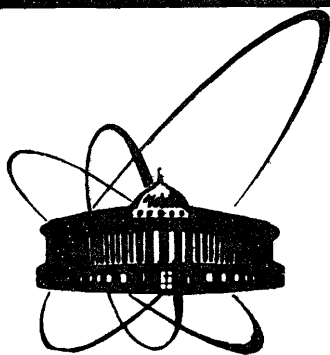




ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-86-548

В.С.Барашенков, А.Н.Соснин,
В.Н.Соснин, С.Ю.Шмаков

ВЫХОД НЕЙТРОНОВ
В ДЕЛЯЩИХСЯ МИШЕНЯХ,
ОБЛУЧАЕМЫХ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ
ПРОТОНАМИ

Направлено в журнал "Атомная энергия"

1986

Строительство мезонных фабрик и других сильноточных ускорителей частиц высоких энергий открывает возможности для создания чрезвычайно интенсивных $\sim 10^{16} - 10^{18}$ нейтр/с/ источников нейтронов, образующихся вследствие размножения в делящейся мишени потока частиц, генерированных в высокоэнергетических реакциях расщепления ^{1-3/}. Эти источники могут использоваться в ядерно-физических экспериментах, для материаловедческих исследований и других прикладных задач /см. обзоры ^{2,4/}. В ряде лабораторий выполнены экспериментальные измерения потоков нейтронов и величины тепловыделения в различных блоках при энергиях протонов до 1,5 ГэВ /см., напр., ^{5,6/}, которые согласуются с результатами теоретических расчетов ^{3,7-10/}. Однако эти эксперименты относятся к весьма небольшой интенсивности пучков генерирующих протонов, когда в мишень не нужно вводить снижающий ее нагрев теплоноситель и соответствующие конструктивные элементы, которые могут существенно уменьшить интенсивность нейтронного потока. К уменьшению потока нейтронов приводит также использование окислов или карбидов в тепловыделяющих элементах мишени.

Нашей целью является оценить, насколько изменяется выход нейтронов и другие характеристики мультиплицирующей системы при переходе от мишени, изготовленной в виде однородного делящегося блока, к мишени, содержащей жидкометаллический теплоноситель и конструктивные элементы.

В качестве конкретного примера мы рассмотрели пучок протонов с энергией 1 ГэВ, облучающий цилиндрическую мишень с диаметром 120 см, длиной 90 см и узкой осевой щелью длиной $z_0 = 26$ см, куда направляется первичный пучок протонов /такая мишень рассматривалась в работах ^{3,7,8/}. Для расчетов использовалась та же статистическая /монте-карловская/ модель, что и в работах ^{8,10/}; различие состоит лишь в применении более точного, подгруппового представления констант, описывающих поведение нейтронов в низкоэнергетической /"реакторной"/ области $\tau \leq 10,5$ МэВ, что позволяет учесть резонансную самоэкранировку нейтронных сечений ^{11/} *.

Вычисления выполнены для двух случаев: для гомогенной мишени из обедненного урана /примесь изотопа ^{235}U составляет 0,3%/ и тогда, когда мишень имеет такое же устройство и состав, как зона воспроизводства реактора на быстрых нейтронах /см. рис.1

* Точность расчетов внутриядерного каскада, сопровождающегося испарением и делением возбужденного остаточного ядра, обсуждается в работе ^{12/}.

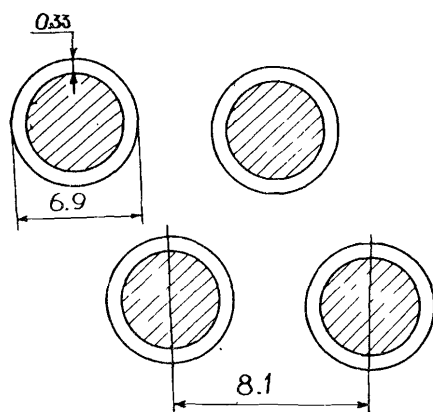


Рис.1. Устройство охлаждаемой мишени. Цилиндрические тепловыделяющие элементы, состоящие из UO_2 , с оболочкой из нержавеющей стали /85% Fe и 15% Cr/ равномерно распределены по объему мишени, параллельно ее оси и направлению пучка протонов. Все пространство между ТВЭЛами заполнено жидким натрием. Размеры указаны в миллиметрах.

и таблицу 1/13/*. Для упрощения вычислений предполагалось, что все шесть ядерных компонентов мишени равномерно распределены по ее объему. Это - достаточно хорошее приближение, поскольку диаметры ТВЭЛов и расстояние между ними немного меньше пробега нейтронов.

Таблица 1
Состав мишени с теплоносителем /13/

Ядро	Концентрация, %	Ядро	Концентрация, %
^{238}U	22,72	^{52}Cr	3,119
^{235}U	0,06916	^{23}Na	13,82
^{56}Fe	14,49	^{16}O	45,78

Результаты расчетов приведены на рис.2, 3 и в таблице 2.

Из рисунков видно, что при переходе к сложной мишени, содержащей значительный процент неделящихся элементов, пространственные распределения большинства характеристик становятся более плавными. Как и в случае однородной урановой мишени, максимум в продольных распределениях располагается при $z \approx z_0 + \lambda_{in}/2$, где λ_{in} - средний ядерный пробег первичных протонов до неупругого взаимодействия / $\lambda_{in} = 10$ см для урана и $\lambda_{in} = 30$ см для мишени с теплоносителем/. Максимум в радиальном распределении числа

* Мы благодарны П.Л.Кириллову за обсуждение относящихся сюда вопросов.

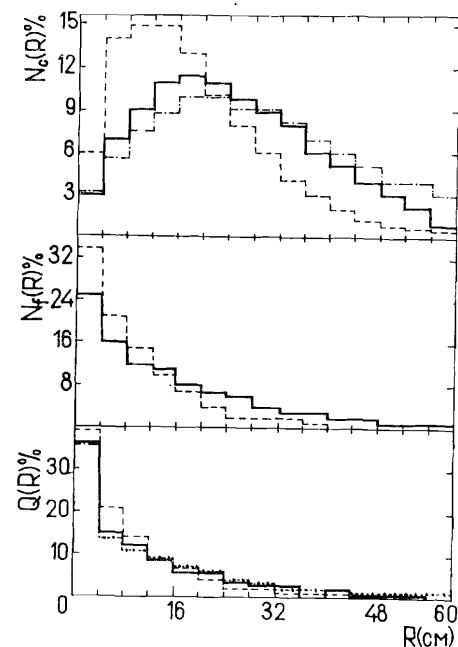
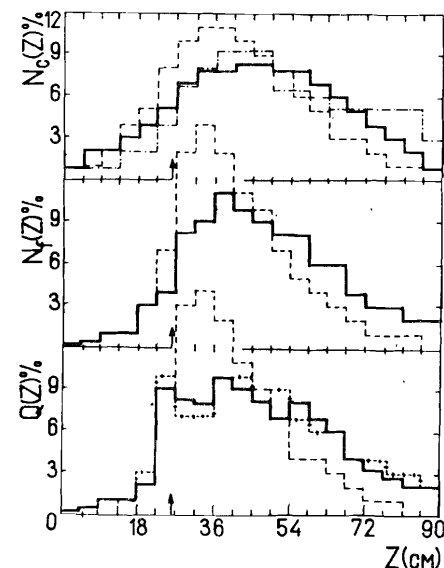


Рис.2. Распределение числа (n, γ) -захватов N_c , числа делений N_f и выделяемого тепла Q в цилиндрическом слое толщиной $\Delta R = 4$ см на расстоянии R от оси мишени. ---- мишень из обедненного урана, — охлаждаемая натрием мишень, - - - - - охлаждаемая натрием мишень очень больших размеров, - + - - - данные для случая, когда из мишени удален теплоноситель. Стрелкой отмечен конец входного канала z_0 .

Рис.3. Распределение числа (n, γ) -захватов N_c , числа делений N_f и тепловыделения Q в слое толщиной $\Delta z = 4,5$ см вдоль оси мишени. Все обозначения, как на рис.2.



захватов $N_c(R)$ располагается на расстоянии $R \approx 3\lambda_{tr}$, где λ_{tr} - средний транспортный пробег низкоэнергетических нейтронов /для уранового блока и мишени с теплоносителем соответственно $\lambda_{tr} = 4$ и 6 см/.

В то же время тепловыделение в сложной мишени происходит значительно более неравномерно, чем в урановом блоке. Благодаря увеличению ионизационных потерь энергии заряженных частиц /доля таких потерь Q_{ion}/Q при переходе к мишени с теплоносителем увеличивается почти втрое/, в распределении $Q(z)$ возникает пик вблизи точки входа первичного протонного пучка в вещество мишени $z = z_0$ /см. рис.3 и 4/. В центральной части мишени, объем которой составляет всего лишь 0,4% полного объема мишени, выделяется около 40% всего тепла.

Таблица 2

Средние интегральные характеристики взаимодействия с различными мишенями пучка протонов при энергии 1 ГэВ /в расчете на один первичный протон; статистическая ошибка 3-5%/

Характеристика	I*	II	III
Число нейтронов, захваченных в (n, γ) -реакции,	86	37	54
в том числе захваченных ядрами ^{238}U	86**	35	52
Число нейтронов, вылетевших из мишени $N_{\text{выл}}$	4	13	0
$N_{\text{выл}} / (N_c + N_{\text{выл}})$, %	5	26	0
Число делений при $\tau > 10,5$ МэВ	5,8	3,2	4,2
Число делений при $\tau \leq 10,5$ МэВ	14,5	5,2	7,2
Средняя энергия нейтронов по 26-групповому спектру /МэВ/:			
внутри мишени	0,92	1,37	1,21
вылетевших из мишени нейтронов	0,34	0,53	-
Тепловыделение /МэВ/:			
ионизационные потери, Q_{ion}	322	437	445
деление ядер при $\tau > 10,5$ МэВ	954	532	692
деление ядер при $\tau \leq 10,5$ МэВ	2391	859	1190
суммарное, Q ,	3668	1828	2327
в том числе в цилиндре с радиусом $R = 4$ см, $Q(R \leq 4 \text{ см}) / Q$, %	39	37	40

* I - мишень из обедненного урана, II - мишень с теплоносителем, размеры мишени те же, что и в случае I; III - очень большая мишень с теплоносителем.

** Захват нейтронов ядрами ^{235}U составляет около 0,6%.

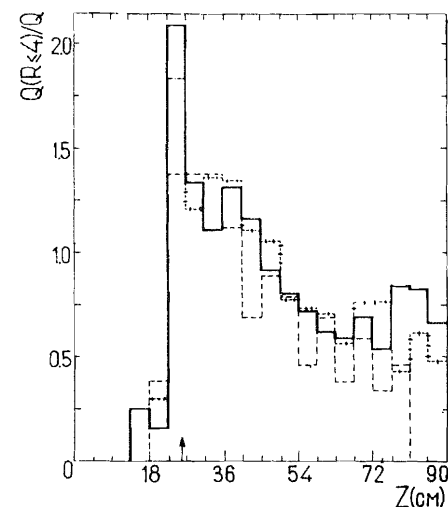


Рис. 4. Относительная доля тепла, выделяющегося в центральной части мишени с радиусом $R \leq 4$ см. Q - полное тепловыделение /см. табл. 2/. Все обозначения как на рис. 2.

На рис. 5 показаны спектры нейтронов внутри и вне мишени. Замена уранового блока мишенью с теплоносителем существенно увеличивает долю низкоэнергетических нейтронов по спектру, однако максимум сохраняет свое положение в интервале нескольких десятых МэВ.

В отличие от атомного реактора, где существенные ограничения накладывают требование критичности системы, в электроядерной системе путем сравнительно небольших изменений состава мишени можно существенно изменять форму энергетического спектра нейтронов, подавляя или, наоборот, усиливая его отдельные участки.

Введение в мишень теплоносителя и конструктивных элементов значительно, почти вдвое, уменьшает интенсивность потока генерируемых нейтронов $N = N_c + N_{\text{выл}}$. Правда, при этом возрастает число вылетающих из мишени нейтронов, однако это - нейтроны с очень малой энергией, не размножающиеся в ^{238}U , поэтому увеличение размеров мишени увеличивает число (n, γ) захватов N_c , но практически не сказывается на величине суммарного выхода нейтронов N .

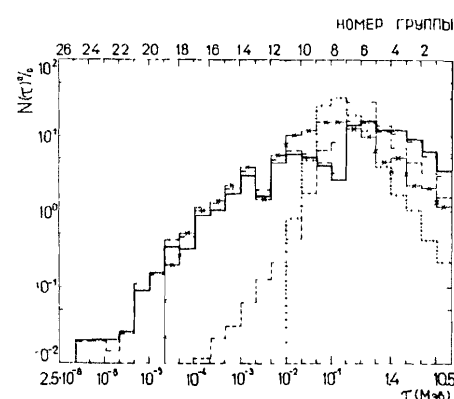


Рис. 5. Энергетический спектр нейтронов. --- - нейтроны внутри мишени из обедненного урана. -+- - спектр вылетевших из этой мишени нейтронов. — - нейтроны внутри охлаждаемой натрия мишени. ж-ж - спектр вылетающих из этой мишени нейтронов. - нейтроны внутри охлаждаемой натрия мишени очень больших размеров. Энергетические интервалы выбраны в соответствии с 26-групповым приближением Л. П. Абагян и др. /14/.

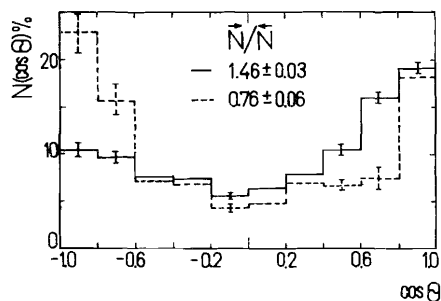


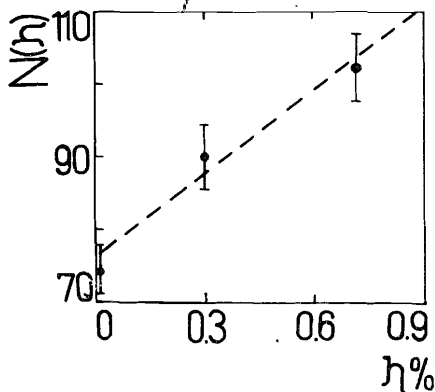
Рис.6. Угловое распределение нейтронного потока вне мишени /по отношению к направлению пучка первичных протонов/.
 ----- мишень из обедненного урана. — мишень с теплоносителем. Геометрия мишени в обоих случаях одинакова. Указаны статистические погрешности расчета.

Как видно из рис.2, 3, 5 и таблицы 2, увеличение размеров мишени очень слабо сказывается и на других характеристиках системы. Зависимость от размеров существенна лишь в случае небольших мишеней с габаритами $\sim \lambda_{in}$.

На физических свойствах рассматриваемой электроядерной системы слабо сказывается и утечка теплоносителя. Суммарный выход нейтронов остается в этом случае практически неизменным ($\Delta N = -2 \pm 10\%$) при небольшом снижении числа радиационных захватов ($\Delta N_c = -15 \pm 10\%$) и увеличении числа $N_{выл}$ ($\Delta N_{выл} = 27 \pm 10\%$). Тепловыделение в пределах статистической точности расчета также сохраняет свою величину ($\Delta Q = 2 \pm 10\%$).

На рис.6 приведено угловое распределение вылетающих из мишени нейтронов. Асимметрия вылета ($\bar{N}/N$) резко возрастает при значительном увеличении длины канала z_0 и при уменьшении мишени до размеров $\sim \lambda_{in}$.

Важно подчеркнуть, что все приведенные выше результаты относятся к случаю, когда пучок протонов через узкий канал вводится вглубь мишени ($z_0/\lambda_{in} \geq 1$). При облучении протонами непосредственно передней стенки мишени, результаты получаются совершенно другие. Хотя суммарный выход нейтронов $N = N_c + N_{выл}$ остается при этом почти неизменным ($\Delta N = -8 \pm 10\%$), число (n, γ) -захватов



уменьшается приблизительно на треть ($\Delta N_c = 36 \pm 10\%$), число вылетающих из мишени нейтронов возрастает почти в семь раз. Большая часть этих нейтронов вылетает в заднюю полусферу.

Выход нейтронов и тепловыделение резко возрастают при увеличении содержания в мишени изотопа ^{235}U /см. рис.7/.

Рис.7. Зависимость выхода нейтронов от процентного содержания в урановом блоке изотопа ^{235}U .

ЛИТЕРАТУРА

1. Proc. of the Seminar on the Intense Neutron Sources. New-Mexico, Santa-Fe, 1966.
2. Ставинский Ю.А. Импульсные источники нейтронов на основе протонных пучков мезонной фабрики. Препринт ФЭИ-389, Обнинск, 1973.
3. Барашенков В.С. ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.871.
4. Proc of the Intern. Conf. of Emerging Concepts in Advanced Nuclear Energy System Analys. Atomkernenergie, 1978, 32, Lfg.1.
5. Tunnicliffe P.R., Chidley B.N., Fraser J.S. In: Proc. of the Intern. Conf. on Accelerators, Chalk River, Ontario, 1976.
6. Васильков Р.Г. и др. АЭ, 1970, т.29, с.151.
7. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. АЭ, 1973, т.35, с.163.
8. Барашенков В.С., Тонеев В.Д., Чигринов С.Е. 1974, т.35, с.475.
9. Накахара Й., Такахаша Х. АЭ, 1979, т.47, с.83.
10. Барашенков В.С., Шмаков С.Ю. ОИЯИ, Р2-80-531, Дубна, 1980.
11. Хохлов В.Ф., Савоськин М.М., Николаев М.Н. "Вопросы атомной науки и техники". Сер.: "Ядерные константы". ЦНИИатоминформ, М., 1972, вып.8, ч.3.
12. Барашенков В.С., Шмаков С.Ю. ОИЯИ, Е2-12902, Дубна, 1979.
13. Воропаев А.И. Ваньков А.А., Цыбуля А.М. АЭ, 1978, т.45, с.419.
14. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, М., 1964.