

с. 346

ЦИ-306

М.Г. Шафранова

1938

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
С ПОМОЩЬЮ ЭМУЛЬСИОННЫХ КАМЕР
РАЗЛИЧНОГО ТИПА

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
доктор физико-математических наук

И.В. Чувило

Дубна 1965

М.Г. Шафранова

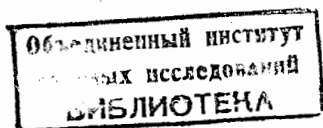
1938

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
С ПОМОЩЬЮ ЭМУЛЬСИОННЫХ КАМЕР
РАЗЛИЧНОГО ТИПА

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
доктор физико-математических наук

И.В. Чувило



Дубна 1965

Опыты по упругому рассеянию частиц высоких энергий представляют большой физический интерес, позволяя определять структурные особенности нуклона, выяснить природу амплитуды рассеяния, на основе чего можно получить сведения о природе и свойствах сил, действующих между частицами.

До последнего времени при анализе экспериментальных данных по упругому рассеянию частиц высоких энергий широко использовалась квазиклассическая модель, претендующая на чисто феноменологическое описание эксперимента.

Интерес к подобному рода экспериментам особенно возрос в связи с появлением работ Редже, Чу, Лоу и Фраучи, Грибова и Померанчука и др.: появилась надежда, что экспериментальные данные могут быть интерпретированы с помощью самых общих, безмодельных представлений. В связи с этим было выполнено много экспериментов с целью выяснения области применимости новой теории и получения ее параметров. Однако совокупность опытов, проведенных в области энергий до 30 Гэв, показала, что истинная физическая картина много сложнее, чем предполагалось, так что в настоящее время нет последовательной, строгой теории, объясняющей поведение дифференциального сечения упругого рассеяния частиц при высоких энергиях, и, по-видимому, подробное экспериментальное изучение особенностей взаимодействия при высоких энергиях будет способствовать созданию такой теории.

Настоящая диссертация посвящена изучению упругого рассеяния протона на протоне при энергиях 8,3 и 10 Гэв и упругого рассеяния π^- -мезонов на протонах при импульсе 4 Гэв/с. Результаты, положенные в основу диссертации, получены в 1958-1964 годах, опубликованы в работах ^{/1-7/}. Эксперименты проводились на синхротроне ОИЯИ.

Диссертация состоит из 5 глав.

В главе I описывается метод изучения упругого рассеяния частиц с помощью обогащенных водородом эмульсионных камер. Для повышения скорости нахождения случаев упругого рассеяния в эмульсии был разработан способ изготовления эмульсионных камер из слоев, пропитанных водой и этиленгликолем.

Данная глава посвящена описанию способа изготовления таких камер, изучению их свойств, методике просмотра и измерений параметров событий упругого рассеяния ^{/1-3/}. Малый угловой разброс внутреннего пучка протонов и свойства пропитанных эмульсий позволили применить специфический способ поиска событий упругого

рассеяния. Он состоит в прослеживании группы следов, входящих перпендикулярно в эмульсию. Благодаря применению этого метода, удалось избежать систематических ошибок в определении эффективности просмотра и показать, что они свойственны обычно применяемому методу поиска событий по площади.

Обогащенные водородом камеры В и Э использовались при изучении упругого р-р рассеяния при энергии 8,3 Гэв и при исследовании π^- -р рассеяния при импульсе 4 Гэв/с, первая из них состояла из слоев, пропитанных водой, вторая - из слоев, пропитанных этиленгликолем.

Было найдено, что зависимость пробег-энергия для протонов в камерах В и Э описывается следующими формулами:

$$E = (0,201 \pm 0,008) \times R^{0,573 \pm 0,003} \quad (B)$$

$$E = (0,227 \pm 0,007) \times R^{0,568 \pm 0,003} \quad (Э)$$

Здесь E - энергия протона в Мэв, R - пробег протона в эмульсии в момент облучения в мк.

На 1 см² обогащенной водородом эмульсии приходится в $\kappa = \frac{nT}{n_0t}$ раз больше водорода, чем на ту же площадь стандартной эмульсии, здесь n и n₀ - числа ядер водорода в 1 см³ пропитанной и стандартной эмульсии соответственно, t - исходная толщина эмульсионного слоя, T - толщина пропитанного слоя. При геометрии облучения перпендикулярно плоскости эмульсии величина κ (назовем ее "относительной эффективностью" эмульсии) характеризует степень ускорения набора событий на водороде в пропитанной эмульсии по отношению к стандартной.

В камере В было зарегистрировано 749 случаев упругого р-р рассеяния, в камере Э 222 случая упругого π^- -р рассеяния. Вклад фоновых событий в число выделенных случаев упругого р-р и π^- -р рассеяния составляет (1,0-1,3)% и (2-3)% соответственно /3-5/.

Глава II посвящена обзору экспериментальных данных по упругому р-р и π^- -р рассеянию в области энергий выше 1 Гэв. Подавляющее большинство этих экспериментов направлено на изучение сравнительно больших углов рассеяния и не отвечает на вопрос о существовании реальной части амплитуды ядерного рассеяния. Впервые методические трудности, связанные с изучением очень малых углов рассеяния, были преодолены благодаря применению новой методики, основанной на принципе многократных прохождений внутреннего пучка ускорителя через тонкую мишень /8,а/. Этим самым была методически обоснована возможность изучения области интерференции кулоновского и ядерного рассеяния при высоких и сверхвысоких энергиях /8,б/. Первые результаты, полученные с помощью этого метода, были опубликованы в /8,в/ и говорили о наличии

существенной реальной части в амплитуде р-р рассеяния. На XII международной конференции по физике высоких энергий в Дубне 1964 г. впервые был четко сформулирован вывод о наличии реальной части в амплитуде р-р рассеяния на основании выполненных разными методами экспериментов различных авторов. Следует, однако, заметить, что все эти эксперименты допускают вину, хотя и менее естественную, интерпретацию: по-видимому, наблюдающийся ход дифференциального сечения в области малых углов рассеяния может быть объяснен разными по величине и имеющими неодинаковую угловую зависимость амплитудами синглетного и триплетного рассеяний.

В главах III и IV описываются результаты экспериментов по исследованию упругого р-р рассеяния при энергиях 8,3 и 10 Гэв и их анализ. Первый опыт выполнен с помощью эмульсионной камеры В, пропитанной водой.

На рис. 1 приведено измеренное нами дифференциальное сечение упругого р-р рассеяния при энергии 8,3 Гэв. Результаты этого эксперимента рассматриваются с точки зрения квазиклассической модели с комплексным потенциалом взаимодействия, зависящим от расстояния между нуклонами и их спинового состояния. В рамках этой модели измеренное дифференциальное сечение указывает либо на наличие действительной части потенциала взаимодействия, либо на различие потенциалов взаимодействия в синглетном и триплетном состояниях сталкивающихся протонов.

Дифференциальное сечение анализируется также с точки зрения полюсологии Редже в предположении, что играет роль только вакуумный полюс. Тогда

$$\frac{d\sigma}{dt} / \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_0 = F(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{2[\alpha(t)-1]}$$

где s - квадрат полной энергии в см², t = -2p²(1 - cos θ см) - квадрат четырехмерного переданного импульса, $\alpha(t)$ - универсальная функция, которая должна описывать траекторию вакуумного полюса частиц различной природы. F(t) - вычет вакуумного полюса.

Вычисленное значение параметра наклона дифференциального сечения A согласуется с выводом о сужении дифракционного конуса с ростом энергии. $\alpha(t)$ искалась в виде линейной функции t: $\alpha = -1 + \lambda_2 t$. Было найдено, что

$$\lambda_2 = 1,3 \pm 0,3 \text{ (Гэв/с)}^{-2}.$$

Эксперимент по исследованию упругого р-р рассеяния при 10 Гэв выполнен с помощью метода, предложенного В.А. Никитиным и В.А. Свиридовым /8,а/, в котором осуществляется многократное (~ 10⁴ раз) прохождение внутреннего пучка ускорителя через тонкую водородосодержащую (в данном случае (CH₂)_n пленку). Эмульсионные камеры служат детекторами протонов отдачи от событий упругого рассеяния на водо-

роде, который входит в состав пленки-мишени. В главе IV описаны некоторые особенности применения фотоэмульсий в этой методике. На рис. 2 приведено экспериментальное дифференциальное сечение упругого р-р рассеяния при энергии 10 Гэв. Здесь также, как и при энергии 8,3 Гэв, наблюдается превышение дифференциального сечения в области малых углов рассеяния над значением, следующим из оптической теоремы для бесспиновых частиц в случае чисто мнимой амплитуды рассеяния $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0) = \left(\frac{k\sigma_{tot}}{4\pi}\right)^2$. Этот эффект может быть объяснен либо наличием реальной части в амплитуде рассеяния, либо различием амплитуд р-р рассеяния в двух спиновых состояниях протонов (синглетном и триплетном). При анализе экспериментальных данных по формуле Бете (8) рассматривается комплексная амплитуда ядерного р-р рассеяния A в виде:

$$A = a g_R(\theta) + i g_I(\theta), \quad (1)$$

$$a = \frac{\text{Re } A(0)}{\text{Im } A(0)}. \quad (2)$$

Предполагается, что действительная и мнимая части амплитуды A имеют гауссово распределение по θ , каждая со своей полушириной.

$$g_I = \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{опт}}} \cdot \exp\left(-\frac{\theta^2 \ln 2}{2\theta_I^2}\right), \quad (3)$$

$$g_R = \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{опт}}} \cdot \exp\left(-\frac{\theta^2 \ln 2}{2\theta_R^2}\right), \quad (4)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{опт}} = \left(\frac{k\sigma_{tot}}{4\pi}\right)^2. \quad (5)$$

Параметры a , θ_I и θ_R определяются методом наименьших квадратов из формулы

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = g_0^2 + (1 + \beta^2) g_I^2 + a^2 g_R^2 - 2g_0(a g_R + \frac{2g_I}{137\beta_{\text{лаб}}} \ln \frac{1,06}{ka\theta}). \quad (6)$$

Амплитуда кулоновского рассеяния записывается в виде:

$$g_0 = \frac{2}{137\beta_{\text{лаб}} \cdot k} \cdot i \frac{F(\theta)}{\theta^2}. \quad (7)$$

Здесь $F(\theta)$ - фактор нуклона, который для малых углов аппроксимируется формулой

$$F(\theta) = \exp\left(-\frac{\theta^2 \ln 2}{2\theta_I^2}\right). \quad (8)$$

$$2g_0 a g_R \quad \text{и} \quad \frac{2g_0 \cdot 2g_I}{137\beta_{\text{лаб}}} \ln \frac{1,06}{ka\theta}$$

"сильный", и "слабый" интерференционные члены, ответственные за интерференцию реальной и мнимой части амплитуд ядерного рассеяния с амплитудой кулоновского рассеяния;

$$k = \frac{1}{\lambda} \quad \text{- волновое число в см};$$

$$a = 1,10^{-13} \text{ см - радиус нуклона};$$

$\beta_{\text{лаб}}$ - скорость протона в лаб. системе (в ед.с). При рассмотрении данных, полученных при энергии 8,3 Гэв, параметр β в формулу (6) не вводился. Расчет показал, что в пределах ошибок $\theta_R = \theta_I$, поэтому при окончательной обработке было принято $\theta_R = \theta_I$. В таблице IV приведены результаты вычислений.

Т а б л и ц а 4

Е (Гэв) кин	-a	β^2	$\theta_I^0 = \theta_R^0$	χ^2	n - m	заданное σ_{tot} (мбн)
8,3	0,32±0,07	-	7,8±0,3	9	5	40,2±1
10	0,25±0,07	0,0±0,1	7,5±0,2	10,9	11	40,1±1

Кривые, соответствующие данному расчету, приведены на рис. 1 и 2 в виде сплошных линий. Пунктирная кривая на рис. 2 отвечает случаю $a = 0$, при этом $\chi^2 = 141$ при $n - m = 16$. Таким образом, наблюдающийся ход дифференциального сечения в области малых углов рассеяния можно объяснить конструктивной интерференцией кулоновского и ядерного рассеяний. Предположение об отсутствии реальной части амплитуды ядерного рассеяния (или $a = 0$) не удовлетворяет опыту. Для того, чтобы объяснить экспериментальные данные, полученные при 10 Гэв, в рамках спиновой зависимости амплитуды рассеяния, необходимо предположить, что угловая зависимость амплитуд в разных спиновых состояниях протонов различна и имитирует интерференцию.

Таким образом, результаты двух независимых опытов (при энергии 8,3 Гэв и при энергии 10 Гэв), выполненных разными методами, могут быть объяснены наличием существенной реальной части в амплитуде упругого р-р рассеяния. Эти выводы были подтверждены рядом работ, выполненных в интервале энергий от 2 до 24 Гэв, доложенных на конференции по физике высоких энергий в Дубне 1964 г.

Параметр наклона дифференциального сечения, определенный при энергии 8,3 Гэв: $A = 9,8 + 1,2 (\text{Гэв}/c)^{-2}$ и среднеквадратичный радиус взаимодействия $\sqrt{r^2} = (1,07 + 0,08) \text{ fm}$ оказались несколько меньше, чем в работе /10/, выполненной при энергии 8,5 Гэв, в которой $\sqrt{r^2} = (1,20 \pm 0,06) \text{ fm}$. Полное сечение

упругого $p-p$ рассеяния при энергии 8,3 Гэв $\sigma_{\text{упр.}} = (11,2 \pm 0,7)$ мбн. хорошо согласуется с величиной $\sigma_{\text{упр.}} = (11,71 \pm 0,22)$ мбн^{/11/} при 8 Гэв и несколько выше величины $\sigma_{\text{упр.}} = (8,7 \pm 0,4)$ мбн, полученной в^{/12,10/} при 8,5 Гэв. Разница в результатах данного эксперимента и опыта^{/10,12/} объясняется, по-видимому, систематическим завышением эффективности просмотра в области углов $\theta > 8^\circ$ в работах^{/10,12/}.

Глава IV посвящена исследованию упругого $\pi^- - p$ рассеяния при импульсе 4 Гэв/с. Результаты приведены на рис. 3.

Там же нанесены результаты работы Тинга^{/13/}, полученные в области больших углов рассеяния, и кривая, соответствующая

$$\begin{aligned} \alpha &= 0,0 \pm 0,3, \\ \theta_0 &= (13,1 \pm 0,1)^\circ, \\ \chi^2 &= 14,8 \quad (n - m = 12), \end{aligned}$$

полученным методом наименьших квадратов по формуле Бете на основе анализа наших данных и данных работы^{/13/}.

При расчете предполагалось, что амплитуда ядерного рассеяния комплексна, а реальная и мнимая ее части имеют гауссово распределение по θ с одинаковой полушириной θ_0 .

Эти выводы находятся в согласии с оценками, следующими из дисперсионных соотношений и не противоречат результатам более поздних работ.

Параметр наклона дифференциального сечения $A = (7,5 \pm 0,6)$ (Гэв/с)⁻² совпадает со значениями, полученными при других энергиях и согласуется с выводом о независимости параметра наклона от энергии.

Полное сечение упругого $\pi^- - p$ рассеяния оказалось равным

$$\sigma_{\text{упр.}} = (5,9 \pm 0,5) \text{ мбн.}$$

Основные результаты и выводы

1. Разработан метод изучения упругого рассеяния частиц высоких энергий с помощью эмульсионных камер из слоев фотоэмульсии, пропитанных водородосодержащими веществами. Описан способ изготовления таких камер, их свойства и метод просмотра. Применение таких камер дало ряд преимуществ: в несколько раз (3-4) повысилась скорость нахождения событий на водороде, существенно упрощены и ускорены измерительные операции. Благодаря применению способа просмотра эмульсий "по группе следов" удалось выявить систематические ошибки в эффективности просмотра, свойственные поиску событий "по площади", и избежать их.

Содержание водорода в камере из пропитанных слоев определяется с ошибкой ~ 4%, в то время как ошибка в содержании водорода в стандартных слоях составляет 8%. Камера из слоев, пропитанных водой, использовалась для изучения упругого $p-p$ рассеяния при энергии 8,3 Гэв; камера из слоев, пропитанных этиленгликолем, применялась при исследовании упругого $\pi^- - p$ рассеяния при импульсе 4 Гэв/с.

2. В измеренном нами дифференциальном сечении упругого $p-p$ рассеяния при энергиях 8,3 и 10 Гэв наблюдается превышение сечения в области малых углов рассеяния над значением, следующим из оптической теоремы для бесспиновых частиц в случае чисто мнимой амплитуды рассеяния, т.е. над величиной $(\frac{k\sigma_{\text{упр.}}}{4\pi})^2$. Тогда в рамках квазиклассической формулы Бете амплитуды кулоновского и ядерного рассеяний имеют разный знак, и между ними имеет место конструктивная интерференция, а реальная часть амплитуды рассеяния оказывается отличной от нуля:

$$\begin{aligned} \frac{\text{Re} A(0)}{\text{Im} A(0)} &= \alpha = -0,32 \pm 0,07 \text{ при } E = 8,3 \text{ Гэв,} \\ &\alpha = -0,25 \pm 0,07 \text{ при } E = 10 \text{ Гэв.} \end{aligned}$$

Этот результат был подтвержден рядом авторов на XII конференции по физике высоких энергий 1964 г. Наблюдаемый эффект может иметь и другое объяснение - взаимодействия в двух спиновых состояниях сталкивающихся протонов (триплетном и синглетном) различны. Однако для того, чтобы удовлетворить опыту, выполненному при энергии 10 Гэв, необходимо предположить, что синглетная и триплетная амплитуды рассеяния имеют различную угловую зависимость, имитирующую интерференцию. Поэтому последнее объяснение кажется менее естественным.

Параметр наклона дифференциального сечения и радиус взаимодействия в опыте, выполненном при энергии 8,3 Гэв, оказались несколько меньше, чем в более ранних работах^{/10,12/}; $\sqrt{r^2} = (1,07 \pm 0,08)$ фм (данная работа); $\sqrt{r^2} = (1,20 \pm 0,05)$ фм^{/10/}. Полное сечение упругого $p-p$ рассеяния при энергии 8,3 Гэв найдено равным:

$$\sigma_{\text{упр.}} = 11,2 \pm 0,7 \text{ мбн.}$$

3. Измерено дифференциальное сечение упругого $\pi^- - p$ рассеяния при импульсе 4 Гэв/с, на основании которого получена оценка величины реальной части амплитуды ядерного $\pi^- - p$ рассеяния:

$$\alpha = \frac{\text{Re} A(0)}{\text{Im} A(0)} = -0,0 \pm 0,3. \quad \text{Это значение согласуется}$$

с величиной, вычисленной на основании дисперсионных соотношений, и не противоречит результатам более поздних работ. Параметр наклона дифференциального сечения

$A = 7,5 \pm 0,6$ (Гэв/с)⁻² совпадает с величинами, полученными при других энергиях. Его значение согласуется с выводом о независимости параметра наклона дифферен-

циального сечения π^- -р рассеяния от энергии в области энергий 1-18 Гэв.

Полное сечение упругого π^- -р рассеяния найдено равным:

$$\sigma_{\text{упр}} = (5,9 \pm 0,5) \text{ мбн.}$$

Л и т е р а т у р а

1. До Ин Себ, Л.Г. Кривенцова, С.И. Любомиллов, М.Г. Шафранова. Ядерная фотография. Из-во АН СССР, Москва, 1962, стр. 446.
2. До Ин Себ, З.Ф. Корбел, Л.Ф. Кириллова, М.Г. Шафранова. ПТЭ, № 6, стр. 46 (1962); Препринт ОИЯИ, 1080, Дубна, 1962.
3. В.Б. Любимов, П.К. Марков, Э.Н. Цыганов, Чжен Пу-ин, М.Г. Шафранова. ЖЭТФ, 37, 910 (1959).
4. До Ин Себ, Л.Ф. Кириллова, М.Г. Шафранова. Препринт ОИЯИ, Р-1135, 1962; ЖЭТФ, 44, 1487 (1963).
5. З.Ф. Корбел, М.Г. Шафранова, А.И. Златева, П.К. Марков, Т.С. Тодоров, Х.М. Чернев, Н. Далхажав, Д. Тувдендорж. ЖЭТФ, 47, вып. 1 (7), 12 (1964); Препринт ОИЯИ, Р-1481, Дубна, 1963.
6. Л.Ф. Кириллова, В.А. Никитин, М.Г. Шафранова. Препринт ОИЯИ, Р-1674, Дубна, 1964.
7. Л. Кириллова, В. Никитин, А. Номофилов, В. Пантуев, В. Свиридов, И. Ситник, Л. Слепец, Л. Струнов, М. Хачатурян, Л. Христов, М. Шафранова (Дубна), З. Корбел, Л. Роб (Прага), С. Дамянов, А. Златева, З. Златанов, В. Иорданов, Х. Каназирски, П. Марков, Т. Тодоров, Х. Чернев (София), Н. Далхажав, Д. Тувдендорж (Улан-Батор). XII International Conference on High Energy Physics at Dubna (1964).
8. а) В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, М.Г. Шафранова. Препринт ОИЯИ, 1084, Дубна, 1962; ПТЭ, № 9, 18 (1963).
б) В.А. Никитин, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, М.Г. Шафранова. ЖЭТФ, 46, 1608 (1964).
в) Л.Ф. Кириллова, В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, М.Г. Шафранова. ЖЭТФ, 45, 1261 (1963).
9. H. Bethe Ann. of Phys., 3, 190 (1958).
10. Э.Н. Цыганов. Диссертация ЛВЭ ОИЯИ. Дубна, 1962.
11. K.J. Foley, S.J. Lindenbaum, W.A. Love, S. Osaki, J.J. Russell and L.C.L. Yuan, Phys. Rev. Lett., 11, 425 (1963).
12. До Ин Себ, Л.Ф. Кириллова, П.К. Марков, Л.Г. Попова, И.Н. Силян, Э.Н. Цыганов, М.Г. Шафранова, Б.А. Шахбазян, А.А. Юлдашев. ЖЭТФ, 41, 1748 (1961); Препринт ОИЯИ, Р-754, Дубна, 1961.
13. C.C. Ting, L.W. Jones, M.L. Perl. Phys. Rev. Lett., 9, 468 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 января 1965 г.

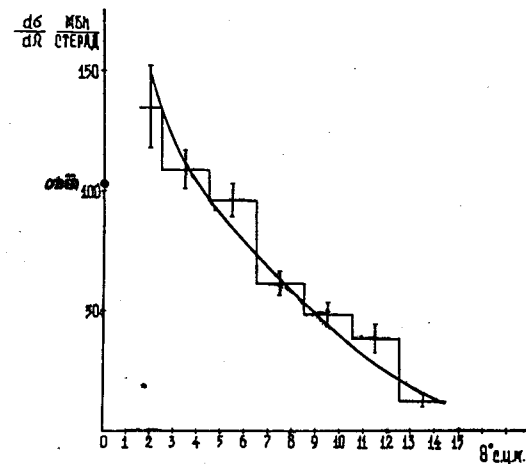


Рис. 1. Дифференциальное сечение упругого р-р рассеяния при энергии 8,3 Гэв. Кривая рассчитана по формуле Бете и соответствует: $a = \frac{\text{Re } \Lambda(0)}{\text{Im } \Lambda(0)} = -0,32 + 0,07$; $\theta_1 = 7,8^\circ \pm 0,3^\circ$; $\chi^2 = 9,0$; θ_R зафиксировано равным θ_1 .

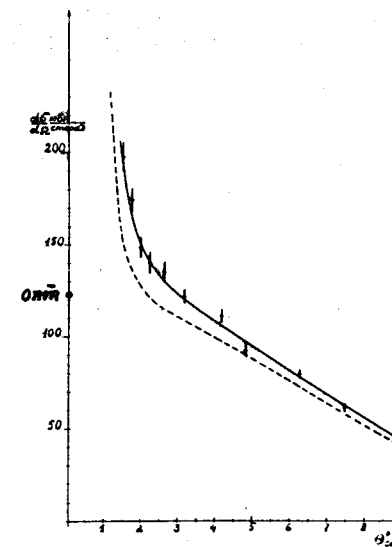


Рис. 2. Дифференциальное сечение упругого р-р рассеяния: экспериментальные точки и кривые, рассчитанные по формуле Бете, - сплошная линия соответствует результатам расчета a методом наименьших квадратов ($a = -0,25$), пунктирная соответствует $a = 0$.

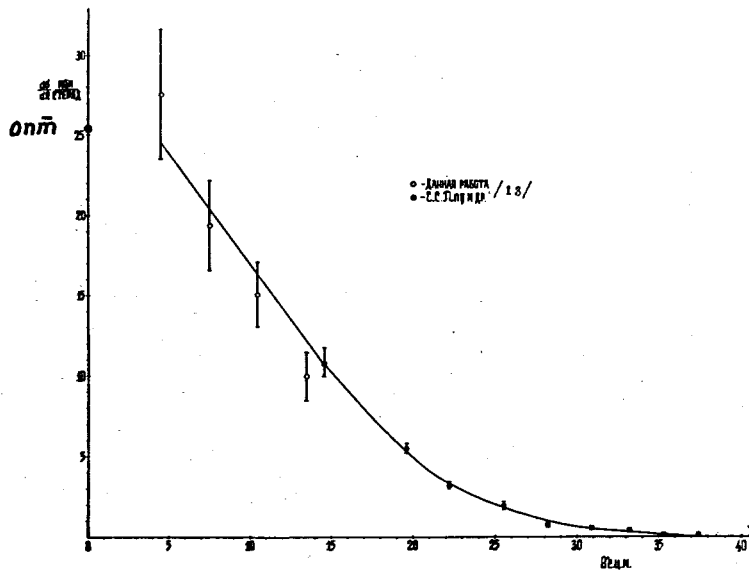


Рис. 3. Дифференциальное сечение упругого π^- -р рассеяния при импульсе $p = 4$ Гэв/с; кривая рассчитана по формуле Бете для $\alpha = 0,0 \pm 0,3$; $\theta_0 = (13,1 \pm 0,1)^\circ$.