

ций насосы, от излучения камеры, оставляя свободным проход для газа.

Итак, проблема дезактивации ускорителя весьма сложна. Мрамор удобный поглотитель с высокой плотностью, что объясняется очень низкой активацией кальция. Найдена возможность размещения мраморных плит в камере. Ожидается снижение интенсивности фона γ -излучения в 3 раза внутри камеры и в 10 раз вне камеры. Геометрия потоков и радиационных полей настолько сложна, что только в результате эксперимента можно убедиться в возможности получения большего коэффициента ослабления. Поскольку настоящая работа —

первая попытка борьбы с наведенной радиоактивностью в ускорителе, автор заранее благодарен за критику и предложения.

Поступила в Редакцию 15/VII 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Барбье. «Атомная техника за рубежом», № 6, 30 (1965).
2. M. P i e r i. I. Marmi d'Italia. Universita di Pisa. Hoepli, 1950.
3. E. K o h r a u s c h. Praktische Physik. Bd. II. Ed. B. Teubner. Leipzig, 1943.
4. R. W a l l a c c. Nucl. Instrum. and Methods, 18, 405 (1962).



УДК 539.172.12:539.125.5

Потоки вторичных нейтронов, образованных протонами с энергией 660 Мэв, в защите

В. А. Коньшин, Е. С. Матусевич, С. С. Прохоров

Методика эксперимента

С помощью набора пороговых и резонансных индикаторов измерено пространственное и энергетическое распределение вторичных нейтронов в блоках графита и никеля. Получены абсолютные значения потока нейтронов по глубине бесконечной пластины для плоского мононаправленного источника протонов. Энергетическое распределение вторичных нейтронов в интервале энергий $2,5 \cdot 10^{-8}$ — $6,6 \cdot 10^2$ Мэв представлено семью группами. Определены также величины доз за плоской защитой из никеля и графита в зависимости от ее толщины. Приводится обсуждение полученных результатов.

Измерения проводились на синхротронном циклотроне ОИЯИ. Пучок протонов, выходящий из камеры синхротронного циклотрона, формировался магнитной квадрупольной линзой и с помощью магнитных насадок и отклоняющего магнита выводился в стальной коллиматор диаметром 1 см в четырехметровой чугунной стене, за которой в экспериментальном зале находились мишени. Диаметр пучка на мишени составлял 3 см.

В последние годы возрос интерес к расчету и экспериментальному изучению защиты от протонов высоких энергий. Изменение потока протонов в защите, обусловленное ионизационными потерями энергии, можно рассчитать достаточно точно; однако из-за отсутствия полных данных о сечениях взаимодействия нуклонов высоких энергий с ядрами, а также вследствие неразработанности методов расчета взаимодействия нуклонов высокой энергии через вещество невозможно провести сколько-нибудь точный расчет потока и дозы вторичного излучения. Экспериментальное исследование поля вторичного излучения с целью получения нейтральных интегральных характеристик, таких, как пространственное распределение потока или дозы, является в настоящее время наиболее доступным, простым и способным дать надежные сведения, необходимые для расчета конкретных защит.

Мониторирование пучка протонов, падающих на мишень, проводилось с помощью наполненной гелием ионизационной камеры. Для абсолютной калибровки применялся метод счета β — γ -совпадений при измерении активности, наведенной в пластическом сцинтилляторе (полистирол с добавкой п-терфенила) за счет реакции $C^{12}(p, pn)C^{11}$. Сечение этой реакции принималось равным 27 мбарн с ошибкой $\pm 5\%$ [1]. Поток протонов определялся также независимым методом по реакции $Al^{27}(p, 3pn)Na^{24}$ с сечением $11 \pm 0,55$ мбарн [1]. Абсолютная активность фольги была определена И. Ю. Левенберг с помощью абсолютного γ -спектрометра. Оба метода давали совпадающие в пределах $\pm 10\%$ результаты. Поток протонов в среднем составлял 10^{10} протон/сек.

Размеры графитовых мишеней $120 \times 140 \times 160$; $60 \times 200 \times 200$; $16 \times 200 \times 200$ см, никелевых $31 \times 80 \times 80$ и $2,4 \times 80 \times 80$ см.

Здесь первая цифра — толщина по пучку протонов. Максимальная толщина как никелевой, так и графитовой мишени была больше ионизационного пробега первичных протонов. Пучок протонов падал перпендикулярно к плоскости мишени, деля ее диагональ в отношении 3 : 1.

Поток нейтронов определялся с помощью набора индикаторов: $\text{In}^{115}(n, \gamma)\text{In}^{116}$; $\text{U}^{238}(n, \gamma)\text{U}^{239}$; $\text{Cu}^{63}(n, \gamma)\text{Cu}^{64}$; $\text{Al}^{27}(n, \alpha)\text{Na}^{24}$; $\text{Mg}^{24}(n, p)\text{Na}^{24}$; $\text{P}^{31}(n, p)\text{Si}^{31}$; $\text{C}^{12}(n, 2n)\text{C}^{11}$.

Активация индикаторов при облучении возможна и в других реакциях типа (p, π^+) , (p, π^+p) с образованием того же изотопа, но сечения таких реакций малы, и их вклад незначителен. При измерениях по реакции $\text{Al}^{27}(n, \alpha)\text{Na}^{24}$ учитывалась возможность активации в реакции $\text{Al}^{27}(p, 3pn)\text{Na}^{24}$ (порог ~ 50 Мэв). Распределения, измеренные углеродными индикаторами, характеризуют поток как нейтронов, так и протонов.

При определении активности U^{239} его химически отделяли от осколков деления и продуктов распада. Установка для счета наведенной активности была абсолютно прокалибрована независимыми методами: по определению интеграла захвата в большом баке с водой от источника известной интенсивности; по определению числа отсчетов от β -препарата Y^{91}Cl известной активности; по определению числа отсчетов от алюминиевого образца, облученного в известном потоке нейтронов [реакция $\text{Al}^{27}(n, \alpha)\text{Na}^{24}$], и, наконец, по определению наведенной активности медного индикатора в реакции $\text{Cu}^{63}(n, \gamma)\text{Cu}^{64}$ в известном потоке тепловых нейтронов. После введения корректирующих множителей, учитывающих различие в энергии β -частиц от различных индикаторов и различие в размерах индикаторов, все методы калибровки дали согласующуюся в пределах 10% величину эффективности. Точность определения абсолютного числа индикаторов в среднем составляла $\pm(10 \div 15\%)$.

Результаты измерений

При измерениях индикаторы располагались в плоскости, перпендикулярной оси пучка z , вдоль радиуса-вектора r . На рис. 1 представлены типичные распределения числа захватов $N(r)$, измеренные на выходе ($z = 120$ см) из графитового блока размером $120 \times 140 \times 160$ см. Распределения внутри этого блока и в других блоках по форме в общем похожи на приведенные. Для получения более показательной величины $A(z)$ — числа захватов

от плоского мононаправленного источника протонов, перпендикулярного плоскости мишени, функция $N(r)$ интегрировалась по площади мишени, т. е. находилось значение $A(z) = 2\pi \int_0^{r_{\text{макс}}} N(r, z) r dr$.

Вообще говоря, по измеренным $N(r, z)$ можно было определить лишь $\int_0^{r_{\text{макс}}} N(r, z) r dr$,

а величину $\int_{r_{\text{макс}}}^{\infty} N(r, z) r dr$ вычислить, задав

с некоторым произволом закон изменения $N(r, z)$ в функции r при $r > r_{\text{макс}}$. Однако отношение $\int_{r_{\text{макс}}}^{\infty} N(r, z) r dr / \int_0^{r_{\text{макс}}} N(r, z) r dr$ во всех

случаях не превышало нескольких процентов, и, следовательно, приближенное представление $N(r, z)$, например, экспонентой не вносило заметной ошибки.

На рис. 2 изображены функции $A(z)$, где z — расстояние от передней плоскости мишени, нормированное на 1 г веса индикаторов, для нескольких индикаторов для графитового блока размером $120 \times 140 \times 160$ см. Во всех случаях (в измерениях с различными блоками) функции $A(z)$ имели максимум и в общем более или менее подобны показанным на этом рисунке. [Для фосфорного и магниевых индикаторов в области $z < 60$ см функции $A(z)$ получены в предположении, что формы $A(z)$ совпадают для всех пороговых индикаторов.]

Ошибки, указанные на рис. 2, в основном определяются ошибками, связанными с получением абсолютных значений активности индикаторов. Ошибки в определении относительных значений функции $A(z)$ малы.

Усреднение сечений реакций для получения значений потоков нейтронов в различных энергетических группах проводилось по спектрам нейтронов, выбранных из некоторых общих соображений. Принималось, что в элементарном акте неупругого взаимодействия протона с ядром спектр вылетевших нейтронов до 20 Мэв соответствовал спектру испарения с температурой, слабо зависящей от ядра и энергии протона [2, 3]. Выше 20 Мэв энергетическое распределение вылетевших нуклонов принималось согласно данным работ [4—6]. Для мишеней толщиной меньше 0,2—0,3 ядерного пробега протона сечения индикаторов усреднялись по спектру нейтронов в элемен-

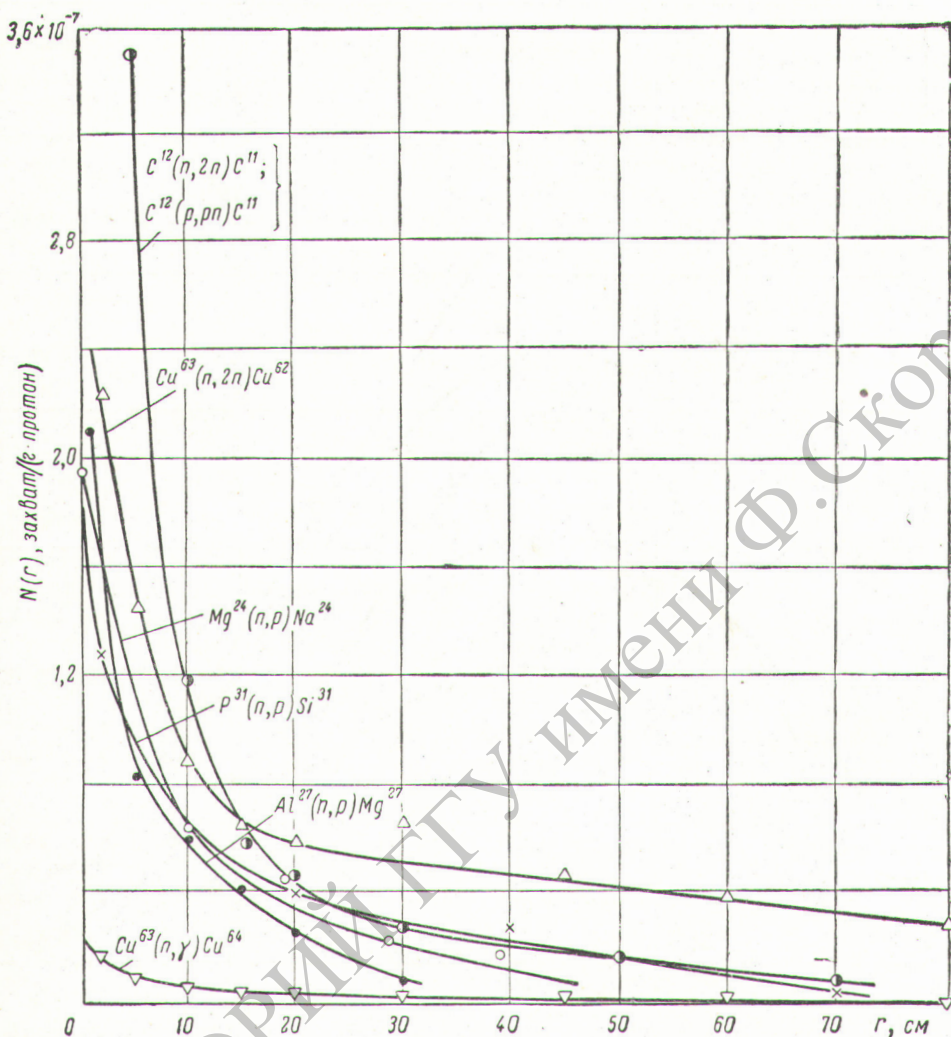


Рис. 1. Числа захватов на 1 г веса индикаторов, нормированных на один падающий протон. [Данные относятся к задней по отношению к пучку протонов ($z=120$ см) стенке мишени.]

тарном акте. При определении потоков нейтронов в толстых графитовых блоках усреднение сечений проводилось по спектру, пропорциональному E^{-1} ; при расчете потоков в никелевом блоке считалось, что выше 2 Мэв поток нейтронов пропорционален E^{-1} , а для меньших энергий использовалось распределение, измеренное в работе [7]. Некоторая неопределенность в принятых спектрах нейтронов несущественно влияла на интерпретацию результатов измерений, поскольку сами усредненные сечения слабо зависели от принятого спектра. Были использованы сечения реакций, приведенные в работах [8–14]. При измерении

резонансными индикаторами учитывались эффекты самоэкранировки согласно работе [15].

Диапазон энергий нейтронов $2,5 \cdot 10^{-8}$ — $6,6 \cdot 10^2$ Мэв был разбит на семь интервалов для графита и на шесть для никеля с таким расчетом, чтобы основная доля активности каждого индикатора была обусловлена нейтронами, принадлежащими одной группе. Выбор неравномерных интервалов облегчил определение потоков внутри групп. Величины потоков находились из решения системы уравнений. На рис. 3 в качестве примера приведены энергетические распределения нейтронов для никелевой призмы при трех значениях z .

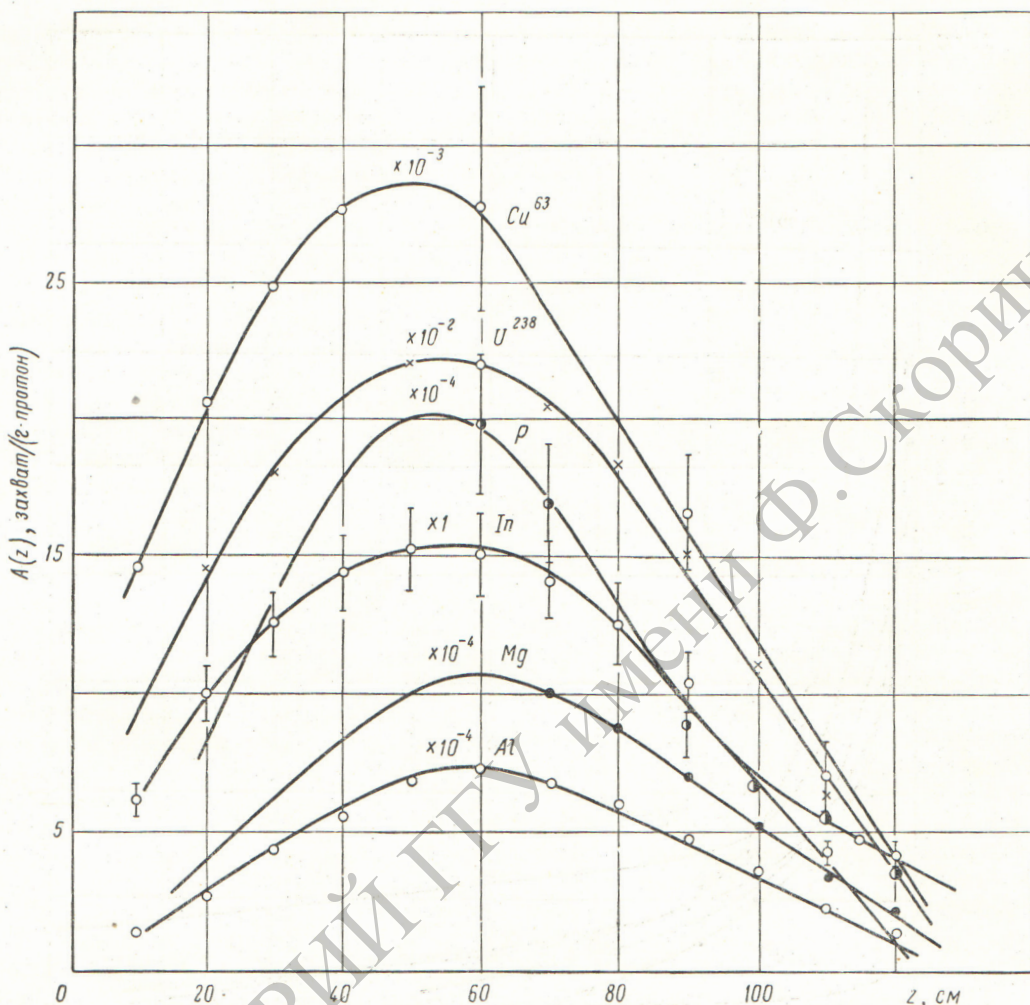
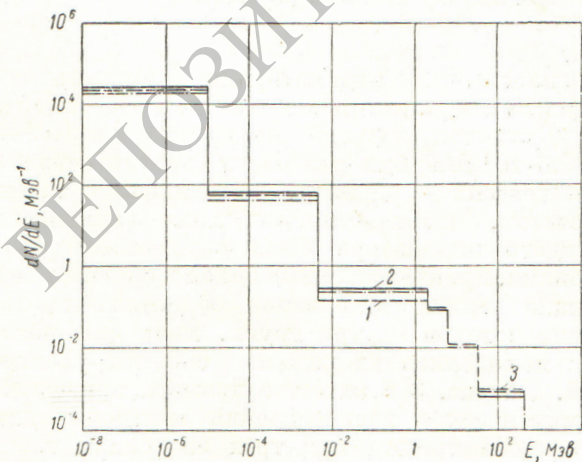


Рис. 2. Число захватов $A(z)$ [плоский мононаправленный источник протонов, $\text{протон}/\text{см}^2$; активация индикаторов в реакциях $\text{In}^{115}(n, \gamma)\text{In}^{116}$; $\text{U}^{238}(n, \gamma)\text{U}^{239}$; $\text{Cu}^{63}(n, \gamma)\text{Cu}^{64}$; $\text{P}^{31}(n, p)\text{Si}^{31}$; $\text{Mg}^{24}(n, p)\text{Na}^{24}$; $\text{Al}^{27}(n, \alpha)\text{Na}^{24}$].



Обсуждение результатов

На рис. 4 и 5 представлены распределения потоков нейтронов как функции z в никеле и графите в двух энергетических интервалах ($E_n < 4,65 \text{ кэВ}$ и $E_n > 4,65 \text{ кэВ}$), а также полного потока для плоского мононаправленного источника протонов интенсивностью 1 $\text{протон}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$. Сравнительно большие ошибки в определении абсолютных значений потоков нейтронов обусловлены самим способом вычис-

Рис. 3. Энергетические распределения нейтронов ϕ в никелевой призме (плоский мононаправленный источник; распределения нормированы по полному потоку при $z = 15,7$):

1 — $z = 7,8 \text{ см}$; 2 — $z = 15,7 \text{ см}$; 3 — $z = 29,6 \text{ см}$

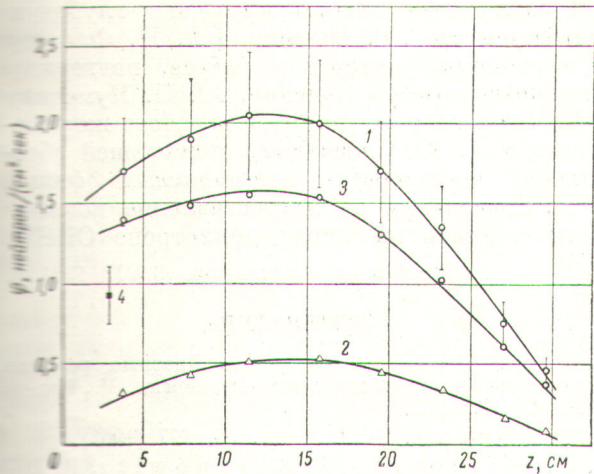


Рис. 4. Распределение потока нейтронов по глубине z никелевой призмы [плоский мононаправленный источник мощностью 1 протон/(см²·сек)]:
 1 — полный поток; 2 — поток в интервале $2,5 \cdot 10^{-8}$ — $4,65 \cdot 10^{-8}$ Мэв; 3 — поток в интервале $4,65 \cdot 10^{-8}$ — $6,6 \cdot 10^{-8}$ Мэв; 4 — полный поток за призмой толщиной 2,4 см.

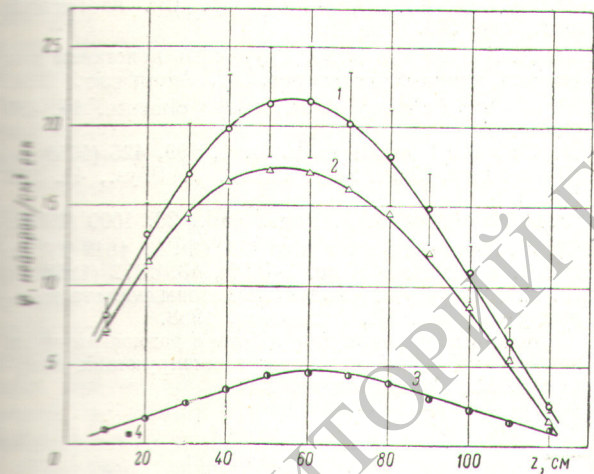


Рис. 5. Распределение потока нейтронов по глубине z графитовой призмы размером $120 \times 140 \times 160$ см [плоский мононаправленный источник мощностью 1 протон/(см²·сек)]:
 1 — полный поток; 2 — поток в интервале $2,5 \cdot 10^{-8}$ — $4,65 \cdot 10^{-8}$ Мэв; 3 — поток в интервале $4,65 \cdot 10^{-8}$ — $6,6 \cdot 10^{-8}$ Мэв; 4 — полный поток за призмой толщиной 16 см.

... потока по измеренным активностям... Основной вклад в полный поток в графите вносят нейтроны малых энергий, в никеле — нейтроны с энергией выше 4,65 кэв. Характерные замедляющие свойства графита обуславливают и большую разницу в потоках нейтронов (в ~30 раз) в графите и никеле; потоки же быстрых нейтронов отли-

чаются лишь примерно в три раза. Пространственное распределение потока имеет максимум, который более четко выражен для графита и симметричен в нем в отличие от распределения потока в никеле. Возникновение максимума связано с влиянием двух факторов, от которых зависит пространственное распределение нейтронов, а именно: плотности рождения вторичных нейтронов первичным пучком протонов и развития ядерного каскада и процесса замедления и растечки образовавшихся нейтронов. Интегральный поток по оси симметрии графитовой призмы составляет около 20 нейтрон/(см²·сек); такое большое значение потока обязано большому альбедо графита. Характерно, что, как видно из рис. 5, поток при $z = 16$ см в толстом блоке равен 11 нейтрон/(см²·сек), а за графитовой стенкой толщиной 16 см — лишь 0,7 нейтрон/(см²·сек). Для удобства сравнения энергетические распределения нейтронов в никелевой призме, показанные на рис. 3, нормированы по полному потоку нейтронов к распределению при $z = 15,7$ см. Наибольшее число нейтронов с малыми энергиями наблюдается при $z = 15,7$ см; на выходе из пластины (при $z = 29,6$ см) в спектре больше нейтронов с высокими энергиями. Такой же характер зависимости энергетических распределений от z наблюдается и для графитовых призм.

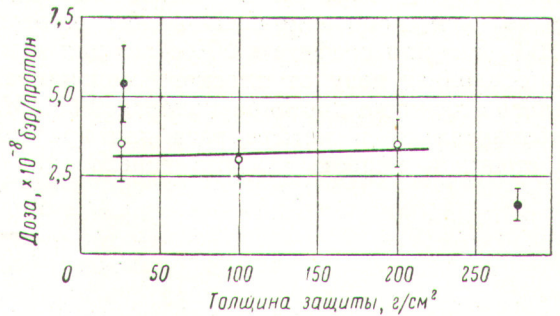


Рис. 6. Доза за плоской защитой в зависимости от толщины защиты для плоского мононаправленного источника:

● — никель; ○ — графит.

На рис. 6 приведена величина доз в бэрах за плоской защитой из графита и никеля в зависимости от ее толщины, вычисленная по рекомендациям [16]. Величины относительной биологической эффективности (ОБЭ) усреднялись внутри энергетических групп по принятым спектрам нейтронов. Для графита доза практически не зависит от толщины, что,

по-видимому, может быть связано с взаимокompенсацией двух процессов: образованием нейтронов первичным пучком протонов и потерями энергии нейтронами (а следовательно, и уменьшением ОБЭ) при взаимодействии вторичных нейтронов с ядрами углерода. Для никеля второй процесс, по-видимому, более существен. Естественно, что подобные объяснения носят сугубо качественный характер. Следует заметить, что величины доз за защитой получены из энергетических распределений потока, а не тока нейтронов и соответствуют дозе на ее поверхности. Вдали от защиты величины доз должны быть умножены на некий коэффициент, зависящий от углового распределения выходящих нейтронов, величина которого заключена в интервале 0,5—1,0.

Для сравнения дозы, созданной вторичными нейтронами, с дозой первичных протонов необходимо достаточно точно знать соотношение между потоком протонов с энергией 660 Мэв и создаваемой им дозой в бэрах. Рекомендации, содержащиеся в работе [16], не дают возможности точно определить это соотношение. Однако, если принять, что равные потоки нейтронов и протонов с энергиями ~ 600 Мэв создают одинаковую биологическую опасность, что приблизительно верно в случае рассмотрения максимальной глубинной дозы, то доза первичных протонов приблизительно равна $12 \cdot 10^{-8}$ бэр/протон, т. е. защита толщиной больше, чем ионизационный пробег протона (~ 200 г/см² для графита и 270 г/см² для никеля), ослабляет дозу от плоского мононаправленного источника протонов с энергией 660 Мэв приблизительно в четыре раза для графитовой стенки и в шесть раз для никелевой.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность С. Г. Цыпину и Г. Н. Флерову за постоянный интерес к работе, поддержку и плодотворные обсуждения, Ю. П. Кумекину и В. Столетову за помощь в работе на ускорителе и И. Ю. Левенберг, измерившей абсолютные активности алюминиевых фольг, В. П. Джелепову за предоставление возможности работать на синхроциклотроне ОИЯИ.

Поступила в Редакцию 3/VII 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Перфилов и др. Ядерные реакции под действием частиц высокой энергии. М., Изд-во АН СССР, 1962.
2. D. Skyrme. Nucl. Phys., 35, 177 (1962).
3. J. Dostrovsky, P. Rabinowitz, R. Vivins. Phys. Rev., 111, 1659 (1958).
4. А. П. Жданов, П. И. Федотов. ЖЭТФ, 41, 1871 (1964).
5. N. Metropolis et al. Phys. Rev., 110, 204 (1958).
6. В. С. Киселев, В. Б. Флягин. ЖЭТФ, 38, 962 (1957).
7. И. И. Бондаренко и др. См. настоящий вып., стр. 593.
8. Л. П. Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
9. P. Cuzzocrea et al. Nuovo cimento, 16, 450 (1960).
10. J. Crandl et al. Phys. Rev., 109, 425 (1958).
11. Buttler, Santry. Canad. J. Phys., 41, 372 (1963).
12. P. Albo et al. J. Phys. Rad., 23, 1000 (1962).
13. И. Ю. Левенберг и др. ЖЭТФ, 43, 1619 (1962).
14. Н. Г. Зайцев и др. ЖЭТФ, 43, 1672 (1962).
15. Г. И. Марчук. Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1958.
16. Санитарные правила для работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений. М., Госатомиздат, 1960.



УДК 621.039.51

Влияние запаздывающих нейтронов на время установления устойчивой цепи делений

В. Ф. Колесов

Рассмотрен стохастический процесс размножения запаздывающих нейтронов в ограниченных цепях делений в надкритическом по мгновенным нейтронам реакторе. Получены уравнения для моментов распределения количества предшественников запаздывающих нейтронов и для среднеквадратичного отклонения.

Исследовано влияние запаздывающих нейтронов на время установления первой устойчивой цепи делений. Составлены уравнения и даны их приближенные решения. Показано, что при малой реактивности и слабом источнике среднее время установления первой устойчивой цепи делений может быть уменьшено запаздывающими нейтронами в 10 и более раз.