

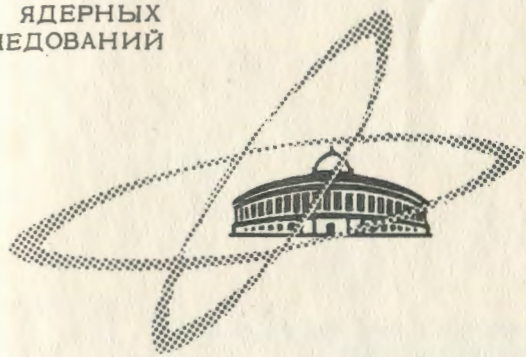
С 346.48
Г-761

27/VIII - 64.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1780



И.М. Граменицкий, Т. Канарек, В.М. Мальцев,
А. Прокёш, Л.А. Тихонова

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

КВАЗИУПРУГИЕ π^- -N-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПРИ ЭНЕРГИИ 9 ГЭВ

ЯФ, 1965, т. 1, в. 1, с. 113-121.

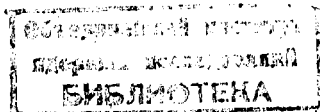
1964

P-1760

И.М. Граменицкий, Т. Канарек, В.М. Мальцев,
А. Прокеш, Л.А. Тихонова

КВАЗИУПРУГИЕ π -N-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПРИ ЭНЕРГИИ 9 ГЭВ

Направлено в ЖЭТФ



2570/3 48

Изучение упругих столкновений элементарных частиц при высоких энергиях может дать важные сведения об их структуре и характере взаимодействия. Поэтому понятен большой интерес к исследованию упругого рассеяния сильно взаимодействующих частиц на протонах. Не менее интересно изучение упругого рассеяния на нейтронах. Однако ввиду отсутствия нейтронных мишеней такой процесс может быть исследован только на ядрах. При этом в отличие от рассеяния на свободных протонах необходимо учитывать импульс Ферми нейтронов в ядре. С этой точки зрения практически безразлично, на легких или на тяжелых ядрах проводить данные исследования (кроме, может быть, дейтерия).

§ 1. Постановка эксперимента

В настоящей работе на снимках, полученных на 24-литровой ксеноновой пузырьковой камере /1/, облученной в пучке π^- -мезонов с импульсом 9 Гэв/с, исследовались π^- -N взаимодействия на квазисвободных нуклонах:

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p, \quad (1)$$

$$\pi^- + n \rightarrow \pi^- + n. \quad (2)$$

Поскольку основной фон в реакциях (1) и (2) составляют двух- и однолучевые взаимодействия типа

$$\pi^- + N \rightarrow \pi^- + N + m \pi^0, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (3)$$

с последующим распадом $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, то использование ксеноновой пузырьковой камеры имеет преимущество перед другими методами, так как такая камера обладает высокой эффективностью регистрации γ -квантов.

Для выбранной нами рабочей области камеры средняя эффективность регистрации γ -квантов составляла 80%. Поэтому в подавляющей части взаимодействий (3) в камере конвертирует, по крайней мере, один γ -квант. Таким образом, отсутствие γ -квантов является указанием на возможность осуществления реакций (1) или (2).

Для выделения реакции (1) или (2) был проведен двукратный просмотр 33 000 снимков. Регистрировались одно- и двухлучевые звезды, и определялось

число γ -квантов и V^0 -частиц, испущенных из этих звезд. Эффективность двухкратного просмотра составляла 98%.

Было отобрано 505 однолучевых событий с углом рассеяния $\theta_{\pi, \text{п.с.}} \geq 2^\circ$ и 487 двухлучевых. При этом требовалось отсутствие γ -квантов и V^0 -частиц.

§ 2. Квазиупругие π^- -p-рассеяния

Прежде всего изучалось квазиупругое π^- -p-рассеяние. Хотя исследование рассеяния π^- -мезонов на связанных протонах (1) само по себе особого интереса не представляет, но в настоящей работе реакция (1) была использована для определения эффективного числа протонов в ядре Xe, ответственных за квазиупругие взаимодействия, т.е. для определения "коэффициента экранирования". Знание "коэффициента экранирования" необходимо для определения сечения π^- -p-рассеяния (2).

В случае упругого π^- -p-рассеяния на свободных протонах критерием отбора является выполнение соотношения "угол вылета - импульс" для вторичных частиц и условие компланарности первичного и вторичных треков. При идентификации квазиупругих π^- -p-взаимодействий необходимо учитывать импульс Ферми протона в ядре, который нарушает в определенных границах компланарность и соотношение "угол-импульс".

В отобранных двухлучевых событиях измерялись следующие величины: θ_{π} и θ_{p} - углы вылета вторичного π^- -мезона и протона относительно первичной частицы соответственно, $\theta_{\pi p}$ - угол между вторичными частицами, δ - угол некомпланарности и P_p - импульс протона отдачи в тех случаях, когда протон останавливается в объеме камеры.

При заданном импульсе P_p первичного π^- -мезона эти величины зависят от четырех параметров: P_F - модуля импульса Ферми, $\theta_{\pi F}$ - угла между направлением полета первичной частицы и импульсом Ферми нуклона, θ_{π}^* - угла рассеяния π^- -мезона в с.и. (х) и ϕ - угла между плоскостями, образуемыми первичными и вторичными частицами.

Связь между измеряемыми величинами и параметрами, приведенными выше, может быть записана следующим образом:

$$\theta_{\pi p} = \arctg \left(\frac{1}{\gamma_c} \frac{\sin \theta_{\pi}^*}{\cos \theta_{\pi}^* + \frac{\beta_c}{\beta_{\pi}^*}} \right) + \arctg \left(\frac{1}{\gamma_c} \frac{\sin (180^\circ - \theta_{\pi}^*)}{\cos (180^\circ - \theta_{\pi}^*) + \frac{\beta_c}{\beta_p^*}} \right),$$

$$P_p = \gamma_c \sqrt{[E_p^* + P_p^* \beta_c \cos (180^\circ - \theta_{\pi}^*)]^2 - \frac{m_p^2}{\gamma_c^2}}, \quad (4)$$

х) Система центра инерции задана векторами P_p и P_{π} .

$$\sin \delta = \sin \theta_{\pi c} \sin \phi,$$

$$\cos \theta_{\pi p} = \frac{1 - \gamma_c \theta_{\pi c} \gamma_c \theta_{\pi p} \cos \phi}{\sqrt{(1 + \gamma_c^2 \theta_{\pi c}^2)(1 + \gamma_c^2 \theta_{\pi p}^2)},$$

где γ_c, β_c - лоренц-фактор и скорость с.и. соответственно,

β_{π}^*, β_p^* - скорости вторичных π^- -мезона и протона в с.и. соответственно,
 m_p - масса протона,

E_p^*, P_p^* - полная энергия и импульс протона в с.и.,

$\theta_{\pi c}$ - угол между направлением первичного π^- -мезона и направлением движения центра инерции, который задан соотношением $\tan \theta_{\pi c} = \frac{P_{\pi} \sin \theta_{\pi}}{P_p + P_{\pi} \cos \theta_{\pi}}$.

Решая эти уравнения, можно получить величину и направление импульса Ферми в предположении, что событие является квазиупругим. Для их решения применялся графический метод.

Квазиупругими считались события, в которых отсутствовали γ -кванты и импульс Ферми не превышал 500 Мэв/с. Верхняя граница $P = 500$ Мэв/с была выбрана в соответствии с данными по распределениям импульса Ферми, приведенными в работе /2/.

В событиях, в которых протон не останавливался в камере, делалась оценка импульса Ферми способом, описанным в работах /3,4/. Из соотношения угол-угол оценивалось значение компоненты ферми-импульса, параллельной направлению первичной частицы. Требовалось, чтобы величина этой компоненты находилась в пределах от -200 до +200 Мэв/с. Далее требовалось, чтобы угол некомпланарности был меньше 2° . Это соответствует тому, что компонента Ферми-импульса, перпендикулярная направлению первичной частицы и плоскости рассеяния, была меньше 300 Мэв/с. Квазиупругими считались события, удовлетворяющие этим двух требованиям.

Всего было отобрано 180 квазиупругих π^- -p-случаев, из них 140 с останавливающимся и 40 с неоставливающимся протоном.

Для определения сечения квазиупругого π^- -p-рассеяния были введены поправки, связанные с эффективностью просмотра и потерей случаев, в которых угол между плоскостью вторичных частиц и направлением фотографирования близок к 0° (поправка на азимутальный угол). После введения поправок число квазиупругих π^- -событий оказалось равным 213, из них 171 событие с углом рассеяния $\theta_{\pi, \text{п.с.}} \geq 2^\circ$. На рис. 1 приведено угловое распределение π^- -мезонов для квазиупругих π^- -p-взаимодействий. Сечение π^- -рассеяния на угол $\theta_{\pi, \text{п.с.}} \geq 2^\circ$ оказалось равным $\sigma_{\pi p}^{Xe} (\geq 2^\circ) = (7,3 \pm 0,6) \text{ мб}^{\text{х}}$. Полученное значение $\sigma_{\pi p}^{Xe} (\geq 2^\circ)$ использовалось для определения "коэффициента экранирования".

х) Сечение π^- -p-рассеяния определялось для $\theta_{\pi, \text{п.с.}} \geq 2^\circ$, поскольку однолучевые события отбирались при рассеянии π^- -мезона на угол $\theta_{\pi, \text{п.с.}} \geq 2^\circ$.

$$\eta_{\text{экср}} = \frac{\sigma_{\text{пр}}^{\text{Xe}}(\geq 2^{\circ})}{Z \sigma_{\text{пр}}^{\text{Xe}}(\geq 2^{\circ})} \quad (5)$$

где Z - атомный номер ядра Xe и $\sigma_{\text{пр}}^{\text{Xe}}(\geq 2^{\circ})$ - сечение упругого π^- -рассеяния на свободных протонах^{15/}. Величина $\eta_{\text{экср}}$ оказалась равной $0,049 \pm 0,004$.

§ 3. Квазиупругие π^- - n -рассеяния

Для определения сечения квазиупругого π^- - n -рассеяния необходимо прежде всего к наблюдаемому числу однолучевых взаимодействий ввести поправки, связанные с эффективностью просмотра, и поправки на азимутальный угол, а также оценить долю событий из числа однолучевых, в которых γ -кванты и V^0 -частицы вышли из рабочего объема камеры без конверсии или распада соответственно. После введения этих поправок число однолучевых событий оказалось равным $N_1(\geq 2^{\circ}) = 719$. Однако среди отобранных однолучевых событий, кроме π^- - n -взаимодействий, присутствуют также π^- - p -взаимодействия, в которых протон отдачи был поглощен в родительском ядре или испытал перезарядку. Для оценки доли таких π^- - p -взаимодействий проводился расчет по методу Монте-Карло^{х)}. При расчете прослеживалась судьба падающего π^- -мезона и вторичных частиц внутри ядра. Отбирались только такие каскады, в которых взаимодействия всех частиц были упругими и число заряженных частиц, вышедших из ядра, было не более двух.

Отобранные каскады классифицировались следующим образом:

- 1) K_1 - π^- - p -события, в которых вторичные частицы не взаимодействовали в родительском ядре.
- 2) K_2 - π^- - p -события, в которых энергия вторичного протона была мала и протон не смог преодолеть кулоновский барьер, а π^- -мезон не взаимодействовал.
- 3) K_3 - π^- - p -события, в которых хотя бы одна из вторичных частиц испытала взаимодействия и событие оказалось однолучевым.
- 4) K_4 - π^- - p -события, в которых хотя бы одна из вторичных частиц испытала взаимодействия и событие осталось двухлучевым.

Для каждой группы были получены угловые и импульсные распределения вторичных частиц. Угловое распределение π^- -мезонов для событий типа K_1 приведено на рис. 1.

х) В качестве модели ядра использовалась сфера, заполненная ферми-газом с равномерной плотностью и характеризуемая следующими параметрами: $R = r_0 A^{1/3}$ - радиус сферы, где $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$ см, $A = 131$ - массовое число ксенона, $E = 30$ Мэв - граница Ферми, $|a| = 7,9$ Мэв - энергия связи нуклонов в ядре, $E_c = 12,4$ Мэв - кулоновский барьер для протонов.

Результаты расчета по методу Монте-Карло были использованы для определения числа π^- - p -взаимодействий, перешедших в однолучевые события (тип K_2 и K_3), которые надо вычесть из $N_1(\geq 2^{\circ})$. Число таких взаимодействий $M_1 = \frac{N_{K_2} + N_{K_3}}{N_{K_1}} N_1(\geq 2^{\circ}) = 181$. Величина $(N_1(\geq 2^{\circ}) - M_1)$ представляет собой число π^- - n -рассеяний, в которых вторичные частицы не взаимодействовали в ядре или после вторичных взаимодействий оставили событие однолучевым.

При определении величины $\sigma_{\text{пр}}^{\text{Xe}}(\geq 2^{\circ})$, входящей в выражение (5) для "коэффициента экранирования", были использованы случаи π^- - p -рассеяния без вторичных взаимодействий. Поэтому среди однолучевых нужно выделить такой же класс π^- - n -событий. Для этой цели в описанном выше расчете по методу Монте-Карло определялись характеристики π^- - n -рассеяния. Каскады, отвечающие π^- - n -событиям, классифицировались следующим образом:

- 1) K_5 - π^- - n -события, в которых вторичные частицы не взаимодействовали в родительском ядре.
- 2) K_6 - π^- - n -события, в которых хотя бы одна из вторичных частиц испытывала взаимодействия, и событие осталось однолучевым.
- 3) K_7 - π^- - n -события, в которых хотя бы одна из вторичных частиц испытывала взаимодействия, и событие оказалось двухлучевым.

При расчете π^- - n -рассеяния предполагалось, что $\frac{d\sigma(\pi^-n)}{d\Omega} = \frac{d\sigma(\pi^+p)}{d\Omega}$, и использовались экспериментальные данные по дифференциальному сечению π^- - p -рассеяния при импульсе 8,8 Гэв/с^{17/}. Полученные результаты позволяют определить число π^- - n -событий, в которых обе вторичные частицы не взаимодействовали в родительском ядре^{х)}:

$$N_{\pi^-n} = (N_1(\geq 2^{\circ}) - M_1) \frac{N_{K_5}}{N_{K_5} + N_{K_6}} \quad (6)$$

Используя значение $N_{\pi^-n} = 285$, можно определить сечение π^- - n -рассеяния на ядро Xe , которое оказалось равным $\sigma_{\text{пр}}^{\text{Xe}}(\geq 2^{\circ}) = (11,3 \pm 0,83)$ мб. Сечение упругого π^- - n -рассеяния на угол $\theta \geq 2^{\circ}$, рассчитанное на один нейтрон, может быть выражено следующим образом:

$$\sigma_{\text{пр}}^{\text{Xe}}(\geq 2^{\circ}) = \frac{\sigma_{\text{пр}}^{\text{Xe}}(\geq 2^{\circ})}{\eta(A-Z)} \quad (7)$$

где $(A-Z)$ - число нейтронов в ядре.

х) То обстоятельство, что при расчете использовалось дифференциальное сечение π^- - p -рассеяния для определения N_{π^-n} , по-видимому, несущественно, так как в выражение (6) входит лишь отношение $\frac{N_{K_5}}{N_{K_5} + N_{K_6}}$.

"Коэффициент экранирования" η в (7) будет отличаться от $\eta_{\text{эксп.}}$, поскольку при вычислении $\eta_{\text{эксп.}}$ согласно (5) использовалось сечение $\sigma_{\text{пр}}^{X_0} (\geq 2^\circ)$, при определении которого не учитывались события с протоном, не вышедшим из ядра из-за кулоновского барьера, т.е. события типа K_2 . Поэтому

$$\eta = \eta_{\text{эксп.}} \left(1 + \frac{N_{K_2}}{N_{K_1}}\right). \quad (8)$$

Подставляя в (7) значение $\sigma_{\text{пр}}^{X_0} (\geq 2^\circ)$ и $\eta = 0,0635 \pm 0,0054^x$, получаем окончательно $\sigma_{\text{пр}} (\geq 2^\circ) = (2,31 \pm 0,26)$ мб.

§ 4. Дифференциальное сечение π^-p -рассеяния

Для того, чтобы получить дифференциальное сечение π^-p -рассеяния, из углового распределения однолучевых событий необходимо вычесть угловое распределение, отвечающее случаям π^-p -рассеяния, в которых в результате взаимодействий вторичных частиц π^-p -события переходят в класс однолучевых, т.е. события типа K_2 и K_3 . При вычитании углового распределения событий типа K_2 и K_3 , вычисленного методом Монте-Карло, нормировка производилась по числу актов квазиупругого π^-p -рассеяния, найденного экспериментально.

Полученное угловое распределение относится к событиям квазиупругого π^-p -рассеяния как без вторичных взаимодействий, так и с вторичными взаимодействиями, оставляющими события однолучевыми. При этом исказить угловое распределение π^-p -мезонов будут только случаи, в которых взаимодействует вторичный π^- -мезон. Если учесть, что сечение упругого рассеяния вторичных π^- -мезонов составляет около 5 мб и сечение взаимодействия вторичных нуклонов около сотни мб, можно ожидать, что доля случаев, в которых происходит упругое взаимодействие вторичного π^- -мезона, будет мала. Оценки показывают, что она составляет всего ~3% от числа актов π^-p -рассеяния. Поэтому угловое распределение однолучевых событий, полученных после вышеописанной процедуры вычитания, может быть использовано для определения вида дифференциального сечения квазиупругого π^-p -рассеяния. Дифференциальное сечение $\frac{d\sigma(\pi^-p \text{ квупр})}{d\Omega}$, нормированное на $\sigma_{\text{пр}} (\geq 2^\circ) = (2,31 \pm 0,26)$ мб, приведено на рис. 2. Следует подчеркнуть, что полученное дифференциальное сечение относится к рассеянию π^- -мезонов на связанных нейтронах. Отличие этого сечения от дифференциального сечения рассеяния на свободных нейтронах определяется главным образом влиянием запрета Паули и фермиевским движением нейтронов в ядре. Для того, чтобы

^{x)} При определении η предполагается, что пространственное распределение протонов и нейтронов в ядре одинаково (см., например, [1]).

учесть влияние этих факторов, были использованы данные, полученные при расчете по методу Монте-Карло. Проводилось сравнение исходного углового распределения упругого π^-p -рассеяния с распределением квазиупругого π^-p -рассеяния, полученным в результате расчета. Эти распределения, нормированные на одинаковую площадь, приведены на рис. 3. По оси абсцисс отложен угол рассеяния π^- -мезона в лабораторной системе координат, по оси ординат - число частиц в соответствующем интервале углов в произвольных единицах. Для каждого интервала углов вычислялось отношение W_i числа частиц, соответствующего упругому рассеянию, к числу частиц, соответствующему квазиупругому рассеянию. Затем в угловом распределении π^-p -рассеяния число событий, попавших в i -тый интервал углов, умножалось на соответствующую величину W_i . Эта процедура позволяет учесть искажения углового распределения, вносимого запретом Паули и движением Ферми. Полученное таким образом распределение было использовано для определения дифференциального сечения π^-p -рассеяния, которое можно рассматривать как рассеяние на свободном нейтроне. Оно приведено на рис. 4.

§ 5. Обсуждение экспериментальных результатов

Согласно гипотезе об изотопической инвариантности следует ожидать, что сечения π^-p - и π^+p -рассеяния будут совпадать. Поэтому представляет интерес сравнить полученные данные с дифференциальным сечением π^+p -рассеяния при 8,8 Гэв/с и 8,5 Гэв/с [8]. Авторы работ [8] представили дифференциальное сечение π^+p -рассеяния в виде $\frac{d\sigma}{d(-t)} = \exp[a+bt+ct^2]$, где $-t$ - переданный 4-импульс. Параметры a , b и c , полученные для π^+p - и π^-p -рассеяния, приведены в таблице 1. Можно видеть, что в пределах ошибок эти параметры совпадают. На рис. 5 приведено дифференциальное сечение π^-p - и π^+p -рассеяния. Полное упругое сечение π^-p -рассеяния было получено интегрированием $\frac{d\sigma}{d(-t)}$ в пределах от $-t=0$ до $-t=1,2$ (Гэв/с)² и оказалось равным $(4,98 \pm 0,56)$ мб. Полное упругое сечение π^+p -рассеяния при импульсе 8,8 Гэв/с равно $(5,02 \pm 0,1)$ мб.

Экспериментальные данные по π^-p -рассеянию анализировались с точки зрения оптической модели нуклона. Анализ проводился аналогично методу, описанному в [8]. Нейтрон рассматривался как оптически однородная сфера с резкими границами радиуса R , характеризуемая коэффициентом поглощения K и коэффициентом преломления k . Для определения оптических характеристик нейтрона надо знать сечения упругого $\sigma_{\text{эл}}$ и неупругого $\sigma_{\text{ин}}$ взаимодействий.

Величина неупругого сечения в настоящей работе экспериментально не измерялась.

Однако согласно гипотезе об изотопической инвариантности следует ожидать, что $\sigma_{in}(\pi^-p) = \sigma_{in}(\pi^+p)$. Поэтому использовались данные по сечению π^+p - взаимодействий при 8,8 Гэв/с^{15/}, и величина $\sigma_{in}(\pi^-p)$ была принята равной $\sigma_{in}(\pi^+p)$ = 20,18 мб. При этом оказалось, что результаты анализа очень слабо зависят от изменения $\sigma_{in}(\pi^-p)$ в широком интервале значений^{18/}. Оказалось, что экспериментальные данные можно удовлетворительно описать следующими параметрами: $R = 1,08 \cdot 10^{-13}$ см, $K = 0,58 \cdot 10^{13}$ см⁻¹. На рис. 4 для сравнения приведены экспериментальные данные и кривые, вычисленные для этих параметров.

§ 6. π^-p -рассеяние в заднюю полусферу

При изучении квазиупругого π^-p -рассеяния был зарегистрирован один случай рассеяния π^- -мезона в заднюю полусферу в лабораторной системе координат ($\theta_{пл.с.} = 150^\circ$, что соответствует $\theta_{п.с.н.} = 173^\circ$), без сопровождения γ -квантов и V^0 -частиц. Это позволит оценить сечение π^-p -рассеяния в заднюю полусферу $\sigma_{\pi^-p}(>90^\circ)$. При определении $\sigma_{\pi^-p}(>90^\circ)$ следует ввести поправки, учитывающие неупругие взаимодействия вторичных частиц (π^- -мезона и нейтрона) в родительском ядре. Вероятность того, что при π^-p -рассеянии в заднюю полусферу вторичные частицы не взаимодействуют в родительском ядре, может быть записана следующим образом:

$$W = W_0 W_{вз} W_{\pi} W_N = \exp\left[-\frac{x_0}{\lambda_0}\right] \cdot \frac{dx_0}{\lambda(>90^\circ)} \exp\left[-\frac{x_0}{\lambda_{\pi}}\right] \exp\left[-\frac{x_N}{\lambda_N}\right], \quad (9)$$

где $W_0 = \exp\left[-\frac{x_0}{\lambda_0}\right]$ - вероятность того, что первичная частица пройдет в ядерном веществе расстояние x_0 без взаимодействия, $W_{вз} = \frac{dx_0}{\lambda(>90^\circ)}$ - вероятность того, что на участке от x_0 до $(x_0 + dx_0)$ произойдет рассеяние π^- -мезона на нейтроне назад, $W_{\pi} = \exp\left[-\frac{x_{\pi}}{\lambda_{\pi}}\right]$ и $W_N = \exp\left[-\frac{x_N}{\lambda_N}\right]$ - вероятности того, что вторичный π^- -мезон и нейтрон соответственно в ядре не взаимодействуют, λ_0 , λ_{π} , λ_N - средние свободные пробеги в ядрах вещества для первичного π^- -мезона, вторичного π^- -мезона и нейтрона соответственно, x_{π} , x_N - длина пути вторичного π^- -мезона и нейтрона в ядерном веществе.

Сечение, рассчитанное на ядро, можно получить интегрированием выражения (9) по всему объему ядра. Интегрирование проводилось методом, описанным в^{19/}. При расчетах величины сечения поглощения и неупругого взаимодействия медленных π^- -мезонов в ядре брались из работ^{19,10/}. Усреднением результатов интегрирования для интервала углов вылета вторичного π^- -мезона $\theta_{пл.с.} = 90^\circ \div 180^\circ$ получено

$$\sigma_{\pi^-p}^{X_0}(>90^\circ) = \frac{1}{\lambda(>90^\circ)} 32,8 \cdot 10^{-39} \text{ см}^3 = 2,09 \cdot \sigma_{\pi^-p}(>90^\circ),$$

$$\text{где } \frac{1}{\lambda(>90^\circ)} = \rho_N \sigma_{\pi^-p}^{X_0}(>90^\circ),$$

$\rho_N = 0,06398 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$ - плотность нейтронов в ядре Хе. Поскольку величина сечения на ядро равна $\sigma_{\pi^-p}^{X_0}(>90^\circ) = 0,043$ мб, то $\sigma_{\pi^-p}(>90^\circ) = 0,020$ мб. Эту величину следует рассматривать как грубую оценку сечения π^-p -рассеяния на угол $\theta_{пл.с.} > 90^\circ$, что соответствует рассеянию в с.п.н. на угол $\theta_{п.с.н.} > 155^\circ$.

З а к л ю ч е н и е

На основании проведенного исследования квазиупругого π^-p -рассеяния можно сделать следующие выводы:

1) Сечение квазиупругого π^-p -рассеяния при энергии 9 Гэв равно $\sigma_{\pi^-p, \text{упр.}}(\geq 2^\circ) = (2,31 \pm 0,28)$ мб.

2) Дифференциальное сечение π^-p -рассеяния совпадает в пределах ошибок с дифференциальным сечением π^+p -рассеяния примерно при той же энергии. Это согласуется с гипотезой об изотопической инвариантности в сильных взаимодействиях. Найдены оптические характеристики нейтрона: средний радиус нейтрона $R = 1,08 \cdot 10^{-13}$ см и коэффициент поглощения $K = 0,58 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$.

3) Полное сечение упругого π^-p -рассеяния равно $(4,98 \pm 0,56)$ мб.

4) Проведенные оценки показывают, что сечение π^-p -рассеяния в заднюю полусферу составляет 0,020 мб.

Авторы рады поблагодарить Л.И. Маслову, И.А. Миролюбову, Н.К. Смирнову, А.Г. Чекменеву, проводивших просмотр и измерения, Н.Ф. Маркову и В.И. Кочкина за помощь в проведении расчетов на электронно-счетной машине и М.И. Подгорецкого за полезные обсуждения.

Т а б л и ц а 1

	P	a	b	c
π^-p	9 Гэв	$3,75 \pm 0,25$	$9,22 \pm 1,20$	$3,25 \pm 1,14$
π^+p	8,8 Гэв/с ^{15/}	$3,88 \pm 0,03^x)$	$8,79 \pm 0,23$	$2,38 \pm 0,32$
π^-p	8,5 Гэв/с ^{18/}	$3,509 \pm 0,081$	$7,94 \pm 0,35$	$1,47 \pm 0,40$

x) В работе^{15/} приведен коэффициент $a = 3,58 \pm 0,03$, полученный при представлении дифференциального сечения в виде

$$X \frac{d\sigma}{d(-t)} = \exp[+bt+ct^2], \quad \text{где } X = \left(\frac{\sigma_{tot}(20 \text{ Гэв/с})}{\sigma_{tot}(P)} \right)^2$$

Для того, чтобы сравнить с нашими данными, надо брать величину $(a - tX)$.

Л и т е р а т у р а

1. T.L.Kanarek et al., Proc. of the Internat. Conf. on H.-Ea. Accel. and Instrum, CERN, 1959, p. 508.
2. К.Бракнер. Доклад в сб. "Современные проблемы ядерной физики", Москва, Госатомиздат, стр.156, 1983.
3. Lech Michejda, Polska Akademia Nauk, Rep. N 374 / VI (1962).
4. Э.Н.Цыганов. Диссертация. ОИИИ, 1962.
5. K.J.Foley, S.J.Lindenbaum et al. Phys. Rev. Lett, 11, 425 (1963).
6. D.O.Caldwell et al. Phys. Lett., 8, 288 (1964).
7. Л.Элтон. Размеры ядер. Москва, ИЛ, 1962.
8. В.Г.Гришин, И.С.Сайтов, И.В.Чувило. ЖЭТФ, 34, 1221 (1958).
9. J.G.McEwen, W.H.Gibson. Phil. Mag., 2, 231 (1957).
10. N.Metropolis et al. Phys. Rev., 110, 204 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июля 1964 г.

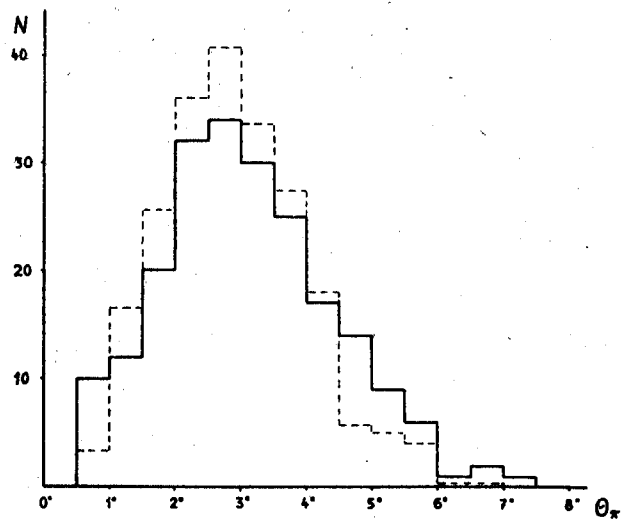


Рис. 1. Угловое распределение π^- -мезонов в квазиупругих π^-p -событиях. Сплошная линия - экспериментальное распределение, пунктирная линия - распределение, полученное из расчета по методу Монте-Карло.

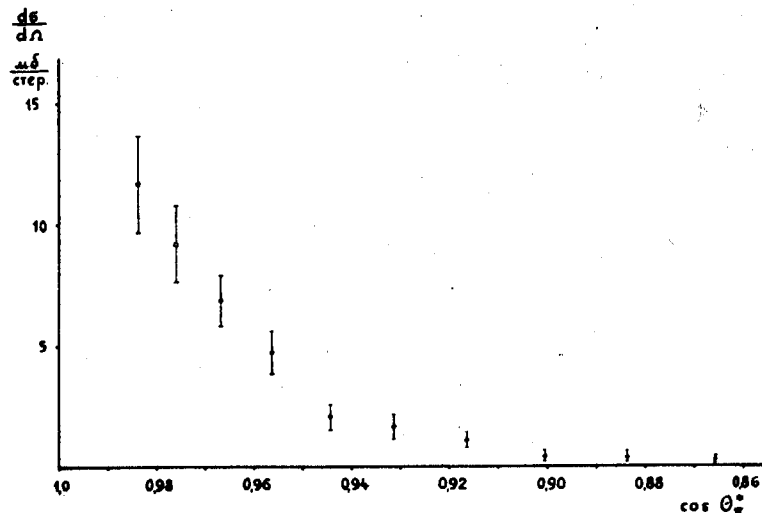


Рис. 2. Дифференциальное сечение квазиупругого π^-p -рассеяния.

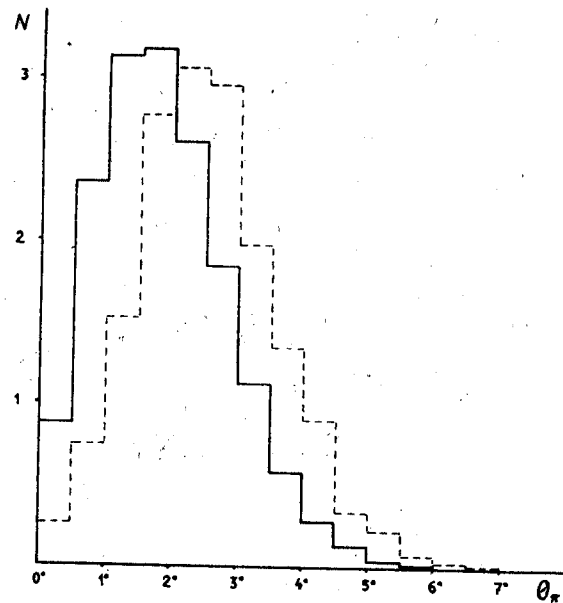


Рис. 3. Угловые распределения упругого (сплошная линия) и квазиупругого (пунктирная линия) π^-p -рассеяния, полученного из расчета по методу Монте-Карло. Оба распределения нормированы на одинаковую площадь. По оси ординат отложено число событий в произвольных единицах.

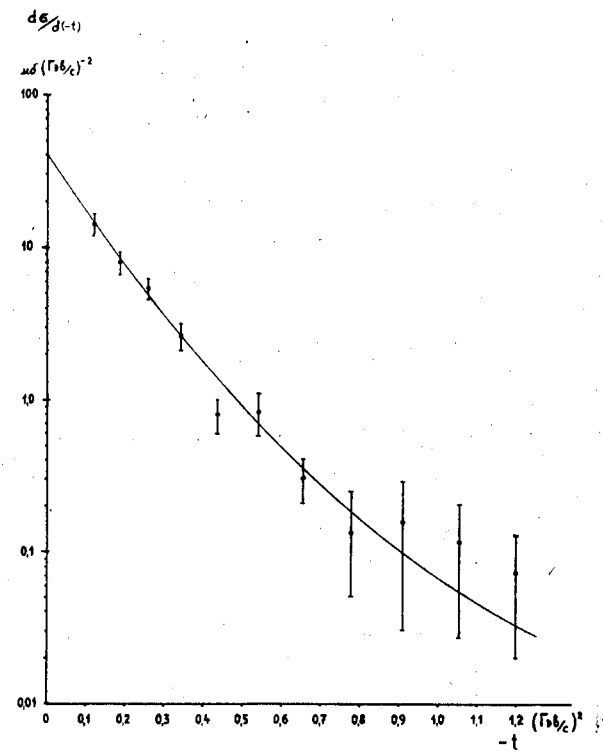


Рис. 4. Дифференциальные сечения π^-p -рассеяния при 8 ГэВ/с (точки) и π^+p -рассеяния при 8,8 ГэВ/с (сплошная линия).

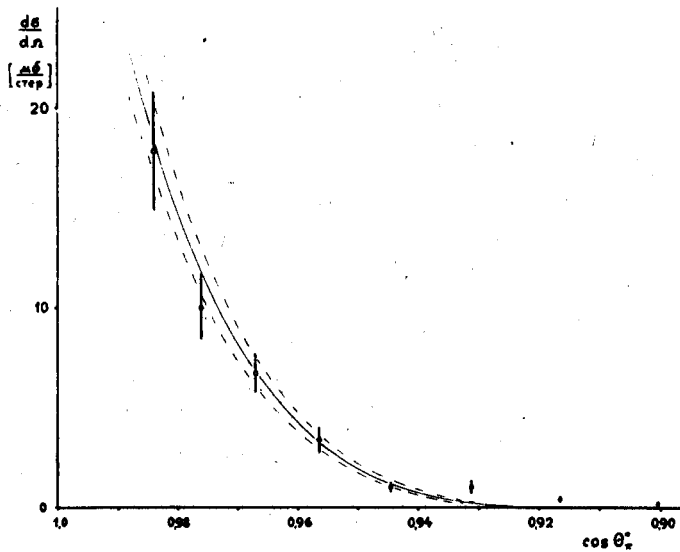


Рис. 5. Дифференциальное сечение π^-p -рассеяния при 9 Гэв/с, найденное экспериментально (точки) и вычисленное по оптической модели нейтрона для $R = 1,08 \cdot 10^{-13}$ см, $K = 0,58 \cdot 10^{13}$ см $^{-1}$, $\sigma_{el} = 4,98$ мб (сплошная кривая), $\sigma_{el} = 5,54$ мб и 4,42 мб (пунктирные кривые).