

P-II7

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

В.Г.Гришин, Л.С.Сантов, И.В.Чувило

ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НУКЛОНА ДЛЯ АНАЛИЗА

π - p и p - p - РАССЕЯНИЙ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

жэТФ, 1958, т34, в.5, с1221-1229.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

В.Г.Гришин, И.С.Саитов, И.В.Чувило

ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НУКЛОНА ДЛЯ АНАЛИЗА
 π -р и р-р - РАССЕЯНИЙ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

Объединенный институт
 ядерных исследований
 БИБЛИОТЕКА

I 9 5 7

На основе модели нуклона, как оптически однородной сферы с резкими границами, проанализированы экспериментальные данные о π^-p и $p-p$ рассеянии при больших энергиях больше 1 Бэв в лабораторной системе.

Показано, что имеющиеся результаты можно описать с помощью сферы радиуса $R = (1,08 \pm 0,07) \times 10^{-13}$ см, который не зависит ни от типа взаимодействующих частиц, ни от их энергии. Вычислены оптические характеристики этой сферы. Оценены вклады в сечение упругого рассеяния от мнимой и действительной частей амплитуды рассеяния.

Можно считать, что для энергий π^- -мезонов 1,37 Бэв и для энергий протонов выше примерно 5 Бэв вклад от действительной части амплитуды рассеяния мал и анализ рассеяния при больших энергиях можно проводить на основе общей теории рассеяния без учета спиновых характеристик взаимодействия, как это было сделано в работах [5-8] или на основе модели чисто поглощающей сферы.

Обсуждается возможное поведение сечений π^-p и $p-p$ взаимодействий с ростом энергии сталкивающихся частиц.

I. Введение

В 1949 году Фермбах, Сербер и Тэйлор^[1] использовали оптическую аналогию при анализе рассеяния ядрами нейтронов большой энергии. Ядерное вещество рассматривалось как преломляющая и поглощающая среда. При прохождении нейтрона через эту среду его волновой вектор, равный k_0 вне ядра, принимает комплексное значение $k = k_0 + k_1 + ik$, где

K - коэффициент поглощения среды, а

k_1 - изменение действительной части волнового вектора нейтро-

на. Тогда по аналогии с оптикой ядерное вещество можно характе-
ризовать комплексным показателем преломления $n = \frac{k_0 + k_1 + iK}{k_0}$

Такая оптическая модель ядра получила широкое применение при
анализе экспериментальных данных по рассеянию быстрых частиц на
ядрах и дала много ценных результатов.

Формализм оптической модели ядра был использован в дальней-
шем при анализе рассеяния π -мезонов и протонов на протонах
при энергиях порядка 1 бэв и выше [2-4]. Такое рассмотрение мож-
но назвать оптической моделью нуклона. Так, анализ π -p
рассеяния при 1,37 Бэв [3] показывает, что экспериментальные
данные могут быть описаны моделью нуклона в виде однородной сферы
радиуса $R = (1,18 \pm 0,1) \cdot 10^{-13}$ см, характеризуемой

$K = 0,67 \times 10^{13} \text{ см}^{-1}$ и $k_1 = 0$, т.е. сфера чисто поглощающая.

Аналогично были проанализированы данные по p-p рассеянию для
энергий 0,8 Бэв, 1,5 Бэв и 2,75 Бэв [2]. Авторы этой работы
рассматривали протон как однородную чисто поглощающую сферу
($k_1 = 0$) с радиусом R , не зависящим от энергии, и считали
некогерентное рассеяние незначительным. При указанных предполо-
жениях эта сфера характеризуется $R = 0,93 \cdot 10^{-13}$ см и
 $K = 4,3 \times 10^{13} \text{ см}^{-1}$, $3,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-1}$ и $2,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-1}$ при
энергиях протонов 0,8 Бэв, 1,5 Бэв и 2,75 Бэв соответственно.
Из этих результатов анализов следует, что протон более "прозра-
чен" для π -мезона, чем для протона, а область π -p взаимодей-
ствия больше, чем область p-p взаимодействия.

В последнее время появились данные по упругому p-p рассеянию
при 2,24 Бэв, 4,40 Бэв и 6,15 Бэв [4], которые анализировались с
точки зрения весьма простых оптических модельных представлений

выборе параметров такого диска оказалось возможным получить согласие с опытом.

Нами была предпринята попытка проанализировать все имеющиеся экспериментальные данные по p - p и π - p рассеянию в Бэв-ной области энергии на базе оптической модели нуклона.

Анализ проведен в предположении, что

- а) область взаимодействия определяется оптически однородной сферой с резкими границами,
- б) некогерентным упругим рассеянием можно пренебречь.

В свете проведенного анализа рассмотрены некоторые моменты использования общего формализма рассеяния в рассматриваемой задаче, аналогично тому, как это было сделано ранее [5-8].

2. Экспериментальные данные и формулы, используемые

при анализе.

Совокупность данных о сечениях рассеяния при больших энергиях, включающая величины полных сечений (σ_t), сечений упругого (σ_e) и неупругого (σ_i) рассеяний при p - p и π - p взаимодействиях, приведена в таблице I. Во второй колонке приведены значения длины волны налетающей частицы (λ) в системе центра масс при соответствующей энергии (E) в лабораторной системе координат. Значения σ_i для $E_p = 4,40$ Бэв и $E_p = 6,15$ Бэв не являются экспериментально измеренными, а получены на основе соображений, изложенных в работе [8]. Эти величины кажутся вполне разумными, тем более известно, что σ_i медленно меняется с энергией. Об этом можно судить по результатам оценки средней величины сечения неупругого взаимодействия в нуклон-нуклонных соударениях при энергиях 50 Бэв [12]

($\sigma_i = (2I \pm 4) \text{ мб}$). Кроме того, как показывает расчет, результаты анализа весьма слабо зависят от изменения σ_i в широком интервале значений, т.е. выбор величины сечения неупругого взаимодействия не является критичным.

Кроме значений характеристик р-р и п-р рассеяния, приведенных в таблице I, в нашем распоряжении имеются дифференциальные сечения упругого рассеяния п-мезонов и протонов на протонах для указанных в таблице энергий. Эти сведения служат одним из критериев правильности сделанного выбора параметров системы, описывающей рассеяние.

Как известно, если пренебречь некогерентным упругим рассеянием, и считать упругое рассеяние чисто дифракционным ($\sigma_e = \sigma_d$), то сечения рассеяния следующим образом определяются через параметры оптической модели, если нуклон представляется сферой радиуса R [1]:

полное сечение неупругого рассеяния

$$\sigma_i = \pi R^2 \left\{ 1 - \frac{1 - (1 + 2KR) \exp(-2KR)}{2k^2 R^2} \right\}, \quad (1)$$

полное сечение упругого рассеяния

$$\sigma_d = \pi R^2 \left\{ 1 + \frac{1 - (1 + 2KR) e^{-2KR}}{2k^2 R^2} \right\} \quad (2)$$

$$- \frac{(\frac{1}{4}k^2 - k_1^2) + e^{-KR} [2k_1 R (\frac{1}{4}k^2 + k_1^2) + k_1 k]}{(\frac{1}{4}k^2 + k_1^2)^2 R^2} \sin 2k_1 R - e^{-KR} \left[(\frac{1}{4}k^2 - k_1^2) + KR (\frac{1}{4}k^2 + k_1^2) \right] \cos 2k_1 R \},$$

дифференциальное сечение упругого рассеяния

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = |f(\vartheta)|^2, \quad (3)$$

где амплитуда рассеяния определяется выражением:

$$f(\vartheta) = ik_0 \int_0^R [1 - e^{(-k + 2ik_1)r}] j_0(k_0 r \sin \vartheta) r dr, \quad (4)$$

в котором ϑ - угол рассеяния $b = \sqrt{R^2 - \rho^2}$ и

$J_0(k_0 \rho \sin \vartheta)$ - функция Бесселя нулевого порядка. Для сечения упругого дифракционного рассеяния получается довольно громоздкая формула (2). Известно, однако, что при непрозрачности $\frac{\sigma_i}{\pi R^2} \leq 0,9$, что соответствует $KR \leq 2,3$ и $\frac{k_1}{K} \leq 1$, выражение для сечения дифракционного рассеяния может быть приведено к более простому виду. [9]

$$\sigma_d = \sigma_d(k, k_1=0) \left\{ 1 + 4 \left(\frac{k_1}{K} \right)^2 \left[1 - \frac{1}{18} (KR)^2 + \dots \right] \right\}, \quad (5)$$

где $\sigma_d(k, k_1=0) = \frac{\pi R^2}{B^2} \left\{ B^2 - 14 - 2(1+B)e^{-B} + 8e^{-B/2}(2+B) \right\}$ (6)

и $B = 2KR,$

что дает результат, который отличается не более, чем на 1% от получающегося из выражения (2). Поскольку экспериментальные данные удовлетворяют указанным требованиям, то использование выражения (5) вполне оправдано. Приведенные выражения справедливы при таких энергиях, когда в системе центра масс соударяющихся частиц выполняется условие $\lambda \ll R$.

3. Параметры оптической модели нуклона для описания рассеяния при больших энергиях

По данным, приведенным в таблице I, используя соотношения (I) и (5), были получены наборы параметров оптической модели нуклона, с помощью которых можно было бы описать известные результаты измерений сечений взаимодействия π -мезонов и протонов с протонами при больших энергиях. При заданной энергии налетающего протона или π -мезона набор параметров определялся как

для средних значений сечений, так и для крайних значений, в соответствии с точностью их определения и ошибкам экспериментальных данных.

Исходной величиной для набора параметров брался радиус сферы взаимодействия. Соотношение между сечениями упругого и неупругого рассеяния ($\sigma_d < \sigma_i$) позволяло сразу ограничить снизу интервал рассматриваемых радиусов, значениями, несколько большими, чем радиус для "черной" сферы. Минимальные значения R определялись из зависимости непрозрачности $\frac{\sigma_i}{\pi R^2}$ от KR и от $\frac{\sigma_d(K, k, = 0)}{\pi R^2}$ и приведены в таблице П.

Данных только о полных сечениях упругого и неупругого рассеяний еще недостаточно для выбора того или иного набора параметров оптической модели. Для этого необходимы дополнительные экспериментальные данные, например, результаты измерений дифференциальных сечений упругого рассеяния. Вычисляя для каждого набора троек значения R, K и k , по формулам (3) и (4) дифференциальные сечения упругого рассеяния, можно решить вопрос о предпочтительности того или иного набора путем сравнения вычисленных угловых распределений упругого рассеяния с экспериментально измеренными. Численное интегрирование проводилось по формуле Симпсона с точностью $\sim 1\%$ для малых углов и нескольких процентов для больших углов рассеяния. В процессе проведения этих вычислений выяснилось, что изменения σ_i на 20% при постоянных R и σ_d приводят к изменениям в величинах $\frac{d\sigma}{d\omega}$, укладывающимся в пределах точности численного интегрирования. Таким образом, выбор значений σ_i не является критичным при этих вычислениях.

При фиксированном значении радиуса сферы взаимодействия R вычислялись угловые распределения упругого рассеяния для крайних значений σ_d . Таким образом определялась область возможных угловых распределений для промежуточных значений σ_d

в соответствии с точностью экспериментальных данных об этом
величине. Ниже приводятся результаты проведенных вычислений и
сравнения их с опытными данными.

а) p-p рассеяние при 1,5, 2,24 и 2,75 Бэв

Для 1,5 и 2,75 Бэв экспериментальные результаты получены с
помощью диффузионной водородной камеры [3]. Эти значения имеют
плохую статистическую точность и в силу этого экспериментальные
угловые распределения в одинаковой степени удовлетворительно
описываются оптической моделью нуклона с параметрами, изменяю-
щимися в широких пределах (см. рис. 1а и б).

Однако, наличие счетчиковых данных [4] для $E_p = 2,24$ Бэв
позволяет определить пределы возможных значений радиуса сферы
для этой области энергий. Оказывается, что однородная сфера
может иметь максимальный радиус $1,15 \times 10^{-13}$ см, т.к. уже
 $R = 1,20 \times 10^{-13}$ см приводит к явному несогласию с результатами
эксперимента (см. рис. 2а). Следует отметить, что для $R \leq 1,15 \times 10^{-13}$ см
оптическая модель нуклона дает согласие с экспериментом лишь для
углов ϑ не более 30° . Минимальный радиус для $E_p = 2,24$ Бэв не
противоречит значению $0,93 \times 10^{-13}$ см, приводимому авторами
работы [2] для энергий 1,5 и 2,75 Бэв. При этом чисто поглощающая
сфера ($K_I = 0$) может иметь только радиус R меньше, чем $1,0 \times 10^{-13}$ см.

Следует отметить, что соображения, приведенные Рарита [13]
по поводу применимости оптической модели нуклона для p-p соударе-
ний при $E_p \approx 1$ Бэв в какой-то степени справедливы и при рассма-
триваемых энергиях.

б) p-p рассеяние при 4,4 и 6,15 Бэв

Экспериментальные данные для $E_p = 4,4$ Бэв [4] при $\vartheta < 30^\circ$
удовлетворительно описываются однородной сферой с радиусом
от $0,95 \times 10^{-13}$ см до $1,15 \times 10^{-13}$ см, т.к. значения

$K = 0,92 \times 10^{-13}$ см и $R = 1,2 \times 10^{-13}$ см приводят к явному несогласию с экспериментальными результатами (см. рис. 2 б и 3а).

Чисто поглощающая сфера может иметь радиус R не более, чем $1,10 \times 10^{-13}$ см.

Измеренное угловое распределение упругого рассеяния при $E_p = 6,15$ Бэв удовлетворительно описывается однородной сферой с радиусом R от $1,0 \times 10^{-13}$ см до $1,15 \times 10^{-13}$ см. Несогласие с экспериментами для $R = 0,95 \times 10^{-13}$ см и для $R = 1,20 \times 10^{-13}$ см видно на рис. 3 б и 2 в. Причем, при всех возможных значениях радиуса сфера может быть чисто поглощающей при этой энергии.

в) π - P рассеяние при $E_\pi = 1,37$ Бэв

Имеющиеся экспериментальные данные по рассеянию π -мезонов на протонах [3] удовлетворительно согласуются с представлением нуклона однородной сферой, радиус которой изменяется в широком интервале. Напомним, что эти данные получены с помощью диффузионной камеры и имеют недостаточную статистическую точность. Вследствие этого ограничение области значений R проводилось с использованием дисперсионных соотношений, которые указывают, что вклад от действительной части амплитуды рассеяния в сечение упругого рассеяния под 0° при $E_\pi = 1,37$ Бэв составляет порядка $\sim 7\%$ [10]. В применении к оптической модели однородной сферы это означает, что радиус сферы R может иметь значения от $1,01 \times 10^{-13}$ см до $1,25 \times 10^{-13}$ см.

4. О применимости оптической модели нуклона с $K_T=0$

Ранее делались попытки анализировать рассеяние в Бэв-ной области энергий с позиций общей теории рассеяния [5-8]. Эти работы основывались на предположениях о том, что мнимая часть

$$f(\vartheta) = \frac{ik}{2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1-\beta_l) P_l(\cos \vartheta) \quad (7)$$

много больше действительной, что рассматриваемые характеристики рассеяния не зависят от спинов взаимодействующих частиц, а эффект "перезарядки" в π^-p рассеянии мал. В формуле (7) l - орбитальный момент, $P_l(\cos \vartheta)$ - полиномы Лежандра, $\beta_l = \exp\{2i\eta_l\}$, где η_l - фаза рассеяния. Простота соотношений, получаемых при этих предположениях и удобство ^{проведения} их помощью анализа рассеяния при больших энергиях заставило нас обратиться к вопросу о границах применимости положений, лежащих в их основе, что и рассмотрено в этом разделе.

Параметры оптической модели, которая также не учитывает зависимости рассматриваемых характеристик рассеяния от спинов следующим образом связаны с фазой рассеяния [1]:

$$\eta_l = (k_l + \frac{1}{2}ik) \delta_l \quad (8)$$

Здесь $2\delta_l$ - длина пути падающей частицы с орбитальным импульсом $l\hbar$ в нуклонном веществе.

Рассматриваемый нами случай, когда K_I равно нулю, означает, что фаза рассеяния η_l должна быть чисто мнимой, а величина β_l равная $e^{-k\delta_l}$, должна быть действительной и положительной для любых форм распределения нуклонного вещества. То-есть, случай $K_I = 0$ в оптической модели нуклона эквивалентен предположениям, сделанным в указанном выше рассмотрении рассеяния с позиций общей теории рассеяния. При рассмотрении пределов применимости случая $K_I = 0$ сделаем одно простейшее допущение. Так как из экспериментальных данных видно, что дифференциальное сечение упругого взаимодействия $\frac{d\sigma}{d\omega}$ является плавной, монотонно стремящейся к нулю функцией, то можно предположить, что если $\frac{d\sigma}{d\omega}$, равно $|f(\vartheta)|^2$

для какого-нибудь угла ϑ_0 равно нулю, то и для всех $\vartheta > \vartheta_0$ $\frac{d\sigma}{d\omega}$ равно нулю.

Тогда $f(\vartheta)$ будет знакпостоянной положительной функцией и β_e просто выражается через измеренное дифференциальное сечение упругого рассеяния: π

$$\beta_e = 1 - \frac{\int_0^\pi P_e(\vartheta) \sqrt{\frac{d\sigma}{d\omega}} \sin \vartheta d\vartheta}{\lambda} \quad (9)$$

Нами было вычислено β_0 по формуле (8) для всех обсуждаемых энергий взаимодействия с использованием аналитического вида $\frac{d\sigma}{d\omega}$ из [8]. Принималось, что угловое распределение известно с точностью $\pm 15\%$ для всех углов. Результаты вычислений приведены в таблице III.

Таким образом, проведенное рассмотрение р-р рассеяния, не конкретизирующее вид области взаимодействия, приводит к отрицательным значениям β_0 при энергиях, меньших примерно 5 Бэв.

Это означает, что исходные положения этого рассмотрения несправедливы и фаза рассеяния не является чисто мнимой при энергиях меньше 5 Бэв, т.е. оптическая модель нуклона с $K_T = 0$ неприменима, если верно наше допущение.

Для энергии $E_p = 4,4$ Бэв применение этих предположений вероятно возможно для минимальных значений σ_d . Или, переходя на язык модели однородной сферы, - чисто поглощающая сфера должна иметь $R \gg 1,0 \times 10^{-13}$ см. Для $E_p = 6,15$ Бэв из приведенного выше рассмотрения следует несправедливость предположений о $K_T = 0$ и независимости характеристик рассеяния от спинов для случая максимально возможного σ_d . Таким образом, в модели чистопоглощающей сферы запрещены радиусы меньшие, чем $1,0 \times 10^{-13}$ см.

Аналогичное рассмотрение π^- -р рассеяния при $E_{\pi^-} = 1,37$ Бэв

дает $\beta_0 = 0,15 \pm 0,08$. Это означает, что предположение об отсутствии потенциального рассеяния ($K_T=0$) для π -мезонов при этих энергиях не противоречит экспериментальным данным.

5. Обсуждение результатов анализа

При энергиях $E_p=1,5 \div 2,75$ Бэв сравнение теоретических вычислений для модели чисто поглощающей сферы с экспериментальными угловыми распределениями не дает основания для заключения о её неприменимости ввиду недостаточной точности экспериментальных данных. Однако, это сравнение также показывает, что нет основания утверждать, что область взаимодействия π -мезона и протона больше области взаимодействия протон-протон.

Авторами работы [4] из экспериментальных данных показана весьма возможная независимость "форм-фактора" от энергии при 2,24, 4,4 и 6,15 Бэв для оптической модели, взятой в самом общем виде. При переходе к конкретной форме оптической модели нуклона - однородной сфере независимость "форм-фактора" от энергии позволяет говорить о постоянстве или слабом изменении радиуса однородной сферы, как наиболее вероятном случае. Ввиду этого выбор $R = 0,93 \times 10^{-13}$ см для энергий $E_p = 1,5 \div 2,75$ Бэв становится мало вероятным, так как уже через 3,5 Бэв при $E_p = 6,15$ Бэв минимальный радиус, описывающий экспериментальные данные, становится равным $1,0 \times 10^{-13}$ см.

Более общее рассмотрение, основанное на меньшем количестве предположений, которые вытекают из экспериментальных данных (см. раздел IV), является ^{сильным} аргументом против анализа p - p рассеяния в рамках модели чисто поглощающей сферы при энергиях протонов в лабораторной системе, меньших примерно ~ 5 Бэв.

Вся совокупность имеющихся экспериментальных данных по упругому π - p и p - p рассеянию при высоких энергиях может быть

удовлетворительно описана оптической моделью нуклона, если область взаимодействия представить в виде однородной сферы с резкими границами. Радиус сферы может быть одинаков для всех рассмотренных энергий и для обоих видов взаимодействия. Величина этого радиуса заключена в пределах от $1,01 \times 10^{-13}$ см до $1,15 \times 10^{-13}$ см. Соответствующие значения коэффициента поглощения K , а также вклада от действительной части амплитуды рассеяния в сечение упругого взаимодействия приведенных в таблице IV для $R = (1,08 \pm 0,07) \times 10^{-13}$ см.

Из таблицы IV видно, что с возрастанием энергии однородная сфера "светлеет" и все более приближается к чисто поглощающей. Удовлетворительное согласие с экспериментальными результатами, которое дает модель однородной сферы при $K_T = 0$ для $E_p = 6,15$ Бэв и $E_{\pi} = 1,37$ Бэв подтверждает соображения о возможности проведения анализа в предположении, что при указанных энергиях протонов и

π -мезонов мнимая часть амплитуды рассеяния $f(\nu)$ значительно больше действительной и рассматриваемые характеристики рассеяния не зависят от спинов взаимодействующих частиц. Справедливость указанных предположений означает, что начиная с E_p примерно = 5 Бэв для анализа p - p рассеяния можно пользоваться рассмотрением, подобным тому, какое было сделано в [8].

Аналогичное утверждение можно сделать и о π - p рассеянии, начиная с энергией π -мезонов заведомо меньших 1,37 Бэв. Эта граница подлежит уточнению путем измерения π - p -рассеяния при меньших энергиях. Очевидно, знание только величин σ_i , σ_e и $\frac{d\sigma}{d\omega}$ не дает возможности получить полные сведения о свойствах амплитуды рассеяния. Для этого необходимо иметь более полный набор экспериментальных данных. В частности, исследование поляризационных эффектов могло бы существенно прояснить обсуждаемую проблему.

Полученное значение радиуса области взаимодействия $R = (1,08 \pm 0,07) \cdot 10^{-13}$ см, которое можно принять не зависящим ни от энергий взаимодействующих частиц, ни от их типа, соответствует модели сферы с резкими границами. Известно, однако, что в предположении более "размазанных" распределений (например) Гауссова) нуклонного вещества средне-квадратичный радиус области взаимодействия будет иметь величину, меньше указанной. Конкретное значение его будет, конечно, зависеть от принятого для вычислений вида распределения. Однако, разнообразные, оценочные соображения свидетельствуют в пользу того, что значение средне-квадратичного радиуса области взаимодействия для $p-p$ и $\pi-p$ рассеяний будет близко к величине электромагнитного размера нуклона, полученного измерениями рассеяния электронов на протонах [15].

Известно, что при больших энергиях сечения взаимодействий π -мезонов и протонов с нуклонами стремятся к постоянному пределу, что является следствием конечности размеров нуклона (мы пренебрегаем кулоновским взаимодействием). Используя дисперсионные соотношения, П.В.Вавилов [16] вычислили предельное значение для полного сечения взаимодействия π -мезонов с нуклонами и получил его равным ≈ 30 мб. Для рассмотренной выше энергии π -мезонов, равной 1,37 Эв, полное сечение уже равно предельному ($\sigma_t = 30,6$ мб). Есть основания ожидать, что значения упругого и неупругого сечений $\pi-p$ взаимодействия не будут меняться с увеличением энергии, так как, как выяснилось выше, упругое сечение при этих энергиях можно рассматривать, как следствие неупругого.

Увеличение или уменьшение неупругого взаимодействия повлечет за собой увеличение или уменьшение упругого соответственно, что приведет к изменению σ_t (см, например, формулы (1) и (6)).

Если указанные соображения справедливы, то при $E_{\pi} \rightarrow \infty$
 $\sigma_t \approx 30$ мб, $\sigma_i \approx 24$ мб и $\sigma_e \approx (6 \div 7)$ мб.

Для нуклон-нуклонного взаимодействия известно, что
 $\sigma_i = (2I_{\pm} + 4)$ мб при $E_N = 50$ Бэв. Это означает, что неупругое сечение медленно меняется с энергией. Как показало проведенное выше рассмотрение, упругое сечение р-р взаимодействия при $E_{\pi} = 6,15$ Бэв можно интерпретировать, как следствие неупругого рассеяния. И если неупругое сечение взаимодействия медленно меняется или остается постоянным с увеличением энергии, то и упругое сечение тоже будет оставаться примерно постоянным. Тогда, исходя из изложенных соображений, можно ожидать, что при $E_{\pi} \rightarrow \infty$
 $\sigma_i \approx 24$ мб и $\sigma_e \approx 7$ мб при $\sigma_t \approx (30 \div 31)$ мб. Таким образом, мы приходим к заключению, что при больших энергиях сталкивающихся частиц полные упругие и неупругие сечения взаимодействий π -мезонов и нуклонов с нуклонами имеют одинаковые значения.

Мы благодарны Исаевой Л.А. и Шустровой Л.А. за проделанные численные расчеты для нашей работы.

Таблица I

Ер	Бэв	$\lambda \times 10^{-14}$ см	σ_t мд	σ_e мд	σ_i мд
1,5		2,35	$47,2 \pm 0,9$ [11]	20 ± 2 [2]	27 ± 2 [2]
2,24		1,92	$44,1 \pm 4$ [8]	$17, \pm 3$ [4]	26 ± 2 [8]
2,75		1,73	41 ± 1 [11]	15 ± 2 [2]	26 ± 2 [2]
4,40		1,37	34 ± 2 [8]	$9,7 \pm 1,5$ [4]	$24,2 \pm 2$ [8]
6,15		1,16	$31,3 \pm 1,5$ [8]	$7,5 \pm 1,5$ [4]	$23,8 \pm 2$ [8]
<u>Е_л Бэв</u>					
1,37		2,7	$30,6 \pm 2,8$ [10]	$6,6 \pm 1$ [3]	$24 \pm 1,5$ [3]

Таблица II

Ер (Бэв)	1,5	2,24	2,75	4,4	6,15	Е _л (Бэв)	1,37
$R_{\min} \times 10^{-13}$ см	0,90	0,89	0,90	0,92	0,95		1,01

Таблица III

Ер (Бэв)	1,5	2,24	2,75	4,4	6,15
β_0 (S-волна)	$-0,46 \pm 0,13$	$-0,52 \pm 0,13$	$-0,39 \pm 0,12$	$-0,11 \pm 0,10$	$+0,06 \pm 0,08$

Таблица IV

		$\frac{ Re f(\nu) ^2}{ f(\nu) ^2} \%$		
E_p (БэВ)	$K(10^{13} \text{ см}^2)$	$R = 1,05 \times 10^{-12} \text{ см}$	$R = 1,1 \times 10^{-13} \text{ см}$	$R = 1,15 \times 10^{-13} \text{ см}$
1,5	0,64 ± 2,6	6 ± 21	12 ± 27	20 ± 35
2,24	0,60 ± 2,1	8 ± 23	15 ± 30	22 ± 35
2,75	0,60 ± 2,0	5 ± 22	9 ± 28	15 ± 35
4,4	0,53 ± 1,3	0 ± 21	0 ± 29	5 ± 35
6,15	0,51 ± 1,0	0 ± 16	0 ± 23	0 ± 30
$E_{\pi} = 1,37$	0,53 ± 1,0	~ 7	~ 7	~ 7

Надписи к рисункам

Рис.1

Сплошные кривые определяют область возможных угловых распределений упругого р-р рассеяния в системе центра инерции для значений радиуса а) $R = 1,3 \times 10^{-13}$ см и б) $R = 1,2 \times 10^{-13}$ см.

Пунктирные кривые определяют угловые распределения, вычисленные для модели чисто поглощающей сферы радиуса $R = 0,93 \times 10^{-13}$ см. для обеих энергий.

Гистограммой представлены экспериментальные угловые распределения [2].

Рис.2

Сплошные кривые определяют область возможных угловых распределений упругого р-р рассеяния в системе центра инерции для $R = 1,10 \times 10^{-13}$ см, пунктирные кривые определяют область угловых распределений для $R = 1,20 \times 10^{-13}$ см. Экспериментальные точки взяты из работы [4].

Рис.3

Сплошные кривые определяют область возможных угловых распределений упругого р-р рассеяния в системе центра инерции, вычисленных с помощью модели чисто поглощающей сферы, исходя из следующих данных:

- а) $\sigma_l = 24,2 \text{ мб}$ $\sigma_d = (9,7 \pm 1,5) \text{ мб}$ $R = (0,97 \div 1,05) \times 10^{-13} \text{ см}$
б) $\sigma_l = 23,8 \text{ мб}$ $\sigma_d = (7,5 \pm 1,5) \text{ мб}$ $R = (1,0 \div 1,13) \times 10^{-13} \text{ см}$

Пунктирные кривые дают угловые распределения, вычисленные для случая чисто поглощающей сферы минимального радиуса:

- а) $R = 0,92 \times 10^{-13} \text{ см}$
б) $R = 0,95 \times 10^{-13} \text{ см}$

$$\frac{d\sigma}{d\omega} \frac{\mu\delta}{\text{смер}}$$

$$a) E_p = 1,5 \text{ БэВ.}$$

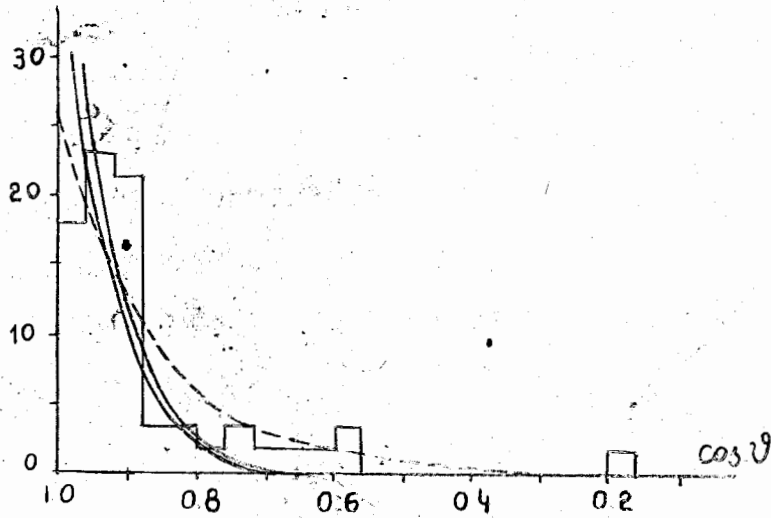


Рис. 1а.

$$\frac{d\sigma}{d\omega} \frac{\mu\delta}{\text{смер}}$$

$$b) E_p = 2,75 \text{ БэВ.}$$

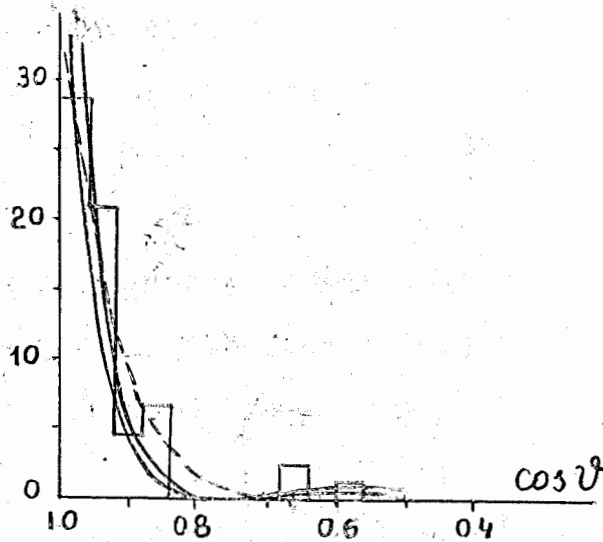


Рис. 1б.

$\frac{d\sigma}{d\omega}$ $\frac{\mu\delta}{\text{смер}}$

a) $E_p = 2,245 \text{ ЭВ}$

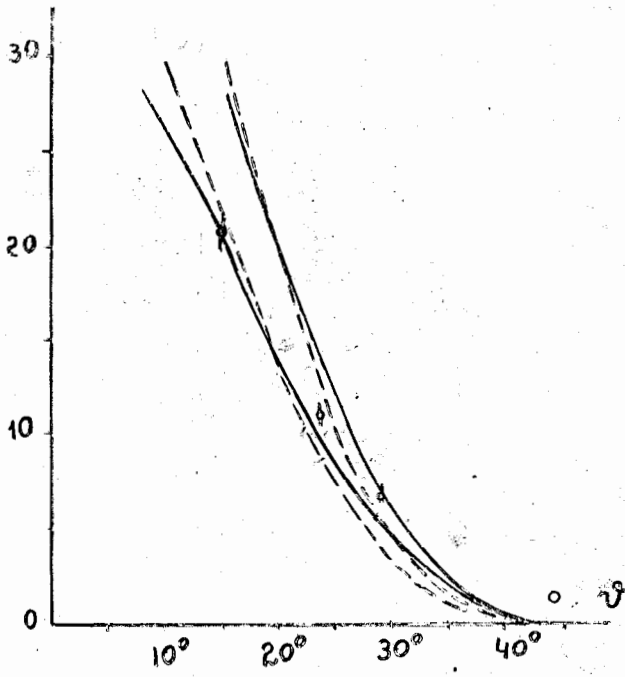


Рис. 2а

$\frac{d\sigma}{d\omega}$ $\frac{\mu\delta}{\text{смер}}$

б) $E_p = 4,405 \text{ ЭВ}$

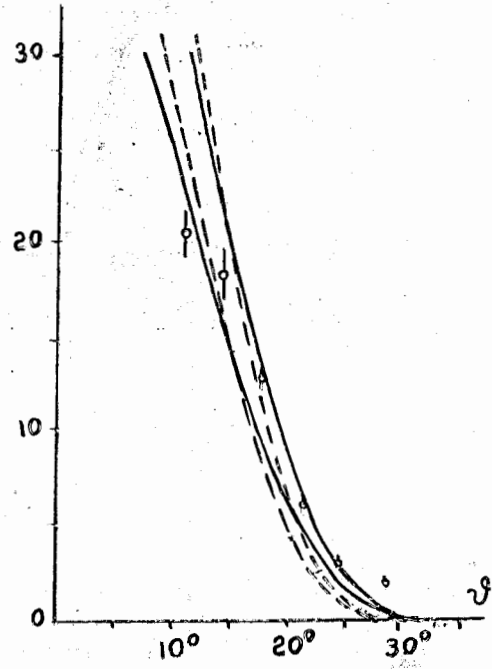


Рис. 2б

$\frac{d\sigma}{d\omega}$ $\frac{\mu\delta}{\text{смер}}$

в) $E_p = 6,15 \text{ ЭВ}$

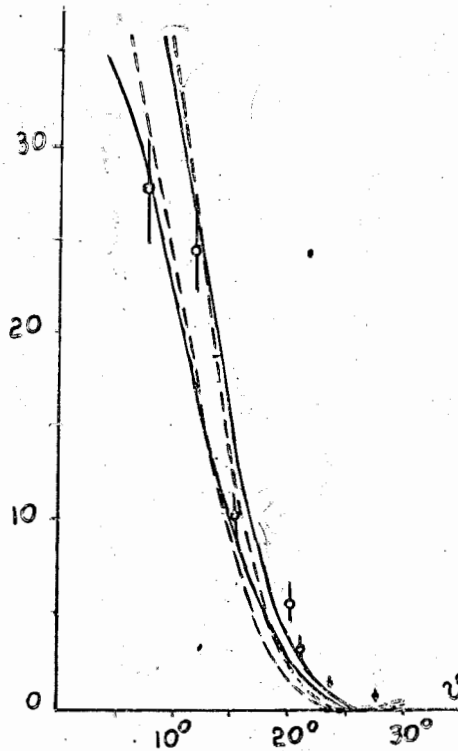


Рис. 2в

$\frac{d\sigma}{d\omega}$ $\frac{\mu\delta}{\text{смер}}$

а) $E_p = 4,40 \text{ БЭВ}$

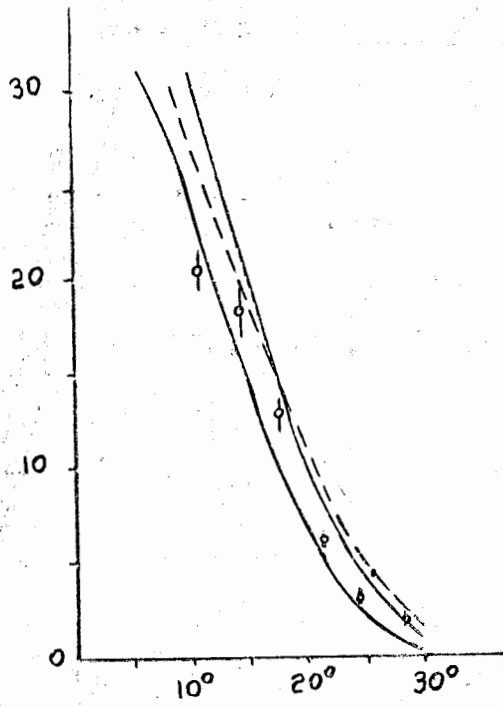


Рис. 3а

$\frac{d\sigma}{d\omega}$ $\frac{\mu\delta}{\text{смер}}$

б) $E_p = 6,15 \text{ БЭВ}$

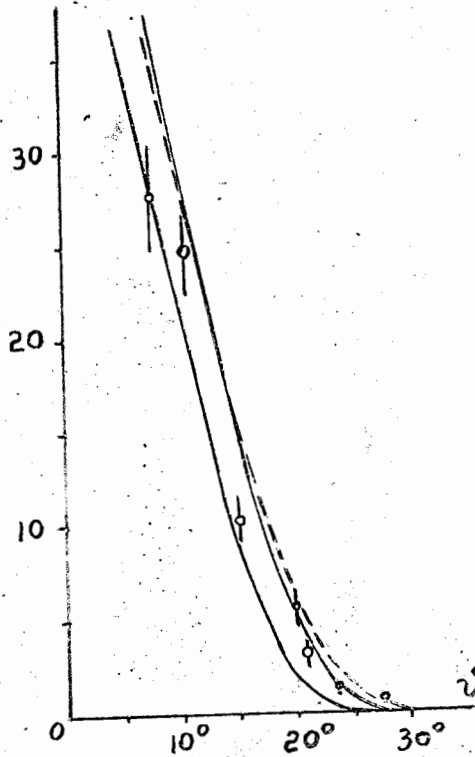


Рис. 3б.

Л и т е р а т у р а

1. S.Fernbach, R.Serber, T.B.Taylor. Phys.Rev. 75, 1352, 1949.
2. R.P.Shutt, A.M.Thorndike et.al. Phys.Rev. 103, 1489, 1956.
3. L.M. Eisberg, R.M. Lea , et.al. Phys.Rev. 97, 797, 1955.
4. B. Cork, A.Wenzel, W.Causey. Phys.Rev. 107, 859, 1957.
5. D.ITO and S.Minami. Prog.Theor. Phys. 14, 198, 1955.

6. С.З.Беленький. ЖЭТФ, 30, 983, 1956г.

7. D.ITO, T.Kobayashi, M.Yamazaki and S.Minami Prog.Theor.Phys. 18, 264, 1957.
8. В.Г.Гришин, И.С.Саитов. ЖЭТФ, 33, № 10, 1957г.
9. H.A.Bethe and R.R.Wilson. Phys.Rev. 83, 690, 1951.
10. R.Cod, O.Piccioni and Clark. Phys.Rev. 103, 1082, 1956.
11. F.F.Chen, A.N.Shapiro et.al., Phys.Rev. 103, 211, 1956.
12. A.E.Brenner, Robert W.Williams, Phys.Rev. 106, 1020, 1957.
13. W.Rarita Phys.Rev. 104, 221, 1956.
- I4. А.Ахиезер и И.Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра. ГТТИ, 1950г.
15. E.E.Chambers and R.Hofstadter, Phys.Rev. 103, 1454, 1956.
- I6 П.В.Вавилов. ЖЭТФ, 32, 940, 1957г.