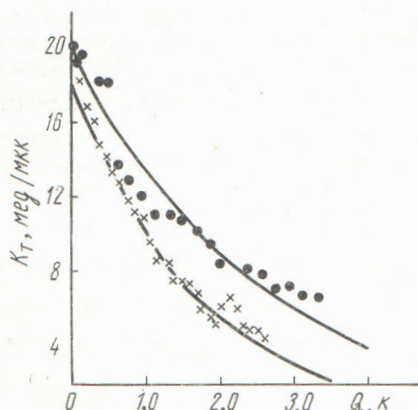


# К вопросу о падении выхода нейтронов с тритиевых мишеней

Л. Н. КАЦАУРОВ, А. Н. КУЗНЕЦОВ

УДК 539.172.13

Как известно, при использовании цирконий-тритиевых и титан-тритиевых мишеней для получения нейтронов выход D—T-реакции систематически падает; одновременно от D—D-реакции появляются нейтроны, причем выход их постепенно увеличивается [1]. Экспериментально установлено, что эти изменения сильно зависят от величины падающего на мишень пучка тока (рис. 1)\*. При работе с дейтериевыми пучками плотностью ~10—20 мкА/см<sup>2</sup> нельзя объяснить падение выхода нейтронов от D—T-реакции



Р и с. 1. Выход нейтронов от D—T-реакции с цирконий-тритиевой мишени в зависимости от суммарного заряда ионов, падающих на мишень:

× — данные работы [1],  $E_D = 250$  кэв;  
● — данные настоящей работы,  $E_D = 200$  кэв.

выделением трития за счет нагрева мишени [2, 3] или выбиванием трития с поверхности падающим пучком ионов.

Проведенные в настоящей работе измерения толщины образующейся углеродной пленки также показывают, что наблюдаемое падение выхода нейтронов в D—T-реакции можно только частично объяснить потерей энергии в этой пленке. То же следует из работы [4].

Полностью объясняет поведение твердых тритиевых мишеней диффузионный механизм. Суть этого механизма заключается в следующем. Ионы дейтерия, попадая на твердую тритиевую мишень, тормозятся и, останавливаясь в тонком слое ~0,1 мк (для энергии падающих частиц  $E_D = 200$  кэв разброс пробегов составляет ~15—20% пробега в титане [5]), создают градиент концентрации, под действием которого происходит диффузия растворенного в цирконии или титане водорода. Когда дейтерия накопится такое количество, что концентрация частиц вблизи поверхности мишени превысит предельную концентрацию, наступает равновесие и начинается выделение изотопа водорода из мишени, причем выделение трития

и дейтерия пропорционально соответствующим концентрациям  $C_T$  и  $C_D$ . Следовательно, падающий на мишень пучок дейтерия и приводит к непрерывному обеднению мишени тритием.

Для равновесного состояния, очевидно, можно написать

$$\frac{dN}{dS} = \beta \frac{dC}{dx}, \quad (1)$$

где  $\frac{dN}{dS}$  — поток частиц (в данном случае дейтерия);  $C$  — концентрация смеси трития и дейтерия;  $\beta$  — коэффициент диффузии.

Из формулы (1) легко получить

$$C = C_0 + \frac{a}{\beta S} (x_0 - x), \quad (2)$$

где  $C_0$  — начальная концентрация, при которой начинается выделение атомов водорода с поверхности мишени;  $a$  — число дейтронов, падающих на мишень в 1 сек;  $x_0$  — глубина слоя мишени, на которой останавливаются дейтроны пучка;  $x$  — координата, направленная вдоль нормали к поверхности мишени;  $S$  — поперечное сечение потока водородных атомов (практически это площадь поперечного сечения падающего на мишень пучка)\*.

Второй член справа в уравнении (2) очень мал по сравнению с  $C_0$  и для циркониевой мишени ( $C_0 \approx 10^{23}$  атомов/см<sup>3</sup>;  $\beta \approx 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/сек [6];  $a \approx 10^{12}$  ионов/сек;  $x_0 \approx 10^{-4}$  см) составляет ~10<sup>-10</sup> от  $C_0$ . Поэтому этим членом можно пренебречь и считать, что и после достижения равновесия в мишени остается постоянная по толщине слоя мишени концентрация изотопа водорода, равная  $C_0$ .

Время установления равновесия определяется из выражения

$$t_p = 0,5 \frac{W^2}{\beta E_M^2 d^2},$$

где  $W$  — энергия падающих частиц, кэв;  $\bar{E}_M$  — средняя на пробеге тормозная способность мишени, кэв/мг/см<sup>2</sup>;  $d$  — удельный вес мишени. Для циркониевой мишени при энергии  $E_D = 200$  кэв  $t_p = 9,5 \cdot 10^{-4}$  сек.

Таким образом, можно считать, что концентрация трития  $C_T$  и дейтерия  $C_D$  в каждый момент времени по всей толщине мишенного слоя одинаковы и в сумме всегда равны  $C_0$ , а площадь, через которую происходит диффузия, равна площади поперечного сечения падающего пучка.

Исходя из этих соображений можно написать, что выход  $K_T$  реакции D—T равен

$$K_T = K_0, T e^{-1,04 \cdot 10^{-2} \frac{A_H \bar{E}_M v}{\alpha_0 W S}} Q, \quad (3)$$

где  $A_H$  — атомный вес носителя мишени;  $v$  — число частиц в одном ионе бомбардирующего пучка;  $\alpha_0$  —

\* Диффузия вдоль поверхности мишени будет очень мала вследствие малого градиента концентрации в этом направлении и малой площади, через которую происходит диффузия.

\* За единицу принято 10<sup>10</sup> нейтронов, миллиединице соответствует 10<sup>7</sup> нейтронов.



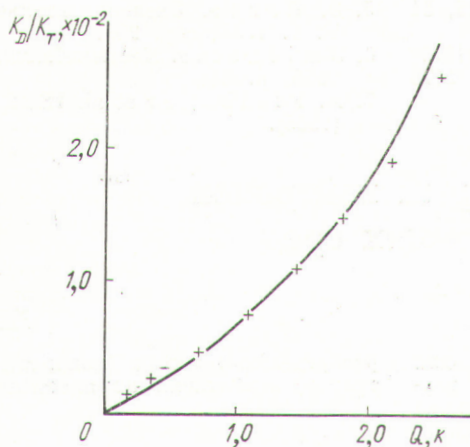


Рис. 2. Зависимость  $K_D/K_T$  от суммарного заряда ионов, падающих на мишень.

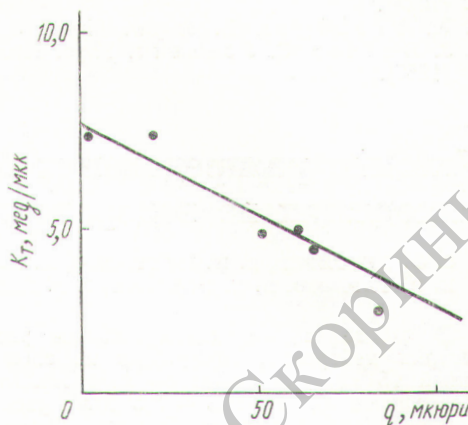


Рис. 3. Зависимость выхода нейтронов от D — T-реакции с цирконий-тритиевой мишени от количества выделившегося из мишени трития:

● — данные настоящей работы.

число ядер мишени, приходящееся на один атом носителя;  $Q$  — заряд, который приносит падающий пучок на мишень,  $\kappa$ ;  $S$  — площадь поперечного сечения пучка,  $\text{см}^2$ ;  $K_{0,T}$  — начальный выход D — T-реакции из мишени. Учитывалось также, что скорость диффузии в направлении по пучку намного меньше, чем в обратном направлении [3]. Как видно из рис. 1, экспериментальные данные вполне удовлетворительно согласуются с результатами расчета по формуле (3).

На основании большого числа измеренных экспериментальных значений  $K_T$  в предположении, что падение выхода следует экспоненциальному закону, был получен показатель экспоненты, равный  $0,34Q$ . При подстановке в уравнение (3) известных значений  $A_n$ ,  $\bar{B}_M$ ,  $v$ ,  $\alpha_0$ ,  $W$ ,  $S$  этот показатель оказывается равным  $0,38Q$ , что хорошо согласуется с результатами эксперимента. В работе [7] этот показатель также согласуется с указанной величиной.

Используя условие  $C_T + C_D = C_0$ , получим выражение для выхода D — D-реакции:

$$K_D = C_0 \left( 1 - e^{-1,04 \cdot 10^2 \frac{A_n \bar{B}_M v}{\alpha_0 W S} Q} \right) \int_0^W \frac{\sigma_D}{B} dW, \quad (4)$$

где  $\sigma_D$  — эффективное сечение D — D-реакции;  $B$  — потеря энергии падающих частиц в слое мишени ( $B = \frac{dW}{dx}$ ). Из выражений (3) и (4) найдем отношение  $K_D/K_T$ :

$$\frac{K_D}{K_T} = \left( e^{-1,04 \cdot 10^2 \frac{A_n \bar{B}_M v}{\alpha_0 W S} Q} - 1 \right) \frac{\int_0^W \frac{\sigma_D}{B} dW}{\int_0^W \frac{\sigma_T}{B} dW}, \quad (5)$$

где  $\sigma_T$  — эффективное сечение D — T-реакции.

На рис. 2 приведены экспериментальные данные, взятые из работы [1]. Сплошная кривая вычислена

по формуле (5). Как видно, результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Одновременно были измерены выход D — T-реакции  $K_T$  и количество выделяющегося из мишени трития  $q$  (рис. 3).

На основании изложенных выше соображений запишем

$$K_T = K_{0,T} \left( 1 - \frac{3,7 \cdot 10^7}{\gamma x_0 C_0 S} q \right), \quad (6)$$

где  $\gamma$  — постоянная распада трития;  $q$  выражено в мкюри.

Подставив значения  $\gamma$ ,  $x_0$ ,  $C_0$ , получим

$$K_T = K_{0,T} \left( 1 - 6,72 \cdot 10^{-5} \frac{\bar{B}_M A_n}{W \alpha_0 S} q \right). \quad (7)$$

Сплошная линия на рис. 3 получена по формуле (7) с учетом, что для циркониевой мишени  $K_{0,T} = 20 \text{ мед/мкк}$  ( $1 \text{ мед} = 10^7$  нейтронов). Учитывая трудности измерения выделяющегося трития, можно считать, что экспериментальные точки хорошо совпадают с вычисленной кривой.

Таким образом, диффузионный механизм падения выхода с тритиевых мишеней хорошо подтверждается экспериментами.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность И. Я. Бариту и И. М. Франку за многочисленные обсуждения результатов работы, а также А. В. Елпидиному и В. П. Перельгину за помощь в экспериментах.

Поступило в Редакцию 24/VIII 1965 г.  
В окончательной редакции 16/VII 1966 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Хейвенс. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955)». Докл. иностр. ученых. Т. 4. М., Изд-во АН СССР, 1957, стр. 94.



2. F. Cambon, H. Remé. J. de physique, 25, 61 (1964).
3. K. Fiebiger. Z. angew. Phys., 8, 213 (1957)
4. J. Butler, C. Jossett. Phys. Rev., 108, 1473 (1957).
5. Э. Серге. Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. 1955, стр. 209.
6. Smithells. Metals reference book. V. 2. London, 1955, p. 544.
7. A. Fleischer et al. IEEE Nucl. Sci., 12, 3, 262 (1965).

## Угловые распределения быстрых нейтронов, выходящих из водородсодержащих сред

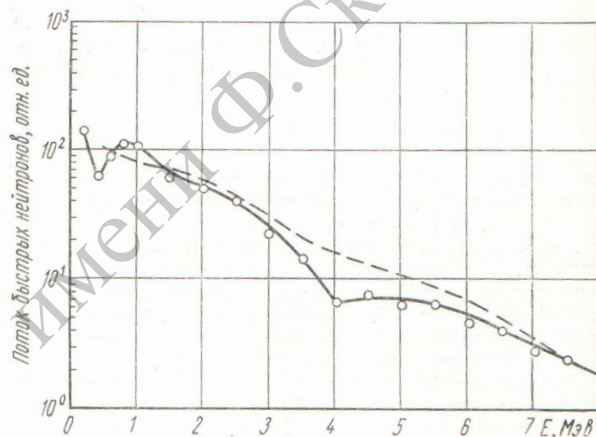
С. Ф. ДЕГТЯРЕВ, В. И. КУХТЕВИЧ, А. П. СУВОРОВ,  
В. В. ТАРАСОВ, В. К. ТИХОНОВ, С. Г. ЦЫНИН

УДК 539.125.5:539.121.72

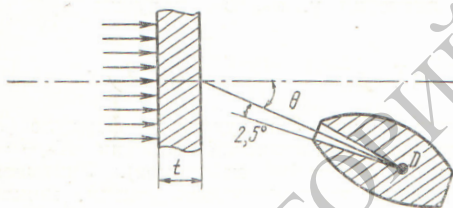
В работе [1] изучались угловые распределения быстрых нейтронов, выходящих из слоя воды толщиной 15 см, для точечного изотропного источника с начальной энергией  $E = 3,5$  Мэв, расположенного на поверхности защитного барьера. Кроме того, известны две работы, в которых исследовались угловые распределения мощности дозы быстрых нейтронов, выходящих из слоя полиэтилена толщиной 7,5—38 см [2] и из слоя гидрида лития толщиной 20 см [3]. В этих работах в качестве источника нейтронов использовался коллимированный пучок нейтронов диаметром 15 см, выходящий из ядерного реактора BSR.

В настоящей работе приведены результаты экспериментов по угловым распределениям потока (мощности дозы) быстрых нейтронов с энергией  $E \geq 0,7$  Мэв, выходящих из пластин гидрида лития плотностью  $0,5$  г/см<sup>3</sup> и толщиной 15, 30, 45 и 60 см и из слоев воды толщиной 15 и 45 см. Источником излучения служил коллимированный пучок нейтронов (плоский мононаправленный источник). Схема эксперимента показана на рис. 1. Спектр нейтронов источника представлен на рис. 2\*, на этом же рисунке приведен спектр реактора BSR [4].

распределения потока (мощности дозы) быстрых нейтронов, выходящих из пластин гидрида лития раз-

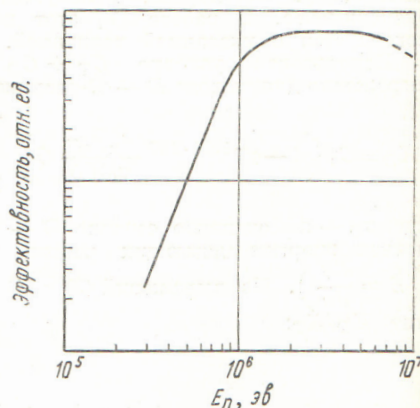


Р и с. 2. Спектры нейтронов реактора BSR (---) и источника (—).



Р и с. 1. Схема эксперимента.

Как видно из рис. 1, детектор нейтронов помещался внутрь коллиматорного устройства. При измерении фона использовалась дополнительная ступенчатая защита, состоящая из смеси парафина с карбидом бора общей толщиной 150 см. Эта защита помещалась непосредственно в канал коллиматора. Измерения проводились для углов  $\theta = 0 \div 55^\circ$ . Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором быстрых нейтронов, состоящим из плексигласовой таблетки с примесью ZnS(Ag), укрепленной на торце ФЭУ-52. Диаметр таблетки 80 мм, толщина 7 мм. Кривая чувствительности детектора приведена на рис. 3\*\*. Угловые



Р и с. 3. Зависимость эффективности счета детектора ZnS(Ag) от начальной энергии нейтронов.

\* Данные Л. А. Трыкова.

\*\* Данные С. Ф. Дегтярева, В. И. Кухтевича, В. В. Тарасова.

личной толщины, представлены на рис. 4. Видно, что для углов  $\theta \geq 10^\circ$  изменение толщины пластин слабо влияет на форму угловых распределений. В диапа-