

2378
H-624
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 4714

В.А.Никитин

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ
И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
АМПЛИТУДЫ ПРОТОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 1 : 70 ГЭВ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1969

В.А.Никитин

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ
И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
АМПЛИТУДЫ ПРОТОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 1 : 70 ГЭВ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН СССР

И.И.Гуревич

доктор физико-математических наук

К.А.Тер-Мартirosян

член-корреспондент АН Грузинской ССР

А.Н.Тавхелидзе

доктор физико-математических наук

Ю.М.Казаринов.

Ведущее предприятие: Институт физики высоких энергий.

Автореферат разослан 10/21 1969 года.

Защита диссертации состоится XII 1969 года на заседании

Учёного совета Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

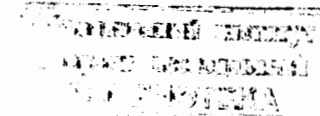
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ.

Учёный секретарь Совета

кандидат физико-математических наук

С.В.Мухин

6388 бр.



Опыты по упругому рассеянию частиц со времен знаменитых экспериментов Резерфорда играют первостепенную роль в физике элементарных частиц, ибо они дают информацию, наиболее прямо связанную со структурой центра рассеяния и динамикой взаимодействия.

Двухчастичная реакция полностью характеризуется амплитудой рассеяния $A(s, t, \sigma)$. s - квадрат энергии в с.ц.м., t - квадрат четырехмерного переданного импульса, σ - спиновые переменные.

В области высоких энергий ($s > 1$ (Гэв)²) полное восстановление функции A пока невозможно. Экспериментально удается измерить следующие величины.

$$1. \quad \frac{d\sigma}{dt} = |A|^2$$

(измерение дифференциального сечения).

$$2. \quad \text{Im}A(t=0) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}$$

(измерение полного сечения).

$$3. \quad \text{Re}A(t \approx 0)$$

(анализ углового распределения при малых t в области кулоновского рассеяния).

Зависимость A от спинов исследована слабо. В некоторых реакциях измерена поляризация продуктов рассеяния.

Для детального изучения функции $A(\sigma)$ необходимы опыты с поляризованными пучками и мишенями. Работы в этом направлении только начинаются.

Несмотря на то, что набор выполненных к настоящему времени опытов 1 - 3 не является полным, полученные в разных лабораториях данные об упругом рассеянии представляют богатый материал для проверки и развития основных направлений теории:

- 1) аксиоматической теории поля;
- 2) дисперсионных соотношений и правил сумм;
- 3) теории комплексных моментов.

Во всех трех случаях речь идет о проверке и установлении границ применимости важнейших постулатов физики микромира: причинности, унитарности, лоренц-инвариантности, аналитичности.

Диссертация написана на основе работ^{/1-8/}, в которых:

1. Предложена новая методика регистрации упругого рассеяния протонов на протонах и ядрах.
2. Разработанной методикой проведено исследование pp - и pd - рассеяния в интервале энергий $1 + 10$ Гэв.
3. Методом полупроводниковых детекторов, соединенных с ЭВМ, измерен параметр наклона дифракционного конуса pp - рассеяния в интервале энергий $10 + 70$ Гэв. Эксперименты выполнены на синхрофазотроне в Дубне и на протонном синхротроне У-70 Института физики высоких энергий в Серпухове.

Работы относятся к периоду 1962-1969 г.г.

Диссертация состоит из 3 глав.

В главе I излагается методика регистрации упругих рассеяний^{/1,2/} и приводятся результаты экспериментов на синхрофазотроне по pp -и pd - взаимодействиям^{/3,5,7/}.

Сущность метода можно выразить так:

- а) регистрируется угол и импульс вторичных частиц, рожденных на внутренней мишени ускорителя в интервале углов $70-90^\circ$ и импульсов $40-500$ Мэв/с (в случае протонов);
- б) используется мишень с достаточно малыми размерами и массой с тем, чтобы не искажались углы и импульсы вторичных частиц;
- в) необходимый выход частиц с малой мишени достигается реализацией режима облучения, при котором ускоренный пучок многократно пересекает мишень.

Общий упрощенный вид аппаратуры показан на рис. 1. Установка смонтирована на одном из линейных промежутков ускорителя. В процессе ускорения внутренний пучок P_0 вариацией высокой частоты наводится на тонкую полиэтиленовую мишень ПМ толщиной $0,5 - 3$ мк и многократно циркулирует через нее. Мишень подвешена к механическому приводу на кварцевых нитях $\phi 7$ мк. Она периодически вводится в рабочую область камеры после начала цикла ускорения. Частицы отдачи проходят по ионопроводу 1 и регистрируются либо эмульсионными камерами, либо полупроводниковыми кремниевыми детекторами. Три независимых скintiлляционных телескопа T_1, T_2, T_3 , направленные на мишень, служат для настройки режима облучения и позволяют (после калибровки по наведенной активности в мишени) определить поток протонов, падающий на мишень (мониторинг пучка).

Выбор размера мишени и режима облучения делается на основании кинематики изучаемого процесса при учёте технических характеристик ускорителя (область устойчивости пучка, скорость роста энергии и др.).

При фиксированной энергии первичного пучка под определенным углом к мишени в энергетическом спектре вторичных частиц наблюдается пик, соответствующий упругому рассеянию (рис. 2). Ширина максимума объясняется в основном следующими причинами: 1) угловым разбросом первичного пучка; 2) неточностью мишени и детектора; 3) многократным рассеянием частиц отдачи в мишени-пленке. Фон возникает главным образом от неупругого взаимодействия первичного пучка с ядрами углерода в мишени. Некоторая часть его обусловлена общим радиационным полем ускорителя. Положение пика в энергетическом спектре зависит от угла наблюдения, фоновая же часть спектра от угла практически не зависит (речь идет о малом угловом интервале $\Delta\theta = \pm 2^\circ$). Это обстоятельство используется для измерения и вычитания фона. Число частиц в пике пропорционально дифференциальному сечению в лаб. системе. При малых импульсах, где рассеяние в мишени-пленке велико, связь между сечением и наблюдаемым числом частиц более сложная. Разработана совокупность программ для совместной обработки спектров.

Разрешающая способность метода определяется точностью измерения импульсов частиц отдачи. В эмульсионном варианте пробеги частиц с $R < 100$ мк измеряются с точностью ± 2 мк. Соответствующее разрешение $\Delta p \approx 3$ Мэв/с, или по углу в с.д.м. $\Delta\theta \text{ с.д.м.} \approx 0,1^\circ$, или по квадрату четырехмерного переданного импульса $\Delta t \approx 0,0004 (\text{Гэв/с})^2$.

Высокое угловое и энергетическое разрешение обеспечивает надежное отделение упругих событий от квазиупругих (на связанных протонах). Проведены специальные эксперименты с углеродной и алюминиевой мишенями, показавшие, что вклад квазиупругих событий пренебрежимо мал.

Описанная методика отличается простотой и вместе с тем обеспечивает быстрый набор статистики. В эмульсионном варианте группа просмотрщиков 5 человек набирает $2 \cdot 10^4$ упругих событий за полгода работы.

Угловое разрешение метода выше, чем разрешение магнитных спектрометров, где годоскопы или искровые камеры регистрируют быструю рассеянную частицу. Это преимущество увеличивается с ростом энергии первичного пучка $^{1/4}$.

Важно отметить, что при измерениях в области кулоновского рассеяния (углы быстрой частицы в лаб. системе $\theta_{\text{Л}} < 1^\circ$) частицы отдачи оказываются в угловом интервале (близком к 90°), кинематически запрещенном для неупругих процессов с рождением пионов.

Существенная положительная черта метода проявляется при изучении протон-дейтронного рассеяния: идентификация по кинематике дейтрона отдачи гарантирует выделение только когерентного рассеяния на дейтроне как целом. Другие методы, как правило, не способны дискриминировать случаи с развалом дейтрона.

Недостатком рассмотренной методики является невозможность работы на внешних пучках частиц.

Измеренные дифференциальные сечения анализировались по интерференционной формуле Бете $^{16/}$. В области $|t| < 0,2 (\text{Гэв/с})^2$ справедливо соотношение .

$$\frac{d\sigma}{dt} = C [A_J^2 + A_r^2 + A_c^2 - 2A_c (A_r + 2nA_J \ell n \frac{\phi}{\theta})]. \quad (1)$$

$$A_J = \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{opt}}} e^{\frac{1}{2}(b_J t + c_J t^2)} - \text{мнимая часть амплитуды};$$

b_J - параметр наклона; $A_r = a A_J$ - действительная часть амплитуды рассеяния; $A_c = \frac{2n F(\theta)}{k \theta^2}$ - амплитуда кулоновского рассеяния; $F(\theta) = \exp\left(\frac{1}{2} b_J t\right)$ - формфактор наклона;

$$2\pi = \frac{2}{137\beta_{\text{лаб.}}}; \phi = \frac{1,06}{kQ}; t = -2p_0^2(1 - \cos \Theta);$$

где Θ - угол рассеяния в с.ц.м. Методом наименьших квадратов определялись параметры b_j , a , C , C_j .

В работе, которая была выполнена в 1963 г. ^{/3/} описанным методом, впервые была измерена реальная часть амплитуды pp -рассеяния при 6 и 10 Гэв.

В табл. 1 представлены результаты экспериментов по pd -рассеянию: дифференциальные сечения и параметры, входящие в формулу (1). Обсуждение и анализ полученных данных проводится в главе III.

Глава II. Эксперимент в интервале энергий 10-70 Гэв, Применение ЭВМ на линии с регистрирующей аппаратурой

Описывается дальнейшее усовершенствование методики. Работы идут по двум направлениям: а) замена эмульсии на полупроводниковые детекторы, связанные через кодирующую электронику с ЭВМ; б) разработка вместо пленочной мишени струйной сверхзвуковой газовой водородной мишени.

В варианте с полупроводниковыми детекторами ^{/8,15/} достигается трехмерный анализ информации: одновременно измеряется 1) угол вылета частицы из мишени (номер сработавшего детектора, см. расположение Si - детекторов по отношению к пучку и мишени на рис. 1); 2) энергия частицы (амплитуда сигнала, полученного с детектора); 3) энергия первичного пучка в момент регистраций данного события (время, отсчитываемое от начала цикла ускорения).

Применение многопараметровой спектрометрической установки позволяет существенно ускорить получение физических результатов, так как дифференциальное сечение рассеяния измеряется одновременно в 8-16 угловых точках. Важное преи-

мущество вытекает из возможности работы при непрерывном сбросе первичного пучка на мишень в процессе ускорения. В каждом цикле ускорения облучение мишени длится 1-2 секунды. За это время энергия пучка непрерывно меняется на величину 25+50 Гэв. Кодирующая аппаратура разбивает всю информацию на 64 временных канала. Таким образом, один эксперимент позволяет измерить дифференциальное сечение упругого рассеяния в 8-16 угловых точках и в 64 энергетических интервалах. ЭВМ, включенная в линию с регистрирующей аппаратурой, обеспечивает контроль работы аппаратуры и ускорителя и автоматизацию процесса обработки данных эксперимента.

Для приема, записи и анализа поступающей информации была разработана система программ. Остановимся вкратце лишь на функциях программы, осуществляющей непосредственную связь аппаратуры с ЭВМ.

1. Контроль равномерности сброса пучка на мишень.
2. Проверка наличия и правильного порядка временных меток.
3. Проверка наличия информации по всем мониторным и спектрометрическим каналам.
4. Оценка стабильности во времени каждого канала сравнением отношения счёта в любых из них в различные моменты времени.
5. Построение гистограммы спектров.
6. Периодическая оценка ширины спектров в выбранных детекторах и определение отношения сигнала к фону по всем каналам для контроля целостности мишени.

Описанным методом проведено исследование упругого pp -рассеяния в интервале энергий 10 - 70 Гэв на ускорителе У-70 Института физики высоких энергий ^{/8/}. Характерный вид дифференциального сечения показан на рис. 4. Измерения относятся к интервалу переданных импульсов $0,008 < |t| < 0,12$ (Гэв/с)² и выполняются с точностью 2+3%. Анализ сечений проведен по формуле (1). Определен параметр наклона дифракционного конуса b_j как функция энергии.

Основная цель разработки газовой водородной мишени заключается в устранении углеродного фона и уменьшении многократного рассеяния вторичных частиц в мишени. Это позволит приступить к прецизионным измерениям реальной части амплитуды рассеяния.

Струйные аппараты применялись ранее для различных целей, в частности, для формирования газовых мишеней в термоядерных установках. Предложение применить газовую мишень на циклическом ускорителе принадлежит К.Д.Толстому^{/14/}.

В диссертацию вошла работа^{/8/} по созданию модели струйного аппарата для ускорителя У-70. Найдены конкретные технические решения проблемы формирования и улавливания сверхзвуковой струи в высоком вакууме. Формировка струи осуществляется серией сопел, разделенных камерами с откачкой. Улавливание отработанного газа достигается гелиевым криогенным конденсационным насосом. Приводится иллюстрация действия рабочего варианта струйной мишени на ускорителе У-70.

Глава III. Проверка некоторых следствий локальной квантовой теории поля и моделей адронных взаимодействий

В главе III помещен реферат теоретических работ, относящихся к изучаемой теме. Проводится детальное сравнение полученных результатов и данных других авторов с предсказаниями теории.

На рис. 3 приведена совокупность опубликованных данных по реальной части амплитуды протон-нейтронного рассеяния. Величина $a_{pn} = \text{Re} A_{pn}(0) / \text{Im} A_{pn}(0)$ вычислена на основании угловых распределений pp- и pd-рассеяния в области кулоновской интерференции. Привлекалась модель рассеяния на дейтоне Глаубера-Франко^{/9/}. Другими авторами использовалась модель Харрингтона^{/10/}, учитывающая вклад некогерентных событий.

Для сравнения дана дисперсионная кривая. Противоречий с теорией нет.

Данные, полученные при энергии выше 8 Гэв, согласуются с предсказаниями теории полюсов Редже^{/18/}.

На основе аксиом теории поля в ряде работ получены ограничения на поведение амплитуды упругого рассеяния при высоких энергиях^{/12/}.

В работе Попова и Мура^{/13/} выведено следующее неравенство для значений n-ой производной амплитуды упругого рассеяния при $t = 0$:

$$\frac{1}{A(S, 0)} \left[\frac{d^n A(s, t)}{dt^n} \right]_{t=0} > \frac{1}{(2n+1)n!} \left[\left(1 + \frac{1}{2n+1} \right) \frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi\sigma_{e1}} \right]^n;$$

σ_{tot} - полное сечение, σ_{e1} - сечение упругого рассеяния.

Невыполнение хотя бы одного из n неравенств говорило бы о нарушении унитарности и аналитичности. Имея экспериментальные данные о величине и поведении амплитуды упругого pp- и pd-рассеяния в области $|t| < 0,2$ (Гэв/с)², мы проверили выполнимость указанных выше неравенств Попова и Мура. Как показывает расчёт, неравенство П-М для первой и второй производных амплитуды pp и pd упругого рассеяния в области энергий 1 + 10 Гэв справедливо. Для иллюстрации выполнимости неравенств П-М даем табл. 3 для энергии 10 Гэв в случае pp- и pd-рассеяния.

Исследование рассеяния частиц в области дифракционного пика в настоящее время представляет в основном интерес с точки зрения решения проблем теории комплексного момента. Один из актуальных вопросов - это природа полюса Померанчука. Он должен определять рассеяние всех частиц при предельно большой энергии $S \rightarrow \infty$. Если вся концепция верна, то сечение

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \exp(a_p' t \ln S)$$

при фиксированном t и растущем S падает: дифракционный пик сужается. Но при энергиях до 100 Гэв этот основной эффект, предсказываемый теорией, трудно наблюдать, так как он для большинства реакций сильно замаскирован вкладом других полюсов. Требуется точные измерения и многопараметровый анализ данных.

Пока ясного представления о месте полюса Померанчука среди других полюсов Редже нет. Существуют разные мнения о величине наклона его траектории a'_p . Ряд авторов полагает, что a'_p должен быть равен нулю и тогда он является фиксированной, не реджевского типа особенностью. Другие авторы на основе анализа совокупности экспериментальных данных по πp -рассеянию в области высоких энергий приходят к выводу, что $a'_p = 0,7^{+0,16}_{-0,10}$. По-видимому, измерение параметра наклона упругого pp -рассеяния в широкой области энергий является удачной возможностью для определения наклона траектории Померанчука, поскольку вклад его в амплитуду рассеяния доминирует.

С другой стороны, изучение поведения параметра наклона в зависимости от энергии в широком диапазоне энергий дает возможность сопоставить экспериментальные данные со следствиями, вытекающими из общих принципов современной теории. Например, в работе^{/12/} был получен вывод о том, что при высоких энергиях параметр наклона дифференциального сечения упругого рассеяния частиц не должен возрастать с ростом энергии быстрее, чем $\ln^2 S$.

Основной результат работы - функция $b_j(\xi)$ - приведен на рис. 5. Здесь же собраны аналогичные измерения других лабораторий и наши, ранее полученные на синхрофазотроне данные.

Относительная точность измерения величины b_j , 1,7%, т.е. выше, чем во всех предыдущих работах.

Результаты измерения параметра наклона, полученные в данном эксперименте, описывались функцией вида

$$b_j = b_0 + 2b_1 \ln S,$$

где S - квадрат полной энергии в с.ц.м. При этом оказалось:

$$\left. \begin{aligned} b_1 &= 0,47 \pm 0,09 \\ b_0 &= 6,8 \pm 0,3 \end{aligned} \right\} \chi^2 = 24,8 \text{ при числе экспериментальных точек, равном } 20.$$

В рамках традиционной пятиполюсной модели Редже^{/17/} такое значение приводит к следующей величине наклона траектории полюса Померанчука; $a'_p = 0,40 \pm 0,08$.

Как видно из изложенного выше, зависимость b_j от $\ln S$ в пределах ошибок линейна. Результаты данного эксперимента не противоречат выводам о том, что параметр наклона не должен расти с энергией быстрее, чем $\ln^2 S$.

Основные результаты и выводы

1. Разработан новый метод регистрации упругого рассеяния протонов на протонах и ядрах в области высоких энергий. Он состоит в спектрометрировании медленных вторичных частиц, образующихся на внутренней мишени циклического ускорителя. Мишень работает в режиме многократных проходов ускоряемого пучка. Метод применен в двух вариантах: а) спектр и углы вторичных частиц регистрируются камерами ядерной фотоэмульсии; б) спектрометрирование ведется набором полупроводниковых детекторов, связанных с ЭВМ. В этом случае осуществляется трехмерный анализ информации: угол - энергия вторичной частицы - энергия первичного пучка. Это позволяет проводить измерения в каждом цикле ускорения в широком интервале энергий (для У-70 $\Delta \xi \approx 50$ Гэв).

2. Измерена реальная часть амплитуды pp - и pd -рассеяния методом анализа интерференции кулоновского и ядерного взаимодействий в интервале энергий 1-10 Гэв. Вычислена реальная часть амплитуды рассеяния. Проведено сравнение с предсказаниями дисперсионных соотношений. Точность измерений не уступает точности, достигнутой в других лабораториях. Иссле-

дование p -рассеяния в области малых углов на 2 года опередило аналогичные работы ЦЕРНа и Брукхевена и в существенной мере инициировало новое направление исследований в эксперименте и теории.

Противоречий с теорией нет.

3. Измерен параметр наклона дифракционного конуса p -рассеяния как функция энергии в области 10-70 Гэв. Точность измерения $1,7 \pm 2\%$, что выше точности всех других опытов. На основе пятиполюсной модели Редже вычислен наклон траектории вакуумного полюса Померанчука $\alpha'_p = 0,40 \pm 0,09$.

4. Произведена разработка модели газовой водородной струйной мишени для циклического ускорителя. На основе этих результатов был создан рабочий вариант аппаратуры, которая действует сейчас на У-70.

Л и т е р а т у р а

1. В.А.Никитин, А.А.Номофилов, В.А.Свиридов, Л.Н.Струнов, М.Г.Шафранова. Препринт ОИЯИ, 1084, Дубна, 1962; ПТЭ №6, 18 (1963).
2. В.А.Никитин. Препринт ОИЯИ, Р-1476, Дубна, 1963.
3. L.F.Kirillova, V.A. Nikitin, A.A.Nomofilov, V.A.Sviridov, and M.G.Shafranov. On the Small Angls Elastic p - p Scattering at 6 and 10 GeV. Proc. Sien. Conf., p.593, 1963.
4. В.А.Никитин, В.А.Свиридов, Л.Н.Струнов, М.Г.Шафранова. ЖЭТФ, 46, 1608 (1964).
5. З.Златанов, П.Марков, Л.Христов, Х.Чернев, Н.Далхажав, Д.Тувдендорж. ЖЭТФ (письма в ред.), т. III, вып. 1, 15 (1966).
6. Л.С.Золин, В.А.Никитин, Ю.К.Пилипенко. Препринт ОИЯИ, Р13-3425, Дубна, 1967; Cryogenics p.143, June 1968.

7. Н.Далхажав, П.Девински, В.Заячки, З.Златанов, Л.С.Золин, Л.Ф.Кириллова, З.Корбел, П.Марков, Нго Куанг Зуй, Нгуен Дин Ты, В.А.Никитин, Л.Роб, В.А.Свиридов, Д.Тувдендорж, Л.Христов, Х.Чернев, Чыонг Бьен, М.Г.Шафранова. ЯФ, 8, вып. 2, 342 (1968); Препринт ОИЯИ, Р1-3641, Дубна, 1967.
8. Г.Г.Безногих, А.Буяк, Н.К.Жидков, В.И.Заячки, Л.С.Золин, К.И.Иовчев, Л.Ф.Кириллова, П.К.Марков, В.А.Морозов, В.А.Никитин, П.В.Номоконов, В.А.Свиридов, Чыонг Бьен, М.Г.Шафранова, С.Б.Нурушев, В.А.Соловьянов. Препринт ОИЯИ, Р1-4594, Дубна, 1969; International Conf. on Elementary Particles Lund 1969, G.G.Beznogikh et al., paper 426 and Reporteur's talk "Nucleon Reactions" by E.Lillethun.
9. R.J.Glauber. Phys.Rev., 100, 242 (1955); V.Franco, R.J.Glauber. Bull.Am. Phys.Soc., 8, 366 (1963).
10. D.R.Harrington. Phys. Rev., 135, B358 (1964); 137, AB3 (1965).
11. D.V.Bugg. Phys. Rev., 146, 980 (1966); A.A.Carter, D.V.Bugg. Phys.Lett., 20, 203 (1966).
12. I.D.Bessis. Nuovo Cim., 45, 974 (1966); A.A.Логунов, Нгуен Ван Хьеу. Международная школа по физике высоких энергий. Попрадске Плесо, Чехословакия, 1967, стр. 9.
13. В.С.Попов, В.Д.Мур. ЯФ, 3, 561 (1966).
14. К.Д.Толстов. Препринт ОИЯИ, 1968, Дубна, 1964.
15. Ю.К.Акймов, Л.С.Золин, В.А.Никитин и др. ЯФ, 4, вып. 1, 88 (1966); Препринт ОИЯИ, 2448, Дубна, 1965.
16. Н.Бетте. Ann. of Phys., 3, 190 (1958).
17. К.А.Тер-Мартirosян. Международная школа по физике высоких энергий. Попрадске Плесо, Чехословакия, 1967, стр. 43.
18. V.Barger, M.Olsson. Phys. Rev., 146, 1080 (1966).
19. G.Bellettini, G.Cocconi, A.N.Diddens, E.Lillethun, G.Matthiae, J.P.Scanlon, A.M.Wetherell. Phys. Lett., 19, 341 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 сентября 1969 года.

Таблица 1а

Дифференциальное сечение упругого р-d рассеяния

PC (Гэв) лаб.	1,696	2,784	4,848			
$\sigma_{упр.}$	(9,2±0,7) мбн	(10,3±0,7) мбн	(9,5±0,7) мбн			
$(\frac{d\sigma}{d\omega})_{опт.}$	(97,8±0,5) $\frac{мбн}{стерад.}$	(202,4±1,0) $\frac{мбн}{стерад.}$	(373±2) $\frac{мбн}{стерад.}$			
θ° с.п.м.	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ мбн стерад.	θ° с.п.м.	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ мбн стерад.	с.п.м.	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ мбн стерад.	
1	4,07	98,2±4,1	2,75	172±9,0	2,28	306±11
2	4,12	99,8±4,1	2,85	169±8,0	2,30	286±15
3	4,23	95,4±4,0	2,96	172±7,0	2,35	315±10
4	4,23	95,0±4,0	3,07	172±7,0	2,41	302±11
5	4,29	85,8±3,5	3,17	160±6,2	2,44	307±13
6	4,50	82,3±2,4	3,29	161±6,0	2,48	313±10
7	4,50	86,3±3,4	3,37	157±8,5	2,57	287±13
8	4,81	82,1±2,2	3,40	158±5,5	2,65	287±13
9	5,13	80,6±2,0	3,40	163±8,5	2,68	277±12
10	5,44	75,1±1,9	3,40	158±5,3	2,70	292±10
11	5,75	72,2±2,5	3,45	157±6,5	2,76	272±12
12	6,07	72,6±1,8	3,52	147±6,0	2,88	260±8
13	6,68	65,9±1,5	3,72	142±8,0	3,02	276±15
14	7,16	61,4±1,4	3,73	151±4,5	3,14	261±8
15	8,93	47,3±1,3	3,89	144±5,0	3,20	259±10
16	15,65	12,7±0,5	3,98	154±4,5	3,33	230±8
17			4,13	143±5,0	3,68	204±10
18			4,46	138±4,0	3,75	206±6
19			4,54	132±4,5	3,77	212±14
20			4,89	126±3,5	3,78	208±7
21			4,90	118±4,0	3,82	202±10
22			5,19	121±3,5	3,84	201±10
23			5,30	116±8,0	3,94	206±6
24			5,57	112,6±3,0	4,06	186±6
25			5,66	106,5±3,0	4,10	177±8
26			5,99	103,0±3,0	4,37	166±6
27			6,56	92,2±3,0	4,61	152±5,0
28			7,30	70,7±2,0	4,74	145±5,0
29			8,46	54,5±2,0	5,31	124±4,2
30			10,8	28,2±1,5	5,41	127±7,0
31			11,2	23,6±1,5	5,47	117±5,0
32			13,6	11,3±0,5	6,49	74±2,7
33			14,6	8,5±0,5	6,57	71±3,0
34			15,6	5,7±0,5	6,79	68±2,5
35					7,76	45±3,0
36					8,03	35,9±1,5
37					9,31	18,2±1,0

Таблица 1б

Дифференциальное сечение упругого р-d рассеяния

PC:	6,87 Гэв	8,89 Гэв/с	10,9 Гэв/с			
σ_e :	(9,6±0,7) мбн.	(9,3±0,7) мбн.	(9,1±0,7) мбн.			
$(\frac{d\sigma}{d\omega})_{опт.}$	(547±3) $\frac{мбн}{стерад.}$	(711±19) $\frac{мбн}{стерад.}$	(857±32) $\frac{мбн}{стерад.}$			
N_e	θ° с.п.м.	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ мбн стерад.	θ° с.п.м.	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ мбн стерад.	θ° с.п.м.	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ мбн стерад.
1	1,45	673 ± 142	1,36	817±53	1,16	940±42
2	1,49	604 ± 50	1,48	714±28	1,20	964±45
3	1,67	517 ± 21	1,64	671±20	1,30	944±45
4	1,71	488 ± 22	1,76	637±20	1,35	886±40
5	1,91	531 ± 18	1,94	563±30	1,42	839±30
6	1,93	469 ± 13	2,13	570±17	1,58	810±30
7	2,95	465 ± 12	2,16	556±17	1,58	756±22
8	2,32	479 ± 13	2,33	537±14	1,74	726±25
9	2,37	441 ± 10	2,37	490±15	1,74	734±22
10	2,54	397 ± 13	2,63	463 ±13	1,96	650±22
11	2,76	399 ± 10	2,65	441±13	1,96	633±20
12	2,92	347 ± 8	2,99	388±11	2,12	594±20
13	3,26	314 ± 9	3,08	377±11	2,12	574±25
14	3,33	285 ± 8	3,20	360±10	2,33	533±20
15	3,76	249 ± 5	3,51	316±12	2,51	509±14
16	4,66	161 ± 6	3,80	244±10	2,51	489±20
17	4,74	159 ± 4	4,31	170±10	2,79	423±15
18	6,07	74,0±2	5,37	86±2,3	2,82	445±13
19	6,62	54,0±1,5	5,42	78,2±5	3,19	338±11
20	7,65	26,8±1,0	6,32	42,4± 1,4	3,21	339±13
21	8,35	16,4±1,0	7,08	20,4± 1,0	3,79	233± 8
22	9,78	5,4±0,5	7,62	14,2± 1,0	3,83	241±12
23	9,83	5,6±0,5	8,88	3,85± 0,6	5,08	88,7±2,5
24		6,0±0,5			5,87	46,1±1,6
25	10,37	4,4±0,5			6,32	30,8±1,2
26	11,67	1,27±0,23			6,42	26,2±1,0
27	12,64	1,03±0,23			8,16	4,45±0,7
28					8,22	4,36±0,54

Таблица 2

Значения полных сечений упругого $p-d$ рассеяния и параметров b_T , c_T и α для упругого $p-d$ рассеяния в интервале энергий 1-10 Гэв

$E_{кин.}$ (Гэв)	σ_e (мбн)	$b_T = b_2$ (Гэв/с) ⁻²	$c_T = c_2$ (Гэв/с) ⁻⁴	α_{pd}
1	10,7±0,7	33,7±1,0	42±10	-0,14±0,08
2	10,2±0,7	37,5±1,5	83±12	-
4	9,5±0,7	37,8±1,4	72±14	-
6	9,6±0,7	36,0±0,8	45±6	-0,30±0,09
8	9,3±0,7	36,5±1,0	40±7	-0,26±0,09
10	9,0±0,6	34,3±0,9	34±6	-0,39±0,08

Таблица 3

Значения неравенств П.М. для pp - и $p-d$ рассеяния при 10 Гэв.

	$n = 1$, в ед. (Гэв/с) ⁻²	$n = 2$, в ед. (Гэв/с) ⁻⁴
$p-p$	$4,35 \pm 0,35 > 3,65 \pm 0,15$	$17 \pm 6 > 10 \pm 0,5$
$p-d$	$17,00 \pm 0,5 > 13,5 \pm 1,0$	$319 \pm 10 > 150 \pm 24$

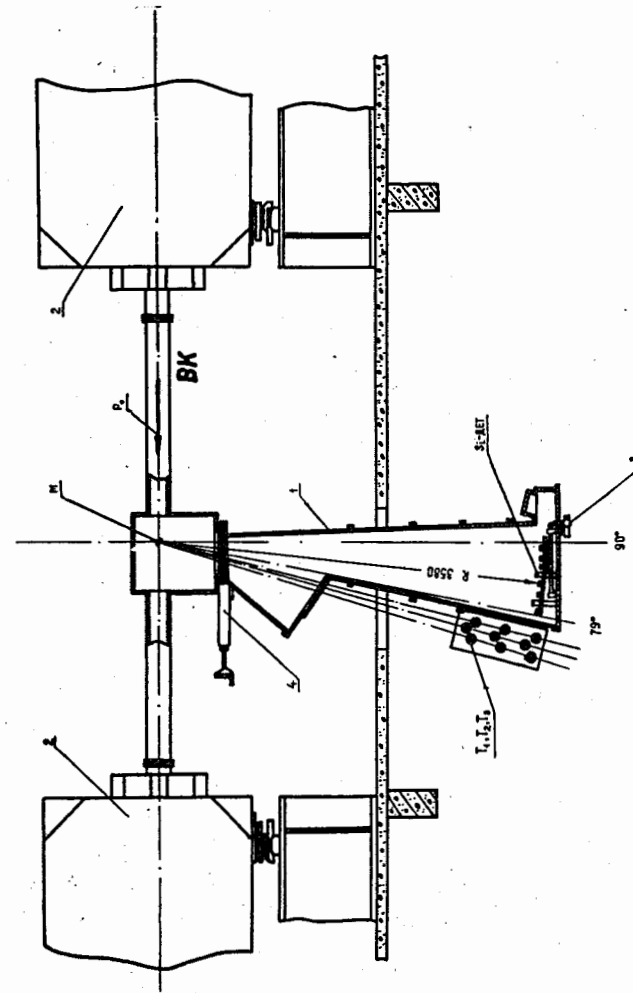


Рис. 1. Общий упрощенный вид установки на ускорителе ИФВЗ У-70. ВК - вакуумная камера ускорителя, P_0 - направление пучка первичных протонов, 2 - магнит ускорителя, М - пленочная мишень, 4 - вакуумный затвор ионпровода, 1 - ионпровод. ДЕТ - подвижная каретка с полупроводниковыми детекторами, Т - спинтилационные телескопы.

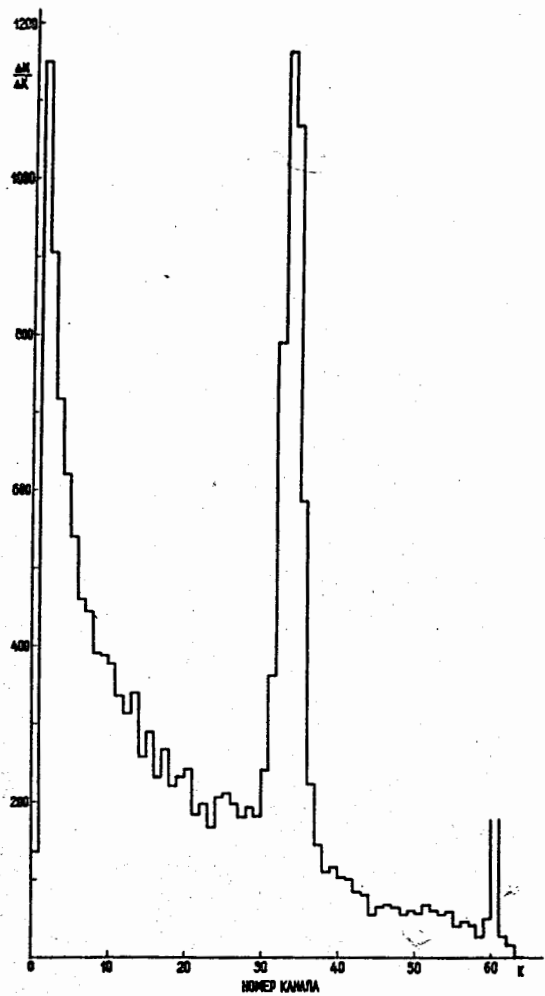


Рис. 2. Один из спектров вторичных частиц, зарегистрированный полупроводниковым детектором. Энергия первичного пучка протонов равнялась 17 Гэв, энергия протонов отдачи 10 Мэв.

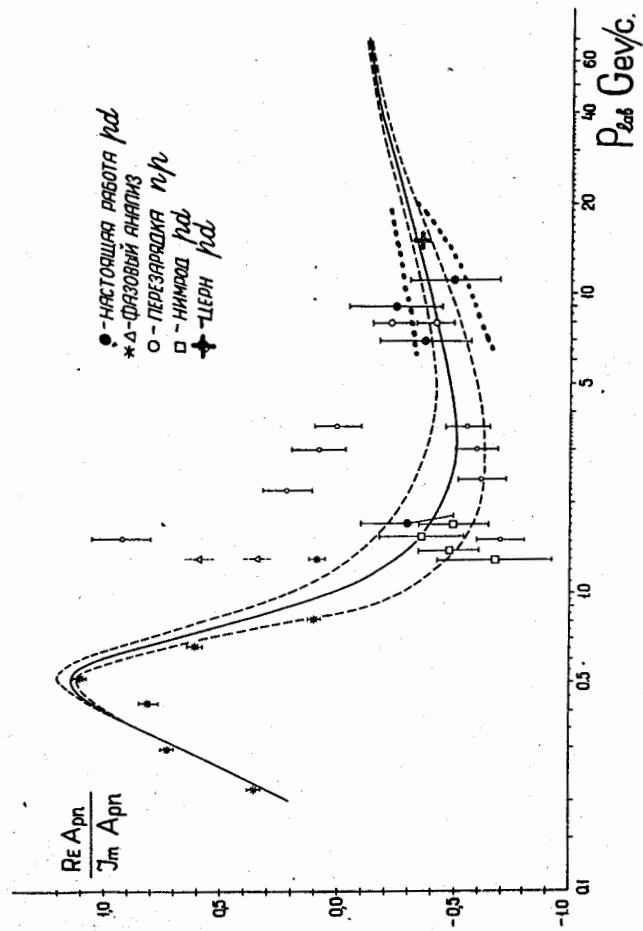


Рис. 3. Совокупность данных по реальной части амплитуды протон-нейтронного рассеяния. --- коридор ошибок расчёта по дисперсионным соотношениям/11/, - коридор ошибок расчёта по теории комплексного момента/18/. Ошибка точки ЦЕРНа /19/ авторами не приводится. Ссылки на оригинальные работы см. в/7/.

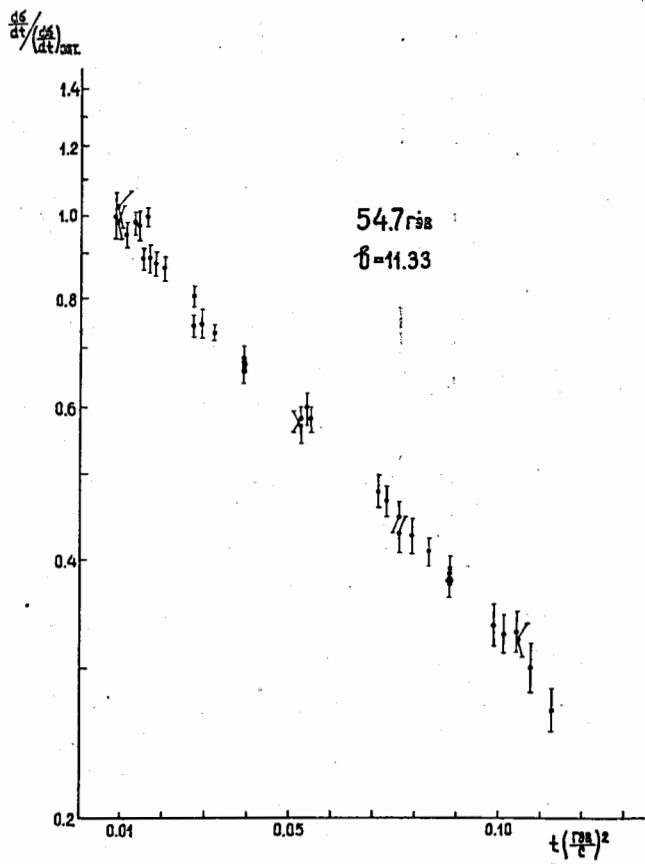


Рис. 4. Относительный ход дифференциального сечения упругого pp -рассеяния в зависимости от t . Приведено одно из 94 измерений, выполненных в интервале энергий 12-70 ГэВ.

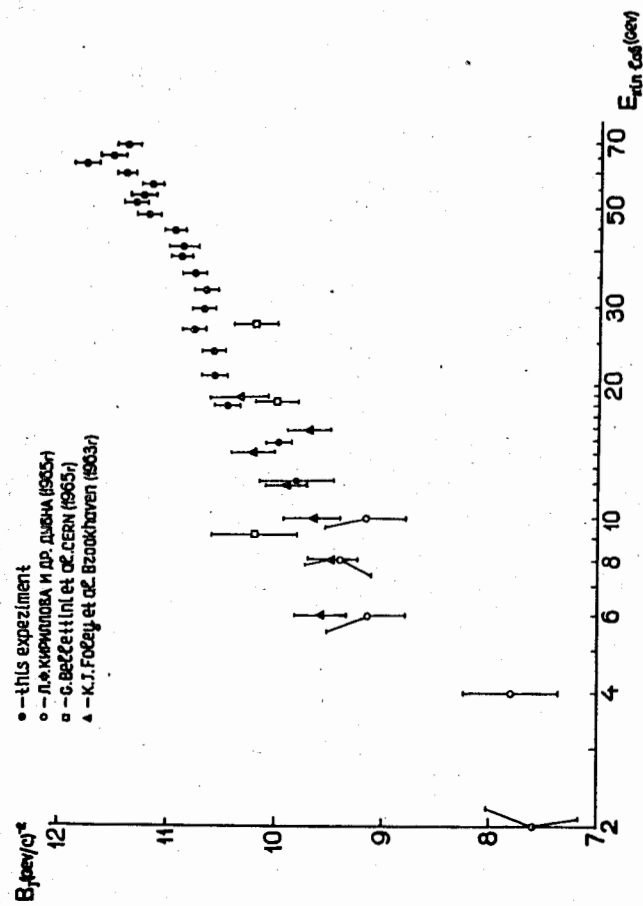


Рис. 5. Результаты измерения параметра наклона упругого pp -рассеяния в интервале энергий 12-70 ГэВ. ● - данная работа (приводятся ошибки, включающая статистическую и случайную методическую); ○ - Л.Ф.Кириллова и др.; ▲ - K.J. Foley et al.; □ - G. Bellettini et al.