

С 3498

К-402

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Ат.эмер., 1968, т.24, 6/XI-67
в.ч, с.395-396

P16 - 3514



Л.Р. Кимель, М.М. Комочков, В.П. Сидорин,
Б.С. Сычев, А.П. Череватенко

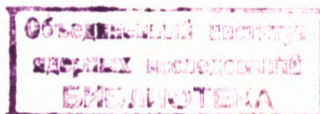
ОБРАТНЫЙ ВЫХОД НЕЙТРОНОВ ИЗ ЗАЩИТЫ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 660 МЭВ

P16 - 3514

Л.Р. Кимель, М.М. Комочков, В.П. Сидорин,
Б.С. Сычев, А.П. Череватенко

ОБРАТНЫЙ ВЫХОД НЕЙТРОНОВ ИЗ ЗАЩИТЫ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 660 МЭВ

Направлено в АЭ



5395/1 чф.

Для решения ряда задач, связанных с вопросами формирования рассеянного нейтронного излучения в помещениях ускорителей и вопросами прохождения нейтронов высоких энергий через каналы, щели и проемы в защите, необходима информация об обратном выходе каскадных и испарительных нейтронов из защиты под действием нуклонов высоких энергий (см. например ^{1/1/}). Эти сведения приобретают большое значение для выполнения достоверных расчётов защитных стен и перекрытий сильноточных ускорителей.

В настоящее время в литературе практически отсутствуют экспериментальные данные о выходе вторичного излучения из защиты в направлении назад. Так, в работе ^{2/} с помощью ядерных эмульсий был измерен обратный выход нейтронов при гашении в железе пучка нейтронов с энергией 350 Мэв. Было найдено, что в конусе, угол при вершине которого равен 50° , а ось совпадает с направлением падающего пучка нейтронов, обратный выход нейтронов с энергией до 90 Мэв составляет приблизительно 0,5%. Однако проведенные оценочные расчёты для нейтронов высоких энергий, нормально падающих на защиту ^{3/}, указывают на существенность обратного выхода быстрых нейтронов - до 50% на железе (табл.2).

В настоящей работе экспериментально измерен обратный выход нейтронов высоких энергий ($E > 20$ мэв) и быстрых (испарительных) нейтронов ($E < 20$ Мэв) из бетонной защиты ($\rho = 2,35$ г/см³) при нормальном падении на нее протонов с энергией 660 Мэв. Эксперимент проводился на синхроциклотроне ОИЯИ. Схема эксперимента представлена на рис. 1. С помощью бетонных блоков

имитировался защитный барьер различной толщины (от 20 до 100 см). Для уменьшения фоновых потоков нейтронов высоких энергий и быстрых нейтронов он размещался в защитном боксе, собранном на металлическом каркасе из бетонных блоков. Толщина передней стенки бокса составляла 82 см, боковых стенок и перекрытия - 62 см. Регистрация нейтронов, выходящих из защитного барьера, осуществлялась с помощью пороговых детекторов P^{31} и C^{12} , характеристики которых приведены в работе^{4/}. Доля заряженного компонента в общем потоке вторичного излучения в защите согласно^{5,6/}, составляет пренебрежимо малую величину по сравнению с нейтронным компонентом. Следовательно, можно считать, что наведенная активность C^{11} полностью обусловлена нейтронами.

Детекторы из фосфора градуировались с помощью Po-Be источника, а углеродные детекторы калибровались в пучке протонов с энергией 660 Мэв с помощью цилиндра Фарадея. Отградуированные детекторы размещались на поверхности защитного барьера в плоскости, перпендикулярной оси падающего пучка протонов. Минимальное расстояние от оси пучка нейтронов составляло 19 см (рис.2). Фон измерялся в точках расположения детекторов при пропускании пучка протонов через раздвинутый защитный барьер. Поток протонов определялся с помощью углеродных детекторов и ионизационной камеры, регистрирующей колебания интенсивности пучка во время экспозиции. На рис. 3 представлены результаты эксперимента - радиальные распределения потоков нейтронов высоких энергий и быстрых нейтронов, вышедших назад из бетонных барьеров различной толщины, нормированные на один падающий протон. В табл.1 приведены интегральные обратные выходы, полученные интегрированием распределений рис.3 при аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальным законом методом наименьших квадратов:

$$l_n \phi = a + b r.$$

Ошибки в коэффициентах a и b определяют ошибку в интегральном обратном выходе нейтронов:

$$\left(\frac{\Delta \delta}{\delta} \right)_1 = \sqrt{(\Delta a)^2 + \left(\frac{-2 \Delta b}{b} \right)^2}$$

Суммарная экспериментальная ошибка в интегральном обратном выходе нейтронов, нормированном на один падающий протон, определяется как

$$\left(\frac{\Delta \delta}{\delta} \right)_\Sigma = \sqrt{\left(\frac{\Delta \delta}{\delta} \right)_1^2 + \alpha^2 + \beta^2},$$

где a - погрешность градуировки детекторов по нейтронам;

δ - погрешность градуировки детекторов по протонам.

Погрешность градуировки детекторов составляет 20%. Для защитного барьера толщиной 100 см ошибки $(\frac{\Delta \delta}{\delta})$, равны 24 и 20% для нейтронов высоких энергий и быстрых нейтронов, соответственно.

Интегральный обратный выход каскадных нейтронов из защиты, δ_k отнесенный к одному падающему нормально на защиту протону с энергией E' , можно оценить следующим образом:

$$\delta_k = 2\pi \int_0^\infty \int_0^\pi \psi(\Sigma_{1n}(E')x) \Sigma_{1n}(E) \bar{n}_k(E') dx \int_0^{\frac{\pi}{2}} G\left(\frac{\Sigma_{tr}(E)x}{\cos\theta}, E\right) f(\theta) \eta(E) \frac{\sin\theta}{\cos\theta} d\theta dE, \quad (1)$$

при условии

$$\int_{4\pi} \int_E f(\theta) \eta(E) d\Omega dE = 1,$$

где

$$\psi(\Sigma_{1n}(E')x) -$$

- распределение плотности потока каскадных нуклонов по толщине защиты (рис.4). Для упрощения расчетов первичные протоны заменялись нейтронами;

$$G\left(\frac{\Sigma_{tr}(E) \cdot x}{\cos\theta}, E\right) \approx e^{-\frac{\Sigma_{tr}(E)x}{\cos\theta}} \left(1 + \frac{a(E)\Sigma_{tr}(E)x}{\cos\theta}\right)$$

- функция ослабления плотности потока каскадных нейтронов, выходящих в направлении, противоположном движению первичных протонов;

$$a(E) = \frac{E}{E_{ab}(E')} - 1;$$

$$E_{ab}(E') = E_z(E') + E^*(E') + E_o(E');$$

$E_z(E')$ - энергия, уносимая вторичными заряженными частицами, вылетающими из ядра, бомбардируемого протонами с энергией E' ;

$E^*(E')$ - энергия возбуждения остаточного ядра;

$E_o(E')$ - энергия отрыва вторичных нуклонов;

$f(\theta)\eta(E)$ - спектрально-угловое распределение каскадных нейтронов, вылетающих из ядра в направлении назад, полученное в предположении о независимости энергетического распределения от угла вылета в интервале от $\pi/2$ до π /7/;

$\Sigma_{in}(E')$ - сечение неупругого взаимодействия нуклонов;

$\Sigma_{tr}(E)$ - транспортное сечение нейтронов высоких энергий, выходящих из защиты в направлении назад;

$\bar{n}_k(E')$ - среднее число каскадных нейтронов, образующихся на одно неупругое взаимодействие первичного протона с ядром материала защиты;

E', E - энергия первичных протонов и вторичных нейтронов, соответственно.

Функция $f(\theta)$ приближенно может быть представлена в виде ^{18/}:

$$f(\theta) = \frac{1}{4\pi} (b + c \cos \theta), \quad \pi/2 < \theta < \pi,$$

где b, c - константы.

Если принять, что энергия каскадных нейтронов, вылетающих из ядра под углами $\pi/2 < \theta < \pi$ в основном заключена в интервале от 20 до 100 Мэв ^{12,7/}, а энергетическое распределение имеет вид $1/E^n$, то уравнение (1) приводится к следующему виду:

$$\begin{aligned} \delta_k = \frac{1}{2k} \Sigma_{in}(E') \bar{n}_k(E') \int_{20}^{100} \frac{1}{E^n} \int_0^\infty \psi(\Sigma_{in}(E')x) \{ b E_1(\Sigma_{tr}(E')x) + \\ + a(E)b \Sigma_{tr}(E)x E_0(\Sigma_{tr}(E)x) - c E_2(\Sigma_{tr}(E)x) - \\ - a(E)c \Sigma_{tr}(E)x E_1(\Sigma_{tr}(E)x) \} dx dE, \end{aligned} \quad (2)$$

где $k = \int_{20}^{100} \frac{dE}{E^n}$,

$E_0(\Sigma_{tr}(E)x), E_1(\Sigma_{tr}(E)x), E_2(\Sigma_{tr}(E)x)$ - интегро-экспоненциальные функции.

По данным работы ^{9/} $b=0,25, c=0,15,$

Интегральный обратный выход быстрых (испарительных) нейтронов из защиты, нормированный на 1 первичный протон, в предположении об их изотропном распределении можно получить из уравнения (1);

$$\delta = \frac{\Sigma_{in}(E')}{2} \bar{n}_{исп.}(E') \int_0^\infty \psi(\Sigma_{in}(E')x) E_1(\Sigma_{tr}^{исп.}x) dx,$$

где $\bar{n}_{исп.}(E')$ - среднее число испарительных нейтронов, образующихся на один акт неупругого взаимодействия с ядром материала защиты;

Σ , исп - сечение выведения испарительных нейтронов.

Согласно уравнению (2) и уравнению (3) при использовании данных для $\bar{p}_k(E)$, $\bar{p}_{\text{исп}}(E)$, $\Sigma_{1n}(E)$, $\Sigma_{\text{ст}}(E)$, $\Sigma_{\text{исп}}$, приведенных в работах /3/, /8,9/, был выполнен расчёт обратного выхода нейтронов из бетонной и железной защиты под действием протонов с энергией 660 Мэв. Считалось, что энергетическое распределение каскадных нейтронов, вылетающих из ядра под углами $\pi/2 < \theta < \pi$ имеет вид $1/E^n$, где показатель степени n меняется от 1 до 2. Результаты расчёта приведены в табл.2. Меньшее значение обратного выхода каскадных нейтронов соответствует $n=2$, а большее - $n=1$. Кроме того, в таблице приведены данные по обратному выходу нейтронов из бетона и железа /3/ при падении на защиту спектра нейтронов высокой энергии, вылетающего из бериллиевой мишени под 0° , при бомбардировке её протонами с энергией 660 Мэв /10/. Проведение корректного сравнения результатов расчёта и эксперимента не представляется возможным, ввиду отсутствия информации относительно минимальной энергии вылетающих каскадных нейтронов, а также условности разделения по энергии испарительных и каскадных нейтронов. Завышение экспериментальных данных по обратному выходу быстрых нейтронов, по-видимому, объясняется тем, что в расчётах не был учтен фактор первоначального накопления быстрых нейтронов. По данным работы /9/ этот фактор, например, для алюминия, составляет 2,5.

Авторы выражают признательность Ю.М.Казаринову за ценные советы и сделанные замечания.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б.Прайс, К.Хортон, К.Спинни. Защита от ядерных излучений. И.Л.М.1959.
2. Proceedings International Conference on Sector-focused Cyclotrons and Meson Factories, CERN 63-19, 29 May 1963, p.157.
3. Л.Р.Кимель и др. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений" вып. 6. М., Госатомиздат, 1967.
4. Б.С.Сычёв и др. Атомная энергия, 20, 323 (1966)
5. Б.С.Сычёв. Препринт ОИЯИ Р9-3269. Дубна, 1967.
6. S.J.Lindenbaum, Ann. Rev. Nucl. Sci. 11, 213 (1961).

7. В.И.Кочкин и др. Препринт ОИЯИ Р-1713, Дубна, 1964.
8. N.Metropolis al. et., Phys. Rev. 110, 185 (1958).
9. Бродер и др. Бетон в защите ядерных установок. М.Атомиздат, 1966.
10. М.М.Комочков. Препринт ОИЯИ Р-1349, Дубна, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 сентября 1967 года.

Таблица 1.

Экспериментальные данные по интегральному обратному выходу нейтронов $\delta(\%)$ из бетонного барьера различной толщины (нормировано на один падающий протон)

Толщина защитного барьера, см	Нейтроны высоких энергий ($E > 20$ Мэв)	Быстрые нейтроны ($E < 20$ Мэв)
20	$3,2 \pm 1,2$	25 ± 9
40	$3,4 \pm 1,2$	30 ± 10
100	$4,3 \pm 1,6$	32 ± 11

Таблица 2.

Интегральный обратный выход нейтронов из защиты δ (%) под действием нуклонов высоких энергий (нормировано на один падающий нуклон)

Материал защиты	Нейтроны высоких энергий ($E > 20$ Мэв)			Быстрые нейтроны ($E < 20$ Мэв)		
	Расчёт ^x	Расчёт ^{xx/3/}	Эксперимент ^z	Расчёт ^x	Расчёт ^{xx/3/}	Эксперимент ^x
Бетон ($\rho = 2,35$ г/см ³)	6,0-8,0	9,6	4,9 \pm 1,6	18	16	33 \pm 11
Железо ($\rho = 7,8$ г/см ³)	10-15	12,5	-	73	53	-

^x протоны с энергией 660 Мэв.

^{xx} спектр нейтронов высокой энергии, вылетающих из бериллиевой мишени под 0° , при бомбардировке её протонами с энергией 660 Мэв /10/.

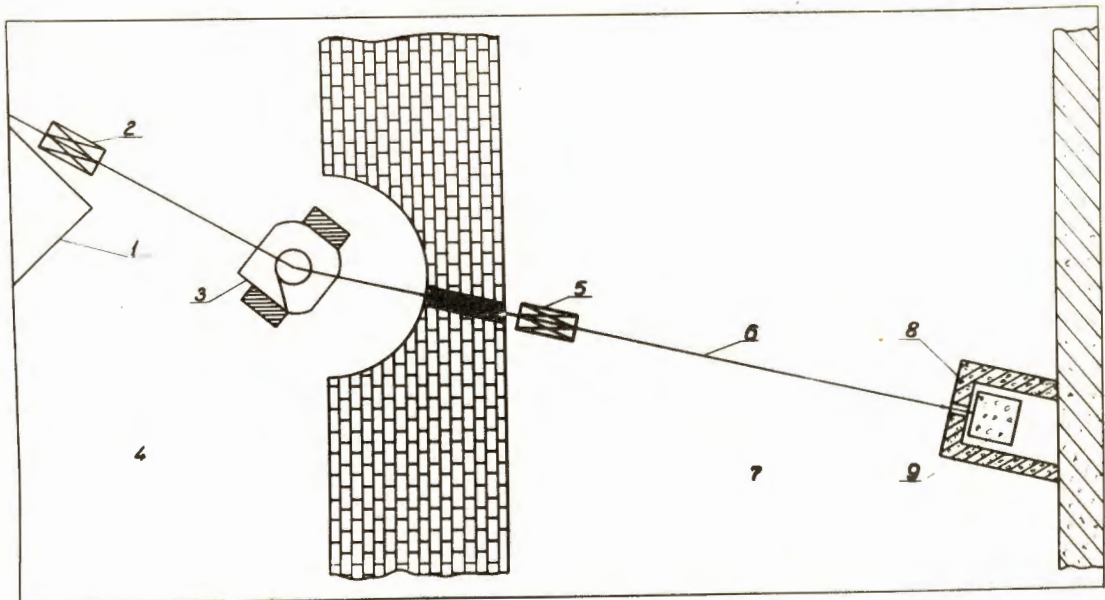


Рис.1. Схема вывода пучка на экспериментальную установку.

- 1 - камера ускорителя;
- 2,5 - магнитные линзы;
- 3 - поворотный магнит;
- 4 - зал синхроциклотрона;
- 6 - пучок протонов;
- 7 - измерительный павильон;
- 8 - экспериментальный домик;
- 9 - экспериментальная установка;

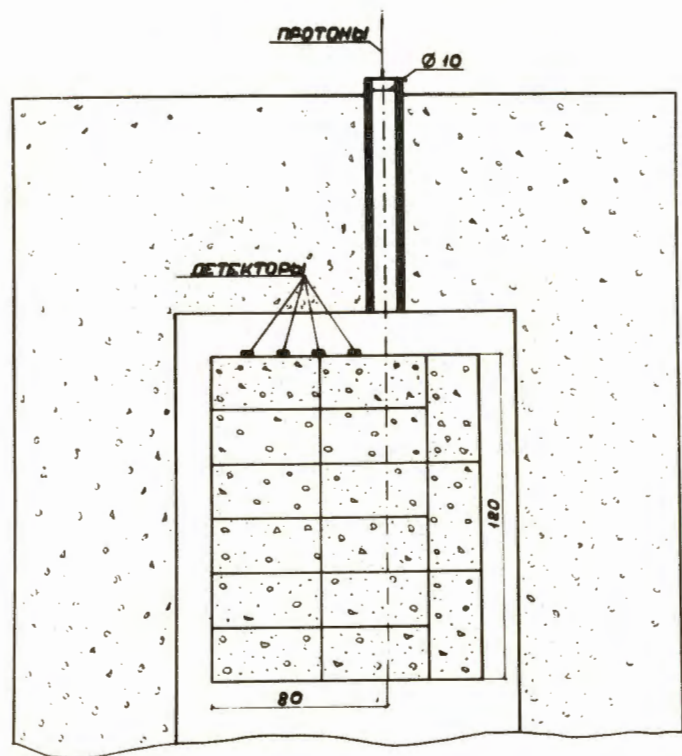


Рис.2. Экспериментальная установка и расположение детекторов (размеры даны в сантиметрах).

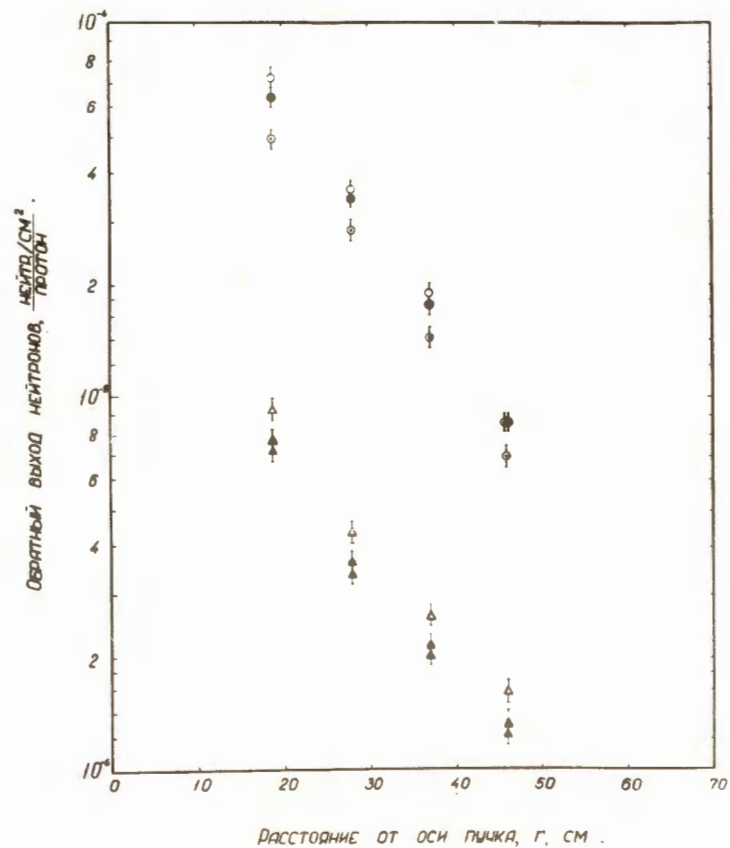


Рис.3. Радиальное распределение потоков нейтронов, вышедших назад из б-гонной защиты различной толщины (нормировано на один падающий протон).

- Δ - поток нейтронов высоких энергий, вышедший назад из бетонного барьера толщиной 100 см;
- ▲ - то же для барьера толщиной 40 см;
- △ - то же для барьера толщиной 20 см;
- - поток быстрых нейтронов, вышедший назад из бетонного барьера, толщиной 100 см;
- ⊙ - то же для барьера толщиной 40 см;
- ⊖ - то же для барьера толщиной 20 см;

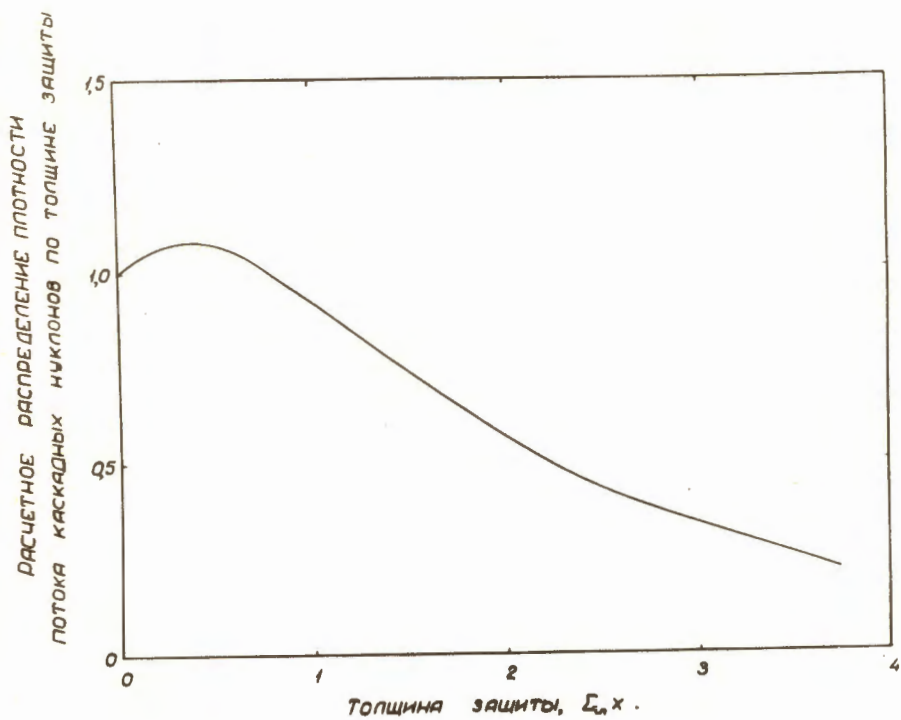


Рис.4. Распределение плотности потока каскадных нуклонов по толщине защиты.