

9870

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

P16 - 9870

В.Е.Алейников, В.П.Гердт, М.М.Комочков

**НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ  
ФОРМИРОВАНИЯ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ  
ЗА ЗАЩИТОЙ УСКОРИТЕЛЕЙ ПРОТОНОВ**

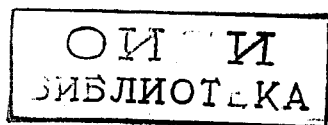
Дубна 1976

P16 - 9870

В.Е.Алейников, В.П.Гердт, М.М.Комочков

НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ  
ФОРМИРОВАНИЯ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ  
ЗА ЗАЩИТОЙ УСКОРИТЕЛЕЙ ПРОТОНОВ

*Направлено в АЭ*



## S U M M A R Y

The results are given of measurements and calculations of neutron energy spectra outside the shielding of high energy proton accelerators. The spectra are measured by the Bonner spectrometer and unfolded by the method of statistical regularization. This method takes account of a priori information about the flux of high energy neutrons and of the existence of maximal energy of neutrons. The results show that outside the shielding without holes the function  $E \cdot \phi(E)$ , where  $\phi(E)$  is the differential density of the neutron flux with energy  $E$ , has a maximum in the high-energy region ( $\sim 100$  MeV). The effect of holes and splits in the shielding on the form of neutron energy spectra is analysed. Energy distributions of the equivalent dose of neutrons are given for the most "soft" and "hard" spectra which allow one to estimate the uncertainty in reading of the neutron dosimeter.

## 1. Введение

Энергетические спектры нейтронов, как известно, являются основой для определения большинства величин дозиметрических характеристик поля нейтронов.

Работы <sup>/1-4/</sup> положили начало систематизации спектров нейтронов за защитой ускорителей на высокие энергии, которая, на наш взгляд, нуждается в дальнейшем продолжении. Это обусловлено, с одной стороны, совершенствованием методов измерения и восстановления спектров, а с другой - пополнением информации о спектрах для различных композиций защиты, ее состава и верхней границы энергетического диапазона нейтронов. В этом случае становится возможным установление закономерностей формирования спектров.

В настоящей работе рассмотрены обе стороны проблемы. Во втором разделе продолжается дальнейшее совершенствование метода восстановления спектров в рамках метода статистической регуляризации <sup>/5-7/</sup>. Третий раздел содержит новую информацию о спектрах, которая в совокупности с полученной ранее обсуждается для двух крайних случаев: "жесткого" и "мягкого" спектров.

## 2. Метод восстановления спектров

Важным шагом при получении спектра нейтронов является процедура восстановления спектра, т.е. решение системы интегральных уравнений вида <sup>/3,4/</sup>

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} k_i(E) \phi(E) dE = N_i .$$

/1/

Величины, фигурирующие в выражении /1/, имеют следующий смысл:  $\Phi(E)$  - искомая дифференциальная плотность потока/ спектр/ нейтронов /нейтр/см<sup>2</sup> с.МэВ/;  $N_i$  - скорость счета детектора с  $i$ -ым замедлителем /имп/с/;  $K_i(E)$  - зависимость чувствительности детектора с  $i$ -ым замедлителем от энергии нейтронов  $E$ /имп.см<sup>2</sup>/нейтр./;  $E_{\min}$ ,  $E_{\max}$  - диапазоны энергетического интервала, на котором определяется спектр нейтронов.

В расчетах мы принимали  $E_{\min} = 10^{-8}$  МэВ и  $E_{\max} = 10 \cdot E_0$ , где  $E_0$  - верхняя граница энергетического диапазона нейтронов. Такой выбор  $E_{\max}$  удобен для использования априорной информации о наличии границы  $E_0$  спектра нейтронов /см. ниже/.

В настоящей работе было использовано шесть детекторов ( $i=1 \div 6$ ). Пять из них составляли спектрометр Боннера с функциями чувствительности теми же, что и в работе /4/, в которой мы применяли для восстановления спектра нейтронов метод статистической регуляризации /5-7/. В качестве шестого детектора использовался углеродсодержащий детектор, регистрирующий нейтроны по реакции  $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$ , сечение которой принималось постоянным при энергиях  $E \geq 20$  МэВ и равным нулю при  $E < 20$  МэВ. Таким образом, при  $i=6$  измеряемая величина в /1/ есть поток нейтронов  $\Phi_0$  с энергией  $E > 20$  МэВ. Кроме того, при восстановлении спектра мы учли наличие верхней границы энергетического диапазона нейтронов  $E_0$ . Соответствующее ограничение на спектр можно сформулировать в виде интегрального уравнения

$$\int_{E_0}^{E_{\max}} \Phi(E) dE = \alpha \Phi_0, \quad /2/$$

которое в совокупности с /1/ использовалось нами для восстановления спектра методом статистической регуляризации. В уравнении /2/  $\alpha$  - достаточно малое число. Анализ восстановления как тестовых, так и реальных спектров показывает, что для  $\alpha \leq 10^{-3}$  результат восстановления практически не зависит от  $\alpha$ . Важность учета этой дополнительной информации в рамках метода

статистической регуляризации обусловлена следующим. Ошибка восстановления в методе статистической регуляризации определяется как экспериментальной информацией, так и априорной информацией, связанной с требованием гладкости искомого спектра /5/. В частности, если спектр имеет острые максимумы, к которым экспериментально измеряемые величины  $N_i$  /см. /11// нечувствительны в силу плавной зависимости функций чувствительности от энергии, то в восстановленном спектре эти максимумы будут сглажены. В результате восстановленный спектр может отличаться от истинного на величину, большую коридора неопределенности /6/. Поэтому любая дополнительная информация об искомом спектре, которая может быть учтена в рамках метода статистической регуляризации, крайне важна. Это обстоятельство проиллюстрировано на рис. 1. Здесь приведены

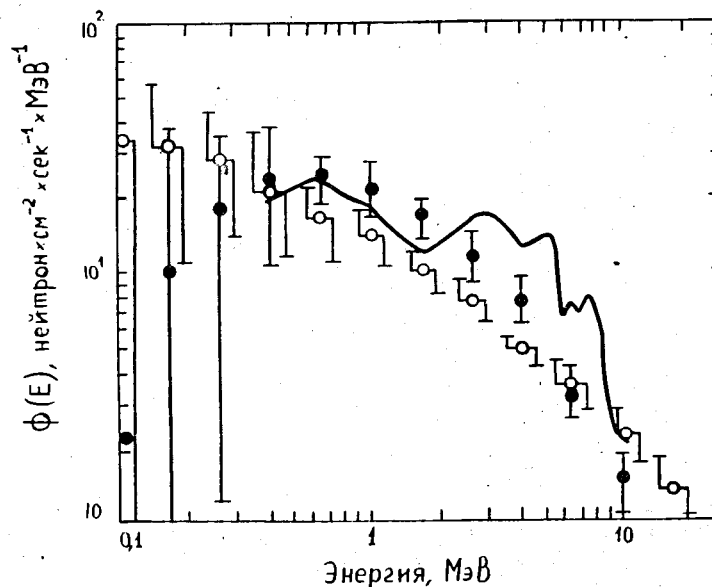


Рис. 1. Спектр Pu-Be источника: O - полученный из уравнений /1/ при  $i=1 \div 5$ ; • - полученный из уравнений /1/ при  $i=1 \div 6$ ; — - взятый из работы /8/ /отн.ед./.

результаты восстановления спектра Pu-Be источника по показаниям спектрометра Боннера с пятью замедлителями и посредством решения системы /1/, где в качестве  $\Phi_0$  мы взяли величину, близкую к нулю. В данном случае шестое уравнение ( $i=6$ ) в системе /1/ эквивалентно, очевидно, уравнению /2/ с  $E_0 = 20 \text{ МэВ}$ .

Заметим, что учет данных, полученных углеродным детектором в виде интегрального уравнения /1/, более последователен, чем в методе работы /4/, где использовалась параметризация спектра в области энергий  $E > 20 \text{ МэВ}$ .

### 3. Закономерности формирования спектров

На рис. 2 приведены энергетические распределения нейтронов за сплошной защитой ускорителей протонов на высокие энергии. Для наглядности спектры нормированы на величину максимума функции  $E\Phi(E)$  в области нейтронов высокой энергии. Спектры нейтронов, изме-

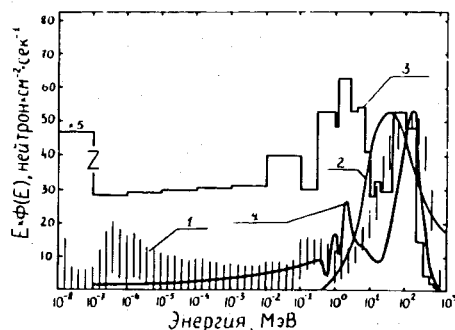


Рис. 2. "Жесткие" спектры нейтронов: 1 - в т. 1 синхроциклотрона /рис. 3/; 2 - за земляной защитой протонного синхротрона ЦЕРНа, взят из /2/ /отн. ед./; 3 - за боковой защитой протонного ускорителя на 800 МэВ лос-аламосской мезонной фабрики, рассчитан в /9/ /отн. ед./; 4 - за бетонной защитой толщиной 500 г/см² для падающих нейтронов, испускаемых из мишени под углом 70° по отношению к направлению пучка первичных протонов с энергией 18,2 ГэВ, рассчитан в работе /10/.

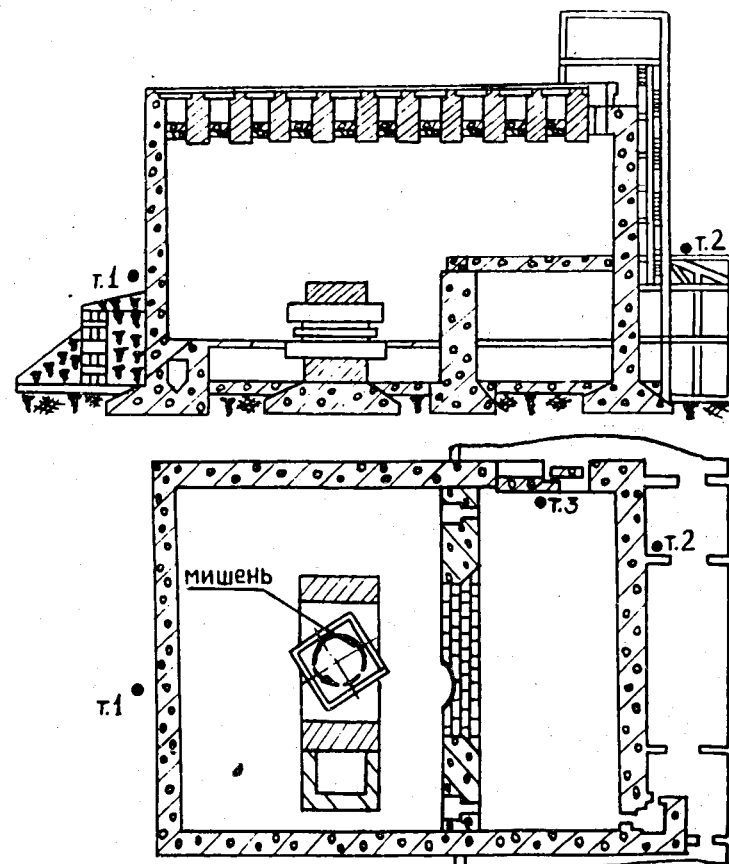


Рис. 3. Геометрия измерений вблизи синхроциклотрона: т. 1, т. 2, т. 3 - точки измерения.

ренные и рассчитанные методом Монте-Карло /12/ за двухметровой бетонной защитой, на которую падали нейтроны, генерируемые в "толстой" медной мишени протонами с энергией 660 МэВ, приведены на рис. 4. Геометрия эксперимента описана в /11/. Анализ результатов измерений и расчетов энергетических распределений нейтронов за сплошной защитой ускорителей /рис. 2 и 4/ показывает, что для большинства спектров нейтро-

нов  $\Phi(E)$  функция  $E\Phi(E)$  имеет максимум в области нейтронов высокой энергии. У наиболее "жестких" спектров максимум расположен вблизи  $100 \text{ МэВ}$ . Положение максимума функции  $E\Phi(E)$  за сплошной боковой защитой ускорителей слабо зависит от максимальной энергии и в основном определяется геометрией защита-источник.

Следует отметить наличие второго максимума функции  $E\Phi(E)$  в районе нескольких  $\text{МэВ}$  у расчетных спектров. Этот максимум обусловлен, по-видимому, использованием испарительной модели образования нейтронов этой энергетической группы. Введение в методы восстановления спектров нейтронов по показаниям активационных детекторов и детекторов медленных нейтронов с замедлителями жесткой априорной информации о форме спектра и, в частности, допущения о большом вкладе испарительных нейтронов /см., например, работы <sup>3, 13, 14</sup>/ в поток быстрых нейтронов, может также привести к появлению побочного максимума в области нескольких  $\text{МэВ}$ . В этой связи заметим, что первые измерения спектров нейтронов в космических лучах <sup>13</sup>/ показали, что максимум функции  $E\Phi(E)$  для таких нейтронов находится в районе  $\sim 1 \text{ МэВ}$ . Эта информация долгое время

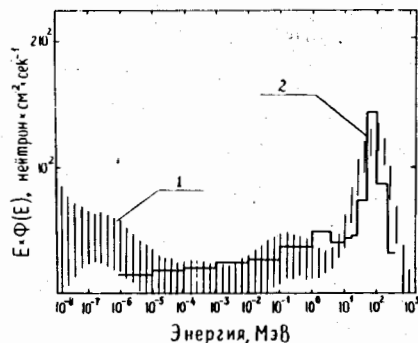


Рис. 4. Спектр нейтронов за двухметровой бетонной защитой от "толстой" медной мишени, бомбардируемой протонами с энергией  $660 \text{ МэВ}$  /т. 3 на рис. 3 из работы <sup>11</sup>/: 1 - полученный методом статистической регуляризации; 2 - рассчитанный методом Монте-Карло по программе <sup>12</sup>/.

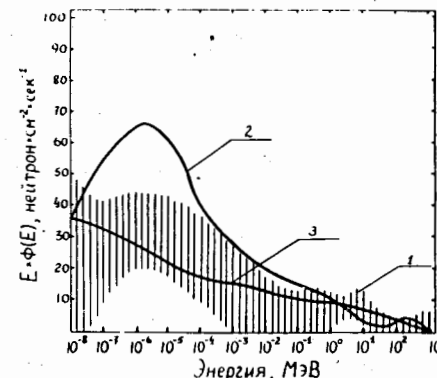


Рис. 5. "Мягкие" спектры нейтронов: 1 - в т. 2 синхроциклотрона /рис. 3/; 2 - в т. 3 синхроциклотрона /рис. 3/, кривая проведена по средним точкам области неопределенности /отн.ед/; 3 - за стальной защитой протонного синхротрона на  $7 \text{ ГэВ}$ , взята из работы <sup>2</sup>/.

служила ориентиром при анализе спектров нейтронов за сплошной защитой. Однако более поздние измерения спектра нейтронов в космических лучах <sup>15</sup>/ показали, что функция  $E\Phi(E)$  имеет максимум при энергиях  $E > 20 \text{ МэВ}$ . Смещение максимума в область более низких энергий, наблюдаемое в работе <sup>13</sup>/, возможно, связано с введением жесткой априорной информации о значительном вкладе "испарительных" нейтронов в спектр космических лучей.

Проемы в защите приводят к значительному увеличению доли низкоэнергетических нейтронов в спектре за счет рассеянного излучения, выходящего через эти проемы. На рис. 5 приведены спектры нейтронов за защитой ускорителей, имеющей проемы. Анализ этих "мягких" спектров не позволяет сделать определенных выводов о закономерностях их формирования ввиду большого коридора неопределенности. Большая ошибка восстановления обусловлена тем обстоятельством, что для "мягких" спектров "информативность" измерений детектором с замедлителем больших размеров /10 и 12 дюймов/, углеродсодержащим детектором, а также дополнительно-

го ограничения /2/ мала. Другими словами, для “мягких” спектров система уравнений /1/-/2/ сводится, по существу, к первым трем уравнениям системы /1/. Однако, если отвлечься от коридора неопределенности, все “мягкие” спектры имеют одно и то же поведение.

#### 4. Заключение

Из изложенного выше следует, что для дальнейшего анализа закономерностей формирования спектров за защитой ускорителей необходимо уменьшить область неопределенности восстановленного спектра. Этого можно достигнуть двумя путями. Первый состоит в повышении “информативности” измерений, т.е. использовании дополнительных детекторов. Второй способ заключается в исследовании и последующем учете при восстановлении спектра новой априорной информации о его виде.

Тем не менее уже на основе имеющейся информации об энергетических распределениях нейтронов можно установить максимальную неопределенность в эквивалентной дозе нейтронов с помощью прибора, определяющего

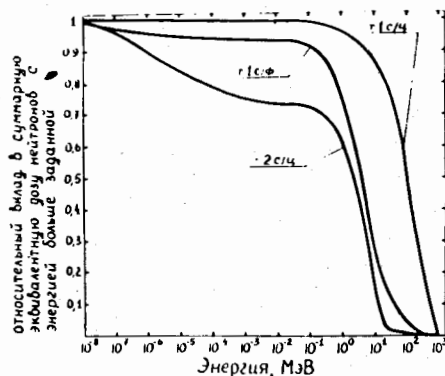


Рис. 6. Относительный вклад нейтронов в полную эквивалентную дозу, вычисленный на основе найденных спектров: 1 - в п. 1 синхроциклотрона /рис. 3/; 2 - в п. 2 синхроциклотрона /рис. 3/; 3 - в п. 1 синхрофазотрона /рис. 7/.

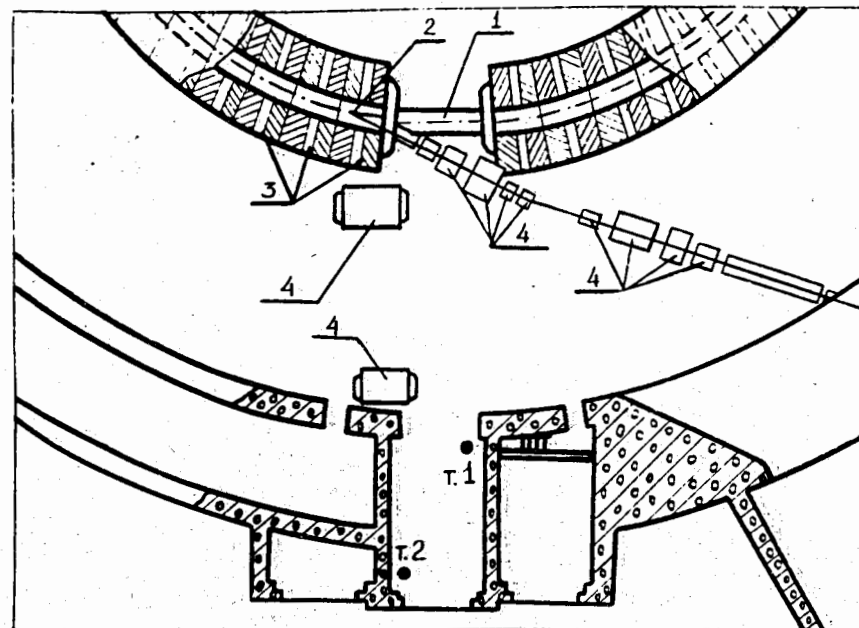


Рис. 7. Геометрия измерений вблизи синхрофазотрона. 1 - пучок протонов, 2 - мишень, 3 - “окна” в секциях магнита ускорителя, 4 - экспериментальное оборудование, п. 1, п. 2 - точки измерения.

величину дозы в ограниченном интервале энергий при неизвестном спектре. Эта неопределенность соответствует показанному на рис. 6 расхождению между вкладом в эквивалентную дозу нейтронов с энергией больше заданной для “мягкого” /п. 2, рис. 3/ и “жесткого” /п. 1, рис. 3/ спектров. Здесь же в качестве иллюстрации показано распределение эквивалентной дозы, соответствующее одному из “промежуточных” спектров /п. 1, рис. 7/.

#### Литература

1. M.S. Weinstein et al. Preprint, HASL-223 /1970/.
2. R.H. Thomas. Neutron Monitoring for Radiation Purposes, vol. 1, IAEA, Vienna, 327 /1973/.

3. В.Е.Алейников, В.П.Гердт, М.М.Комочков. *Neutron Monitoring for Radiation Protection Purposes, vol. 1, IAEA, Vienna, 31 /1973/.*
4. В.Е.Алейников, В.П.Гердт, М.М.Комочков. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Наука, М., 1975; Препринт ОИЯИ, Р16-8176, Дубна, 1976.
5. В.Ф.Турчин, В.П.Козлов, М.С.Малкевич. УФН, 102, 345 /1970/.
6. Л.С.Туровцева, В.Ф.Турчин. Препринт ИПМ №30 /1971/.
7. Л.С.Туровцева. Решение обратных некорректных задач методом статистической регуляризации. Препринт ИПМ, Москва, 1975.
8. Д.Г.Дорошенко. В сб. Вопросы дозиметрии и защиты от излучений, вып. II, М., Атомиздат, 1970.
9. H.I.Israel, D.R.F.Cochron. In Proc. Second Intern. Conf. on Accelerator Dosimetry and Experience, Stanford, California, 341 /1969/.
10. Е.К.Гельфанд, Б.В.Манько, А.Я.Серов, Б.С.Сычев. Труды РТИ, 22, 242 /1975/.
11. В.Е.Алейников, М.М.Комочков, В.П.Крючков. Сообщение ОИЯИ, Р16-8179, Дубна, 1974.
12. Н.М.Соболевский. Депонированная публикация ОИЯИ, Б1-2-5458, Дубна, 1970.
13. W.H.Hess et al. Phys. Rev., 116, 445 /1959/.
14. Л.Н.Зайцев и др. В сб. Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. вып. 12, М., Атомиздат, 47, 1971.
15. W.Zobel et al. In Proc. of the National Symposium on Natural and Manmade Radiation in Space, ed. by E.A.Warman, Las Vegas, Nevada, 1-5 March, 922 /1971/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 июня 1976 года.



Некоторые закономерности формирования спектров нейтронов  
за защитой ускорителей протонов

Приведены результаты измерений и расчетов энергетических спектров нейтронов за защитой ускорителей протонов на высокие энергии. Спектры измерены спектрометром Боннера и восстановлены методом статистической регуляризации. Полученные результаты показывают, что за сплошной защитой ускорителей функция  $E \cdot \phi(E)$ , где  $\phi(E)$  - дифференциальная плотность потока нейтронов с энергией  $E$ , имеет максимум в области высоких энергий ( $\sim 100$  МэВ). Рассмотрено влияние проемов и щелей в защите на форму энергетических спектров нейтронов.

Работа выполнена в Отделе радиационной безопасности ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований  
Дубна 1976

Alejnikov V.E., Gerdt V.P., Komotchkov M.M. P16 - 9870

Some Regularities of Formation of the  
Neutron Spectra Outside the Shielding  
of Proton Accelerators

See the Summary on the reverse side of the title-page.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research  
Dubna 1976