

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

P16-81-102

В.Е.Алейников, В.П.Бамблевский, В.В.Гречко,
М.М.Комочков

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ $10^{-8} \div 660$ МэВ
В НЕЙТРОННОМ ПУЧКЕ
СИНХРОЦИКЛОТРОНА ОИЯИ

Алейников В.Е. и др.

P16-81-102

Энергетическое распределение нейтронов в интервале 10^{-8} –660 МэВ в нейтронном пучке синхроциклотрона ОИЯИ

Измерен энергетический спектр нейтронов от бериллиевой мишени при бомбардировке ее протонами с энергией 660 МэВ. Нейтронный пучок под углом $\sim 5^\circ$ по направлению к пучку протонов выделялся системой коллиматоров, расположенной в железной защите толщиной 4 м. Для измерения использовались реакции активации $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$, $^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$, $^{27}\text{Al}(n, spall)^{18}\text{F}$, $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$, а также детекторы тепловых нейтронов из индия в шаровых полиэтиленовых замедлителях диаметрами 5,04; 7,6; 12,7; 25,4; 30,5 см. По реакции $^{11}\text{B}(n, p)^{11}\text{C}$ проведена оценка примеси протонов. Спектр нейтронов восстанавливался методом статистической регуляризации с использованием априорной информации о форме спектра в интервале выше 120 МэВ. Исследованный пучок нейтронов можно считать практически источником только быстрых и сверхбыстрых нейтронов, так как доля нейтронов с энергией менее 1 МэВ равна $\sim 2\%$ от всего числа нейтронов. Полученные результаты могут быть полезны для градуировки и проверки адекватности показаний приборов и методик, используемых для измерения доз нейтронов.

Работа выполнена в Отделе радиационной безопасности и радиационных исследований, ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1981

Alejnikov V.E. et al.

P16-81-102

Neutron Energy Distribution in the Energy Range between 10 and 660 MeV in Neutron Beam of the JINR Synchrocyclotron

Neutron energy spectrum from the beryllium target under 660 MeV energy proton bombardment has been measured. Neutron beam of 5° angle in the direction to the proton beam was formed by a system of collimators situated in 4-meter iron shielding. The $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$, $^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$, $^{27}\text{Al}(n, spall)^{18}\text{F}$, $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$, reactions of activation were used for measurements, as well as indium detectors of thermal neutrons in polyethylene sphere moderators 5.04; 7.6; 12.7; 25.4; 30.5 cm in diameter. Estimation of proton admixture is performed for the $^{11}\text{B}(n, p)^{11}\text{C}$ reaction. The neutron beam studied could be practically regarded as a source of only fast and superfast neutrons, since the part of neutrons with energy less than 1 MeV is about 2 percent from total number of neutrons. The obtained results may be useful for graduation and checking of the adequacy of apparatus and techniques used for measuring neutron doses.

The investigation has been performed at the Department of Radiation Safety and Radiation Researches, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Для градуировки и проверки адекватности показаний приборов и методик, используемых при измерениях доз нейтронов на действующих ускорителях частиц высоких энергий, необходимо иметь источник нейтронов высоких энергий, энергетическое распределение которых хорошо известно. В качестве такого источника могут быть использованы пучки нейтронов, формируемые на ускорителях протонов высокой энергии. Спектр нейтронов в нейтронном пучке синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ известен в относительных единицах в области энергий $E \geq 120$ МэВ^{1/}. В данной работе представлены результаты измерений дифференциальной энергетической зависимости плотности потока нейтронов /спектра нейтронов/ в интервале 10^{-8} –660 МэВ в этом пучке. Спектр восстанавливался методом статистической регуляризации^{2/} по показаниям активационных детекторов и с использованием априорной информации о форме спектра в области энергий больше 120 МэВ по данным работы^{1/}.

2. ФОРМИРОВАНИЕ НЕЙТРОННОГО ПУЧКА

Общая схема формирования пучка нейтронов и место облучения активационных детекторов показаны на рис. 1. Бериллиевая мишень /2/ толщиной 2,5 см бомбардировалась протонами с энергией 660 МэВ. С помощью основного коллиматора /7/ диаметром 10 см, расположенного в 4-метровой железной стене /6/, выделялись нейтроны, вылетающие из мишени под углом $\sim 5^\circ$. Диаметр пучка нейтронов был уменьшен с помощью стальных вкладышей /9/ до 5 см, причем вкладыш со стороны выхода пучка нейтронов был углублен на 0,5 м.

Распределение плотности потока нейтронов по площади сечения пучка измерено по реакциям активации $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ и $^{19}\text{F}(n, 2n)^{18}\text{F}$. В пределах ошибок измерений /5%/ неоднородность пучка не обнаружена. С помощью шаровых полиэтиленовых замедлителей различных диаметров и детектора медленных нейтронов из индия оценивались плотности потока нейтронов Φ вне пучка. Φ медленных и промежуточных нейтронов уменьшается вне пучка приблизительно в 100 раз, а Φ быстрых и сверхбыстрых нейтронов – более чем в 1000 раз. Таким образом, пространственное распределение пучка имеет четко выраженную структуру,

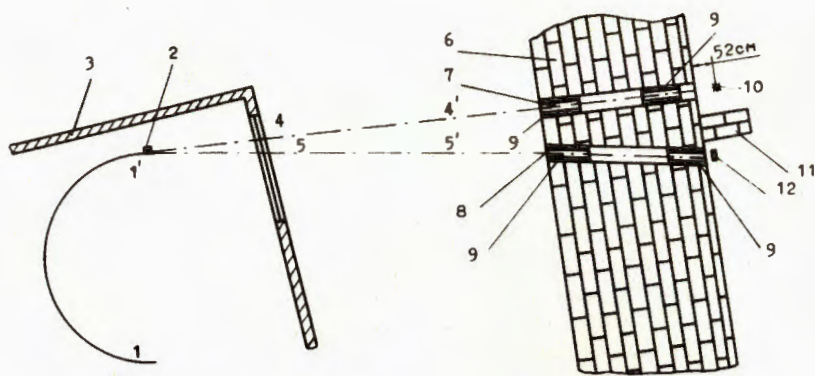


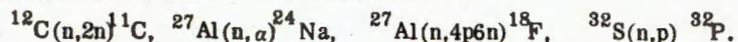
Рис.1. Геометрия эксперимента. 1-1' - траектория протонов; 2 - мишень; 3 - стенки вакуумной камеры; 4-4', 5-5' - направления движения нейтронов; 6 - железная защита толщиной 4 м; 7 - основной коллиматор; 8 - вспомогательный коллиматор; 9 - стальные вкладыши длиной 0,9 м и внутренним диаметром 5 см; 10 - точка облучения детекторов; 11 - местная защита; 12 - монитор.

что особенно важно при использовании детекторов, линейные размеры которых превышают диаметр пучка, равного 5 см.

Используя реакцию $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$, мы оценивали плотность потока протонов $\Phi_p (E_p > 40 \text{ МэВ})$. Значения сечения этой реакции брались из ^{3/}, а эффективное сечение вычислялось на основании результатов измерений спектра протонов ^{4/} в исследуемом пучке.

3. ОБЛУЧЕНИЕ ДЕТЕКТОРОВ

Для определения спектра нейтронов использовались следующие реакции активации. Пороговые реакции:



Для регистрации тепловых нейтронов - реакция $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$. С помощью индиевых детекторов /реакция $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}$ /, облученных в шаровых полиэтиленовых замедлителях диаметрами 2, 3, 5, 10 и 12 дюймов, регистрировались нейтроны в интервале $10^{-8} \div 660 \text{ МэВ}$. Определение активностей детекторов и составление системы уравнений для восстановления спектра нейтронов подробно описаны в работах ^{5-7/}. Следует более подробно остановиться на процедуре облучения индиевых детекторов в замедлителях. Так как диаметр пучка меньше диаметров большинства замедлителей, то проводилось сканирование замедлителей путем

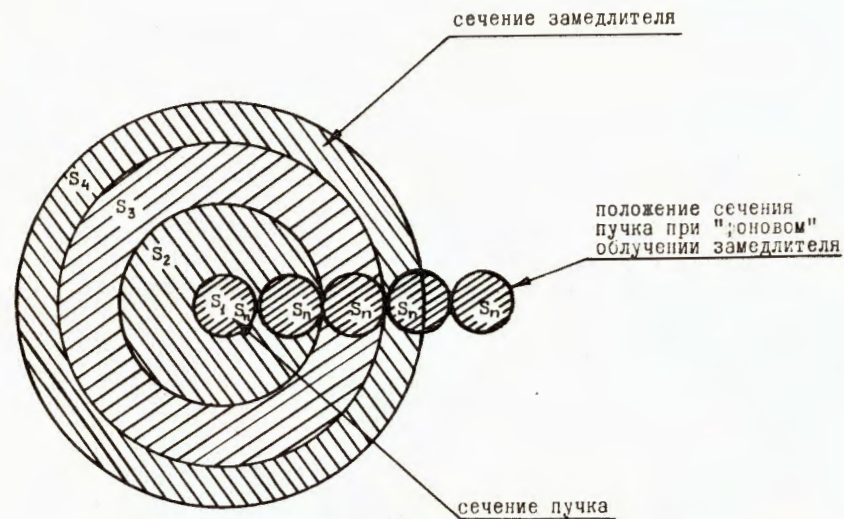


Рис.2. Положение пучка и замедлителя при сканировании.

последовательного их смещения относительно оси пучка. Каждое смещение равнялось диаметру пучка. На рис. 2 показано положение поперечного сечения пучка S_n относительно замедлителя при сканировании. Плоскость сечения проходит через центр замедлителя и перпендикулярна оси пучка. После сканирования измерялись скорости счетов n_{ij} индиевых детекторов, облученных в j -ом замедлителе при i -ом шаге сканирования, а также скорости счетов N_j^Φ детекторов, соответствующих облучению замедлителей рядом с пучком /"фонное" облучение/. Из рис. 2 видно, что площадь сечения j -го замедлителя состоит из площади сечения пучка $S_n = S_{ij}$ и определенного для каждого замедлителя числа k_j площадей $S_{ij} / i = 2, 3 \dots k_j /$, ограниченных концентрическими окружностями. Скорости счетов N_j , соответствующих случаю облучения замедлителей в аналогичном нейтронном пучке, диаметр которого равен или больше диаметра замедлителя, можно вычислить по формуле:

$$N_j = \sum_{i=1}^{k_j} (n_{ij} - n_{ij}^\Phi) \times \frac{S_{ij}}{S_n p_i}, \quad j = 1, 2, \dots, 5 \quad /1/$$

$$i = 1, 2, \dots, k_j,$$

где

$$n_{ij}^\Phi = N_j^\Phi - N_j^\Phi \times \frac{S_n p_i}{S_j^0} \quad /2/$$

В /1/, /2/ $p_i \equiv 1$, если сечение пучка полностью пересекает с сечением сферы, и $0 < p_i < 1$ - в противном случае. Иными словами, p_i равно части площади сечения пучка, пересекающейся с сечением замедлителя; S_j^0 - площадь сечения j -го замедлителя.

4. ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРА

Восстановление спектра ϕ_n проводилось в два этапа. На первом этапе ϕ_n восстанавливался с помощью следующей системы из 11 уравнений:

$$N_j = K \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \phi_n(E) \sigma_j(E) dE, \quad j=1,2...5, \quad /3/$$

$$Q_j = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \phi_n(E) R_j(E) dE, \quad j=6,7...9, \quad /4/$$

где N_j - скорости счетов от ионных детекторов, вычисленных по /1,2/; σ_j - зависимости чувствительностей спектрометра Боннера /9-11/, K - градуировочный коэффициент /8/, R_j - сечения реакции активации /12-15/ $^{12}C(n,2n)$, $^{27}Al(n,\alpha)$, $^{32}S(n,p)$, $^{27}Al(n,spall)$ ^{18}F , Q_j - скорости активации указанных реакций.

$$Q_{10} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \phi_n(E) \sigma_{10}(E) \eta(E-E_{Cd}) dE, \quad /5/$$

где Q_{10} - разность с необходимыми поправками /16/ активностей насыщения на одно ядро детектора из золота, облученного в кадмии и без него; E_{Cd} - граничная кадмиевая энергия /16/, $\sigma_{10}(E)$ - сечение реакции $^{197}Au(n,\gamma)$ ^{198}Au . $\eta(x)$ принимает значения:

$$\eta(x) = 1 \quad \text{при} \quad x \leq 0, \quad /6/$$

$$\eta(x) = 0 \quad \text{при} \quad x > 0,$$

$$Q_{11} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \phi_n(E) \sigma_{11}(E) dE, \quad /7/$$

где $\sigma_{11} = 0$ при $E \leq 660$ МэВ,
 $\sigma_{11} = 1$ при $E > 660$ МэВ,

$Q_{11} = 10^{-8} \times \Phi_{>20} / \Phi_{>20}$ - поток нейтронов с энергией >20 МэВ, определенный с помощью углеродсодержащего детектора /,

$$E_{\min} = 10^{-8} \text{ МэВ}, \quad E_{\max} = 10^4 \text{ МэВ}.$$

На втором этапе восстановления спектра использовалась априорная информация о форме спектра по данным /1/ и значение потока нейтронов с энергией больше 120 МэВ - $\Phi_{>120}$, определенное при восстановлении ϕ_n на первом этапе. В /1/ указана форма спектра ϕ_a при $E \geq E_0 = 120$ МэВ. Для ϕ_a , ϕ_n и $\Phi_{>120}$ можно написать любое число следующих уравнений:

$$Q_j = \frac{\Phi_{>120} \int_{E_0}^{E_{\max}} \phi_a(E) \epsilon_j(E) dE}{E_0 \int_{E_0}^{E_{\max}} \phi_a dE} = \int_{E_0}^{E_{\max}} \phi_n(E) \epsilon_j(E) dE, \quad j=12,13...30. \quad /8/$$

В качестве $\epsilon_j(E)$ были выбраны функции вида:

$$\epsilon_j(E) = \exp[-(E_j - E)^2 / g_j^2], \quad j=12,13...30, \quad /9/$$

где E_j - значения E , равномерно распределенные в области $120 < E < 10^3$ МэВ; g_j - постоянные коэффициенты.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ, ВЫВОДЫ

Результаты восстановления спектра ϕ_n по тридцати описанным уравнениям представлены на рис. 3.

Исследуемый пучок нейтронов можно считать практически источником только быстрых и сверхбыстрых нейтронов. Так, например, доля нейтронов с энергией менее 1 МэВ равна ~2% от всего числа нейтронов, а плотность потока тепловых нейтронов составляет 0,1% от общей плотности потока нейтронов, равной $1,7 \cdot 10^6$ нейтрон/см².с.

На основании измеренного спектра и коэффициентов перехода от флюенса нейтронов к максимальной эквивалентной дозе /17/ вычислена мощность максимальной эквивалентной дозы $\dot{H} = 360$ бэр/ч; 95% \dot{H} обусловлено нейтронами с энергией более 20 МэВ.

Полученная оценка примеси протонов с энергией более 40 МэВ в исследуемом пучке оказалась равной ~1,5% от числа нейтронов с энергией выше 20 МэВ, что находится в удовлетворительном согласии с данными /4/.

Данные о спектре и дозе нейтронов будут использованы при градуировке детекторов индивидуального контроля, облученных в этом пучке. Эта информация может также представлять интерес с точки зрения нейтронной терапии, исследований сечений реакций активации и деления.

Предложенный способ сканирования замедлителей можно использовать в случаях, когда размеры исследуемого нейтронного пучка меньше размеров замедлителей спектрометра Боннера /18/.

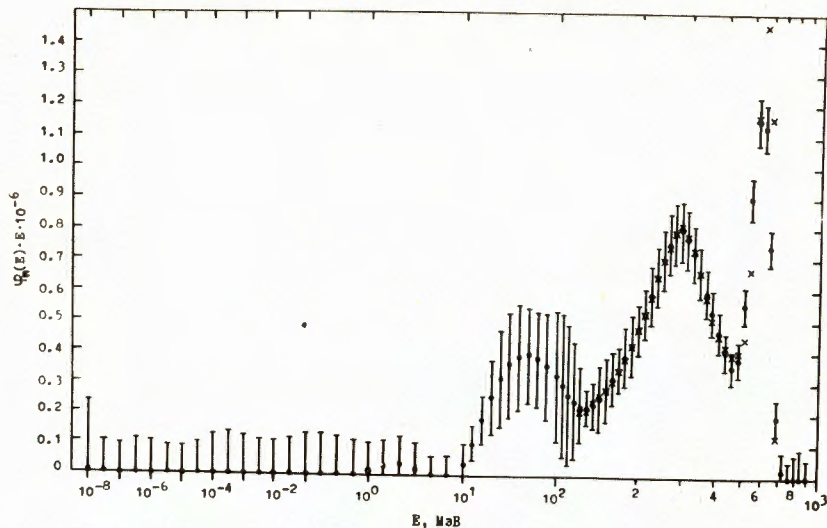


Рис.3. Спектр нейтронов $\varphi_n(E) \cdot E$ в нейтронном пучке синхротрона ОИЯИ. $\bar{}$ - результат восстановления спектра нейтронов в нейтронном пучке на выходе основного коллиматора; \times - данные $^{1/}$, нормированные по флюенсу нейтронов с энергией более 120 МэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киселев В.С. и др. ЖЭТФ, 1958, 33, с. 812.
2. Туровцева Л.С. Решение обратных некорректных задач методом статистической регуляризации /Программа ОБР-23/ Препринт ИПМ АН СССР, Москва, 1975.
3. Albovy G. et al. Journal de Physique et le Radium, 1962, 23, p. 1000.
4. Алейников В.Е., Комочков М.М., Тимошенко Г.Н. ОИЯИ, Б1-16-80157, Дубна, 1980.
5. Алейников В.Е., Гердт В.П., Комочков М.М. ОИЯИ, Р16-9870, Дубна, 1976.
6. Бамблевский В.П., Гречко В.В. ОИЯИ, Р16-12069, Дубна, 1978.
7. Бамблевский В.П., Гречко В.В. ОИЯИ, Б2-16-12123, Дубна, 1979.
8. Алейников В.Е., Бамблевский В.П., Череватенко Е.П. ОИЯИ, Р16-9123, Дубна, 1975.
9. Алейников В.Е., Гердт В.П., Комочков М.М. In: Neutron Monitoring for Radiation Protection Purposes, IAEA, Vienna, 1973, vol. 1, p. 31.
10. Bricka M. et al. Там же, с. 279.

11. Sanna Robert S. HASL-267, New York, 1973.
12. Brolley J.E. et al. Phys.Rev., 1952, v. 88, No. 3, p.618.
13. Bizarg G. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1975, 129, p.569.
14. Routti J.T. UCRI-18514, Berkeley, 1969.
15. Thomas R.H. LBL-986, Berkeley, 1972.
16. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. Атомиздат, М., 1976.
17. Нормы радиационной безопасности НРБ-76, М., Атомиздат, 1978.
18. Bramblett R.L., Ewing R.I., Bonner T.W. Nucl.Instr. and Meth., 1960, 9, p. 1.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 февраля 1981 года.