, т. е. с различными замедлителями и с разными по величине и конфигурации рабочими полостями.

Созданная нами установка представляет собой куб (с ребром 690 мм) из оргстекла, внутри которого расположен графитовый замедлитель, имеющий также форму куба. В центре графитового куба находится сферическая рабочая полость. Шесть $Pu - Be(\alpha, n)$ -нейтронных источников с общим выходом около $5 \cdot 10^6$ нейтр/сек расположены симметрично по граням куба. Имеется возможность, используя систему вкладышей, перемещать источники и менять таким образом толщину замедлителя из оргстекла и графита. Две половины установки можно быстро раздвинуть и вывести источники из непосредственной близости с рабочей полостью, что обеспечивает точную фиксацию момента начала и конца облучения. Общий вид эталонной установки для воспроизведения единицы плотности потока тепловых нейтронов показан на рисунке.

Проведенные нами подробные исследования для определения оптимальной геометрии установки описаны в работе [6]. На основании анализа данных, приведенных в этой работе, была выбрана геометрия установки (полость диаметром 80 мм, источники в оргстекле на глубине 33 мм от границы раздела двух сред), обеспечивающая высокую плотность потока при хорошем его качестве.

Следует подчеркнуть, что выбранная нами геометрия установки весьма существенно отличается от геометрии установок подобного типа, созданных в других странах, где нейтронные источники, как правило, располагаются в графите, а не в парафине или полиэтилене и водородсодержащий материал играет роль отражателя. Выбранная нами геометрия установки позволила при использовании источников со сравнительно малым выходом обеспечить высокую плотность потока тепловых нейтронов. Правильность нашего выбора подтверждается тем, что на нашей установке получена наивысшая плотность потока тепловых нейтронов на



Общий вид эталона плотности потока тепловых нейтронов:

1 — замедлитель и отражатель из оргстекла; 2 — графитовый куб, внутри которого расположена сферическая рабочая полость; 3 — каналы, в которых расположены нейтронные источники.