

С 3498

20/xII-71

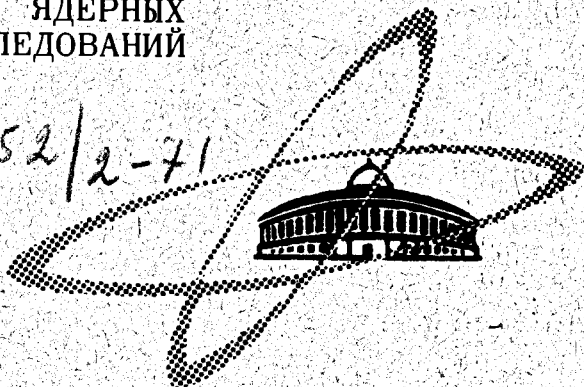
3-177

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P16-6057

У252/2-71



Л. Н. Зайцев, Л. Р. Кимель, Я. Н. Расцветалов,
В. П. Сидорин

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ЗА ЗАЩИТОЙ
СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ

1971

P 16-6057

Л.Н.Зайцев, Л.Р.Кимель, Я.Н.Расцветалов,
В.П.Сидорин

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ЗА ЗАЩИТОЙ
СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Эксплуатация высокоэнергетического ускорительного комплекса приводит к возникновению вокруг него полей ионизирующего излучения. Ускоритель, как любой источник ионизирующего излучения, может характеризоваться: выходом излучения, его компонентным составом и спектрально-угловым распределением.

Многочисленные экспериментальные исследования, выполненные на ускорителях с энергией частиц вплоть до 33 Гэв (см., например, /1-5/), показали, что за защитными сооружениями основной вклад в суммарную мощность дозы обусловлен быстрыми нейтронами и частицами высоких энергий (нуклоны и пионы с энергией $E > 20$ Мэв). Отсюда очевидна важность получения спектрального распределения указанных видов излучений. Для некоторых ускорителей такие данные уже получены /5-9/.

В настоящей работе для определения спектров быстрых нейтронов и нейтронов высоких энергий ($E > 20$ Мэв) за защитой синхрофазотрона ОИЯИ использовались слои ядерных эмульсий БЯ-2 и БР-2 толщиной 400 мкм и площадью $2,5 \times 2,5$ см².

1. Спектры быстрых нейтронов

Быстрые нейтроны регистрируются в эмульсии по трекам протонов отдачи, образуемых в результате упругого ($n-p$) рассеяния, сечение которого хорошо известно в широком диапазоне энергий.

Ядерные эмульсии типа БЯ-2 были облучены в различных точках за бетонной защитой синхрофазотрона ОИЯИ (рис. 1). Время облучения колебалось от 10 часов до ~ 2 суток.

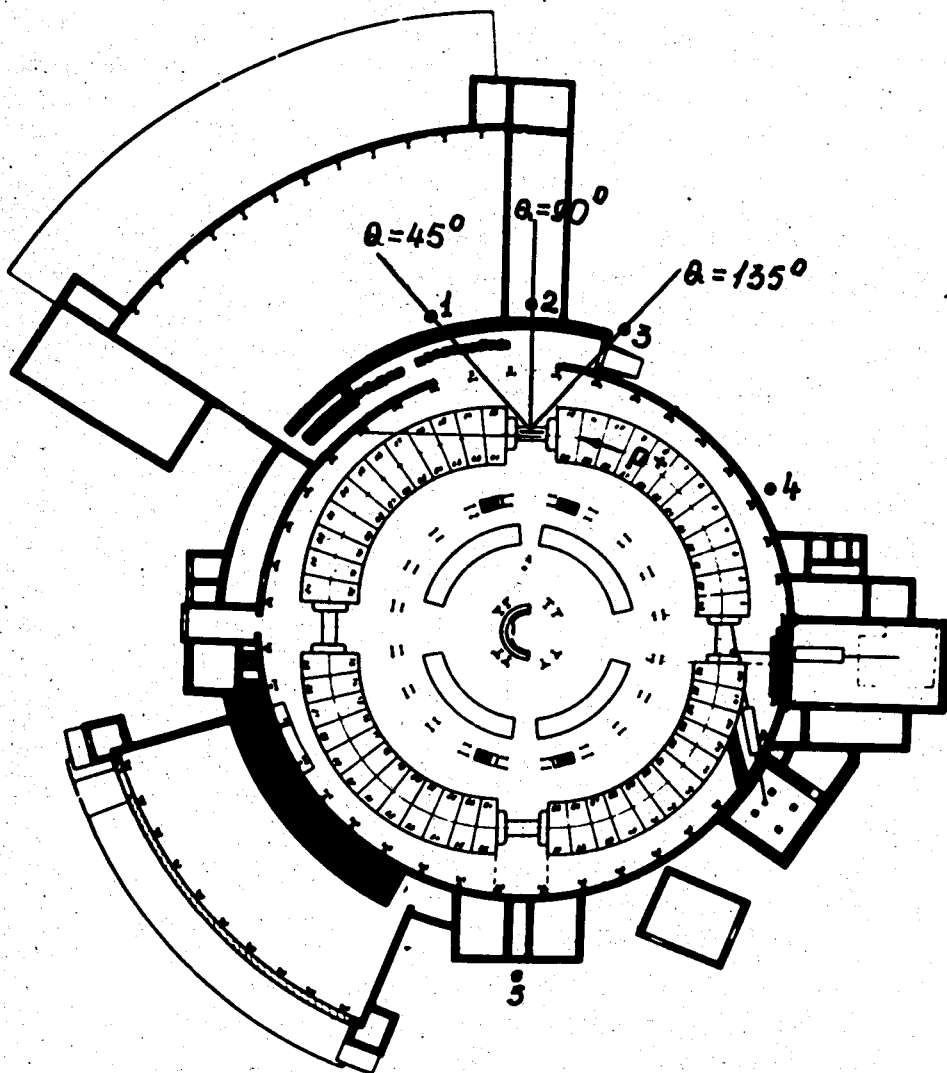


Рис. 1. Местонахождение точек измерений, θ - угол, отсчитываемый от направления движения налетающих протонов. Точка №6 расположена над мишенью на верхнем перекрытии (на плане не показана). Ширина зачерненных участков приблизительно соответствует толщине защиты.

Эмульсии просматривали на микроскопах МБИ-3. Для анализа в каждой эмульсии отбирали приблизительно 600 треков протонов отдачи, начало и конец которых лежали в эмульсии. Энергию протонов отдачи в зависимости от пробега определяли с помощью известных соотношений/10/.

Спектры быстрых нейтронов были получены путем дифференцирования спектров протонов отдачи и приведены на рис. 2. Для всех спектров можно отметить общую закономерность - резкий спад в области энергий 1-3 Мэв.

Для удобства вычислений интегральных характеристик (например, плотности потока, мощности дозы и т.д.) полученные спектры нейтронов можно аппроксимировать эмпирической зависимостью вида:

$$F(E) = A \cdot e^{B \cdot E + C \cdot E^2} \quad (1)$$

где E - энергия нейтронов, (Мэв), A, B, C - коэффициенты.

Значения коэффициентов A , B и C для спектральных распределений в различных точках измерений приведены в табл. 1.

2. Спектры нейтронов высоких энергий ($E > 20$ Мэв)

Для нейтронов с энергиями $E > 20$ Мэв наиболее характерным видом взаимодействия с ядрами элементов является неупругое взаимодействие с вылетом нескольких вторичных частиц.

При взаимодействии нейтрона высокой энергии с одним из ядер эмульсии вылетевшие из ядра вторичные заряженные частицы будут оставлять в ней следы вследствие потери энергии на ионизацию.

При вылете из ядра более одной заряженной частицы образуется "звезда", т.е. совокупность следов, исходящих из одной точки.

По степени ионизации обычно различают следы трех типов:

- 1) следы ливневых (релятивистских) частиц;
- 2) серые следы, образуемые протонами с энергиями $20 \text{ Мэв} < E < 500 \text{ Мэв}$ и заряженными пионами с энергиями $15 \text{ Мэв} < E < 80 \text{ Мэв}$;
- 3) черные следы, образуемые низкоэнергетическими частицами (в основном, протонами с энергией менее 20 Мэв и заряженными пионами с энергией менее 15 Мэв).

Таблица I

ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ А, В, С

Точки измерений (см. рис. I)	A	B	C
2	0,157	0,87	- 0,77
4	0,655	- 1,17	0,08
5	0,831	- 1,70	0,125

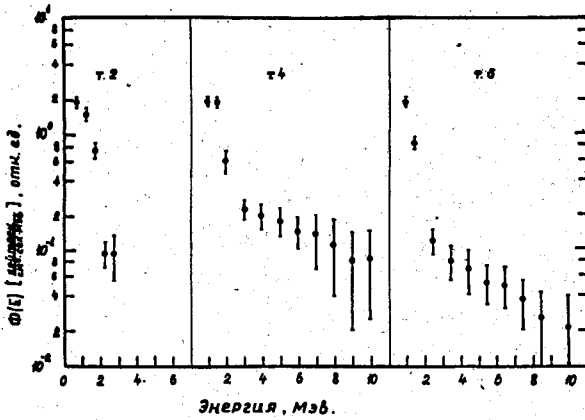


Рис. 2. Спектры быстрых нейтронов.

Число лучей (следов) в звезде определяется энергией налетающего нейтрона, типом ядра и вероятностью вылета из него вторичных заряженных частиц.

Среднее (на одну звезду) число лучей каждого типа является функцией энергии падающего нейтрона^{/11,12/}.

В литературе известен метод восстановления спектра нейтронов, использующий зависимость среднего числа серых и релятивистских лучей в звезде от энергии падающих нейтронов^{/11-13/}.

Этот метод заключается в следующем. При облучении ядерной эмульсии в потоке нейтронов со спектральным распределением $\Phi(E)$ в ней образуются звезды, для которых A - среднее число (по спектру нейтронов) серых и релятивистских лучей на одну звезду - можно определить следующим выражением:

$$A = \frac{\sum_{i=1}^N \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi(E) \sigma_i(E) \bar{A}_i(E) \rho_i dE}{\sum_{i=1}^N \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi(E) \sigma_i(E) \rho_i dE}, \quad (2)$$

где N - число видов ядер в эмульсии; $\bar{A}_i(E)$ - среднее число серых и релятивистских лучей, образованное при взаимодействии нейтрона энергии E с i -тым ядром эмульсии; $\sigma_i(E)$ - макроскопическое сечение звездообразования для i -го элемента, (см^{-1}); E_{min}, E_{max} - соответственно, минимальная и максимальная энергия в спектре нейтронов $\Phi(E)$; ρ_i - доли атомов i -го элемента в эмульсии, $\sum_{i=1}^N \rho_i = 1$.

В выражении (2) под знаком интеграла стоит величина $\bar{A}_i(E)$, которую нельзя определить на опыте для всех видов ядер, составляющих эмульсию.

Облучая эмульсию моноэнергетическими нейтронами, можно получить усредненную по всем ядрам эмульсии функцию $\bar{A}(E)$, которая связана с зависимостями $\bar{A}_i(E)$ следующим образом:

$$\bar{A}(E) = \frac{\sum_{i=1}^N \rho_i \bar{A}_i(E) \sigma_i(E)}{\sum_{i=1}^N \rho_i \sigma_i(E)}. \quad (3)$$

Используя (3), выражение (2) можно преобразовать к виду:

$$A = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi(E) \bar{A}(E) \lambda_{ЗВ}^{-1}(E) dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi(E) \lambda_{ЗВ}^{-1}(E) dE}, \quad (4)$$

где $\lambda_{ЗВ} = \left(\sum_{i=1}^N \rho_i \sigma_i(E) \right)^{-1}$ - длина до звездообразования в ядерной эмульсии, (см).

Анализ экспериментальных данных по длинам до звездообразования в ядерной эмульсии под воздействием протонов и пионов различных энергий/14/ показывает, что длина до звездообразования практически не зависит от энергии.

Если пренебречь влиянием кулоновского барьера, то можно считать, что и для нейтронов длина до звездообразования не зависит от энергии. Тогда выражение (4) упрощается и будет иметь вид:

$$A = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi(E) \bar{A}(E) dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi(E) dE} \quad (5)$$

Это соотношение представляет собой интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода. При решении его относительно $\Phi(E)$ можно определить только один неизвестный параметр в наперед заданном виде функции $\Phi(E)$.

Спектральное распределение нейтронов за защитой высокоэнергетических протонных ускорителей можно аппроксимировать двумя функциями/6,13/:

$$\Phi_1(E) = k \cdot \frac{1}{E^n}, \quad E_{min} \leq E \leq E_c \quad (6)$$

$$\Phi_2(E) = a \left[1 + \beta \left(\frac{E}{E_{max}} \right) + \gamma \left(\frac{E}{E_{max}} \right)^2 \right] \quad E_c < E \leq E_{max}$$

где $E_c \approx 0,6 E_{max}$, а E_{max} — максимальная энергия ускоренных протонов.

Если такое спектральное распределение использовать для $\Phi(E)$ в уравнении (5), то можно определить коэффициент "n".

Коэффициенты a, β, γ определяются из граничных условий/12/:

$$\begin{aligned} \Phi_1(E_c) &= \Phi_2(E_c) \\ \frac{d\Phi_1}{dE}(E_c) &= \frac{d\Phi_2}{dE}(E_c) \\ \Phi_2(E_{max}) &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Изложенный выше метод был использован для определения спектрального распределения нейтронов высоких энергий на синхрофазотроне ОИЯИ на 10 Гэв.

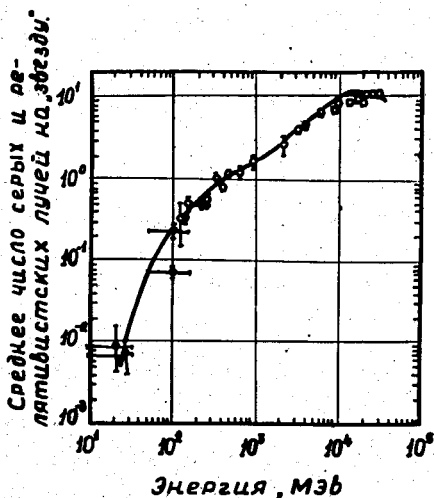


Рис. 3. Среднее число серых и релятивистских лучей в звезде. \odot - для падающих нейтронов, \oplus - для падающих протонов, — - аппроксимирующая кривая.

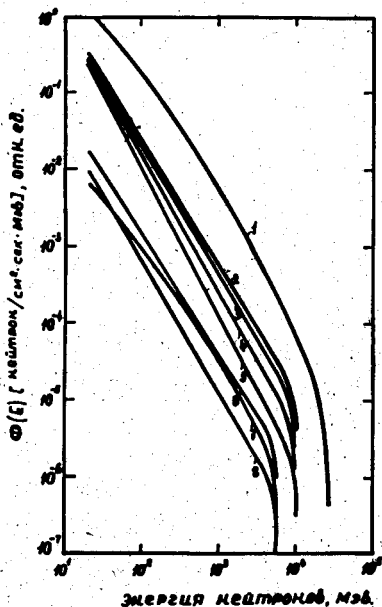


Рис. 4. Спектры нейтронов высоких энергий. 1 - протонный синхротрон на энергию 28 ГэВ/6/ (пороговые индикаторы). 2-5 - Результаты настоящей работы (ядерные эмульсии), соответственно, $\theta = 45^\circ$; $\theta = 90^\circ$ (на верхнем перекрытии); $\theta = 90^\circ$; $\theta = 135^\circ$ (см. на рис. 1). 6,8 - Бэватрон на энергию 8,2 ГэВ/12/ (ядерные эмульсии). 7 - Бэватрон на энергию 8,2 ГэВ/12/ (пороговые индикаторы).

На рис. 3 приведены экспериментальные данные по среднему числу серых и релятивистских лучей в звездах, образованных в ядерной эмульсии нейтронами/11,12/ и протонами/15,16/ различных энергий.

Для удобства последующих расчетов эти данные были аппроксимированы эмпирической зависимостью вида:

$$\bar{A}(E) = A_0 + A_1 \cdot E + A_2 \cdot E^2, \quad (8)$$

где E - энергия падающих частиц, Гэв; $A_0; A_1; A_2$ - коэффициенты, значения которых приведены в табл. 2.

Ядерные эмульсии типа БР-2 были облучены за защитой синхрофазотрона в точках 1-3 (рис. 1) и на верхнем перекрытии в режиме сброса ускоренных протонов на модель септума-формагнита как на мишень/17/.

В каждой эмульсии было найдено и проанализировано ~200 звезд (табл. 3).

На рис. 4 приведены спектры нейтронов высоких энергий, восстановленные вышеуказанным методом (кривые 2-5). На этом же рисунке в качестве примера показаны спектры нейтронов за защитой Бэватрона на энергию 6,2 Гэв/12/, измеренные пороговыми индикаторами (кривая 7) и ядерными эмульсиями (кривые 6 и 8), а также спектр нейтронов за защитой синхротрона ЦЕРНа/6/, измеренный пороговыми индикаторами (кривая 1). Из сравнения видно, что формы спектральных распределений, полученные разными методами на разных ускорителях, удовлетворительно согласуются между собой^{x/}.

Результаты настоящей работы не противоречат ранее полученным данным по спектральным распределениям плотностей потоков нейтронов высоких энергий на других ускорителях.

Л и т е р а т у р а

1. J. Vaaril, A.L. Sullivan, Health Physics, 11, 353 (1965).
2. Л.С. Золин и др. Препринт ОИЯИ, 2251, Дубна, 1965.

^{x/} Более детальное сравнение можно найти в работе /12/.

3. В.Н. Лебедев и др. Препринт ОИЯИ, Р-2177, Дубна, 1965.
4. В.В. Владимирский и др. Атомная энергия, 12, 472 (1962).
5. J. Baarli, A.L. Sullivan. Proceedings of the USAEC First Symposium on Accelerator Dosimetry and Experience, New York, November 3-5, 1965, p.103.
6. W. Gilbert et al. UCRL-17941, 1968.
7. R. Lehman, O. Fekula. Nucleonics, 22 (11), 35 (1964).
8. K.O'Brien et al. Nuclear Science and Eng. 27, 338 (1967).
9. Л.Р. Кимель и др. Атомная энергия, 24, 69 (1968).
10. R. Sanna et al. HASL-162 (1964).
11. R. Remy. UCRL-16325, 1965.
12. H.W. Patterson et al. UCRL-19389, 1969.
13. P.P. Omberg and H.W. Patterson. UCRL -17063, 1967.
14. Л.Н. Зайцев и др. Препринт ОИЯИ Б2-16-5844, Дубна, 1971.
15. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ, Р2-4302, Дубна, 1969.
16. В.С. Барашенков и др. Препринт ОИЯИ Е2-4607, Дубна, 1969.
17. Л.Н. Зайцев и др. Сообщение ОИЯИ, Р16-8059, Дубна, 1971.
18. Alan R. Smith. Threshold Detector Applications to Neutron Spectroscopy at the Berkeley Accelerators, Proceedings of the USAEC First Symposium on Accelerator Radiation Dosimetry and Experience, Upton, New York, November 1965.
19. В.Е. Алейников и др. Препринт ОИЯИ, Р9-2933, Дубна, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 сентября 1971 года.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ A_0 , A_1 , A_2

№	A_0	A_1	A_2	Энергетический интервал Гэв
1	$-8,34 \cdot 10^{-2}$	3,28	-1,63	$0,028 \leq E \leq 1,0$
2	$-2,56 \cdot 10^{-2}$	1,435	$-3,85 \cdot 10^{-2}$	$1,0 < E \leq 28$

Таблица 3

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД И КОЭФФИЦИЕНТЫ СПЕКТРАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

№ точек	Число звезд	Число серых лучей	A	α	β	γ	n
1	112	52	0,465	$1,9 \cdot 10^{-6}$	-1,2	$2,0 \cdot 10^{-1}$	-1,623
2	264	104	0,41	$1,36 \cdot 10^{-6}$	-1,25	$2,48 \cdot 10^{-1}$	-1,67
3	175	65	0,37	$1,1 \cdot 10^{-6}$	-1,3	$2,8 \cdot 10^{-1}$	-1,78
4	200	40	0,20	$1,6 \cdot 10^{-7}$	-1,5	$5,3 \cdot 10^{-1}$	-1,93