

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НАЗАД π^- -МЕЗОНОВ НА НЕЙТРОНАХ
 В ИНТЕРВАЛЕ ИМПУЛЬСОВ 1,4 - 4,0 Бэв/с

А.И.Алиханов, Г.Л.Баян, Э.В.Брахман, К.В.Галактионов,
 Г.П.Елисеев, Ф.А.Ёч, О.Я.Зельдович, Л.Г.Ландсберг,
 В.А.Любимов, И.В.Сидоров

В работе исследуется реакция упругого рассеяния назад



в диапазоне импульсов 1,38 + 4,05 Бэв/с. Реакция (I) исследовалась на установке, имеющей высокую эффективность регистрации неупругих событий (реакций типа $\pi^- + n \rightarrow \pi^- + n + k\pi^{\pm 0}$). Схема установки приведена на рис. 1. Пучок π^- -мезонов выделялся телескопическими счетчиками $C_1 C_2 C_3 C_4 C_5 C_6$ и имел $\Delta p/p \leq 5\%$. Событие регистрировалось в цилиндрической искровой камере, внутри которой помещалась мишень (D_2O или H_2O). Импульс высокого напряжения на камеру вырабатывался совпадениями сигналов счетчиков $C_1 C_2 C_3 C_4 C_5 C_6$ и любого из боковых счетчиков $C_7 C_8 C_9 C_{10}$ при отсутствии сигнала в

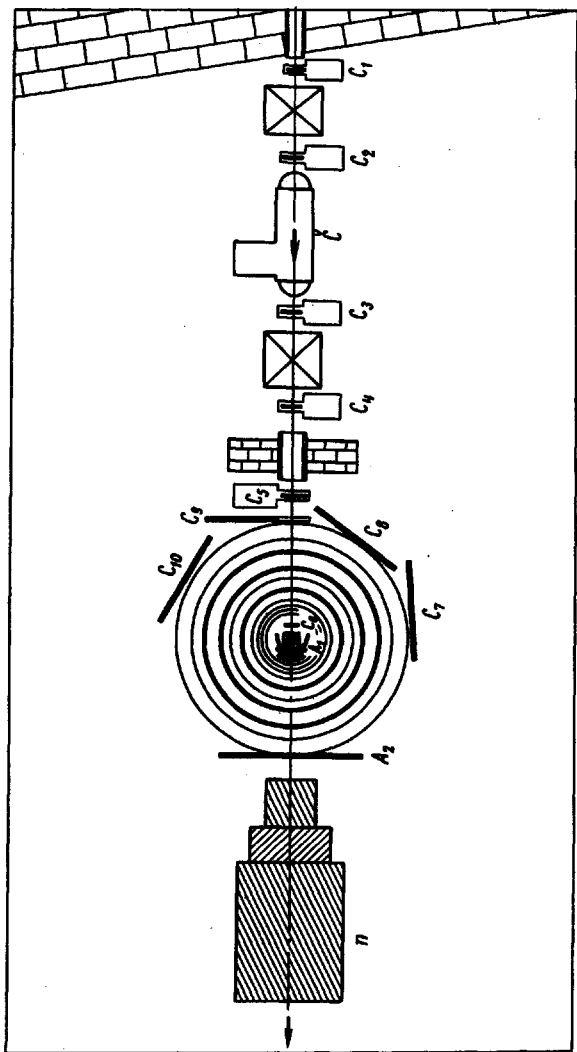


Рис. 1. Схема установки газового черенкового счетчика С для выделения α - луча

счетчиках антисовпадений $A_1 A_2$. Рассеянный вперед нейтрон регистрировался нейтронным счетчиком n , эффективность которого к нейтронам с импульсом 2 Бэв/с измерялась экспериментально и составляла $0,64 \pm 0,17$. Расчетная величина этой эффективности 70%. Сигнал от нейтронного счетчика регистрировался осциллографом и использовался для контроля событий, отобранных по фотографии в искровой камере. Часть электродов искровой камеры была сделана из свинца (общая толщина свинца 4 рад.ед.). Кроме того, между мишенью и счетчиком антисовпадений A_1 помещался слой свинца толщиной 1 рад.ед. Таким образом, установка обладала высокой эффективностью регистрации γ -квантов от π^0 -распадов, и в отобранных нами случаях примесь неупругих событий составляла не более 2%.

Было отобрано 1700 случаев реакции (I) с углом рассеяния пиона $> 90^\circ$ в лаб. системе. Для этих случаев измерены пространственные углы (точность измерения угла в горизонтальной плоскости 1° , в вертикальной плоскости 5°). Выделение событий, происходивших на свободном нейтроне, производилось с помощью вычитательной процедуры $D_2O - H_2O$. Для получения абсолютных сечений введены необходимые поправки на взаимодействие первичного пиона, рассеянного пиона и нейтрона в окружающем веществе, на эффективность электроники, на состав пучка, на эффект экранирования нуклонов в дейтерии (поправка Глаубера). Общая неопределенность в величине сечений за счет этих поправок составляет 25%. В таблице приведены сечения, усредненные по интервалу углов $160 - 180^\circ$ с.п.м., $\bar{\sigma}_n = \bar{\sigma}_{D_2O} - \bar{\sigma}_{H_2O}$ в зависимости от энергии. Указанные ошибки являются статистическими. Помимо сечения $\bar{\sigma}_n$ в работе измерено сечение на нейтроне ядра O^{16} . В таблице приведены значения $R = \bar{\sigma}_{H_2O} / \bar{\sigma}_{D_2O}$ для различных энергий. Эти величины близки друг к другу. Проверка по χ^2 на совместимость с одним значением дает вероятность $P(\chi^2) = 80\%$. Если считать, что R не зависит от энергии, то можно произвести вычитание следующим образом: $\langle \bar{\sigma}_n \rangle = \bar{\sigma}_{D_2O} (1 - \bar{R})$, где $\bar{R} = 0,49 \pm 0,041^I$. Значения $\langle \bar{\sigma}_n \rangle$ приведены в таблице со статистическими ошибками.

$p, \text{Бэв/с}$	$R = \frac{\bar{\sigma}_{N_2O}}{\bar{\sigma}_{D_2O}}$	$\bar{\sigma}_n = \bar{\sigma}_{D_2O} - \bar{\sigma}_{N_2O},$ мбн/стерад ^I)	$\langle \bar{\sigma}_n \rangle = \bar{\sigma}_{D_2O} (1-R),$ мбн/стерад ^I)	$\sigma,$ мбн/стерад ²)
1,20				350 \pm 20
1,38	0,53 \pm 0,09	443 \pm 105	487 \pm 60	
1,55	0,55 \pm 0,12	465 \pm 165	470 \pm 85	550 \pm 44
1,72	0,38 \pm 0,09	394 \pm 80	323 \pm 46	
1,88			226 \pm 38	415 \pm 83
2,0	0,47 \pm 0,07	163 \pm 33		
2,12			91 \pm 13	
2,56		69 \pm 21	89 \pm 15	
2,7				128 \pm 33
3,0	0,57 \pm 0,12	75 \pm 21	78 \pm 11	
3,3		41 \pm 14	49 \pm 10	
3,5				47 \pm 20
4,05		23 \pm 9	27 \pm 8	
4,5				22 \pm 7

1) Общая неопределенность в сечениях составляет 25%.

2) А.И.Алиханов и др. Тр. конф. по физике высоких энергий в Дубне 1964 г. (работа выполнена на ядре C^{12}).

На рис. 2 показаны зависимости $\bar{\sigma}_n$ и $\langle \bar{\sigma}_n \rangle$ от импульса пиона. Обращает на себя внимание нерегулярность в области импульсов 2-3 Бэв/с. Возможно, что эта особенность является проявлением резонанса $\Delta(2360)$ (на рисунке указано его положение и ширина).

На рис. 3 приведено угловое распределение упругого π^-n -рассеяния назад при среднем значении импульса пиона 2,8 Бэв/с (сечения получены разностным методом и усреднены в интервале импульсов 2,1-3 Бэв/с). Виден пик в области $\cos \theta^* = -1$. Наклон пика по переданному импульсу: $(d/du) \ln(d\sigma/d\Omega) = (18^{+24}) \text{ Бэв}^{-2}$.

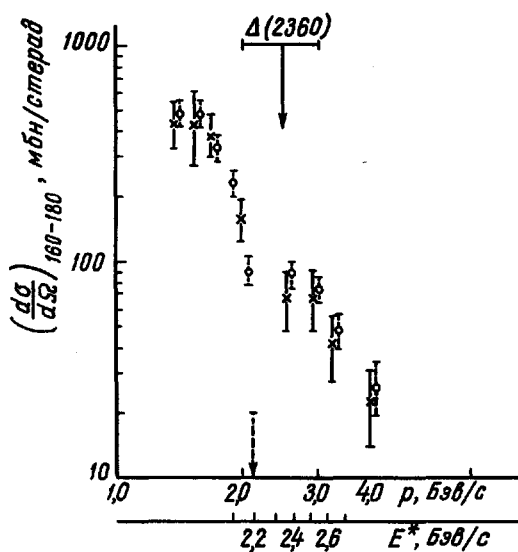


Рис. 2. Зависимость сечения упругого π^-n -рассеяния назад от импульса π^-

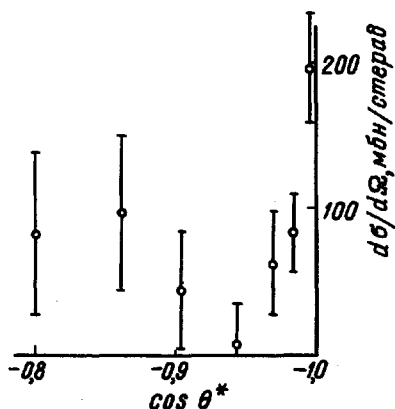


Рис. 3. Дифференциальное сечение упругого π^-n -рассеяния назад

На рис. 2 показан верхний предел (с 90% достоверностью) сечения реакции упругого рассеяния назад: $\pi^+ + n \rightarrow \pi^+ + n$, полученного нами в короткой экспозиции.

Поступило в редакцию
2 июня 1965 г.

I) Из значения \bar{R} определено среднее число нейтронов в ядре кислорода, эффективно участвующее в реакции (I): $\bar{\eta} = 1,6 \pm 0,4$.