

5-28  
743



ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П.Н. ЛЕБЕДЕВА АН СССР

Б.П.Банник, А.М.Гальпер, В.Г.Гришин, Л.П.Котенко,  
Л.А.Кузин, Е.П.Кузнецов, Г.И.Мерзон, М.И.Подгорецкий,  
Л.В. Сильвестров

Д-743

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ  
 $\pi^-$ -МЕЗОНОВ С ИМПУЛЬСАМИ  
2,8 И 6,8 БЭВ/С НА УГЛЕРОДЕ

*ЖЭТФ, 1961, т41, в5, с1394.*

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Б.П.Банник, А.М.Гальпер, В.Г.Гришин, Л.П.Котенко,  
Л.А.Кузин, Е.П.Кузнецов, Г.И.Мерзон, М.И.Подгорецкий,  
Л.В. Сильвестров

Д-743

1130/3 аф.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ  
 $\pi^-$ -МЕЗОНОВ С ИМПУЛЬСАМИ  
2,8 И 6,8 ВЭВ/С НА УГЛЕРОДЕ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## А н н о т а ц и я

Изучалось упругое рассеяние  $\pi^-$ -мезонов с импульсами 2,8 и 6,8 Бэв/с на ядрах углерода. Полученные дифференциальные сечения обработаны с помощью оптической модели.

Показано, что характеристики упругого рассеяния  $\pi^-$ -мезонов на угле-роде в изучаемом энергетическом интервале зависят только от переданного импульса.

Оценено также сечение рассеяния  $\pi^-$ -мезонов в заднюю полусферу на нейтроне:  $\sigma_{\pi n} / \geq 90^\circ \leq 0,4 \text{ мб. } / 2,8 \text{ Бэв/с/}$  и  $\sigma_{\pi n} / \geq 90^\circ \leq 0,1 \text{ мб. } / 6,8 \text{ Бэв/с/}$ .

*Elastic scattering of 2.8 and 6.8 BeV/c negative pions on carbon nuclei has been studied. The differential cross sections obtained have been analysed with the aid of the optical model.*

*It has been shown that the characteristics of elastic scattering of negative pions on carbon in the energy range under study depend on the transferred momentum only.*

*The cross section for negative pion scattering to the backward half-sphere on a neutron has been estimated to be  $\sigma_{\pi n} / \geq 90^\circ \leq 0.4 \text{ mb. } 2.8 \text{ BeV/c}$  and  $\sigma_{\pi n} / \geq 90^\circ \leq 0.1 \text{ mb. } (6.8 \text{ BeV/c})$*

## В в е д е н и е

Целью настоящей работы являлось измерение полного и дифференциального сечения упругого рассеяния  $\pi^-$ -мезонов на ядрах углерода. Полученные данные позволяют с помощью оптической модели определить величину и знак, не зависящей от спина реальной части амплитуды пюон-нуклонного рассеяния<sup>1,2/</sup>, которые проявляются благодаря интерференции кулоновского и ядерного рассеяния. Эти данные дают возможность также получить сведения об энергетической зависимости дифференциального сечения упругого рассеяния при одинаковых переданных импульсах.

### 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

#### 1. Измерения рассеяния $\pi^-$ -мезонов с импульсом 2,8 Бэв/с

Измерение рассеяния  $\pi^-$ -мезонов с импульсом  $2,8 \pm 0,15$  Бэв/с<sup>3/</sup> производилось с помощью пропановой пузырьковой камеры объемом  $37 \times 10 \times 10$  см без магнитного поля. Для измерения отбирались следы релятивистских частиц, входящих в камеру под углом не более  $2^\circ$  к ее горизонтальной оси /угол в проекции на плоскость наблюдения/ и лежащие в эффективной области камеры длиной 28,4 см /60 мм на фотопленке/, где искажения следов минимальны и примерно одинаковы по величине.

Для ускорения отбора случаев рассеяния мы измеряли отклонение сильно увеличенного изображения следа от прямой линии, нанесенной на прозрачную линейку, которая устанавливалась на точке пересечения следа с границами эффективной области. Этот метод позволял практически без потерь отбирать случаи рассеяния на угол  $\varphi \geq 10^{\circ}$ <sup>x/</sup>. Использование линейки примерно в десять раз ускорило отбор случаев рассеяния, а также уменьшило пропуски звезд, которые имеют место при обычном просмотре. /См. приложение № 1/.

---

<sup>x/</sup> Под углом  $\varphi$  понимается проекция пространственного угла рассеяния  $\theta$  на плоскость наблюдения. В настоящей работе измерялись проекции углов рассеяния на плоскость фотографирования, что обеспечивало значительно лучшую точность, чем измерение пространственных углов.

Случаи рассеяния, отобранные по линейке, дважды обрабатывались на микроскопе МБИ-9 с увеличением  $3,5 \times 15$ . Для измерений была выбрана рабочая ячейка, размером 10 мм, что давало минимальную погрешность измерения угла, обусловленную многократным кулоновским рассеянием и шумом пузырьков следа /  $\approx 0,06^\circ$ . Надежным способом отделения действительных актов рассеяния от случаев ложного рассеяния является локализация точки рассеяния. Для всех отобранных случаев рассеяния на угол  $\varphi \geq 1^\circ$  точка рассеяния была визуально определена в пределах 1 мм в камере. Точки рассеяния равномерно распределены по длине камеры. Сравнение числа случаев рассеяния в разные стороны /67 и 54/ указывает на независимость отбора случаев от знака угла рассеяния.

Всего с помощью линейки было просмотрено около  $1,49 \times 10^5$  см следов  $\Pi^-$ -мезонов и отобрано более 800 случаев, из которых после измерений на микроскопе остался 121 случай рассеяния на углы от  $1^\circ$  до  $10^\circ$  и 30 случаев рассеяния на углы более  $10^\circ$ .

## 2. Измерение рассеяния $\Pi^-$ -мезонов с импульсом 6,8 Бэв/с

Измерение упругого рассеяния  $\Pi^-$ -мезонов на ядрах углерода производилось с помощью 24-х литровой пропановой пузырьковой камеры, помещенной в магнитное поле 13 700 эрстед<sup>х/</sup>. Падающий на камеру пучок  $\Pi^-$ -мезонов имел импульс  $6,8 \pm 0,6$  Бэв/с. Примесь  $\mu^-$ -мезонов составляла  $15 \pm 2\%$ . Подробное описание экспериментальной установки приведено в работе<sup>/4/</sup>.

Для измерений была выбрана эффективная область камеры длиной 42 см, где искажения следов минимальны и примерно одинаковы по величине. Отбирались проходящие через эту область следы релятивистских частиц, отклонение которых от оси пучка не превышало  $\pm 0,6^\circ$ . Поиски случаев рассеяния и измерения производились на микроскопе МБИ-9 с увеличением  $6,3 \times 15$ . Длина рабочей ячейки составляла 6 мм на пленке.

После первого измерения всех следов, случай с углом рассеяния  $\varphi = 20,33^\circ$

---

<sup>х/</sup> Авторы признательны группе сотрудников Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, руководимой проф. Ван Ганчаном, за предоставление камерных снимков.

подвергались дополнительным измерениям со сдвинутой ячейкой. Это позволило более точно локализовать точку рассеяния и увеличило точность измерения углов с  $0,15^\circ$  до  $0,09^\circ$ . Просмотр случаев рассеяния с помощью репроектора показал, что для углов  $\geq 0,5^\circ$  более чем в 80% случаев наблюдался излом в области, где, согласно измерениям на микроскопе, должна находиться точка рассеяния. Было показано также отсутствие корреляции случаев рассеяния с рассеянием на соседних следах. Точки рассеяния равномерно распределены по эффективной длине камеры. Сравнение числа случаев рассеяния в разные стороны /142 и 159/ указывает на независимость отбора случаев от знака угла рассеяния.

В результате, при измерении  $3,25 \times 10^5$  см следов  $\Pi^-$ -мезонов был найден 301 случай рассеяния на углы  $\varphi \geq 0,33^\circ$  /среди них 218 случаев рассеяния на угол  $\varphi \geq 0,5^\circ$ /.

## II. ПОПРАВКИ К ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ

В полученный материал должны быть внесены поправки, учитывающие характер процесса измерения, а также вклад взаимодействий отличных по своей природе от интересующего нас рассеяния  $\Pi^-$ -мезонов на ядрах углерода /см. таблицу 1/.

Поправка на однолучевые звезды, связанные с множественным рождением  $\Pi^0$ -мезонов, учитывалась путем экстраполяции распределения однолучевых звезд с области больших углов на малые углы. Закон экстраполяции определялся из углового распределения продуктов многолучевых звезд, поскольку измерения, проведенные при импульсе  $\Pi^-$ -мезонов 2,8 Бэв/с /см. таблицу 2/ показали слабую зависимость углового распределения релятивистских заряженных частиц от числа частиц в звезде. Сходный результат был получен для  $\Pi^-$ -мезонов с импульсом 6,8 Бэв/с. Оценки вклада однолучевых звезд, основанные на количестве  $\gamma$ -квантов от распада  $\Pi^0$ -мезонов, генерированных в однолучевых звездах /при импульсе  $\Pi^-$ -мезонов 6,8 Бэв/с/, подтверждают правильность введения обсуждаемой поправки.

Наиболее существенная поправка связана с учетом вклада процесса упругого рассеяния на квазисвободных нейтронах ядра. В работах /5,6/ показано,

что угловые зависимости сечений упругого и квазиупругого рассеяния практически совпадают. Поскольку мы не могли достаточно точно определить эффективное количество квазисвободных нейтронов, то поправка вводилась путем пересчета фона, оставшегося после введения других поправок, на область малых углов. При этом мы опирались на дифференциальные сечения  $\Pi^-$ -рассеяния, измеренные при тех же энергиях  $\Pi^-$ -мезонов<sup>/4,7/</sup>. Эта поправка фактически учитывает и вклад процесса неупругого рассеяния  $\Pi^-$ -мезонов с возбуждением ядра углерода, т.к. зависимости сечения возбуждения<sup>/8/</sup> и сечения квазиупругого рассеяния от переданного импульса с точностью до коэффициента 1,5 не отличаются друг от друга. Необходимо отметить, что введенная поправка на квазиупругое рассеяние соответствует приблизительно одному квазисвободному нейтрону на ядро углерода, что совпадает с оценкой, сделанной в работе<sup>/9/</sup>.

Учет поправок другим возможным способом /например, путем линейной экстраполяции фона с области больших углов/ мало меняет конечный результат.

### III. СЕЧЕНИЕ НЕУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ $\Pi^-$ -МЕЗОНОВ НА УГЛЕРОДЕ

Имеющийся в нашем распоряжении материал дал возможность определить сечение неупругого взаимодействия  $\Pi^-$ -мезонов с импульсом 8,8 Бэв/с на углероде:

$$\sigma_{in}(\pi^- C^{12}) = (197 \pm 7) \text{ мб.}$$

При этом использовалось значение полного сечения  $\Pi^- p$ -взаимодействия  $\sigma_t = 28 \text{ мб.}^{/10/}$ . Полное сечение взаимодействия  $\Pi^-$ -мезонов со связанным нуклоном ядра, полученное из  $\sigma_{in}(\pi^- C^{12})$  согласно оптической модели, оказалось равным  $/28,5 \pm 1,5/ \text{ мб.}$ , т.е. совпало с сечением взаимодействия на свободном нуклоне.

Этот результат был использован для определения примеси  $\pi^-$ -мезонов в пучке с импульсом 2,8 Бэв/с. При этом мы считали, что полное сечение пион-нуклонного взаимодействия  $\sigma_t = /30 \pm 1,5/ \text{ мб.}^{/10/}$ .

Расчет показал, что сечение неупругого рассеяния  $\Pi^-$ -мезонов на углероде при этой энергии равняется  $/202 \pm 5,8/ \text{ мб.}$  Отсюда, зная полное число

событий в камере, можно найти, что примесь  $\pi^-$ -мезонов в пучке с импульсом 2,8 Бэв/с составляла  $127 \pm 4\%$ .

## 1У. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 1 и 2 приведены экспериментальные дифференциальные сечения упругого рассеяния  $\pi^-$ -мезонов соответственно с импульсом 2,8 и 6,8 Бэв/с в проекции на плоскость наблюдения<sup>х/</sup>. Здесь же нанесены кривые 1,2,3, рассчитанные согласно оптической модели ядра в предположении, что реальная часть амплитуды рассеяния  $\pi^-$ -мезона на нуклоне вперед равна соответственно:  $+3,39 \times 10^{-13}$  см;  $-3,39 \times 10^{-13}$  см; 0 и  $+6,9 \times 10^{-13}$  см;  $-6,9 \times 10^{-13}$  см.,  $0^{xx/}$  /См. приложение II/. При этом мнимая часть амплитуды пион-нуклонного рассеяния согласно оптической теореме:

$$Im f_{\pi N} = \frac{k \bar{\sigma}_t}{4\pi} = \begin{cases} 3,39 \times 10^{-13} \text{ см} / P_{\pi} = 2,8 \text{ Бэв/с} \\ 7,96 \times 10^{-13} \text{ см} / P_{\pi} = 6,8 \text{ Бэв/с} \end{cases}$$

В расчетах учитывалась анизотропия в рассеянии  $\pi^-$ -мезонов на нуклонах при этих энергиях<sup>/11, 4,7/</sup> на рис. 1 и 2 пунктирными линиями представлены результаты вычислений с  $Re f_{\pi N}(0) = 0$  без учета этого эффекта/. Экспериментальные и расчетные значения полного сечения упругого рассеяния приведены в таблице 3. Вся совокупность данных позволяет ограничить возможные значения реальной части амплитуды рассеяния пределами:  $+3,39 \times 10^{-13} \text{ см} < Re f_{\pi N}(0) \leq$   
 $\leq -3,39 \times 10^{-13} \text{ см} / P_{\pi} = 2,8 \text{ Бэв/с} / \text{ и } +6,9 \times 10^{-13} \text{ см.} < Re f_{\pi N}(0) \leq$   
 $\leq -6,9 \times 10^{-13} \text{ см} / P_{\pi} = 6,8 \text{ Бэв/с} /$ . /Разногласие считалось значимым, если экспериментальное значение отличалось от теоретического больше чем на два стандартных отклонения/. Соответствующие значения эффективного потенциала взаимодействия лежат в пределах:

$$\begin{aligned} -30 \text{ Мэв} < V \text{ эфф.} &\leq 30 \text{ Мэв} & /P_{\pi} = 2,8 \text{ Бэв/с}/ \\ -30 \text{ Мэв} < V \text{ эфф.} &\leq 30 \text{ Мэв} & /P_{\pi} = 6,8 \text{ Бэв/с}/ \end{aligned}$$

Как известно, вывод о малости реальной части амплитуды пион-нуклонного рассеяния получен также с помощью дисперсионных соотношений<sup>/12,13/</sup>, которые предсказывают следующие значения реальной части амплитуды  $\pi N$ -рассеяния:

х/ Было показано, что различие центрального и ортогонального проектирования в наших условиях несущественно.  
 хх/ Значение  $Re f_{\pi N}(0) = 3,39 \cdot 10^{-13}$  см /  $P_{\pi} = 2,8$  Бэв/с/, и  $Re f_{\pi N}(0) = 6,9 \cdot 10^{-13}$  см /  $P_{\pi} = 6,8$  Бэв/с/ соответствует эффективному потенциалу  $\approx 30$  Мэв.



$$\operatorname{Re} f_{\pi N}(0) = \frac{1}{2} [\operatorname{Re} f_{\pi P}(0) + \operatorname{Re} f_{\pi P'}(0)] = \begin{cases} -0,48 \cdot 10^{-13} \text{ см} \\ -0,36 \cdot 10^{-13} \text{ см} \\ -0,33 \cdot 10^{-13} \text{ см} \end{cases} \begin{matrix} /2,8 \text{ Бэв/с/} \\ /6,8 \text{ Бэв/с/} \end{matrix}$$

Полученные в настоящей работе данные не обладают точностью, достаточной для количественного сравнения с выводами, сделанными на основании дисперсионных соотношений, однако, в пределах ошибок согласуются с ними.

Совпадение дифференциальных сечений  $\frac{d\sigma}{dq}$ , где  $q$  проекция переданного импульса на плоскость наблюдения /рис. 3/ показывает, что в пределах ошибок упругое рассеяние в изучаемом энергетическом интервале определяется только переданным импульсом. С точки зрения оптической модели это означает, что оптические параметры  $\pi N$  - взаимодействия в этой области не меняются с энергией. Наши данные позволяют сделать это заключение для переданных импульсов от 60 до 200 Мэв/с. Имеющиеся данные по  $\pi P$  -рассеянию приводят к такому же результату в области переданных импульсов  $\geq 200$  Мэв/с. /См. например, /4/.

#### У. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ $\pi^- n$ -РАССЕЯНИЯ В ЗАДНЮЮ ПОЛУСФЕРУ

Среди найденных нами однолучевых звезд не обнаружено ни одного случая, когда после взаимодействия  $\pi^-$ -мезон летит в заднюю полусферу в лабораторной системе координат. Отсюда в качестве оценки верхней границы сечения рассеяния  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 2,8 и 6,8 Бэв/с нейтронами в заднюю полусферу мы получаем соответственно  $\sigma_{\pi n} / \geq 90^\circ / \leq 0,4 \text{ мб}$  и  $\sigma_{\pi n} / \geq 90^\circ / \leq$

$\leq 0,1 \text{ мб}$  / мы считаем, что число квазисвободных нейтронов в ядре углерода не меньше одного /5,9/. И.Я. Померанчук обратил внимание на то обстоятельство, что имеется диаграмма /рис.4/, которая может привести к увеличению сечения  $\pi^+ p$ - и  $\pi n$  - рассеяния в заднюю полусферу / в лабораторной системе координат/ при больших энергиях до 1 мб. Оценка, произведенная авторами работы /13/, а также результаты настоящей работы показывают, что по всей видимости, вклад этой диаграммы компенсируется другими диаграммами, т.е. что велика роль в рассеянии назад процессов, происходящих на расстояниях меньших  $\frac{1}{M+m}$ , где  $M$ - масса нуклона,  $m$ -масса мезона.

Авторы благодарны проф. А.И. Алиханяну за обсуждения, Ван Цу-цзэну, И.М. Граменицкому, Е.Н. Кладнической, В.Б. Любимову, Нгуен Дин-ты,

М.И. Соловьеву за обсуждения и помощь в работе, А.М. Сосульниковой, М.А. Балашовой, О.В. Кольге, М.И. Филипповой, В.Д. Шапковой за участие в измерениях и обработке экспериментальных данных и А.А. Боднякову за помощь во время работы на ускорителе. Авторы признательны обслуживающему персоналу синхрофазотрона, обеспечившему выполнение настоящего эксперимента. Один из нас /Е.К./ благодарен Д.Ю. Баюкову, Г.А. Лексину и Я.Я. Шаламову за полезные дискуссии.

### Приложение 1

#### Отбор случаев рассеяния с помощью линейки

Рассмотрим след  $AOB$  /рис. 5/ заряженной частицы в пузырьковой камере, испытывающей однократное рассеяние /излом/ в точке  $O$ , удаленной на расстояние  $l_1$  и  $l_2$  от границ области измерений. Частица испытывает также многократное кулоновское рассеяние, которое характеризуется угловым отклонением и поперечным смещением ее траектории от первоначального направления.

Пусть  $MN$  и  $PQ$  — касательные, проведенные справа и слева в точку излома  $O$ . Суммарное отклонение следа частицы на участке  $L = l_1 + l_2$  от первоначального направления  $AA'$  складывается из следующих частей:

1. Поперечного смещения  $A'C = y$  вследствие многократного кулоновского рассеяния на участке  $l_1$ .
2. Поперечного смещения  $QB = y_2$  вследствие многократного кулоновского рассеяния на участке  $l_2$ .
3. Отрезка  $CN = l_2\psi$  из-за углового отклонения  $\psi$  на участке  $l_1$  вследствие многократного кулоновского рассеяния.
4. Отрезка  $NQ = l_2\varphi$  вследствие однократного рассеяния на угол  $\varphi$  в точке  $O$ .

Из треугольников  $AA'B$  и  $AOK$  следует, что при малых углах рассеяния и малых поперечных смещениях отклонение  $h = OK$  следа от прямой  $AB$  составляет

$$h = l_1 \alpha = l_1 \frac{y_2 + l_2 \psi + l_2 \varphi - \frac{l_2}{l_1} y_1}{l_1 + l_2} = \frac{l_1 l_2}{l_1 + l_2} (\varphi + \varphi_k),$$

где  $\varphi_k = \varphi + \frac{y_2}{l_2} - \frac{y_1}{l_1}$ .

Здесь  $\varphi$  отвечает однократному рассеянию в точке 0, а  $\varphi_k$  связано с многократным кулоновским рассеянием на участках  $l_1$  и  $l_2$ .

Оценим среднеквадратичное значение  $\varphi_k$ . Вследствие независимости

$$\overline{\varphi_k^2} = \left(\varphi - \frac{y_1}{l_1}\right)^2 + \left(\frac{y_2}{l_2}\right)^2 = \iint_{-\infty}^{+\infty} \left(\varphi - \frac{y_1}{l_1}\right)^2 F(\varphi_1, y_1) d\varphi dy_1 + \frac{1}{l_2} \int_{-\infty}^{+\infty} y_2^2 H(y_2) dy_2$$

здесь,

$$F(\varphi_1, y_1) = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{\omega^2}{l_1} \exp\left[-\omega^2\left(\frac{\varphi^2}{l_1} - \frac{3y_1\varphi}{l_1^2} + \frac{3y_1^2}{l_1^3}\right)\right]$$

$$H(y_2) = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{\pi}} \frac{\omega}{l_2^{3/2}} \exp\left(-\frac{3}{4} \frac{\omega^2 y_2^2}{l_2^3}\right),$$

где  $\omega = \frac{2p\beta}{E_s}$ ,

$E_s = 21 \cdot 10^6$  эв.  $\overline{\varphi_k^2} = \frac{\Phi^2}{3}$ , где  $\Phi^2$  - средний квадрат угла многократного кулоновского рассеяния на длине  $L = l_1 + l_2$ .

Если задаться  $\varphi_k = 2\sqrt{\overline{\varphi_k^2}}$ , а  $\varphi \geq 0,6^\circ$ , то более 97,5% случаев будут обладать отклонением

$$h \geq h_0 = \frac{l_1 l_2}{l_1 + l_2} \left(\varphi - \frac{2}{\sqrt{3}} \Phi\right).$$

Среднеквадратичный угол многократного кулоновского рассеяния в эффективной области камеры составляет 0,0026 рад. Отсюда легко заключить, что при  $L = 1200$  мм /двадцатикратное увеличение кадра/, в отсутствие ложной кривизны и ложного рассеяния, углом однократного рассеяния  $\geq 0,6^\circ$  будет соответствовать отклонение  $h \geq 1$  мм. Поэтому, случай рассеяния на углы  $\geq 0,6^\circ$  в отсутствие ложной кривизны и ложного рассеяния отбираются практически с полной эффективностью.

## П р и л о ж е н и е 2

Вычисления полных и дифференциальных сечений взаимодействия  $\Pi$ -мезонов с углеродом по оптической модели ядра.

### 1. Неупругие процессы

Согласно оптической модели сечение неупругого взаимодействия  $\Pi$ -мезонов с углеродом для Гауссова распределения плотности нуклонов в ядре

$$\rho(r) = 12 \pi^{-3/2} a^{-3} e^{-r^2/a^2} \quad /1/$$

имеет вид <sup>/1/</sup>:

$$\sigma_{in}(\pi, C_6^{12}) = \pi a^2 \left[ C + \ln \frac{12 \bar{\sigma}_{\pi N}}{\pi a^2} - Ei \left( -\frac{12 \bar{\sigma}_{\pi N}}{\pi a^2} \right) \right]. \quad x/ \quad /2/$$

Здесь  $Ei$  - интегральная экспонента,  $C = 0,577 \dots$  - постоянная Эйлера. Форма распределения /1/ и параметр  $a = 1,96 \pm 0,4 \cdot 10^{-13}$  см известны из экспериментов по рассеянию электронов на ядрах углерода <sup>/15/</sup>. Результаты расчетов показали, что изменение  $a$  на  $\pm 2\%$  [экспериментальная ошибка] дает изменение в полном неупругом сечении на  $\pm 1,5\%$ , а варьирование  $\bar{\sigma}_{\pi N}$  на  $\pm 5\%$  дает изменение сечения на  $\pm 3\%$ . Из экспериментально измеренной величины:

$$\sigma_{in}(\pi, C_6^{12}) = 197 \pm 7 \text{ мб при } R_{\pi} = 6,8 \text{ Бэв/с}$$

по /2/ было найдено значение  $\bar{\sigma}_{\pi N} = 28,5 \pm 1,5 \text{ мб}$ , которое и использовалось в дальнейших расчетах.

### 2. Упругое рассеяние

Можно показать, что для распределения /1/ и  $Re f_{\pi N}(0) = 0$  полное упругое сечение взаимодействия  $\Pi$ -мезонов с ядром будет иметь вид:

$$\sigma_{el}(\pi, C_6^{12}) = \pi a^2 \left[ C + \ln \frac{3 \bar{\sigma}_{\pi N}}{\pi a^2} - 2 Ei \left( -\frac{6 \bar{\sigma}_{\pi N}}{\pi a^2} \right) + Ei \left( -\frac{12 \bar{\sigma}_{\pi N}}{\pi a^2} \right) \right] \quad /3/$$

<sup>x/</sup> В этой формуле не учтена возможная анизотропия в  $\pi N$ -рассеянии <sup>/12/</sup>. Учет этого эффекта несущественно влияет на величину  $\sigma_{in}(\pi, C_6^{12})$ .

Расчеты по этой формуле показали, что варьирование параметра  $a$  в пределах  $\pm 2\%$  приводит к изменению  $b_{el}(\pi, c_6^{12})$  на  $\pm 1\%$ , а варьирование  $\bar{b}_{\pi N}$  в пределах  $\pm 5\%$  /экспериментальная ошибка/ приводит к изменению сечения  $\pm 7\%$ . Аналогичные результаты дали расчеты с учетом отличной от нуля  $Re f_{\pi N}(0)$ .

### 3. Дифференциальное сечение упругого рассеяния

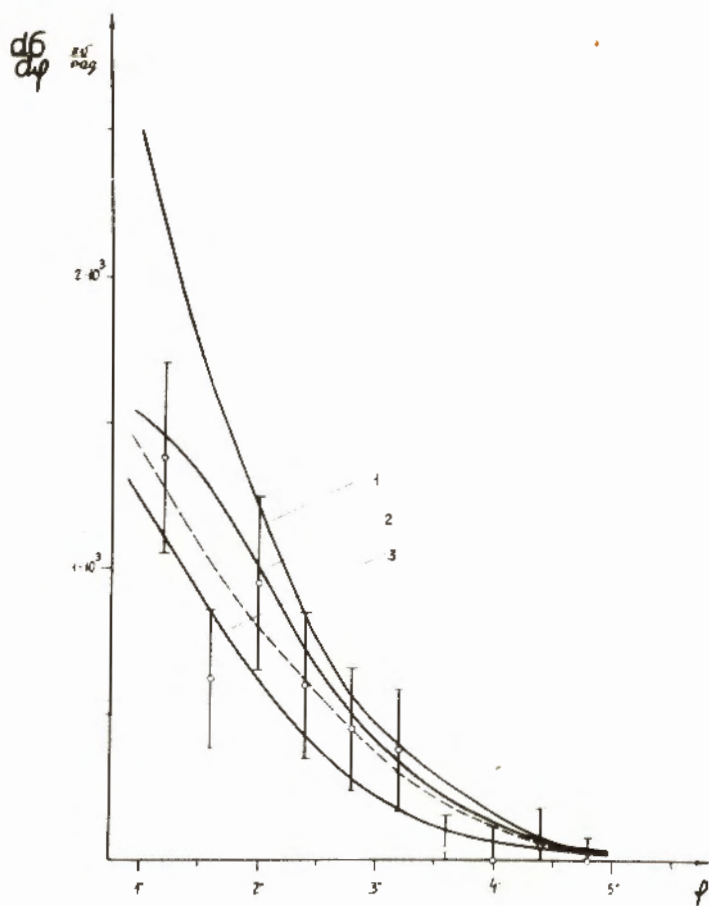
Дифференциальное сечение упругого рассеяния  $\pi$ -мезонов на углероде рассчитывалось по обычным формулам оптической модели<sup>/2/</sup> для различных значений параметров:  $b_{\pi N}, a, Re f_{\pi N}(0)$ .

Результаты расчетов показали, что изменение  $\bar{b}_{\pi N}$  в пределах экспериментальных ошибок  $\pm 5\%$  приводит к изменению дифференциального сечения /в области до 1-го минимума/ на  $\pm 7\%$ . Варьирование параметра  $a$  на  $\pm 2\%$  приводит к изменению сечения на  $\pm 2\%$ .

В связи с тем, что падающий лучок  $\pi$ -мезонов имел разброс импульсов  $6,8 \pm 0,6$  Бэв/с, были проведены вычисления дифференциального сечения рассеяния для "крайних" значений величины импульса /6,2 и 7,4 Бэв/с/ и сложены с весами 1/2. Оказалось, что они дали тот же результат в пределах 1-2%, что и расчеты для среднего импульса. Поэтому все расчеты проводились только с импульсом  $\pi$ -мезонов 6,8 Бэв/с.

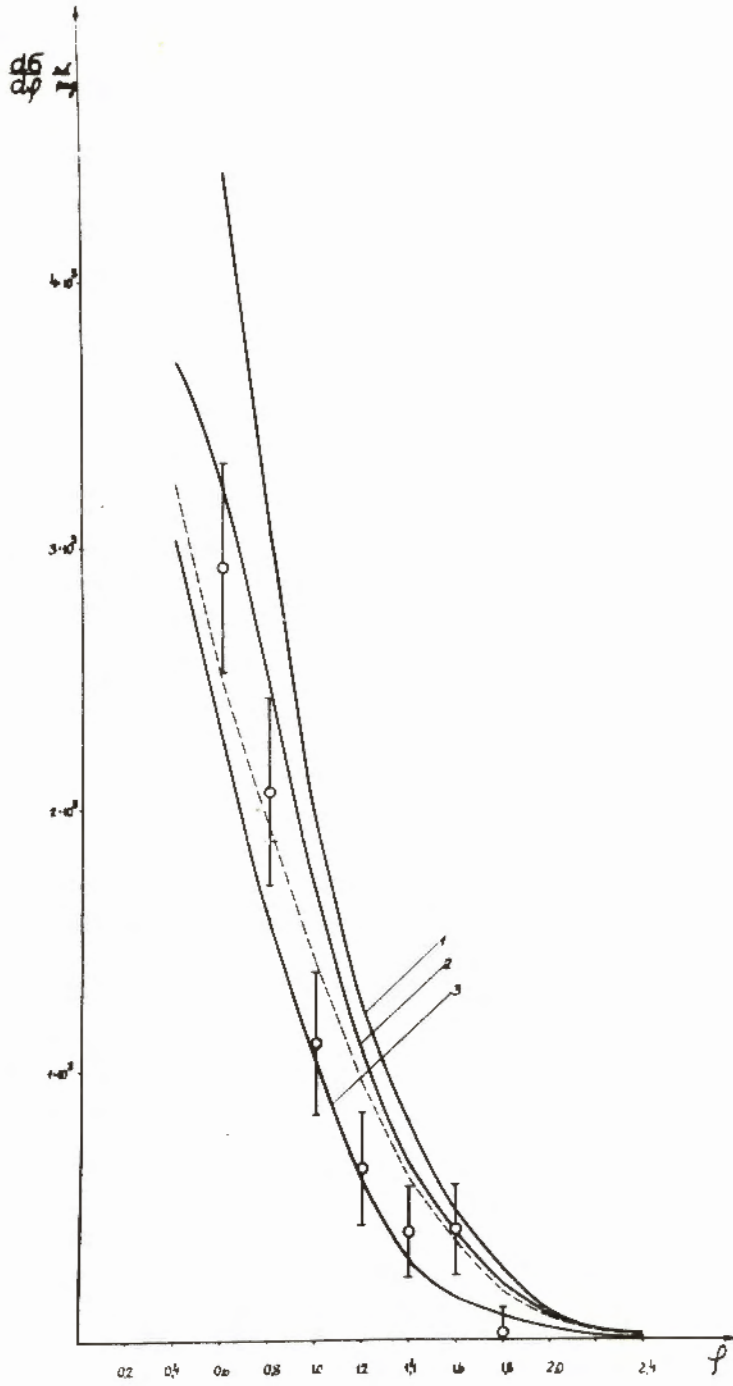
Учет кулоновского взаимодействия производился по формулам Бете<sup>/11/</sup> с использованием расчетов по оптической модели для ядерного рассеяния.

Был также произведен учет анизотропии в  $\pi N$ -рассеянии<sup>/11/</sup>. Он заключался в введении множителя  $\frac{b_{\pi N}(\theta)}{b_{\pi N}(0)}$  в результаты расчетов по обычной оптической модели. Значение этого множителя бралось из экспериментов по  $\pi N$ -рассеянию<sup>/4,7/</sup>. Следует отметить, что в нужной нам области углов  $b_{\pi N}(\theta)$  измерено только в двух точках, поэтому точность введения поправки невелика. Однако, для различных моделей  $\pi N$ -взаимодействия этот коэффициент примерно одинаков. Учет этого эффекта существенно понижает теоретические кривые /см. рис. 1 и 2/.



Р и с. 1.

$$P_{\pi} = 2,8 \text{ Бэв/с.}$$



Р и с 2.

$$P_{\pi} = 6,8 \text{ Бэв/с.}$$

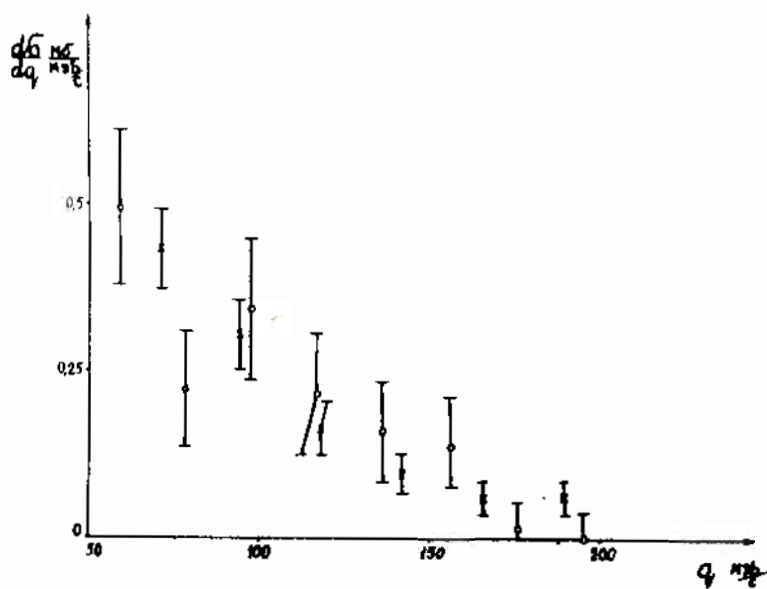


Рис. 3.

$$\begin{aligned} \bigcirc - P_{\pi} &= 2,8 \text{ БэВ/с} \\ \times - P_{\pi} &= 8,8 \text{ БэВ/с.} \end{aligned}$$

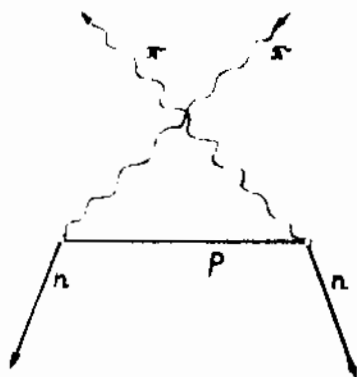
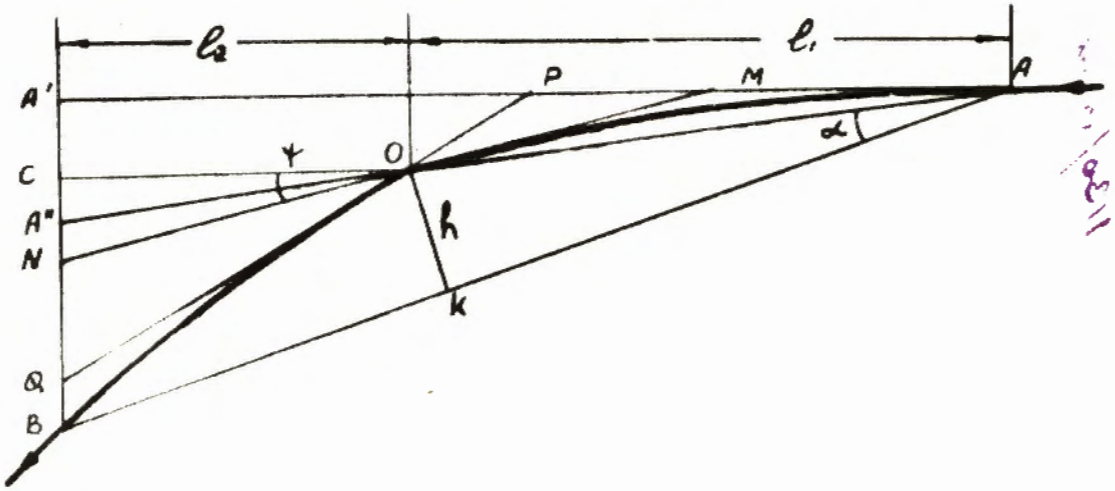


Рис.4.





Р и с. 5.

1130/3 чр.

ТАБЛИЦА № I

Поправки к экспериментальному распределению случаев рассеяния и дифференциальное сечение упругого рассеяния  $\pi^-$ - мезонов на углероде  $\gamma^1$

а) Импульс  $\pi^-$ - мезонов 2,8 Бэв/с

Интервал проекций углов на плоскость наблюдения	Число однолучевых звезд	Поправки к экспериментальному распределению							Число случаев упругого рассеяния $\pi^-$ - мезонов на ядрах углерода	Дифференциальное сечение упругого рассеяния $\pi^-$ - мезонов на углероде в мб/рад
		Переброс из одного угла в другой	геометрические поправки	Кулоновское рассеяние $M^-$ - мезонов	Упругое и квазиупругое $\pi^-P^-$ - рассеяние	Неупругие однолучевые звезды	Квазиупругое $\pi\pi^-$ -рассеяние и рассеяние с возбуждением ядра	Полная поправка в данном угловом интервале		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
0,6 <sup>0</sup> -1 <sup>0</sup>	56									
1 <sup>0</sup> -1,4 <sup>0</sup>	28	-1,2	-	-0,5	-1	-0,5	-1,5	-4,7	23,3	1380 $\pm$ 330
1,4 <sup>0</sup> -1,8 <sup>0</sup>	14	-0,7	-	-0,2	-0,7	-0,5	-1,5	-3,6	10,4	620 $\pm$ 240
1,8 <sup>0</sup> -2,2 <sup>0</sup>	21	-0,9	-1,8	-	-0,3	-0,5	-1,5	-5	16	950 $\pm$ 300
2,2 <sup>0</sup> -2,6 <sup>0</sup>	14	-0,6	-1,2	-	-0,2	-0,5	-1,5	-4	10	600 $\pm$ 250
2,6 <sup>0</sup> -3,0 <sup>0</sup>	11	-0,4	-0,9	-	-0,2	-0,5	-1,5	-3,5	7,5	450 $\pm$ 210
3,0 <sup>0</sup> -3,4 <sup>0</sup>	10	-0,4	-0,8	-	-0,2	-0,5	-1,7	-3,6	6,4	380 $\pm$ 210
3,4 <sup>0</sup> -3,8 <sup>0</sup>	3	-	-0,2	-	-	-0,4	-1,8	-2,4	0,6	36 $\pm$ <sup>120</sup> <sub>36</sub>
3,8 <sup>0</sup> -4,2 <sup>0</sup>	2	-	-0,2	-	-	-0,4	-1,4	-2	0	0 +120
4,2 <sup>0</sup> -4,6 <sup>0</sup>	3	-	-0,3	-	-	-0,4	-1,5	-2,2	0,8	48 $\pm$ <sup>130</sup> <sub>48</sub>

Объединенный институт ядерных исследований  
 БИБЛИОТЕКА

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$4,6^0-5^0$	I	=	=	=	=	=	=	=	=	$0 \pm 80$
$1^0-5^0$	107	-4,2	-5,5	-0,7	-2,6	-4,2	-14,8	-32	75	$(31,1 \pm 5,1) \text{ мб}$
$5^0-10^0$	14	-	-1,2	-	-	-4,7	-8,1	-14	0	0
$10^0-180^0$	30	-	-2,6	-	-	-27,0	-0,4	-30	0	0
$1^0-180^0$	151	-4,2	-9,3	-0,7	-2,6	-35,9	-23,3	-76	75	$(31,1 \pm 5,1) \text{ мб}$

б) Импульс  $\pi^-$  - мезонов 6,8 Бэв/с

$0,33^0-0,5^0$	59	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$0,5^0-0,7^0$	62	+1,5	-	-	-1,7	-1,2	-1,7	-3,1	58,9	$2940 \pm 400$
$0,7^0-0,9^0$	46	-0,2	-	-	-1,5	-0,9	-1,9	-4,5	41,5	$2080 \pm 360$
$0,9^0-1,1^0$	26	-0,2	-	-	-1,0	-0,5	-2,0	-3,7	22,3	$1120 \pm 270$
$1,1^0-1,3^0$	15	-0,2	-	-	-	-0,3	-1,6	-2,1	12,9	$640 \pm 210$
$1,3^0-1,5^0$	10	-0,2	-	-	-	-0,2	-1,6	-2	8	$400 \pm 170$
$1,5^0-1,7^0$	10	-	-	-	-	-0,2	-1,5	-1,7	8,3	$410 \pm 170$
$1,7^0-1,9^0$	2	-	-	-	-	-	-1,4	-1,4	0,6	$30 \begin{smallmatrix} +90 \\ -30 \end{smallmatrix}$
$0,5^0-1,9^0$	171	+0,7	-	-	-4,2	-3,3	-11,7	-18,5	152,5	$(26,5 \pm 2,4) \text{ мб}$
$1,9^0-5^0$	31	-	-	-	-	-6,8	-24,2	-31	0	-
$5^0-180^0$	40	-	-	-	-	-40	-	-40	0	-
$0,5^0-180^0$	242	-	-	-	-4,2	-50,1	-35,9	-89,5	152,5	$(26,5 \pm 2,4) \text{ мб}$

х) ошибки в сечении приведены статистические

ТАБЛИЦА 2

Угловое распределение быстрых вторичных лучей  
в неупругих многолучевых звездах, образованных  
 $\pi^-$ - мезонами с импульсом 2,8 ГэВ/с в пролете

Звезды		Процент случаев в угловом интервале			Число случаев в угловом интервале 0-180°.
Число лучей		0-5°	5-10°	10-180°	
черных и серых	Релятивистских				
0	2	17,0	14,7	68,5	401
I	2	11,1	13,5	75,5	126
2,3,4	2	14,5	10,0	75,5	200
0	3,4	14,6	12,6	73,0	302
I,2,3,4	3,4,5,6	12,6	11,8	75,5	508
Все звезды					
0, I, 2, 3, 4	2, 3, 4, 5, 6	14,2	12,6	73,2	1537

ТАБЛИЦА № 3

Сравнение экспериментальных и теоретических интегральных сечений упругого рассеяния  $\pi^-$ -мезонов на углеводе

импульс налетающего $\pi^-$ -мезона интервал плоских углов	$\frac{Re f_{\pi N}^{(0)}}{Im f_{\pi N}^{(0)}}$ экспериментально измеренное сечение	Расчёт по оптической модели			
		$(V \approx -30 \text{ Мэв})$ $\varepsilon_{\text{эф}}$	$(V \approx -15 \text{ Мэв})$ $\varepsilon_{\text{эф}}$	$(V_{\text{эф}} = 0)$	$(V_{\text{эф}} \approx +30 \text{ Мэв})$ $\varepsilon_{\text{эф}}$
2,8 Бэв/с $1^0 - 5^0$	$(31,1 \pm 5,1) \text{ мб}$	51,2 мб	36,5 мб	25,3 мб	40 мб
6,8 Бэв/с $0,5^0 - 1,9^0$	$(26,5 \pm 2,4) \text{ мб}$	43 мб	30,4 мб	21,3 мб	34 мб.

Л и т е р а т у р а

1. Г. Бете. Сборник "Проблемы современной физики" № 6, 21 /1958/.
2. Б.П. Банник, В.Г. Гришин. ЖЭТФ, 38,94 /1960/.
3. Н.М. Вирясов, А.С. Вовенко, Г.Г. Воробьев, А.Д. Кириллов, Ким Хи Ин, Б.А. Кулаков, А.Л. Любимов, Ю.А. Матуленко, Н.А. Савин, Е.В. Смирнов, Л.Н. Струнов, И.В. Чувило. ЖЭТФ, 38, 445 /1960/.
4. Ван Ган-чан, Ван Шу-цзэн, Дин Да-цзо, В.Г. Иванов, Ю.В. Катышев, Е.Н. Кладнишкая, Л.А. Кулюкина, Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, С.З.Отвиновский, М.И. Соловьев, Р. Сосновский, М.Д. Шафранова, ЖЭТФ, 38, 426 /1960/.
5. J. Ballam, I. Chou, J.H. Scantret, W.D. Wolke. Nuovo Cimento, 14, 240, 1959.
6. В.А. Никитин, Э.Н. Цыганов. ЖЭТФ /в печати/, препринт ОИЯИ Д-625.
7. Л.П. Котенко, Е.И. Кузнецов, Г.И. Мерзон, Ю.Б. Шаров. /Готовится к печати/.
8. Ч. Туген and А.Л. Мэйс. Nucl.Phys., 4, 637 (1957).
9. Н.Г. Биргер, Ван Ган-чан, Ван Шу-цзэн, Дин Да-цзо, Ю.В. Катышев, Е.Н. Кладнишкая, Д.К. Копылова, В.Б. Любимов, Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Подгоренский, Ю.А. Смородин, М.И. Соловьев, З. Трка. ЖЭТФ /в печати/.
10. В.С. Барашенков. УФН, 72, 53 /1960/. Препринт ОИЯИ Д-630.
11. В.Г. Гришин, М.И. Подгоренский. ЖЭТФ 36, 1593 /1959/. Препринт ОИЯИ Р-288.
12. J.W. Cronin. Phys.Rev., 113, 824 (1960).
13. В.С. Барашенков, Сянь Дин-чан. ДАН СССР 134, 65 /1960/.
14. Ю.Д. Баяков, Г.А. Лексин, Д.А. Супков, В.А. Шебанов, Я.Я. Шаламов. Препринт ИТЭФ 81-6, 1961 г.
15. R. Hofstadter. Rev.Mod.Phys., 28, 214 (1956); R. Hofstadter, R. Hofstadter et al. Phys.Rev., 113, 666 (1959).

Работа поступила в издательский отдел  
9 мая 1961 года.