

С 344 а

ОБЩ. ЧИТ. ЗАЛ

A-458

440/73  
1



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ОТДЕЛ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

6791

P16 - 6791

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

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ЗА ЗАЩИТОЙ  
УСКОРИТЕЛЕЙ ПРОТОНОВ

Дубна 1972

P16 - 6791

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

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ЗА ЗАЩИТОЙ  
УСКОРИТЕЛЕЙ ПРОТОНОВ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
Сибирского отделения  
Академии наук СССР

## I. Введение

Основным компонентом, определяющим степень биологической опасности в полях ионизирующих излучений за защитой ускорителей протонов, являются нейтроны широкого диапазона энергий (от тепловых нейтронов до нейтронов с энергией, близкой к энергии ускоренных протонов). При решении вопроса о том, с какой достоверностью можно измерить эквивалентную дозу нейтронов имеющимися в распоряжении приборами, или какие методы и приборы следует использовать для этих целей, необходима информация об энергетических спектрах нейтронов в широком диапазоне энергий. Причем спектрометр нейтронов должен, с одной стороны, обладать высокой чувствительностью (вследствие малости потоков нейтронов за защитой), с другой — позволять измерять спектры в широком диапазоне энергий. Среди известных спектрометров нейтронов, по-видимому, наилучшим образом указанным требованиям удовлетворяет детектор Боннера<sup>/1/</sup>, представляющий собой детектор медленных нейтронов  $LiJ(Eu)$  с набором шаровых полиэтиленовых замедлителей различных диаметров. Однако возможности использования спектрометра Боннера ограничены диапазоном энергий от 0,01 эв до 100 Мэв при разумных размерах замедлителей.

В настоящей работе анализируется информация о чувствительности детектора Боннера, развивается метод восстановления

энергетических спектров нейтронов за защитой ускорителей протонов в диапазоне энергий от 0,01 эв до энергии ускоренных протонов и приводятся измеренные спектры нейтронов за защитой синхротрона на энергию протонов 660 Мэв и синхрофазотрона на энергию протонов 10 Гэв.

## 2. Зависимость чувствительности детектора Боннера от энергии нейтронов

Для успешного использования в спектрометрии нейтронов детектора Боннера необходима информация о зависимости чувствительности детектора медленных нейтронов с замедлителями различных диаметров от энергии нейтронов.

Приведенная Боннером, Эвингом и Брамлеттом<sup>/1/</sup> экспериментальная информация о зависимости чувствительности детектора  $LiJ(E_n)$  в полиэтиленовых шаровых замедлителях ограничивается интервалом энергий от 50 кэв до 14 Мэв и тепловыми нейтронами. Позднее Долиасом, Нгуен Ван Датом и Бриком<sup>/2/</sup> была измерена чувствительность в интервале энергий от 5 до 600 кэв. Расчеты чувствительности, выполненные Брамлеттом, Эвингом и Боннером<sup>/1/</sup>, Хансеном и Сэндмайером<sup>/3/</sup>, Ханкинсом<sup>/4/</sup>, Заборовским<sup>/5/</sup> находятся в хорошем согласии с экспериментом и между собой для нейтронов с энергией более 0,1 Мэв. Однако наблюдается большое расхождение расчетов для замедлителей небольших диаметров в интервале энергий от  $10^{-2}$  эв до 10 кэв (см. рис. 1-4). Наличие таких расхождений вносит неопределенность в функции чувствительности детектора  $LiJ(E_n)$  с шаровыми замедлителями в области промежуточных нейтронов. С целью устранения этой неоп-

ределенности в Объединенном институте ядерных исследований была измерена зависимость чувствительности детектора  $LiJ(E_n)$  размером  $4 \times 4 \text{ см}^2$  с шаровыми полиэтиленовыми замедлителями с диаметрами 3, 2, 5, 10 дюймов от энергии нейтронов в интервале энергий от  $10^{-2}$  эв до  $10^3$  эв<sup>/6/</sup>. Измерения были выполнены методом спектрометрии энергии нейтронов по времени пролета на импульсном быстром реакторе Объединенного института ядерных исследований. Результаты измерений приведены на рис. 1-4. В дальнейшем при восстановлении спектров мы будем использовать измеренные чувствительности детектора для замедлителей диаметром 2, 3, 5, 10 дюймов в интервале энергий от 0,01 эв до 14 Мэв, а для нейтронов с энергией больше 14 Мэв - чувствительности, рассчитанные Хансеном и Сэндмайером<sup>/3/</sup>, нормированные к результатам измерений в области быстрых нейтронов ( $0,1 \text{ Мэв} < E < 14 \text{ Мэв}$ ). Для детектора с замедлителем диаметром 12 дюймов будем использовать зависимость чувствительности от энергии нейтронов, рассчитанную Хансеном и Сэндмайером<sup>/3/</sup> и нормированную к результатам измерений в диапазоне энергий от 0,1 Мэв до 14 Мэв.

## 3. Метод восстановления энергетических спектров нейтронов

Метод восстановления спектров нейтронов за защитой ускорителей условно разделим на две взаимосвязанные части: восстановление спектра в интервале энергий от 0,01 эв до 20-100 Мэв с использованием детектора Боннера и восстановление спектра в области энергий от 20 Мэв до энергии нейтронов, равной энергии ускоренных протонов.

### 3.1. Восстановление спектров спектрометром Боннера

Если детектор Боннера с замедлителем диаметра  $j$  поместить в поток нейтронов, имеющих энергетический спектр  $\Phi(E)$ , то число импульсов, зарегистрированное детектором  $N(j)$  в единицу времени, будет связано следующим соотношением с функцией  $\Phi(E)$

$$N(j) + \xi(j) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} K(E, j) \Phi(E) dE, \quad (I)$$

где  $\xi(j)$  - погрешность в измерении скорости счета детектора;

$K(E, j)$  - зависимость чувствительности детектора с замедлителем диаметра  $j$  от энергии нейтронов  $E$ ;

$E_{\min}, E_{\max}$  - минимальная и максимальная энергии нейтронов того участка спектра, на котором функции чувствительности прием отличными от нуля.

Будем полагать  $E_{\min} = 0,01$  эв и  $E_{\max} = 160$  Мэв.

Соотношение (I) представляет собой уравнение Фредгольма первого рода относительно функции  $\Phi(E)$ . Нахождение решения этого уравнения относится к так называемым обратным задачам математической физики, т.е. задачам, связанным с обращением причинно-следственной связи или, другими словами, к задачам отыскания неизвестных причин известных следствий. Решение уравнения (I) может не существовать вообще или существовать не для всякой левой части. Кроме того, единственность решения не всегда может быть гарантированной<sup>/7/</sup>. Что касается существования решения уравнения (I) в нашем случае, то оно следует из постановки

физической задачи. Чтобы гарантировать единственность решения задачи, необходимо доопределить её, основываясь на тех или иных представлениях о характере искомого решения<sup>/7/</sup>, иначе говоря, на априорной информации о спектре нейтронов. Причем эта информация, с одной стороны, должна быть достаточна, чтобы можно было гарантировать единственность решения, с другой - класс функций, в котором ведется поиск решения, должен быть достаточно широким.

Существующие методы решения уравнения (I) с целью восстановления спектров нейтронов спектрометром Боннера условно можно разбить на три группы:

- а) представление спектра линейной комбинацией известных функций,
- б) нахождение решения методом итераций,
- в) использование метода наименьших квадратов для приближенного решения уравнения (I).

Мы не будем проводить детального анализа этих методов, а остановимся только на способе введения априорной информации в каждом из них. Обзор указанных методов дан в работе Роутти<sup>/8/</sup>, в которой содержится достаточно полная библиография.

При решении уравнения (I) методами, относящимися к первой группе, решение представляют в виде

$$\Phi(E) = \sum_{i=1}^n \alpha_i \psi_i(E, \beta_i), \quad (2)$$

где  $\alpha_i, \beta_i$  - искомые параметры;

$\psi_i(E, \beta_i)$  - априорно заданные функции.

Эти методы можно использовать только в том случае, если выбор базовых функций  $\Psi_i(E, \beta_i)$  очень хорошо обоснован и точно известна левая часть уравнения (I). Однако наличие погрешности при измерении  $\xi(j)$  катастрофически сказывается на результате. Действительно, мы можем контролировать близость зарегистрированной функции  $N(j)$  к точному образу

$$N^*(j) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} K(E, j) \Phi(E) dE \quad (3)$$

неизвестной функции  $\Phi(E)$  лишь с точностью до ошибки измерений

$$\max |N(j) - N^*(j)| \leq \varepsilon. \quad (4)$$

Тогда, как показано Турчиным, Козловым и Малковичем<sup>/7/</sup>, всегда можно найти две функции  $\Phi_1(E)$  и  $\Phi_2(E) = \Phi_1(E) + c \cdot \sin \frac{2\pi n E}{(E_{\max} - E_{\min})}$ , образы которых

$$N_1^*(j) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} K(E, j) \Phi_1(E) dE \quad (5)$$

$$N_2^*(j) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} K(E, j) \Phi_2(E) dE \quad (6)$$

одновременно удовлетворяют неравенству<sup>/3/</sup> с одной и той же функцией  $N(j)$ , если функция  $K(E, j)$  - непрерывная функция энергии  $E$ . Таким образом, уравнению (I) с точностью до ошибки измерения удовлетворяет бесчисленная совокупность функций,

сколь угодно сильно различающихся между собой. Поэтому, стремясь решить уравнение (I) с приближенной левой частью и полагая ее точно известной, мы почти наверное придем к ложному решению, содержащему неопределенно большие, быстро осциллирующие компоненты.

Решение уравнения методом итераций сводится к нахождению поправок к нулевому приближению  $\Phi_0(E)$  путем последовательного применения такого оператора, чтобы при достаточно большом числе итераций  $n$  образы функции  $\Phi_n(E)$

$$N_n(j) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} K(E, j) \Phi_n(E) dE \quad (7)$$

были близки к измеренным величинам  $N(j)$ <sup>/7/</sup>. Первые поправки оказываются относительно малыми, если начинать с достаточно гладких функций  $\Phi_0(E)$ , но в дальнейшем они растут, обнаруживая все более быстрые осцилляции, причем этот рост обусловлен присутствующими в левой части (I) помехами  $\xi(j)$ . В настоящее время большой популярностью пользуется процедура итераций, предложенная Скофилдом и Голдом<sup>/9/</sup>, которая приводит к решению, не зависящему от выбора нулевого приближения. Однако сглаживание функций на каждом шаге итераций приводит к тому, что решение сильно зависит от выбранного способа сглаживания, с помощью которого вводится априорная информация о форме спектра нейтронов.

Использование метода наименьших квадратов для решения уравнения (I) сводится к минимизации квадратичных форм

$$\chi = \chi_0 + \chi_1, \quad (8)$$

или  
где

$$\chi = \chi_0 + \chi_2$$

$$\chi_0 = \sum_j \xi^2(j)$$

$$\chi_1 = \sum_i [\Phi(E_i) - \Phi_0(E_i)]^2$$

$$\chi_2 = \sum_i [\Phi(E_{i-1}) - 2\Phi(E_i) + \Phi(E_{i+1}))]^2$$

$E_i$  - точки разбиения энергетического интервала.

Член  $\chi_0$  характеризует среднее квадратичное отклонение показаний детекторов, рассчитанных с использованием функций чувствительностей  $K(E, j)$  и восстановленного спектра от измеренного числа импульсов.

$\chi_1$  - средне-квадратичное отклонение восстанавливаемого спектра от априорно заданного,  $\Phi_0(E)$ .

$\chi_2$  - член, характеризующий "гладкость" восстанавливаемого спектра.

Предлагаемый ниже метод восстановления спектров нейтронов включает в себя упомянутые выше методы как органически связанные части. Обозначим через  $N(j)$  зарегистрированную скорость счета детектора Боннера с замедлителем диаметром  $j$ . Энергетический диапазон от  $E_{min}$  до  $E_{max}$  разобьем на 51 интервал ( $E_i, E_{i+1}$ ) так, что

$$E_1 = E_{min} = 0,01 \text{ эв}, \quad E_{52} = E_{max} = 160 \text{ Мэв}$$

$$E_i = E_1 \alpha^{(i-1)}, \quad \alpha = \frac{1}{51} \exp(E_{52}/E_1)$$

Через  $\bar{N}$  обозначим вектор с компонентами  $N(j)$ , через  $\bar{\Phi}$  - вектор с компонентами  $\Phi(E_i) \Delta E_i$ , через  $A$  - матрицу чувствительностей спектрометра Боннера ( $a_{ij}$  - чувствительность детектора с  $j$ -тым замедлителем к нейтронам с энергией  $E_i$ ).

Используя введенные выше обозначения, интегральное уравнение (I) с точностью до ошибки измерения  $\xi(j)$  можно записать в матричном виде:

$$\bar{N} = A \bar{\Phi}. \quad (9)$$

В первом приближении будем искать решение уравнения (I) в классе функций, имеющих вид:

$$F(E, \alpha_k, T_k, \beta, \gamma) = \sum_{k=1}^4 \alpha_k \frac{E}{T_k} e^{-E/T_k} + \beta E^{-\gamma}, \quad (10)$$

где  $\alpha_k, T_k, \beta, \gamma$  - искомые параметры. Для выбора нулевого приближения предположим, что спектр нейтронов за защитой ускорителей близок к линейной суперпозиции распределения Максвелла с максимумом 0,025 эв ( $T_1^{(0)} = 0,025$  эв), спектра замедленных нейтронов вида  $I/E$  ( $\gamma_0 = 1$ ) и трех спектров испарения с температурами ядра  $T_2^{(0)} = 0,5$  Мэв,  $T_3^{(0)} = 2,5$  Мэв и  $T_4^{(0)} = 10$  Мэв, то есть выберем нулевое приближение в виде

$$F_0(E) = \sum_{k=1}^4 \alpha_k \frac{E}{T_k^{(0)}} e^{-E/T_k^{(0)}} + \beta_0 E^{-\gamma_0}$$

Коэффициенты  $\alpha_k^{(0)}$  и  $\beta_0$  определим из следующих соотношений:

$$\alpha_k^{(0)} = \frac{\Phi_{\text{т.н.}}}{\int_{E_1}^{E_{i+1}} \frac{E}{T_k^{(0)}} e^{-E/T_k^{(0)}} dE} \quad (11)$$

$$\beta_0 = \frac{\Phi_{п.н} - \int_{E_{11}}^{E_{36}} \alpha_1^{(0)} \frac{E}{T_1^{(0)}} e^{-E/T_1^{(0)}} dE}{\int_{E_{11}}^{E_{36}} \frac{dE}{E}} \quad (12)$$

$$\alpha_2^{(0)} = \alpha_3^{(0)} = \alpha_4^{(0)} = \frac{\Phi_{б.н} - \int_{E_{36}}^{E_{48}} \beta_0 \frac{1}{E} dE - \int_{E_{36}}^{E_{48}} \alpha_1^{(0)} \frac{E}{T_1^{(0)}} e^{-E/T_1^{(0)}} dE}{\int_{E_{36}}^{E_{48}} \sum_{k=2}^4 \frac{E}{T_k^{(0)}} e^{-E/T_k^{(0)}} dE} \quad (13)$$

здесь  $E_1 = 0,01$  эв,  $E_{11} = 1$  эв,  $E_{36} = 0,1$  Мэв,  
 $E_{48} = 25$  Мэв;

$\Phi_{т.н}$ ,  $\Phi_{п.н}$ ,  $\Phi_{б.н}$  - плотности потоков тепловых, промежуточных (1 эв  $< E < 0,1$  Мэв) и быстрых (0,1 Мэв  $< E < 25$  Мэв) нейтронов, соответственно, измеренные пропорциональным  $BF_3$ -счетчиком с замедлителями /IО, II/. Используя функцию  $F_0(E)$  в качестве нулевого приближения, применим к ней один раз итерационную процедуру Скофилда-Голда<sup>/9/</sup>. Для этого умножим матричное уравнение (9) слева на матрицу  $A^T$  (транспонированная матрица  $A$ )

$$A^T \bar{N} = A^T A \bar{\Phi} \quad (14)$$

или

$$\bar{W} = B \bar{\Phi}, \quad (15)$$

где  $\bar{W} = A^T \bar{N}$ ,  $B = A^T A$ .

Вычислим

$$\bar{W}^{(1)} = B \bar{F}_0, \quad (16)$$

где компонентами вектора  $\bar{F}_0$  являются значения функции  $F_0(E_i)$  в точках  $E_i$  разбиения энергетического диапазона от  $E_1$  до  $E_{52}$ , т.е.  $F_0^{(i)} = F_0(E_i)$ .

Найдем элементы диагональной матрицы  $D^{(1)}$  с помощью соотношения

$$d_{ii}^{(1)} = \frac{F_0(E_i)}{W_i^{(1)}} \quad (17)$$

и найдем вектор

$$\bar{\Phi}_1 = D^{(1)} \bar{W}^{(1)} \quad (18)$$

Этому вектору соответствует функция  $\Phi_1(E)$ . Процедура Скофилда-Голда предусматривает повторение итераций  $\Pi$  раз, используя последовательно в качестве следующего приближения найденный с помощью соотношений (16)-(18) вектор  $\bar{\Phi}_n$ . Мы пока ограничимся одной итерацией и используем полученную функцию  $\Phi_1(E)$  для уточнения параметров  $\alpha_k, T_k, \beta, \gamma$ . Новые параметры  $\alpha_k^{(1)}, T_k^{(1)}, \beta_1$  и  $\gamma_1$  найдем, минимизируя квадратичную форму

$$\chi_1^{(1)} = \sum_{i=1}^{52} [F(E_i, \alpha_k^{(1)}, T_k^{(1)}, \beta_1, \gamma_1) - \Phi_1(E_i)]^2 \quad (19)$$

после чего вычислим квадратичную форму

$$\chi_0^{(1)} = \sum_j \left[ \frac{N(j) - \int_{E_1}^{E_{52}} K(E, j) \Phi_1(E) dE}{N(j)} \right]^2 \quad (20)$$



которая характеризует среднее квадратичное отклонение показаний детекторов, рассчитанных с использованием функций чувствительностей  $K(E, j)$  и спектра  $\Phi_n(E)$ , полученного на первом шаге восстановления спектра, от измеренного числа импульсов.

После этого вектор  $\bar{F}_0$  в уравнении (16) заменяется вектором  $\bar{F}_1$  с компонентами  $F_1(E_i, \alpha_k^{(1)}, T_k^{(1)}, \beta_1, \gamma_1)$ , процедура повторяется до тех пор, пока или

$$\chi_0^{(n)} = \sum_j \left[ \frac{N(j) - \int_{E_1}^{E_{s2}} K(E, j) \Phi_n(E) dE}{N(j)} \right]^2$$

не станет менее заданной величины  $\delta$ , или повторение процедуры не будет приводить к изменению параметров  $\alpha_k, T_k, \beta, \gamma$  в пределах точности вычисления этих параметров. В первом случае в качестве спектра нейтронов принимается функция  $\Phi_n(E)$ , во втором - итерации выполняются еще  $M$  раз, причем требуемое число итераций  $M$  определяется из условия,

$$\chi_0^{(n+m)} = \sum_j \left[ \frac{N(j) - \int_{E_1}^{E_{s2}} K(E, j) \Phi_{n+m}(E) dE}{N(j)} \right]^2 \leq \delta \quad (21)$$

где  $\Phi_{n+m}(E)$  - функция, получающаяся после применения  $m$  раз процедуры итераций Скофилда-Голда, с использованием в качестве первого приближения функции  $\Phi_n(E)$ . В последнем случае в качестве спектра нейтронов принимается функция  $\Phi_{n+m}(E)$ . При восстановлении спектров нейтронов мы будем использовать замедлители с диаметрами 2, 3, 5, 10 и 12 дюймов.

Для проверки возможностей использования описанного выше метода с целью восстановления спектров нейтронов, отличных

от спектров нейтронов за защитой ускорителей, был восстановлен спектр нейтронов в поле излучения на расстоянии 100 см от  $Pu-Be$  источника с полным выходом  $(0,95 \pm 0,08) 10^7$  н/сек.  $Pu-Be$  источник помещался на расстоянии 1,5 м от пола и  $\sim 3$  м от стен помещения, в котором проводились измерения. Для учета вклада нейтронов, рассеянных в помещении, были выполнены измерения с "теневым" конусом, который помещался между детекторами и  $Pu-Be$  источником. На рис. 5 приведены спектры нейтронов  $Pu-Be$  источника и  $Pu-Be$  источника плюс рассеянные нейтроны, а также нормированный типичный спектр  $Pu-Be$  источника<sup>/12/</sup>. Восстановленный спектр правильно отражает интегральный поток нейтронов и удовлетворительно описывает форму спектра  $Pu-Be$  источника, однако, как и следовало ожидать, рассматриваемый метод восстановления спектров нейтронов имеет плохое разрешение по энергии.

### 3.2. Восстановление спектров нейтронов высоких энергий

Для восстановления спектров нейтронов с энергией более 20 Мэв мы использовали метод, в котором априорная информация о спектре релятивистских нейтронов вводилась таким же образом, как и в методе, применяемом для восстановления спектров нейтронов высоких энергий по среднему числу "серых" и "релятивистских" лучей в звездах в ядерных эмульсиях<sup>/13/</sup>. Спектр нейтронов за защитой ускорителей искался в параметрической форме

$$\Phi_1(E) = \Phi_0 E^{-\delta} \quad \text{для} \quad E_{\min} \leq E \leq E_c \quad (23)$$

$$\Phi_2(E) = C_0 + C_1 E + C_2 E^2 \text{ для } E_c \leq E \leq E_{\max},$$

где  $E_{\min} = 20$  Мэв,  $E_c = 0,6 E_{\max}$ ,  $E_{\max}$  — максимальная энергия нейтронов в спектре,  $\Phi_0, \delta, C_0, C_1, C_2$  — искомые параметры.

Параметры находились из системы уравнений

$$\int_{E_{\min}}^{E_c} \Phi_1(E) dE + \int_{E_c}^{E_{\max}} \Phi_2(E) dE = \Phi_{\text{tot}}$$

$$\Phi_1(E_{\min}) = \Phi(E_{\min})$$

$$\Phi_1(E_c) = \Phi_2(E_c)$$

(24)

$$\left. \frac{d\Phi_1(E)}{dE} \right|_{E=E_c} = \left. \frac{d\Phi_2(E)}{dE} \right|_{E=E_c}$$

$$\Phi_2(E_{\max}) = 0,$$

где  $\Phi_{\text{tot}}$  — плотность потока нейтронов с энергией более 20 Мэв, измеренная с помощью углеродсодержащего активационного детектора  $^{14}\text{C}$ ,  $\Phi(E_{\min})$  — значение спектра нейтронов при энергии 20 Мэв, восстановленного с помощью спектрометра Боннера.

#### 4. Результаты измерения спектров нейтронов за защитой ускорителей

Описанный выше метод восстановления спектров нейтронов был использован для измерения спектров нейтронов за защитой синхротрона на энергию протонов 660 Мэв и синхрофазотрона на энергию протонов 10 Гэв. Места измерения выбирались таким образом, чтобы спектры нейтронов были близки к условию максимально

"жесткого" и "мягкого" спектров на ускорителях протонов на высокие энергии, а плотности потоков частиц высоких энергий можно было надежно регистрировать имеющимся в нашем распоряжении углеродсодержащим детектором (несколько нейтронов на квадратный сантиметр в секунду). На рис. 6, 7 показаны места измерения спектров нейтронов. Условиями наиболее "жесткого" спектра удовлетворяло поле излучения за сплошной бетонной защитой синхротрона (рис. 6 точка 1), на которую падали нуклоны высокой энергии, образованные в мишени и стенках вакуумной камеры ускорителя. Условиями относительно "мягких" спектров удовлетворяли поля излучения на синхрофазотроне (рис. 7 точки 1 и 2). Поля нейтронов в этих местах формировались излучением, многократно отраженным в проемах ядра магнита синхрофазотрона и от стен помещения, в котором располагались детекторы. При восстановлении спектров нейтронов за защитой синхротрона  $E_{\max}$  принималась равной 660 Мэв, а в поле нейтронов вблизи синхрофазотрона  $E_{\max} = 1$  Гэв.

На рис. 8 приведены дифференциальные спектры нейтронов, а на рис. 9 — относительный вклад нейтронов с различной энергией в полный дозовый эквивалент.

Как и ожидалось, форма спектров нейтронов, в основном, зависит от композиции защиты, а не от максимальной энергии ускоренных протонов. За сплошной защитой радиационная обстановка в основном определяется нейтронами высокой энергии (~80% величины дозового эквивалента обусловлено такими нейтронами), в то время как за защитой, имеющей проемы, основной вклад в дозовый эквивалент обусловлен быстрыми нейтронами.

принималась равной 660 Мэв, а в поле нейтронов вблизи синхротрона  $E_{max} = 1$  Гэв.

На рис.8 приведены дифференциальные спектры нейтронов, а на рис.9 - относительный вклад нейтронов с различной энергией в полный дозовый эквивалент.

Как и ожидалось, форма спектров нейтронов, в основном, зависит от композиции защиты, а не от максимальной энергии ускоренных протонов. За сплошной защитой радиационная обстановка в основном определяется нейтронами высокой энергии (~80% величины дозового эквивалента обусловлено такими нейтронами, в то время как за защитой, имеющей проемы, основной вклад в дозовый эквивалент обусловлен быстрыми нейтронами.

Измеренные спектры нейтронов использовались при установлении степени достоверности измерения эквивалентной дозы нейтронов приборами, используемыми при оперативных измерениях на ускорителях ОИЯИ.

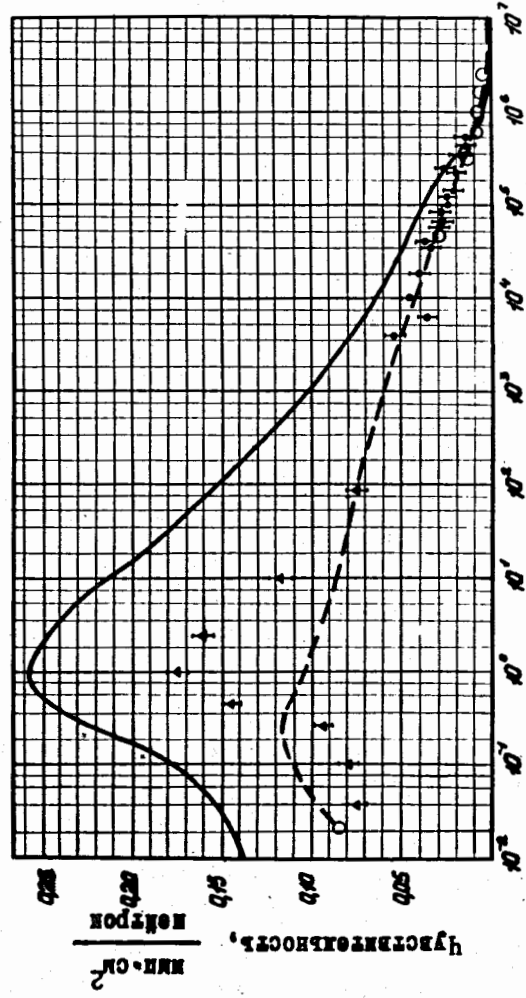


Рис.1. Зависимость чувствительности детектора  $LiF(Eu)$  с замедлителем от энергии нейтронов. — расчет/2, --- расчет/3, — эксперимент/2, 0 — эксперимент/1.

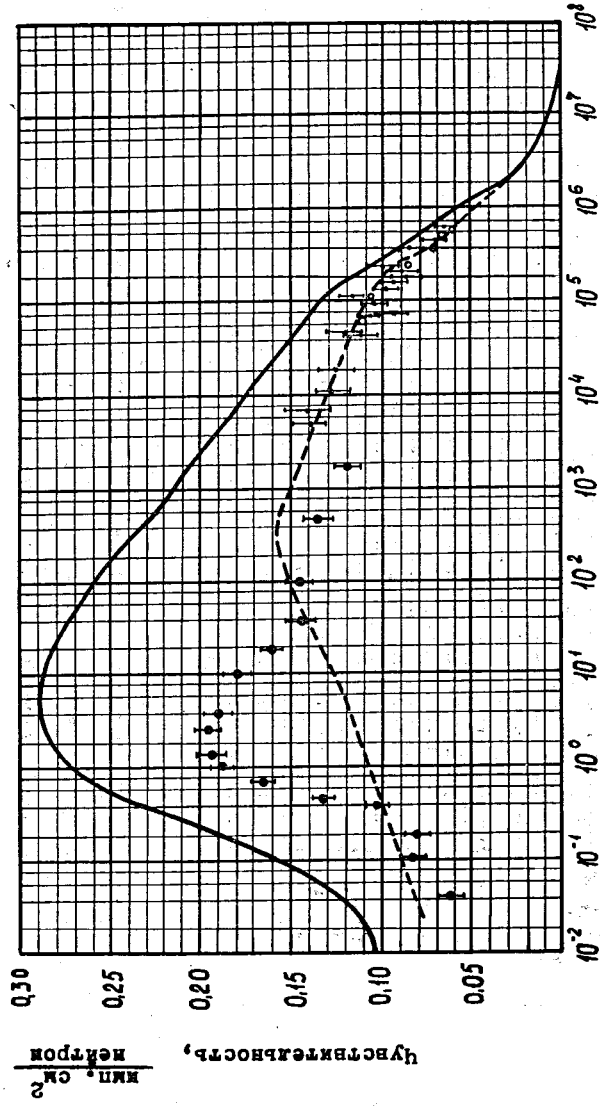


Рис.2 Зависимость чувствительности детектора  $LiF(Eu)$  с замедлителем 3 дмйма от энергии нейтронов. — расчет/3/, ---- расчет/1/,  $\bullet$  — эксперимент/6/,  $\circ$  — эксперимент/2/,  $\circ$  — эксперимент/1/.

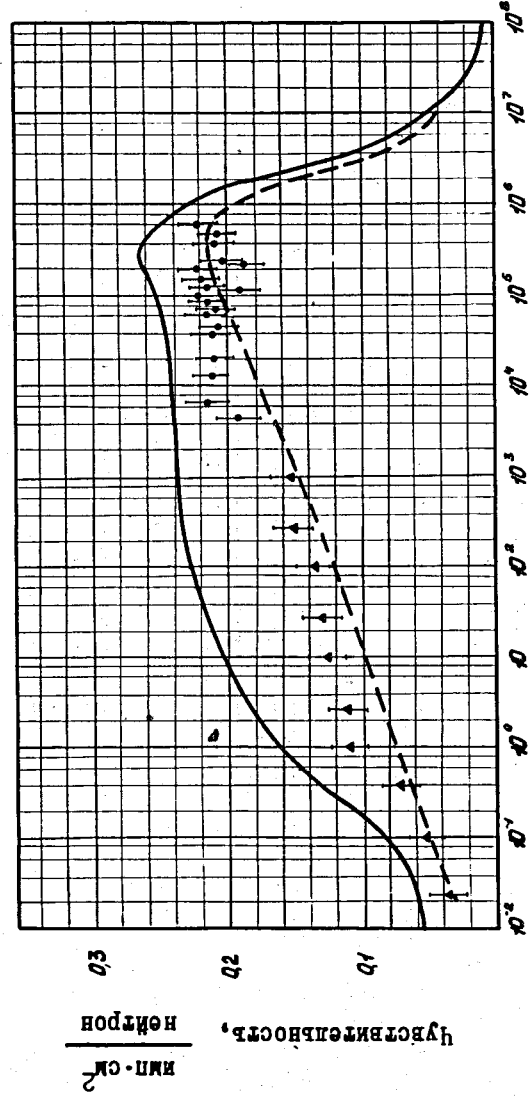
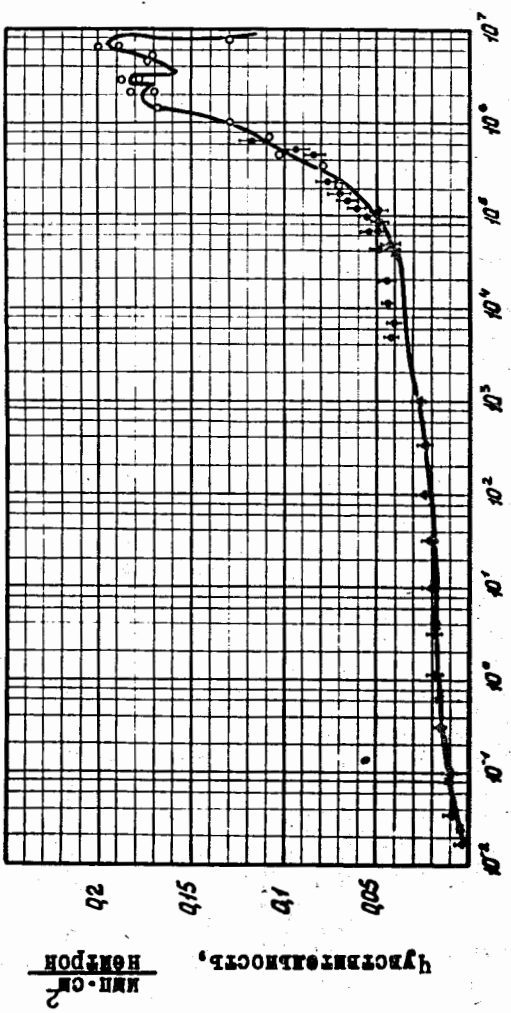


Рис.3 Зависимость чувствительности детектора  $LiF(Eu)$  с замедлителем 5 дмйма. — расчет/3/, ---- расчет/1/,  $\bullet$  — эксперимент/6/,  $\circ$  — эксперимент/2/.



Энергия нейтронов, эв

Рис.4 Зависимость чувствительности детектора  $LiF(Eu)$  замедлителем 10 д.и.в.в. — расчет/3/,  $\uparrow$  — эксперимент/6/,  $\downarrow$  — эксперимент/3/,  $\circ$  — эксперимент/1/.

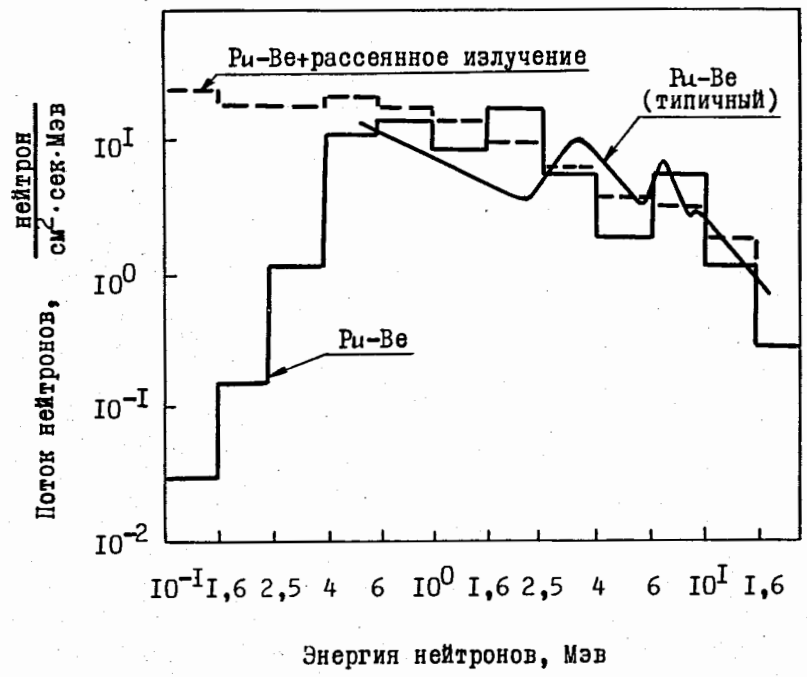


Рис.5 Спектр нейтронов Pu-Be источника.

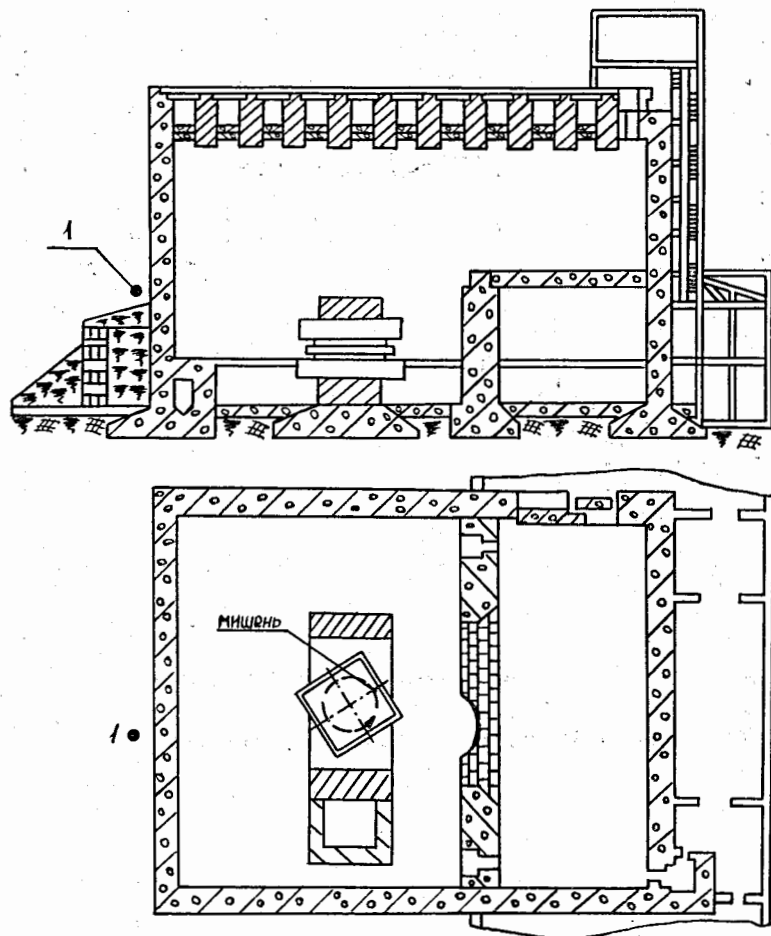


Рис.6 Геометрия измерения вблизи синхроциклотрона

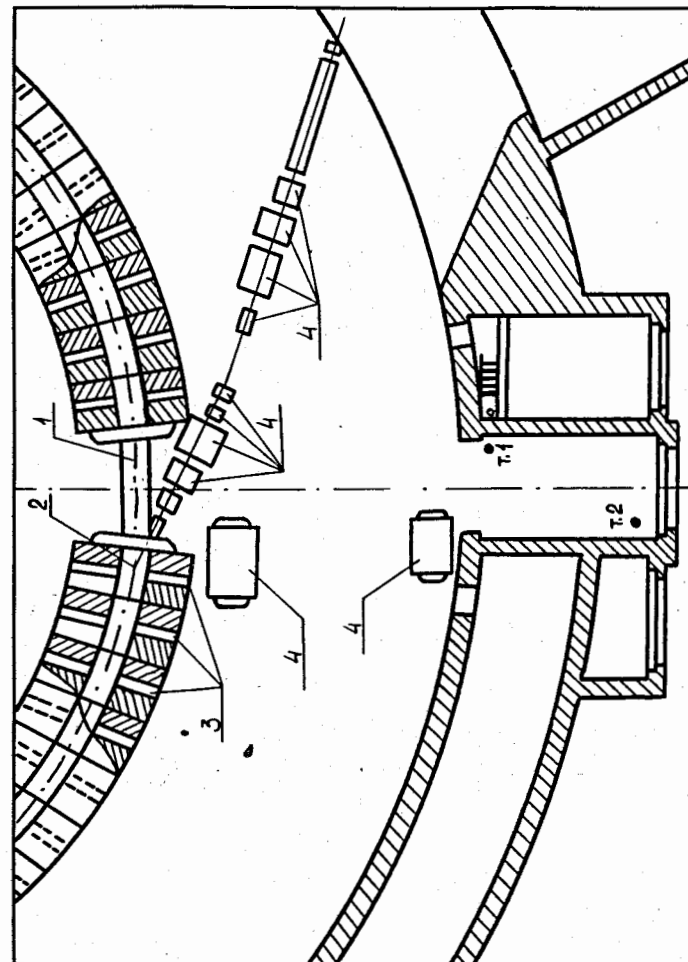


Рис.7 Геометрия измерений вблизи синхротрона.

1-пучок протонов; 2-мишень; 3-"окна" в секциях магнита ускорителя; 4-экспериментальное оборудование.

Поток нейтронов,  $\frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{МэВ}}$

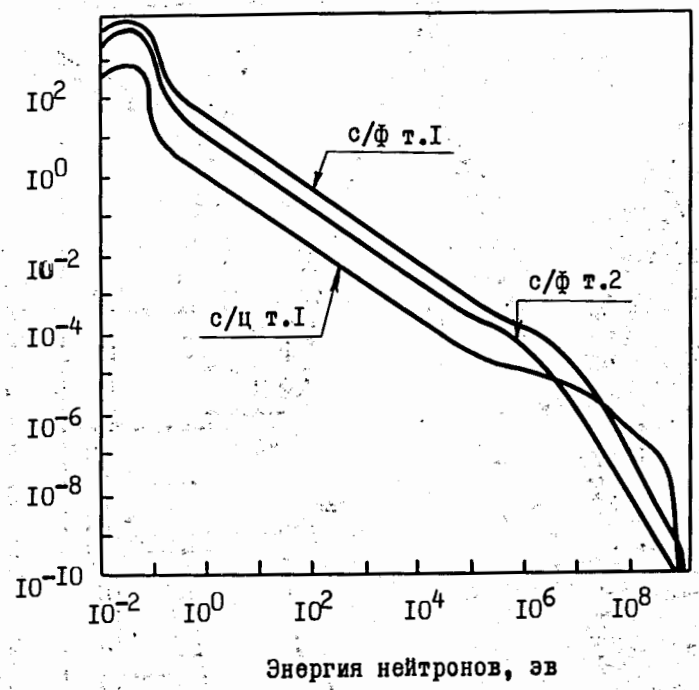


Рис.8 Спектры нейтронов за защитой синхрофазотрона (с/ф) и синхроциклотрона (с/х).

Вклад в суммарную дозу нейтронов с энергией, больше заданной

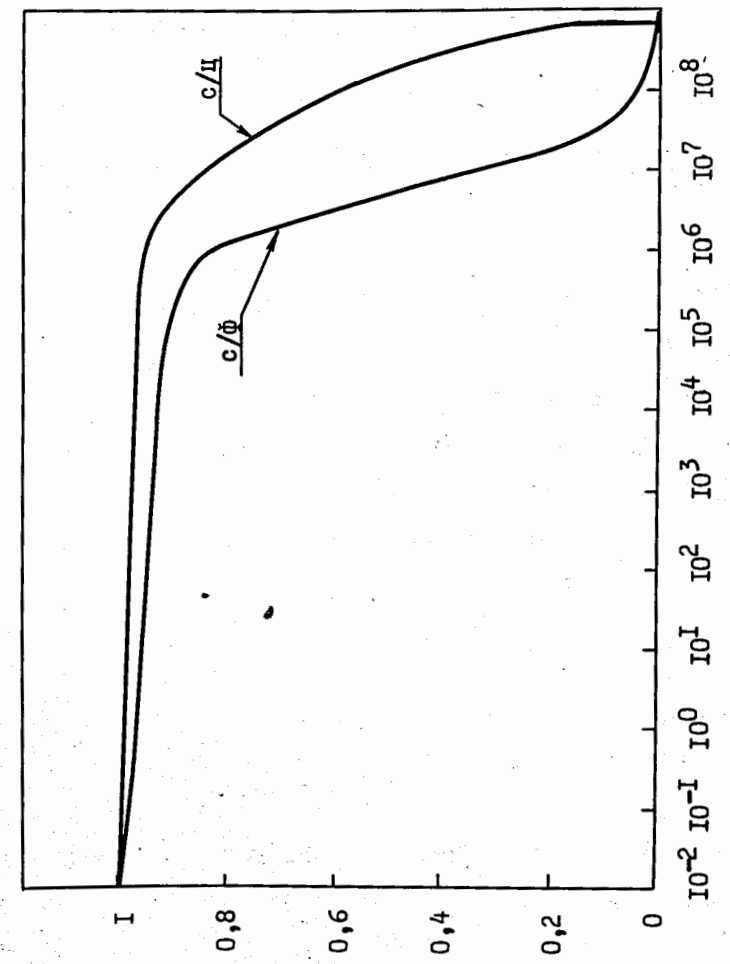


Рис.9 Интегральные эквивалентные дозы нейтронов за защитой синхроциклотрона (с/ц) и синхрофазотрона (с/ф).

Измеренные спектры нейтронов использовались при установлении степени достоверности измерения эквивалентной дозы нейтронов приборами, используемыми при оперативных измерениях на ускорителях ОИЯИ.

#### Литература .

- I. R.L.Bramblett, R.I.Ewing, T.W.Bonner. Nucl.Instr. and Meth., 9, 1 (1960).
2. M.Dollas, Nguyen Van Dat, M.Bricka. Colloque Electronique-Toulouse (1968).
3. G.E.Hansen, H.A.Sandmeir. ORNL-3360 p. 297 (1962).  
G.E. Hansen, H.A. Sandmeir. Nucl. Sci. Engng. 22, 315 (1965).
4. D.E. Hankins. "New Methods of Neutron-Dose-Rate Evaluation", Neutron Dosimetry, Vol.2, IAEA, Vienna, 1963, p.123.
5. H. Zaborowski. Rapport CEA - R 2772 (1965).
6. Л.Ветцель и др. Дозиметрия излучений и физика защиты ускорителей заряженных частиц, ОИЯИ I6-4888, стр. 201, Дубна, 1970.
7. В.Ф.Турчин, В.П.Козлов, М.С.Малкевич, УФН, I02, 345 (1970).
8. J.T.Routti. UCRL-18514 (1969).
9. N.E.Scofield. USNRDL-TR-447 (1960).  
R.Gold, ANL-6984 (1964).
10. В.Е.Алейников и др. Атомная энергия, 28, 438 (1970)
11. V.E.Aleinikov et al. Proc. of Int.Congr. on Protec. against Acceler. and Space Rad. CERN - 71 - 16  
Vol. 1, p. 282 (1971).
12. Л.Р.Кимель, В.П.Машкович. Защита от ионизирующих излучений. Атомиздат, Москва 1966.
13. H.W.Patterson et al. UCRL-19389 (1969).
14. В.Н.Лебедев, М.И.Салацкая, "Дозиметрические и радиометрические методики", стр.282, Москва 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 ноября 1972 года.