

10/x-69

Т-93

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

6 - 4639



Я.Тыкэ, Б.Фрыщин, Б.Сикора

ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР  
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ПОВЫШЕННОЙ  
ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

1969

6 - 4639

Я.Тыкэ, Б.Фрыцин, Б.Сикора

ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР  
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ПОВЫШЕННОЙ  
ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ

Направлено в ПТЭ

8053/2 up

## 1. В в е д е н и е

Одним из известных методов измерения спектров быстрых нейтронов является метод, основанный на регистрации протонов отдачи с помощью телескопической системы счетчиков.

В простом варианте такой спектрометр нейтронов состоит из протонного радиатора, детектора "Е", измеряющего энергию протонов, и дополнительного тонкого детектора "ΔЕ", предназначенного для снижения фона. Радиотехническая схема спектрометра состоит из следующих основных элементов: схемы совпадений, линейного пропускателя и многоканального амплитудного анализатора.

Основные параметры спектрометра – разрешающая способность  $\eta$  и эффективность  $\epsilon$  – зависят от толщины радиатора и геометрии телескопа, т.е. диаметров радиатора и счетчика "Е" и расстояния между ними. Характер этой зависимости таков, что для каждого значения разрешающей способности существует максимально возможное значение эффективности телескопа; увеличение эффективности сверх этого значения путем изменения геометрии телескопа или толщины радиатора влечет за собой ухудшение разрешающей способности. Так как эффективность нейтронного спектрометра очень мала (время измерений продолжительное), то весьма важны поиски путей увеличения эффективности с сохранением разрешающей способности.

Не вникая в подробности теории нейтронных телескопов, с которыми можно ознакомиться, например, в /1/, рассмотрим метод, позволяющий в два раза увеличить максимально возможное для данной разрешающей способности значение эффективности.

## II. Метод двойного радиатора

Если вместо протонного радиатора, который обычно выполняется в виде полиэтиленовой фольги, поместить в телескоп радиатор из дейтериевого полиэтилена, то измеряемые в этом случае спектры дейтонов отдачи будут приводиться к спектрам падающих на телескоп нейтронов так же, как спектры протонов отдачи в случае протонного радиатора. Для того чтобы разрешающая способность сохранилась, толщина дейтериево-полиэтиленовой фольги должна быть меньше полиэтиленовой, а так как сечение рассеяния  $d(n, d)n$  больше сечения  $p(n, p)n$  для углов около 0, то и эффективность приблизительно сохранится.

Предлагаемый нами метод состоит в одновременном применении протонного и дейтонного радиаторов и использовании способности системы счетчиков "ΔE" и "E" различать протоны и дейтоны, т.е. измерять раздельно спектры протонов и дейтонов. Такой нейтронный телескоп имеет две ветви - протонную и дейтонную. При взаимном расположении радиаторов, показанном на рис. 1, протонная ветвь не будет оказывать никакого влияния на дейтонную. Дейтонная ветвь, со своей стороны, не влияет на разрешающую способность и эффективность протонной ветви; все действие дейтонного радиатора на протонную ветвь сводится к незначительному сдвигу по энергии спектров и добавлению некоторого фона.

В итоге разрешающая способность телескопа с двойным радиатором, будучи равной большей из разрешающих способностей его ветвей,

такова же, как для классического телескопа, зато эффективность, равная сумме эффективностей ветвей, вдвое выше, чем у классического.

Нежелательным эффектом является присутствие в спектре фона протонов от расщепления дейтронов быстрыми нейтронами. Дифференциальное сечение реакции расщепления дейтронов  $d(n, p)n$  с вылетом протонов под углами, близкими к  $0^\circ$ , порядка 8 мбарн/стерад/Мэв при энергии падающих нейтронов порядка 14 Мэв, в то время как сечение рассеяния  $d(n, d)n$  с вылетом дейтронов на такие же углы порядка 500 мбарн/стерад<sup>/2/</sup>. Поэтому уровень этого фона чаще всего составляет 1+2% от высоты пиков, а сплошной характер позволяет включить его в общий фон телескопа. Отметим еще, что кончается он на 2 Мэв ниже пика, соответствующего образованию основного состояния конечного ядра в исследуемой с помощью телескопа реакции, и может быть в принципе вычислен (см. формулу 3).

Найдем формулу для преобразования спектров протонов и дейтронов отдачи в единый нейтронный спектр. Пусть  $i$  - индекс, обозначающий либо протоны  $p$ , либо дейтроны  $d$ ;  $x_i(E_n)$  - амплитуда импульса в счетчике "E" от частицы  $i$ , выбиваемой из радиатора нейтроном с энергией  $E_n$ . Под амплитудой импульса здесь и в дальнейшем будем понимать номер канала амплитудного анализатора, предполагая для удобства непрерывный характер этой переменной;  $f_i(x)dx$  - количество импульсов от частиц в интервале амплитуд  $x$ ,  $x+dx$  (экспериментальный спектр частиц  $i$ );  $N(E_n)dE_n$  - количество падающих на радиатор нейтронов в энергетическом интервале  $E_n$ ,  $E_n+dE_n$ ;  $\epsilon_i(E_n)$  - эффективность  $i$ -той ветви телескопа для нейтронов с энергией  $E_n$ , представляющая собой количество зарегистрированных  $i$ -отдачи на один падающий нейтрон;  $\Phi_p(x)dx$  - фон протонов от расщепления дейтронов в интервале амплитуд  $x$ ,  $x+dx$ .

Тогда справедливо:



$$N(E_n) dE_n = \frac{1}{\epsilon_d(E_n)} f_d(x_d(E_n)) \frac{dx_d}{dE_n} dE_n = \frac{1}{\epsilon_p(E_n)} [f_p(x_p(E_n)) - \Phi_p(x_p(E_n))] \frac{dx_p}{dE_n} dE_n,$$

откуда получаем:

$$N(E_n) dE_n = \frac{1}{\epsilon(E_n)} \left\{ f_d(x_d(E_n)) \frac{dx_d}{dE_n} + [f_p(x_p(E_n)) - \Phi_p(x_p(E_n))] \frac{dx_p}{dE_n} \right\} dE_n, \quad (1)$$

где  $\epsilon(E_n) = \epsilon_p(E_n) + \epsilon_d(E_n)$  - полная эффективность телескопа. Выразим  $\Phi_p$  через измеряемые величины. Для этого обозначим:

$\epsilon(x_p, E_n) dx_p$  - количество зарегистрированных в интервале амплитуд  $x_p$ ,  $x_p + dx_p$  протонов от расщепления дейтронов на один падающий нейтрон с энергией  $E_n$ .

Тогда

$$\begin{aligned} \Phi_p(x_p) dx_p &= dx_p \int_0^{E_{n0}} \epsilon(x_p, E'_n) N(E'_n) dE'_n = \\ &= dx_p \int_0^{E_{n0}} \xi(x_p, E'_n) f_d(E'_n) \frac{dx_d}{dE'_n} dE'_n, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $E_{n0}$  - максимальная энергия падающих нейтронов и  $\xi(x_p, E'_n) = \epsilon(x_p, E'_n) / \epsilon_d(E'_n)$  - функция, характерная для данного телескопа. После подстановки (2) в (1) получаем окончательно:

$$\begin{aligned} N(E_n) dE_n &= \frac{1}{\epsilon(E_n)} \left\{ f_d(x_d(E_n)) \frac{dx_d}{dE_n} + [f_p(x_p(E_n)) - \right. \\ &\left. - \int_0^{E_{n0}} \xi_p(x_p(E_n), E'_n) f_d(x_d(E'_n)) \frac{dx_d}{dE'_n} dE'_n \right] \frac{dx_p}{dE_n} \left. \right\} dE_n. \end{aligned} \quad (3)$$

Формула (3) выражает преобразование спектров протонов и дейтронов  $f_d(x)$  в единый спектр падающих нейтронов. Функции  $\epsilon(E_n)$ ,  $x_p(E_n)$  и  $\xi(x, E_n)$  являются характерными для каждого данного телескопа и обычно представляются графически. Так как  $\xi(x_p(E_n), E'_n) \ll 1$  для  $E'_n \geq E_n + 2$  Мэв и  $\xi(x_p(E_n), E'_n) = 0$  для  $E'_n < E_n + 2$  Мэв, интег-

ралом в формуле (3) часто можно пренебречь. Это соответствует пренебрежению фоном протонов от расщепления дейтонов.

### III . Экспериментальное испытание метода двойного радиатора

Метод двойного радиатора испытывался на базе имеющегося у нас телескопа протонов отдачи и радиотехнического оборудования. Принципиальная схема нашего спектрометра дана на рис. 1.

Используемый двойной радиатор состоял из полиэтиленовой и дейтериево-полиэтиленовой фольг, толщины которых составляли 10 и 7 мг/см<sup>2</sup> соответственно.

В качестве детектора "ΔE" использовался помещенный в висмутый отражатель кристалл CsJ[Тl] толщиной 70 мкм. Вместе с фотоумножителем ЕМ1-6097 разрешение этого детектора для 14 Мэв протонов составляло 25% и позволяло надежно разделять протоны и дейтоны.

В качестве счетчика "E" использовался поверхностно-барьерный кремниевый детектор с дрейфом лития с толщиной рабочего слоя порядка 1,5 мм, площадью 1,3 см<sup>2</sup> и разрешением 250 кэв.

Для разделения протонных и дейтонных спектров был использован двухмерный анализ. Импульсы от счетчиков "ΔE" и "E" после формирования поступали на анализатор АИ-4096, работающий в режиме двухмерного 32 x 128 амплитудно-амплитудного анализа. На двухмерном спектре "ΔE x E" легко выделить области, соответствующие протонам и дейтонам. Эти области имеют формы размытых гипербол, т.к. для каждого данного сорта частиц произведение  $N_{\Delta E} \times N_E$ , где  $N_{\Delta E}$ ,  $N_E$  - номера каналов по ΔE и E соответственно, является почти постоянным.

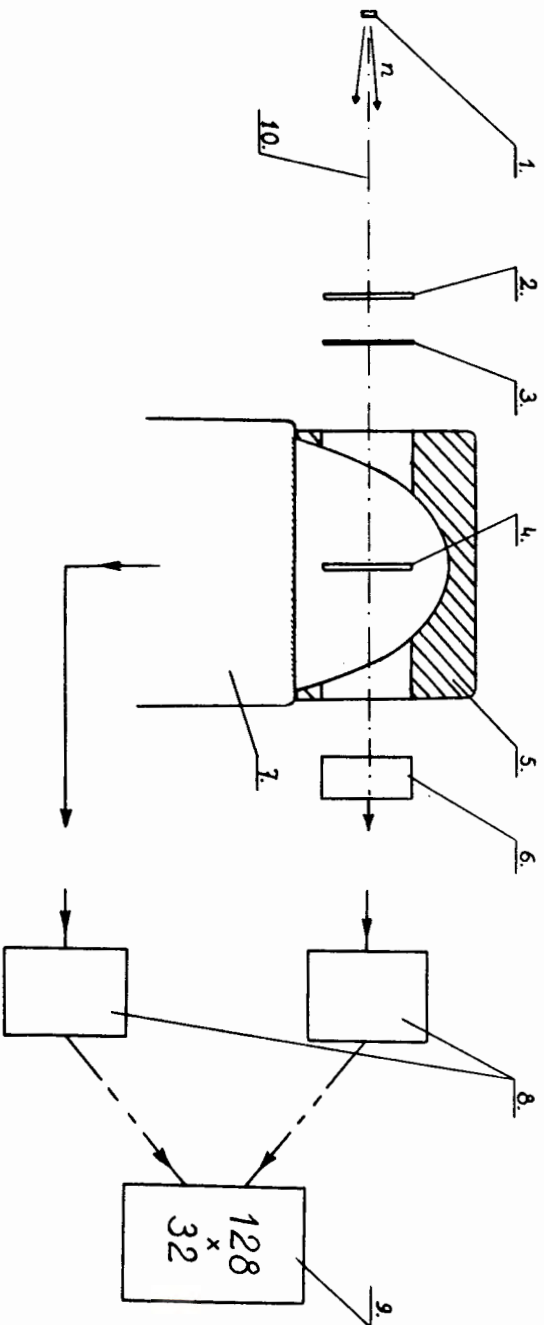


Рис.1. Принципиальная схема нейтронного телескопа с двойным радиатором. 1 - источник быстрых нейтронов; 2 - полистирольный радиатор; 3 - дейтериено-полистирольный радиатор; 4 - тонкий кристалл CsJ(Tl) ; 5 - висмутовый отражатель; 6 - кремниевый детектор "Е"; 7 - фотоумножитель EM1-6097; 8 - блоки формирования импульсов; 9 - двухмерный амплитудно-амплитудный анализатор АИ-4096; 10 - ось телескопа.



Соответствующее суммирование по каналам  $\Delta E$ , лежащим в пределах протонной или дейтронной областей, приводит к одномерным протонным или дейтронным спектрам. На рис. 2 даны спектры протонов и дейтронов отдачи, соответствующие нейтронному спектру из реакции  ${}^7\text{Li}(dn)$  при  $E_d = 1,5$  Мэв и угле  $120^\circ$ . По группам, соответствующим нейтронам  $n_0$ , оцениваем разрешающие способности протонной и дейтронной ветвей в 5,5 и 5,7% соответственно. На этом же рисунке показан уровень протонного спектра, получаемого при отсутствии полиэтиленового радиатора. Форма этого спектра указывает на наличие в нашем дейтериево-полиэтилене некоторого (8% от количества дейтронов) числа протонов.

На рис. 3 приведен энергетический спектр нейтронов, полученный из спектров рис. 2 с помощью трансформационной формулы (3) в предположении  $\xi(x, E_n) \equiv 0$  и  $\epsilon(E_n) \equiv 1$ . Пунктирная линия на этом рисунке соответствует нейтронному спектру, полученному с использованием одной только протонной ветви телескопа при равных прочих условиях измерений. Как и следовало ожидать, статистика в последнем случае вдвое меньше, чем в случае применения двойного радиатора, а разрешающие способности в пределах ошибки определения совпадают.

#### IV . З а к л ю ч е н и е

Метод двойного радиатора позволяет значительно сократить время измерений нейтронных спектров, качество которых не хуже качества спектров, получаемых с помощью классического телескопа. При наличии двухмерного анализатора этот метод легко применим, а используя связь с ЭВМ, можно избежать трудоемкой обработки спектров.

В заключение авторы приносят свою благодарность проф. З. Вильгельми за интерес, проявленный к настоящей работе, Г.М. Осетинскому

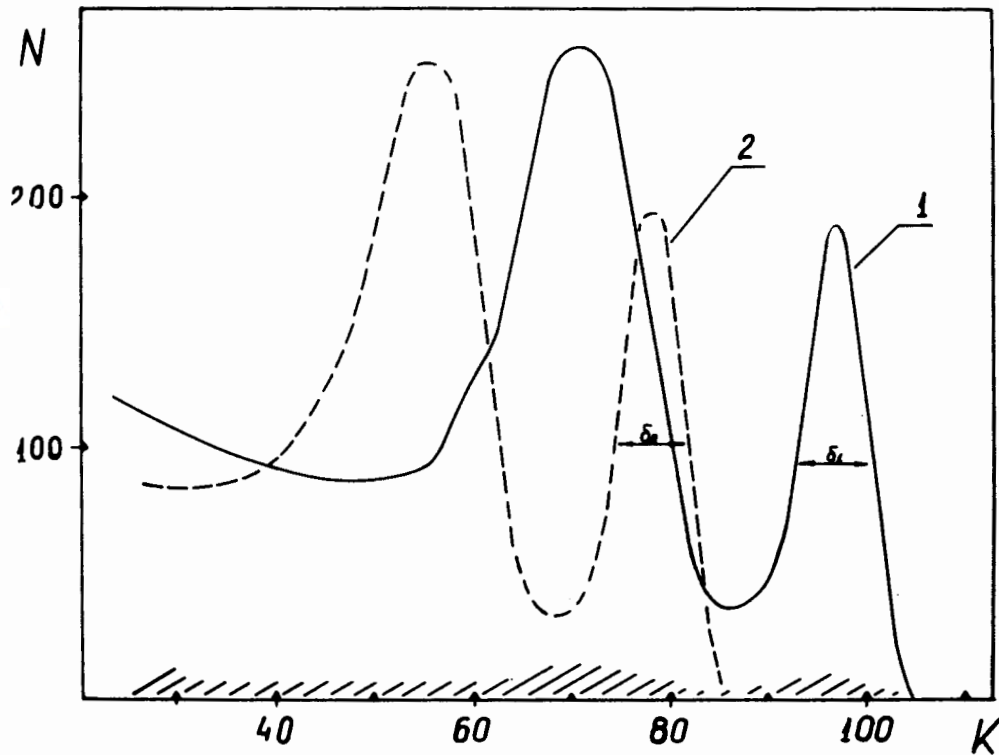


Рис.2. Спектры протонов (1) и дейтронов (2) отдачи, соответствующие нейтронному спектру из реакции  ${}^7\text{Li}(d,n)$ . На оси абсцисс отложены номера каналов, на оси ординат - число импульсов. Полуширины пиков, соответствующих нейтронной группе  $n_0$ , равны  $\delta_1 = 8$  каналов и  $\delta_2 = 7,5$  канала. Широкие пики соответствуют нейтронной группе  $n_1$  с естественной полушириной порядка 1,7 Мэв.

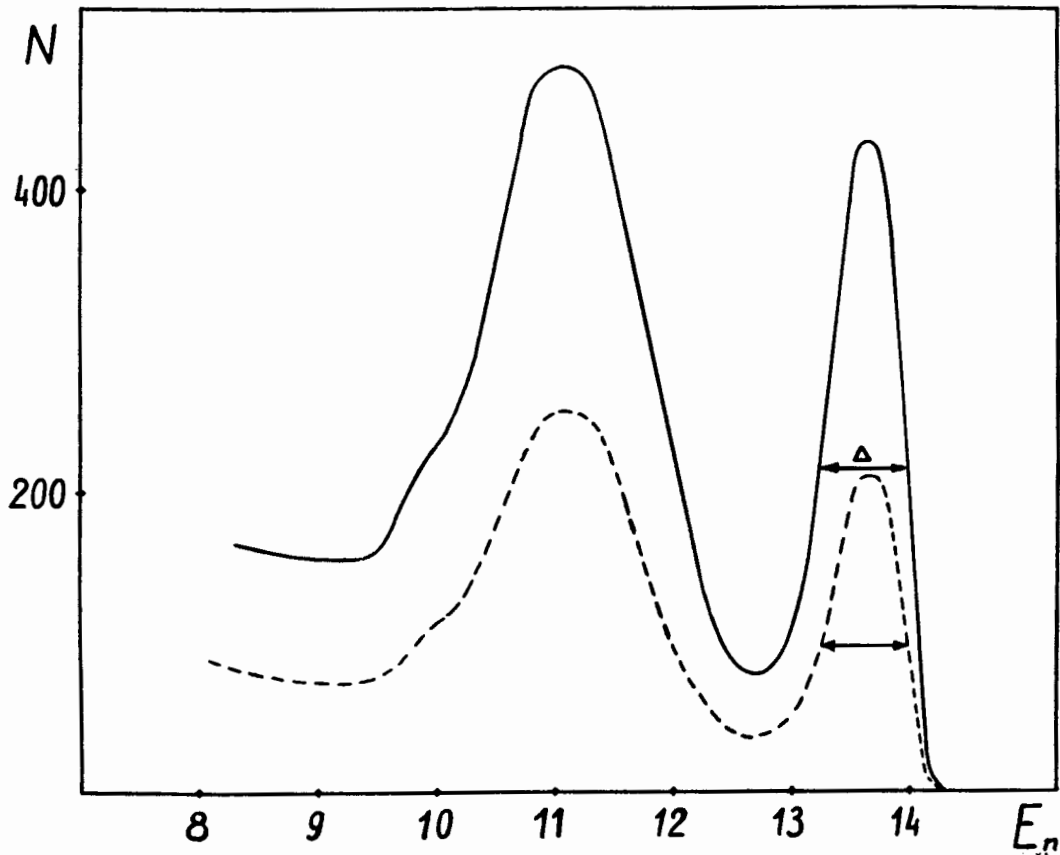


Рис.3. Энергетические спектры нейтронов из реакции  ${}^7\text{Li}(d,n)$ , полученные с применением двойного радиатора (сплошная линия) и с применением только протонного радиатора при равных прочих условиях (пунктир). Полуширина  $\Delta = 790$  кэВ.

за ценные замечания в ходе подготовки настоящей статьи и А.П. Коб-  
зеву за помощь в редактировании.

#### Л и т е р а т у р а

1. Fast, Neutron Physics vol. 1. Interscience Publishers Inc. New York 1960.
2. John D. Seagrave. Phys. Rev., 97, 757 (1955).

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 августа 1969 года.