

индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ФИ-659(49)-83

Г.В.БАДАЛЯН, В.С.ПОГОСОВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ
ЧАСТИЦ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ СЦИНТИЛЯЦИОННЫМ
ДЕТЕКТОРОМ $NaI(Tl)$

ԵՐԵՎԱՆ 1983 ԵՐԵՎԱՆ

В предыдущей работе [1] рассматривался вопрос применимости сцинтилляционного детектора на основе кристалла $\text{NaI}(\text{Tl})$ в качестве E - детектора в $(dE/dx, E)$ - телескопе в условиях высокого уровня γ -фона. С этой целью проверялась работа такого детектора в условиях реальных измерений на внутренней пучке синхротрона.

Детектор располагался в камере детектирования установки "e-A" что позволяло одновременно с регистрацией заряженных частиц, вылетающих из мишени в результате взаимодействия электронов с ядрами углерода, производить калибровку детектора по положению пика от упругого e - p рассеяния. Типичная картина спектра частиц, регистрируемых детектором, показана на рисунке. Как видно из рисунка, спектр имеет два характерных резких спада. Эти спады возникают из-за ограниченной толщины кристалла и соответствуют предельным значениям энергии соответственно протонов (380 канал) и дейтронов (530 канал), выше которых они уже не останавливаются в кристалле и, следовательно, выделяют энергию, меньшую предельной. Данный кристалл имел толщину 40 мм, что соответствует предельной энергии протонов $\tilde{T}_p =$

= 105 МэВ и дейтронов $\tilde{T}_d = 142$ МэВ.

Поскольку энерговыделение в кристалле при прохождении его протонами не превышает предельного значения \tilde{T}_p , то в область спектра правее этого значения протоны не вносят вклада. То же можно сказать и о дейтронах с энергией выше \tilde{T}_d . Это обстоятельство можно использовать для определения энергетических спектров протонов и дейтронов. Для этого предположим, что вклад в общую картину спектра, представленную на рисунке, от всех типов частиц, кроме протонов в области энергии ниже \tilde{T}_p , описывается той же функцией, что и выше \tilde{T}_p . Тогда путем экстраполяции в низкоэнергичную область ($T < \tilde{T}_p$) можно определить вклад этих частиц в общую картину, что позволит выделить спектр протонов. Полученный таким путем спектр энерговыделений протонов в кристалле NaI складывается из истинного энергетического спектра протонов и потерь энергии протонов, имеющих энергию выше предельной. Далее, задав энергетический спектр протонов в аналитическом виде, можно учесть долю вклада от протонов, имеющих энергию выше пороговой и восстановить истинный спектр протонов.

Мы представили дифференциальное сечение вылета протонов с энергией T при взаимодействии электронов с ядрами в виде:

$$(d\delta/dT)_p = A_p P_p \exp(-T/T_{op}), \quad (1)$$

где P_p - импульс вылетающего из ядра протона, T - его кинетическая энергия, A и T_{op} - неизвестные константы инвариантного энергетического спектра протонов. Тогда число протонов с энергией T в интервале ΔT , попадающих в детектор, можно представить в виде:

$$\Delta N_p'(T) = A_p P_p \exp(-T/T_{op}) \Delta T, \quad (2)$$

а полное число протонов с энерговыделением в кристалле, равным T в интервале ΔT будет

$$\Delta N_p(T) = \Delta N_p'(T) + \Delta N_p''(\tau_p(T)), \quad (3)$$

где

$$\Delta N_p''(\tau_p(T)) = A_p P_p \exp(-\tau_p(T)/T_{op}) / \frac{d\tau_p}{dT} / \Delta T \quad (4)$$

- число протонов с энергией $\tau_p(T) > \tilde{T}_p$, которая соответствует выделяемой в кристалле энергии, равной T .

Функция $\tau_p(T)$ определялась следующим образом.

Запишем очевидное соотношение:

$$R(\tau_p) = R(\tilde{T}_p) + R(\tau_p - T), \quad (5)$$

где $R(x)$ - пробег протонов с энергией x , $R(\tilde{T}_p) = R_0$ - толщина кристалла. Используя табличные данные по зависимости $R(x)$, а также соотношение (5), можно получить зависимость T от τ_p в виде таблиц и попытаться найти эмпирическую формулу, описывающую эту зависимость. Мы получили, что в интересующей нас области энергий эта зависимость хорошо описывается формулой

$$\tilde{T}_p - T = A(\tau_p - \tilde{T}_p)^{\alpha - \beta \ln(\tau_p - \tilde{T}_p)} \quad (6)$$

Для кристалла NaI толщиной 40 мм мы получили следующие значения параметров: $A = 7,77$; $\alpha = 0,62$; $\beta = 0,0375$ (энергия измеряется в мегаэлектронвольтах). Из соотношения (6) легко получить

$$\tau_p = \tilde{T}_p + \exp \left[\frac{\alpha}{2\beta} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4\beta}{\alpha^2} \ln \frac{\tilde{T}_p - T}{A}} \right) \right] \quad (7)$$

и

$$\left| \frac{d\tau_p}{dT} \right| = \frac{\tau_p - \tilde{\tau}_p}{\tilde{\tau}_p - T} \cdot \frac{1}{\alpha - 2\beta \ln(\tau_p - \tilde{\tau}_p)} \quad (8)$$

Аналогичная процедура проводилась и для дейтронов.

Ожидаемое число дейтронов с энерговыделением в кристалле T в интервале ΔT представляется в виде:

$$\Delta N_\alpha(T) = \Delta N'_d(T) + \Delta N''_d(\tau_d(T)), \quad (9)$$

где

$$\Delta N'_d(T) = A_2 P_d \exp(-T/T_{od}) \Delta T \quad (10)$$

$$\Delta N''_d = A_2 P_d \exp(-\tau_d(T)/T_{od}) \left| \frac{d\tau_d}{dT} \right| \Delta T. \quad (11)$$

Функция $\tau_d(T)$ определялась аналогично $\tau_p(T)$:

$$\tau_d(T) = \tilde{\tau}_d + \exp\left[\frac{\alpha'}{2\beta'} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4\beta'}{\alpha'^2} \ln \frac{\tilde{\tau}_d - T}{\beta}}\right)\right]. \quad (12)$$

При этом мы получили $\beta = 9,21$; $\alpha' = 0,62$; $\beta' = 0,34$.

Вклад в общий спектр от других типов частиц ΔN_ϕ мы представляли в виде:

$$\Delta N_\phi = A_3 \exp(-T/T_{o\phi}) \Delta T, \quad (13)$$

где A_3 и $T_{o\phi}$ - неизвестные параметры.

Тогда ожидаемый энергетический спектр частиц, регистрируемых детектором, можно представить в виде:

$$\Delta N(T) = \Delta N_p(T) + \Delta N_d(T) + \Delta N_\phi(T). \quad (14)$$

Далее производилась подгонка выражения под экспериментальный спектр методом наименьших квадратов с целью определения неизвестных параметров A_1 , A_2 , A_3 , T_{op} , T_{od} , $T_{o\phi}$.

Напомним, что измерения проводились при угле регистрации частиц $\sim 78^\circ$ и энергии налетающих электронов, равной 4,5 ГэВ.

Обработка данных проводилась на ЭВМ БЭСМ-6 с использованием подпрограммы FUMILI. При этом весь экспериментальный спектр разделялся на три участка. Первый участок охватывал 180-320 каналы анализатора, что соответствует интервалу энергий 60-90 МэВ, второй участок - от 430-го до 500-го (115 + 130 МэВ), третий участок - выше 600-го канала.

Очевидно, что на втором участке $\Delta N_p = 0$, а на третьем - и $\Delta N_d = 0$.

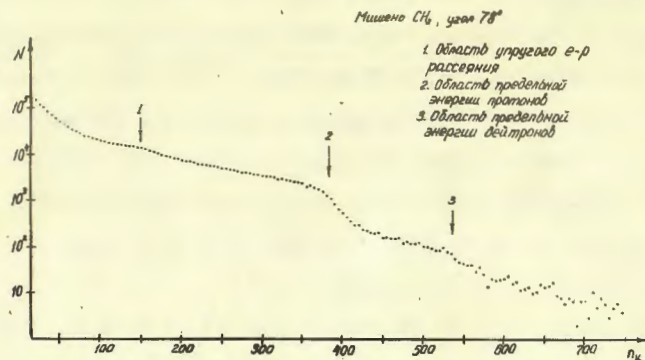
В результате подгонки мы получили для параметра T_{op} наклона протонного спектра значение

$$T_{op} = 75 \begin{matrix} +17 \\ -12 \end{matrix} \text{ МэВ.}$$

Для сравнения заметим, что согласно данным других экспериментов [2] значение параметра наклона инвариантного энергетического спектра протонов составляет ~ 70 МэВ, что находится в хорошем согласии с полученным нами значением.

Что же касается значения T_{od} , то следует подчеркнуть, что оно менее надежно из-за отсутствия достаточного экспериментального материала о спектрах частиц тяжелее дейтрона ($T > \tilde{\tau}_d$). По этой причине мы не проводили анализа ошибок определения величины T_{od} , и сравнения с имеющимися в литературе данными, а приводим лишь полученное нами ее среднее значение: $T_{od} \approx 22$ МэВ.

Таким образом, можно сказать, что описанный выше метод применим для определения характеристик инвариантных энергетических спектров протонов и (при наличии достаточного статистического материала) дейтронов, вылетающих из ядер, по суммарному спектру зарегистрированных частиц, регистрируемых детектором конечной толщины.



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бадалян Г.В., Погосов В.С. Применение детектора на основе кристалла $NaI(Tl)$ в качестве E - детектора в $(dE/dx, E)$ телескопической системе для измерений на внутреннем пучке электронного синхротрона. Препринт БФИ-656(46)-83, Ереван, 1983.
2. Егян К.Ш. Кумулятивное фоторождение частиц на ядрах. Препринт БФИ-481(24)-81, Ереван, 1981.

Рукопись поступила 6 мая 1983 г.

8

Ереванский Физический
ИНСТИТУТ
Зал препринтов

Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 258 Тираж 270
ВФ-04470
 Препринт БФИ Формат издания 60x84/16
 Подписано к печати 26/VIII-83г. 0 5 уч.-изд.л. Ц. 7 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван 36, Маркаряна 2