

УДК 621.039.54

МИШЕНИ ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК

В. С. Барашенков, *Х. Кумават*, *В. А. Лобанова*, *С. Г. Стеценко*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Методом монте-карловского моделирования изучается зависимость выхода нейтронов и тепло-выделение в мишенях электроядерных установок, облучаемых высокоэнергетическими протонами, от материала, размеров и конфигурации мишени. В качестве примера рассматривается один из вариантов мишени для создаваемой в Дубне установки SAD на пучке 660-МэВ протонов. В пределах 5–10 % выход нейтронов в висмутовой, свинцовой и вольфрамовой мишенях оказывается практически одинаковым и не зависит от глубины окна, через которое вводится пучок протонов. Зависимость становится существенной лишь для очень глубоких окон. Свинцовая и висмутовая мишени с диаметром 8 см, а вольфрамовая мишень с диаметром 5–6 см аккумулируют на длине $\Delta Z \simeq 20$ см не менее 80 % тепловыделения, обусловленного ионизационными потерями энергии протонов. При этом около 95 % этих потерь происходит в центральной области с радиусом $R = 1,5$ см.

The dependence of the neutron yield and the heat production in targets for ADS on their material, dimensions and on the depth of the entrance window for a proton beam is investigated. As an example, one of the variants of a target for created in Dubna proton beam 660 MeV ADS SAD is considered. Within the limit of 5–10% the neutron yield in Bi, Pb and W targets is practically independent of the material of the target and the depth of the entrance window. The dependence becomes significant only for enormous depths. The bismuth and lead targets of the diameter of 8 cm and the tungsten target of the diameter of 5–6 cm accumulate on the length $\Delta Z \simeq 20$ cm about 80% of the heat release due to ionization losses of the proton beam. Approximately 95% of these losses occur in the central region with the radius $R = 1.5$ cm.

ВВЕДЕНИЕ

В электроядерных установках первичный пучок протонов и образующиеся в ядерных реакциях вторичные заряженные частицы растрачивают большую часть своей энергии в ионизационных процессах. Для того чтобы не подвергать топливные элементы излишней тепловой нагрузке и облегчить теплосъем, используются мишени из висмута, свинца или вольфрама, внутри которых реализуется высокоэнергетическая часть развивающегося межъядерного каскада. Число частиц, рождающихся в столкновениях с ядрами Bi и Pb мало отличается от множественности вторичных частиц в столкновениях с делящимися ядрами топливных элементов, поэтому мишень, если она не слишком велика, лишь незначительно снижает коэффициент мультипликации нейтронов $K_{эф}$. Это верно и для мишени из вольфрама. Хотя ядро ^{174}W значительно легче ядер топливных элементов, благодаря своей высокой плотности такая мишень, как будет показано ниже, по выходу нейтронов и ряду других параметров даже несколько превосходит другие мишени. Высокая точка плавления выделяет ее и по условиям теплосъема. Поскольку экспериментальных данных о поведении мишеней в пучках высокоэнергетических протонов известно крайне мало, информацию, необходимую для проектантов электроядерных установок, в

настоящее время можно получить лишь путем математического моделирования. Цель нашей статьи — привести расчетные данные о зависимостях выхода нейтронов и тепловыделения от геометрии и ядерного состава мишени. В качестве примера мы рассмотрим один из вариантов мишени для электроядерной установки SAD (Subcritical Assembly in Dubna), создаваемой на протонном пучке имеющегося в Объединенном институте ядерных исследований фазотрона с энергией 660 МэВ. Это сборка с бланкетом из стержней с топливом MOX, $K_{эф} \simeq 0,94-0,95$ и тепловой мощностью в 10–30 кВт [1–3]. Если исключить требующие особого рассмотрения крупные электроядерные реакторы с большой интенсивностью протонного пучка, то приведенные ниже зависимости применимы к самым различным типам электроядерных устройств. В частности, они могут проверяться на электроядерной установке DSAD (Deep Subcritical Assembly in Dubna), действующей в настоящее время на протонном пучке нуклотрона ОИЯИ с энергией 1–2 ГэВ, хотя ее коэффициент нейтронной мультипликации $K_{эф} \ll 1$ и требуется высокая точность измерений [4–7].

1. МЕТОД РАСЧЕТА

Для моделирования ионизационных и ядерных процессов в веществе мишени мы воспользовались монте-карловским программным комплексом КАСКАД [8]. Пробег частиц L между двумя ядерными взаимодействиями вычисляется путем численного решения интегрального уравнения

$$\int_0^L dl / \lambda(E(\mathbf{r})) = \ln \xi,$$

где $\lambda = 1 / \sum_i \sigma_i(E(\mathbf{r})) \rho_i(\mathbf{r})$ — средний свободный пробег частицы в точке \mathbf{r} ; σ_i — полное сечение взаимодействия частицы с ядром в этой точке; ρ_i — плотность ядер; ξ — равномерно распределенное случайное число. При вычислениях учитывалось уменьшение энергии частицы между двумя последовательными ядерными взаимодействиями вследствие ионизационных процессов. Ионизационные потери рассчитывались методом Штернхаймера [9]. При этом предполагалось, что каскадная частица останавливается в точке, где ее энергия $E \leq E_{гр}$. Граничная энергия $E_{гр} = 2$ МэВ для π^+ -мезонов, 10 МэВ для протонов и дейтронов, 30 МэВ для ионов трития и 100 МэВ для более тяжелых ядер. Замедлившиеся π^- -мезоны, как правило, захватываются ядрами, порождая внутриядерные каскады. Учет кинетической энергии ядер, получивших импульс в ядерных реакциях, в частности, осколков высокоэнергетического деления, существенно сказывается на распределении тепловыделения в мишени.

Сечения взаимодействий протонов и мезонов определялись путем интерполяции известных экспериментальных данных [10, 11]. Таким же образом вычислялись сечения нейтрон-ядерных взаимодействий в области энергий $E > 10,5$ МэВ. Транспорт нейтронов при меньших энергиях моделировался с помощью 26-групповой системы реакторных констант [12].

При вычислениях учитывалась пространственная дисперсия протонного пучка. Предполагалось, что интенсивность пучка имеет гауссовское распределение относительно осевой линии и на краях входного окна (рис. 1) составляет 10% от максимальной. Такое распределение имеет протонный пучок 660-МэВ фазотрона ОИЯИ. Некоторое различие

интенсивностей по осям X и Y в плоскости, перпендикулярной направлению протонного пучка, как показали оценки, несущественно. Во всех вариантах расчета длина мишени $L = 50$ см и радиус входного окна $R = 3$ см оставались неизменными, глубина входного окна Z_0 варьировалась.

Угловые и энергетические распределения частиц в упругих ядерных столкновениях разыгрывались на основе аналитических выражений с феноменологическими коэффициентами [13].

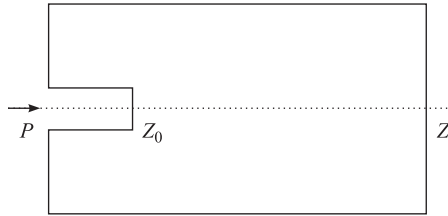


Рис. 1. Схема движения протонного пучка вдоль оси Z , облучающего цилиндрическую мишень через входное окно с глубиной Z_0

Моделирование высокоэнергетических неупругих взаимодействий частиц с ядрами выполнялось с помощью модели внутриядерного каскада с последующим распадом сильно возбужденного остаточного ядра и учетом конкуренции процессов испарения и деления. Неупругие взаимодействия при энергиях $E < 50$ МэВ моделировались в предположении захвата каскадной частицы ядром-мишенью и его последующего распада путем создания конкуренции испарения и деления. Учитывалось испарение частиц из образующихся при этом возбужденных осколков деления [8, 12]. Когда энергия возбуждения становится недостаточной для испарения частиц, переход ядра в основное состояние рассчитывается с учетом эмиссии γ -квантов.

Как показывает сравнение с экспериментом и расчетами на основе других известных в настоящее время программ, точность расчета выхода нейтральных и заряженных частиц составляет примерно 5–7%. Точность расчета спектров и энерговыведения вдвое хуже.

Следует отметить, что погрешности расчета определяются главным образом недостатками используемых физических моделей, статистические погрешности монте-карловских расчетов в несколько раз меньше.

Все приведенные ниже данные относятся к энергии протонного пучка $E = 660$ МэВ. Для расчета интегральных величин разыгрывалось 10^4 , а для распределений 10^5 каскадов.

2. ВЫХОД НЕЙТРОНОВ

В табл. 1 представлена множественность частиц, рождающихся при неупругом столкновении 660-МэВ протона с ядрами свинца и вольфрама. Множественность частиц, рождающихся при взаимодействии с висмутом, практически совпадает с данными для свинца. Различия данных для свинца и вольфрама также незначительны. Большую часть рождающихся частиц составляют нейтроны, образующиеся при распаде послекаскадного ядра. Число мезонов при $E < 1$ ГэВ незначительно, однако π^0 -мезоны, доля которых составляет примерно треть, быстро распадаются на два γ -кванта с энергиями $E_\gamma > 70$ МэВ, что должно учитываться при создании радиационной защиты. Вклад дейтронов и более тяжелых ядерных фрагментов, рождающихся в процессе испарения сильно возбужденного ядра, мал при всех энергиях.

Средние числа вылетающих из мишеней нейтронов при различных глубинах входного окна показаны в табл. 2. Приведенные данные относятся к мишени с радиусом $R = 4$ см,

Таблица 1. Число частиц, рождающихся в неупругих взаимодействиях $p+Pb$ и $p+W$ (в скобках)

π^\pm -мезоны	0,17(0,16)	Дейтроны	0,37(0,36)
π^0 -мезоны	0,08(0,07)	Тритоны	0,15(0,12)
Нейтроны	12(11)	Ядра 4He	0,8(0,5)
Протоны	2,6(2,5)	Ядра 3He	0,03(0,02)

в скобках указаны соответствующие данные для мишени с радиусом $R = 8$ см. В квадратных скобках указана плотность мишени ($г/см^3$). Хотя при столкновении нуклона с ядром вольфрама рождается меньше нейтронов, чем в столкновениях $N + Bi$ и $N + Pb$, в мишени ситуация иная — из табл. 2 видно, что в отношении выхода нейтронов вольфрамовая мишень имеет преимущество. Это согласуется с результатами экспериментов [14, 15].

Таблица 2. Выход нейтронов (в расчете на один первичный протон) в висмутовой, свинцовой и вольфрамовой мишенях

Z_0 , см	0	10	20	30	40
Bi[9,75]	8,8(10,0)	8,7(9,9)	8,4(9,5)	7,0(7,7)	4,3(4,8)
Pb[11,3]	9,2(10,7)	9,1(10,6)	9,0(10,0)	8,1(8,8)	5,4(5,7)
W[18,9]	9,5(11,2)	9,5(11,2)	9,4(11,0)	9,1(10,7)	7,4(8,3)

Поскольку длина мишени значительно больше ионизационного и ядерного пробегов, выход нейтронов остается практически неизменным вплоть до $Z_0 \simeq 20-25$ см, после чего постепенно возрастает число случаев, когда протон покидает мишень, не испытав ни одного неупругого ядерного взаимодействия, и средний выход нейтронов в расчете на один первичный протон снижается. Это особенно заметно для висмутовой мишени, плотность которой меньше, чем у свинцовой, и вдвое меньше, чем у вольфрамовой. Следует, однако, иметь в виду, что при наличии делящегося blankets зависимости от Z_0 станет более существенной, так как глубина окна определяет объем топлива с наибольшим чи-

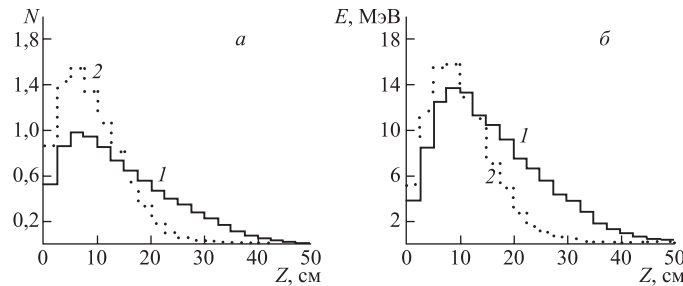


Рис. 2. Выход нейтронов N (в расчете на один бомбардирующий протон) и их средняя энергия E на различных расстояниях Z от точки входа протонного пучка $Z_0 = 1$ см в висмутовой (1) и вольфрамовой (2) мишенях с радиусом $R = 8$ см

слом делений. Варьирование глубины входного окна путем смещения мишени внутри электроядерной установки вдоль оси Z может использоваться для изменения параметров установки.

Таблица 3. Отношение выходов нейтронов $N(R_1)/N(R_2)$ в свинцовых мишенях с $R_1 = 10,2$ и $R_2 = 5,1$ см

R , МэВ	Эксперимент	Теория
470	1,21	1,04
660	—	1,15*
720	1,19	1,10
* $R_1 = 8$ см, $R_2 = 4$ см.		

Из рис. 2, где показаны распределения числа и средней энергии нейтронов, вылетающих с поверхности мишени в разных точках вдоль оси Z , видно, что выход нейтронов максимален при $Z \simeq 4-9$ см и быстро спадает, особенно в вольфрамовой мишени, при больших значениях Z . Аналогичным образом распределена энергия нейтронов. При больших Z вылетают уже значительно замедлившиеся частицы. Спектры вылетающих нейтронов имеют широкий максимум вокруг указанных на рис. 2 средних энергий.

Из табл. 2 и 3 видно, что удвоение диаметра мишени увеличивает выход нейтронов весьма незначительно.

3. ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ В МИШЕНИ

Табл. 4 показывает, на что расходуется в мишени энергия протонного пучка. Основная часть энергии переходит в тепло вследствие ионизационных потерь заряженных каскадных частиц и остаточных ядер. Энерговыведение в процессах высокоэнергетического деления¹ составляет всего лишь несколько процентов. Заметную часть энергии уносят γ -лучи. Они рождаются, главным образом, при переходе возбужденных ядер в их основные состояния и в результате низкоэнергетических (n, γ) -реакций и имеют энергию в несколько МэВ. Вместе с тем имеется небольшая примесь γ -квантов от распада π^0 -мезонов с энергиями $E > 70$ МэВ, которые, как уже отмечалось выше, должны учитываться при создании радиационной защиты².

При $Z_0 \leq 20$ см 70–80% энергии первичного пучка остается в виде тепла внутри мишени (табл. 5). Большую часть остальной энергии уносят из мишени нейтроны. Доля энергии, уносимая протонами, составляет проценты. В электроядерных установках с бланкетом эта энергия пойдет на нагревание соседних с мишенью слоев бланкета. Однако при $Z_p \leq 20$ см (в вольфрамовой мишени и при больших Z_0) это нагревание

¹Высокоэнергетическим мы называем деление под действием частиц с энергией $E > 10,5$ МэВ, рассчитываемое с помощью теоретических моделей. Деление при меньших энергиях моделируется на основе 26-групповой системы реакторных констант.

²При рассматриваемой нами энергии $E = 660$ МэВ π^0 -мезон в среднем рождается только одним из пары десятков бомбардирующих протонов, поскольку отнесенная на один протон энергия в последней строке табл. 4 составляет всего лишь 7 МэВ.

невелико и использование мишеней с радиусом большим 4 см едва ли оправдано. В случае вольфрамовой мишени вполне достаточен радиус в 2,5–3 см.

Таблица 4. Энерговыделение (МэВ в расчете на один первичный протон) в висмутовой, свинцовой и вольфрамовой мишенях с радиусами $R = 4$ и 8 см (в скобках). Глубина входного окна $Z_0 = 0$ см, энергия бомбардирующих протонов $E = 660$ МэВ

Канал/мишень	Bi	Pb	W
Высокоэнергетическое деление	3(3)	2(2)	0,2(0,2)
Ионизационные потери каскадных частиц	374(394)	378(396)	397(405)
Ионизационные потери ядер в ядерных реакциях			
при $E > 10,5$ МэВ	168(124)	178(127)	121(137)
при $E \leq 10,5$ МэВ	3(4)	4(7)	8(14)
Энергия остановившихся частиц и ядер	18(19)	17(18)	22(23)
Энергия вылетевших нейтронов	121(98)	118(94)	93(62)
Энергия вылетевших протонов	25(4)	20(3)	5(1)
γ -излучение	14(15)	14(15)	17(24)
(в том числе от распада π^0)	7(7)	7(7)	7(7)

Таблица 5. Доля энергии протонного пучка Q/E (%), выделяющаяся в виде тепла, и доля энергии Q_p/E (%), уносимой протонами, в зависимости от вещества мишени и глубины входного окна Z_0 . Радиус мишени $R = 4$ и 8 см (в скобках), длина мишени $L = 50$ см

Z_0 , см	0	10	20	30	40
Bi, Q/E	77(78)	76(78)	69(74)	56(60)	34(36)
Q_p/E	4(0,7)	4(0,7)	12(9)	27(25)	55(53)
Pb, Q/E	78(83)	78(83)	75(79)	62(65)	38(40)
Q_p/E	3(0,4)	3(0,4)	6(5)	20(19)	48(47)
W, Q/E	83(87)	83(87)	83(87)	81(86)	60(62)
Q_p/E	0,8(0,1)	0,8(0,1)	0,8(0,1)	0,8(0,1)	25(25)

Распределения мощности тепловыделения в продольном и радиальном направлениях

$$Q(z) = 2\pi \int Q(z, r) r dr, \quad Q(r) = \int Q(z, r) dz$$

для мишеней с малой и большой глубиной входного окна приведены на рис. 3 и 4. Отдельно показан вклад центральной, наиболее энергонапряженной части мишени. Как при малом, так и при большом значении Z_0 тепловыделение имеет максимум вблизи точки входа протонов. Различная величина максимальных значений Q при $Z = 1$ и 20 см обусловлена различным расположением шага гистограммы δZ относительно центров максимумов и исчезает при использовании мишеней величины δZ . Основная часть тепла (90–95 %) выделяется на расстоянии $\Delta Z \leq 25$ см. При этом на центральную область с радиусом $R = 1,5$ см приходится около 85 % выделяемой энергии. Тепловыделение в периферической области $R > 1,5$ см незначительно. В отличие от продольного, вдоль оси Z , радиальное (см. рис. 4) распределение почти не зависит от вещества мишени.

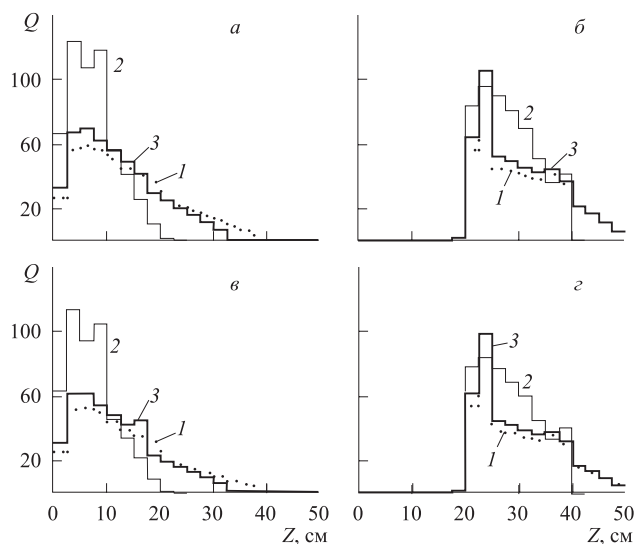


Рис. 3. Распределение мощности тепловыделения по длине мишени (МэВ, в расчете на один первичный протон). *а, б*) Полное тепловыделение в мишени; *в, г*) тепловыделение в ее центральной части с $R < 1,5$ см. 1 — висмутовая; 2 — вольфрамовая; 3 — свинцовая мишени соответственно. Радиусы мишеней $R = 4$ см

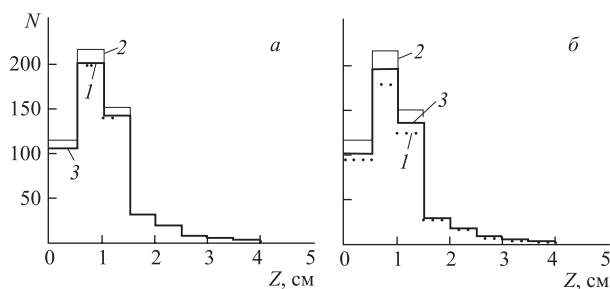


Рис. 4. Радиальное распределение мощности тепловыделения в висмутовой (1), вольфрамовой (2) и свинцовой (3) мишенях

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Если ограничиться токами протонного пучка $J \approx 1$ мкА, когда можно не использовать сложных мишеней со специальными системами теплосъема, то свинцовые и висмутовые мишени с радиусом $R \approx 4$ см осуществляют аккумуляцию практически всего ионизационного тепловыделения протонного пучка, которое будет иметь место в электроядерной установке с бланкетом. В последнем будет выделяться лишь несколько процентов суммарных ионизационных потерь. Основная часть тепла (90–95 %) выделяется на длине $\Delta Z \approx 25$ см от точки входа протонного пучка в мишень. При этом большая часть этого тепла выделяется в области $R < 1,5$ см.

В обладающей большой плотностью вольфрамовой мишени, где основная часть тепла выделяется на вдвое меньшей длине ΔZ , диаметр мишени может быть уменьшен до

5–6 см примерно при том же выходе нейтронов и величине тепловыделения, как в мишенях из свинца и висмута.

В электроядерных установках с blanketом зависимость выхода нейтронов от глубины входного окна Z_0 будет более существенной. Путем смещения мишени вдоль оси Z можно влиять на $K_{эф}$ и другие параметры установки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Barashenkov V. S., Polanski A., Puzynin I. V. // J. Comp. Meth. Sci. Engin. 2002. V. 2. P. 6.
2. Arkhipov A. et al. // Proc. Conf. Exp. Nucl. Phys. in Europe (ENPE 99), Seville, Spain, 1999. AIP. 1999. P. 478.
3. Барашенков В. С. Электрояд — истоки и будущее. ОИЯИ, P2-2003-144. Дубна, 2003.
4. Krivopustov M. I. et al. // Kerntechnik. 2003. V. 68. P. 48.
5. Barashenkov V. S. et al. // Nucl. Instr. Meth. 2003. V. 217. P. 352.
6. Barashenkov V. S., Kumawat H. JINR, P2-2003-207. Dubna, 2003; Kerntechnik (in print).
7. Барашенков В. С., Кумават Х., Стеценко С. Г. О возможной реконструкции электроядерной U-Pb установки на пучке нуклотрона ОИЯИ. ОИЯИ, P2-2003-241. Дубна, 2003.
8. Barashenkov V. S. // Comp. Phys. Commun. 2000. V. 126. P. 38.
9. Sternheimer R. // Phys. Rev. B. 1966. V. 145. P. 247; 1971. V. 3. P. 3681.
10. Barashenkov V. S. Cross-Sections of Interaction of Particles and Nuclei with Nuclei. Dubna, 1993.
11. Barashenkov V. S., Gudowski W., Polanski A. Integral High-Energy Cross-Sections for Mathematical Experiments with Electronuclear Facilities. JINR, E2-99-206. Dubna, 1999.
12. Абагян Л. П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоатомиздат, 1981.
13. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
14. West D. et al. // J. Phys. 1974. V. 49. P. 2064.
15. The AECT Study for an Intensive Neutron Generator. ECL-2600. Chalk River, Canada, 1966.

Получено 16 июля 2004 г.