

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БИНАРНЫХ РЕАКЦИЙ

В. А. Никитин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дается обзор экспериментов по двухчастичным процессам, выполненным на ускорителе ИФВЭ при участии ОИЯИ. Полученные результаты сравниваются с теоретическими моделями.

A review of the experiments on two-body processes, performed at the Serpukhov accelerator in collaboration with JINR, is given. The results obtained are compared with theoretical models.

ВВЕДЕНИЕ

На каждом вновь вступающем в строй ускорителе в новой области энергий среди первоочередных работ выполняются исследования двухчастичных реакций. Это простейшие процессы, и они дают сведения, связанные со структурой частиц и динамикой их взаимодействия. На ускорителе с энергией 70 Гэв Института физики высоких энергий в Серпухове при участии ОИЯИ в течение десяти лет выполнена широкая программа исследований по бинарным реакциям и получены результаты, значительно углубившие наше понимание свойств фундаментальных частиц. Сюда относятся:

данные об упругом pp -рассеянии, с высокой точностью установившие закон сужения дифракционного конуса, из которого следует рост радиуса области сильного взаимодействия с ростом энергии [1];

измерения действительной части амплитуды упругого $p\bar{p}$ -рассеяния, доказавшие справедливость дисперсионных соотношений при энергии 40—50 Гэв [2, 17];

наблюдение регенерации $K_L \rightarrow K_S$, с высокой точностью установившее убывание разницы полных сечений $\sigma_{\text{полн}}(\bar{K}p) - \sigma_{\text{полн}}(Kp)$ в области энергий до 50 Гэв [3], что совместимо с теоремой Померанчука;

измерения поляризационных параметров на пучках π^\pm , p , \bar{p} , K^\pm , дающие критическую проверку модели комплексных угловых

моментов и материал для прямого восстановления амплитуды соответствующих упругих процессов [4, 5];

измерение электромагнитного радиуса пиона в опыте по лерассеянию [6].

Десять лет отделяют нас от начала этих экспериментов — срок достаточный, чтобы оценить пройденный путь.

Мы начнем с короткой теоретической справки, в которой напомним основные понятия и формулы, касающиеся отмеченных выше опытов. Затем изложим технику экспериментов и покажем полученные результаты на фоне теоретических предсказаний и модельных расчетов.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПРОБЛЕМЫ БИНАРНЫХ РЕАКЦИЙ

Постулаты квантовой теории поля. Локальная квантовая теория поля строится на следующих основных постулатах: инвариантности относительно группы Лоренца, микропричинности, унитарности матрицы рассеяния, спектральности (существует полная система физических состояний с положительной энергией).

Лоренц-инвариантность ограничивает выбор уравнений теории и определяет важнейшие инварианты. В частности, амплитуда рассеяния двух частиц $A(a + b \rightarrow c + d)$ должна быть скалярной функцией независимых инвариантов s, t, M_i, σ_i (квадрат энергии в с. ц. и., квадрат переданного 4-импульса, массы и спины частиц).

Постулат микропричинности в ряде случаев позволяет строго доказать аналитичность амплитуды $A(s, t)$ по комплексным переменным s и t . Тогда теорема Коши дает линейную интегральную связь $\text{Re } A$ и $\text{Im } A$ (дисперсионное соотношение), куда входят только наблюдаемые (в принципе) величины.

Некоторые асимптотические теоремы. На основании аксиом теории поля доказан ряд теорем, которые должны выполняться при $E \rightarrow \infty$. При конечных энергиях это лишь приближенные соотношения, но их экспериментальная проверка все-таки дает хорошую ориентировку для развития теории и построения моделей.

Приведем некоторые из асимптотических соотношений:

$$\sigma_{\text{полн}} \leq c_t \ln^2 s; \quad (1)$$

$$\sigma_{\text{упр}} \geq c_{\text{упр}} (\sigma_{\text{полн}} / \ln s)^2; \quad (2)$$

$$b \leq c_b \ln^2 s; \quad b = \frac{d}{dt} \left(\ln \frac{d\sigma}{dt} \right) \Big|_{t=0}; \quad (3)$$

$$b \geq c_b^* \sigma_{\text{полн}} / \sigma_{\text{упр}}; \quad (4)$$

$$\frac{1}{A(s, 0)} \frac{d^n A(s, t)}{dt^n} \Big|_{t=0} \geq \frac{1}{(2n+1)n!} \left(1 + \frac{1}{2n+1} \frac{\sigma_{\text{полн}}}{\sigma_{\text{упр}}} \right)^n; \quad (5)$$

$$\rho = c_\rho (\sigma_{\text{полн}} - \bar{\sigma}_{\text{полн}}) \ln s; \quad (6)$$

$$b_{ap} = b_{ap}^-. \quad (7)$$

Исследованию соотношений типа (1—7) посвящены оригинальные работы [7—9] и обзор [10]. Константы c_i в ряде случаев вычисляются теоретически. Дифференциальное соотношение Попова — Мура (5) [8], очевидно, доступно проверке практически только при определенной параметризации амплитуды $A(s, t)$. Равенства (6, 7) являются следствиями теоремы Померанчука, в интервале энергий $E \leq 300$ Гэв они еще не соответствуют экспериментальным данным, хотя с ростом энергии точность их выполнения увеличивается. Остальные неравенства выполняются при значительной разнице правой и левой частей.

Модель комплексных угловых моментов. С начала 60-х годов с переменным успехом развивается метод анализа процессов при высоких энергиях, основанный на использовании аналитических свойств парциальных волн $f_l(t)$ в комплексной плоскости орбитального момента l . Каждому полюсу функции $f_l(t)$ соответствует в t -канале связанное или квазисвязанное состояние (резонанс). Амплитуда в s -канале при больших s определяется особенностями функции $f_l(t)$. Траектории полюсов функции $f_l(t)$, определенные из опытов по рассеянию при $t < 0$, экстраполированные в область $t > 0$, позволяют указать положение частиц в плоскости спин — масса. Таким образом, можно классифицировать частицы по траекториям полюсов Редже и с единой точки зрения рассматривать физику резонансов и динамику рассеяния.

Каждому полюсу в l -плоскости в s -канале бинарной реакции соответствует амплитуда

$$\left. \begin{aligned} A_i(s, t) &= f_i(t) \eta(\alpha_i(t)) s^{\alpha_i(t)-1}; \\ \alpha_i(t) &= \alpha_i(0) + \alpha_i' t; \\ \eta &= \frac{1 + \sigma \exp(-i\pi\alpha_i)}{\sin \pi\alpha_i}, \quad \sigma = \pm 1. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Полная амплитуда бинарной реакции записывается в виде

$$A(s, t) = \sum_i A_i(s, t) + \delta. \quad (9)$$

Через δ обозначен вклад точек ветвления. Они отражают обмен двумя и более резонансами. Для вычисления δ разработан ряд приближенных методов (эйкональный, метод Грибова суммирования реджионных диаграмм и др.).

Функции $f_i(t)$ и $\alpha_i(t)$ (вычет и траектория) теорией не определяются. Но замечательное достижение теории комплексных угловых моментов состоит в том, что дается явная зависимость амплитуды от s , определены также ее действительная и мнимая части.

Согласно сложившейся точке зрения, основной вклад при больших s дает полюс с $\alpha(0) = 1$ (померон). Как видно из (8),

его вклад при $t = 0$ пропорционален s^0 , т. е. не зависит от энергии. Это дает постоянство полных сечений при $s \rightarrow \infty$. Все остальные полюсы имеют $\alpha(0) < 1$ и их вклады в амплитуду вымирают с ростом энергии как $s^{\alpha(0)-1}$.

Практическое применение формулы (9) для описания экспериментальных данных приводит к задаче со многими параметрами и, как правило, удается найти удовлетворительное решение.

В настоящее время, однако, складывается новая ситуация, вызванная быстрым ростом величин $\sigma_{\text{полн } pp}$ и $\rho_{pp} = \text{Re } A / \text{Im } A$ в интервале энергий до $2 T_{эв}$. Схема комплексных угловых моментов (КУМ) с помероном $\alpha(0) = 1$ встречается со значительными трудностями. Необходимую энергетическую зависимость всех величин можно обеспечить, полагая $\alpha(0) = 1 + \Delta$, $\Delta > 0$. Померон в этом случае дает $\sigma_{\text{полн}} \sim e^{\Delta \ln s}$, что несовместимо с унитарностью и ограничением Фруассара (1). Учет всех точек ветвления (многократный обмен помероном) устраняет экспоненциальный рост. Оказывается, $\sigma_{\text{полн}} \sim \ln^2 s$, т. е. в модели с $\alpha(0) > 1$ перерасеяния δ в (9) играют определяющую роль при $E > 200 T_{эв}$ [11]. В области энергий порядка нескольких тераэлектронвольт приблизительно выполняется геометрическая масштабная инвариантность (ГМИ), согласно которой бинарная реакция контролируется единственным параметром r — размером области взаимодействия:

$$r^2 \sim b \sim \sigma_{\text{полн}} \sim \sigma_{el} \sim \ln s \sim \ln E_{\text{лаб}}; \quad (10)$$

$$d\sigma/dt = Cr^4 f(r\sqrt{|t|}); \quad (r\sqrt{|t|})^2 \sim \sigma_{\text{полн}} t. \quad (11)$$

Коэффициент C характеризует прозрачность адрона; он не зависит от E .

Поляризационные эффекты. Спины у взаимодействующих частиц увеличивают число неизвестных и независимых переменных, которые подлежат экспериментальному исследованию. Для реакции $a + b \rightarrow c + d$ число комплексных амплитуд равно

$$n = (2j_a + 1)(2j_b + 1)(2j_c + 1)(2j_d + 1),$$

где j_i — спин частицы i . Для упругого pp -рассеяния $j_i = 1/2$ и $n = 16$. Но инвариантность относительно вращений и инверсии в пространстве и времени оставляет только 5 независимых амплитуд: $M_1 = \langle ++ | + + \rangle$; $M_2 = \langle ++ | - - \rangle$; $M_3 = \langle +- | +- \rangle$; $M_4 = \langle +- | - + \rangle$; $M_5 = \langle ++ | - + \rangle$.

В скобках указаны спиральности (проекция спинов на направление движения частицы) протонов в конечном и начальном состояниях. Амплитуда M_5 описывает рассеяния с переворотом спина одного протона; M_2 и M_4 представляют процессы с переворотом спинов обоих протонов. В силу законов сохранения четности и момента количества движения $M_2 \rightarrow 0$, $M_5 \rightarrow 0$ при $t \rightarrow 0$.

p -Упругое рассеяние описывается двумя амплитудами:

$$M_1 = \langle + | + \rangle; \quad M_2 = \langle + | - \rangle,$$

причем $M_2 \rightarrow 0$ при $t \rightarrow 0$.

Для определения всех комплексных амплитуд M_i при каждой энергии и каждом угле рассеяния нужно выполнить десять независимых экспериментов для pp -взаимодействия и четыре эксперимента для p -взаимодействия. Независимо от осуществления этой программы полного опыта получение данных об отдельных спиновых эффектах важно для понимания динамики поведения адронов. Простейшим таким эффектом является поляризация продуктов реакции. Она появляется в результате интерференции волн с переворотом и без переворота спина. Для pp -рассеяния поляризация P выражается через спиральные амплитуды M_i в виде

$$(d\sigma/dt) P(t) = \text{Im} [(M_1 + M_3 + M_4 - M_2) M_5^*].$$

В модели КУМ это общее выражение конкретизируется:

$$P(s, t) = \frac{2 \text{Im} A_0^P \cdot \text{Re} A_1^R}{|A_0^P|^2} = f(t) s^{\alpha_R - \alpha_P}. \quad (12)$$

Здесь A_0^P — поперонная амплитуда без переворота спина, A_1^R — амплитуда эффективного реджиона с переворотом спина. В $f(t)$ собраны множители от функций вычета и сигнатур.

Экспериментально $P(s, t)$ определяется лево-правой асимметрией при рассеянии неполяризованного первичного пучка на поляризованной мишени:

$$P = \frac{1}{P_M} \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}, \quad (13)$$

где P_M — поляризация мишени; вектор P_M должен быть нормален к плоскости реакции; n_{\pm} — число частиц, рассеянных в левом и правом направлениях. Другой способ состоит в измерении поляризации продуктов реакции (обычно частицы отдачи) путем измерения лево-правой асимметрии при их (втором) рассеянии на анализаторе (обычно на углероде). В этом случае в (13) вместо P_M подставляется анализирующая способность рассеивателя (углерода).

Важными величинами являются параметры поворота спина R и A . Физический смысл R объясняется рис. 1; $k_i^{(1)j}$ — начальный и конечный импульсы первичной частицы, взаимодействующей с поляризованной мишенью; n — нормаль к плоскости реакции. Начальная поляризация мишени P_i лежит в плоскости реакции и перпендикулярна $k_i^{(1)}$. Частица отдачи, вылетающая под углом θ с импульсом $k_f^{(2)}$, имеет поляризацию P_f . В результате рассеяния, вообще говоря, вектор поляризации выходит из плоскости реакции

и еще поворачивается на угол β . Его компонента $P_{f\perp}$ (нормальная к $\mathbf{k}_f^{(2)}$) может быть измерена во втором рассеянии. Тогда, по определению, параметр поворота спина есть

$$R = P_{f\perp} / P_M.$$

Аналогично определяется A , но для конфигурации, в которой вектор поляризации мишени \mathbf{P}_i параллелен импульсу первичного пучка $\mathbf{k}_f^{(1)}$.

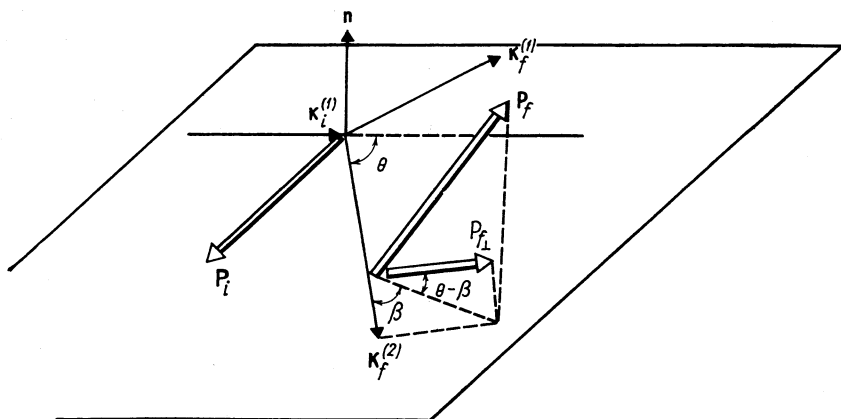


Рис. 1. Иллюстрация к эксперименту по измерению параметра поворота спина R

R и A выражаются через спиральные амплитуды. Для pp -рассеяния

$$\left. \begin{aligned} (d\sigma/dt) R_{\pi p} &= -(|M_1|^2 - |M_2|^2) \cos \theta - 2 \operatorname{Re}(M_1 M_1^*) \sin \theta; \\ (d\sigma/dt) A_{\pi p} &= (|M_1|^2) - |M_2|^2 \sin \theta - 2 \operatorname{Re}(M_1 M_2^*) \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Для pp -рассеяния

$$\begin{aligned} (d\sigma/dt) R_{pp} &= \operatorname{Re}(M_1 M_3^* + M_2 M_4^*) \cos \theta - \\ &- \operatorname{Re}[(M_1 + M_2 + M_3 - M_4) M_5^*] \sin \theta. \end{aligned} \quad (15)$$

Полное изложение вопросов, связанных с поляризационными эффектами, можно найти в [12].

Форм-фактор пиона. Адроны имеют определенный (конечный) размер, что проявляется в их взаимодействиях. Изучение пространственной структуры частиц материи составляет фундаментальную проблему физики. Одной из структурных характеристик частицы является ее форм-фактор. Чтобы дать определение форм-фактора, допустим, что нам известно сечение рассеяния

точечных частиц a и b $(d\sigma/dt)_{\text{точ.}}$. Тогда в борновском приближении, по определению, сечение рассеяния реальных частиц записывается в виде

$$d\sigma/dt = F_a^2(t) F_b^2(t) (d\sigma/dt)_{\text{точ.}}$$

где F_a и F_b — форм-факторы частиц. На диаграммном языке $F(t)$ отождествляется с вершинной функцией. На рис. 2 показаны диаграммы рассеяния электрона на пионе. Рис. 2, a соответствует

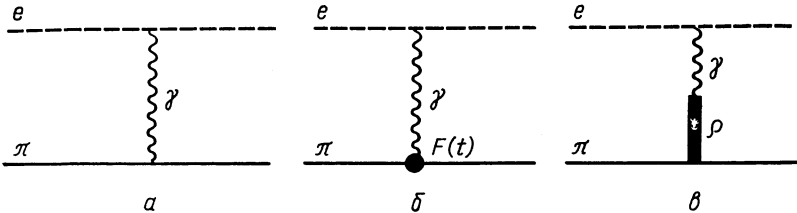


Рис. 2. Диаграммы упругого πe -рассеяния

электромагнитному рассеянию точечных π и e . Сечение рассеяния в этом случае точно вычисляется и дается формулой Мотта (или в нерелятивистском пределе формулой Резерфорда). Реальный пион неточечный и в амплитуду рассеяния следует добавить фактор $F(t)$ — вершинную функцию $\gamma\pi\pi$ -взаимодействия (см. рис. 2, б). Теория не дает способа для точного вычисления форм-фактора, но имеется ряд моделей для решения этой задачи. Используется, в частности, метод дисперсионных соотношений [13].

Показано, что вершинная функция $F(t)$ аналитична в комплексной плоскости t и имеет разрез по действительной оси $\text{Re } t$, соответствующий физическим процессам $\gamma \rightarrow \pi\bar{\pi}$, $\gamma \rightarrow K\bar{K}$ и т. д. Это позволяет записать теорему Коши для функции $F(t)$:

$$\text{Re } F(t) = \frac{1}{\pi} P \int_C \frac{\text{Im } F(t')}{t' - t} dt', \tag{16}$$

где контур C идет вдоль разреза и замыкается в виде круга в бесконечности.

Обратимся к модели векторной доминантности, согласно которой γ -квант взаимодействует с пионом через ρ -мезон: $\gamma \rightarrow \rho \rightarrow 2\pi$ (см. рис. 2, в). В полюсном приближении с нулевой шириной распада имеем

$$\text{Im } F(t) = \pi g_{\rho\gamma} g_{\pi\pi\rho} \delta(t - m_\rho^2),$$

и соотношение (16) легко позволяет вычислить форм-фактор пиона

$$F(t) = 1/(1 - t/m_\rho^2). \tag{17}$$

При малых значениях переданного импульса $F(t)$ можно представить в виде разложения:

$$F(t) = 1 + (1/6) \langle r^2 \rangle t. \quad (18)$$

В таком приближении форм-фактор задается единственным параметром — среднеквадратичным радиусом частицы

$$\langle r^2 \rangle = 6 (\partial F / \partial t) |_{t=0}.$$

Модель ρ -доминантности (17) предсказывает для радиуса пиона значение

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = 0,63 \text{ ферми}. \quad (19)$$

2. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Метод тонкой внутренней мишени. В работе [14], выполненной на ускорителе 10 Гэв Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, был найден и успешно применен метод исследования реакций дифракционного типа (с малой передачей импульса). Его сущность состоит в следующем:

а) регистрируется угол и энергия вторичных частиц, рожденных на внутренней мишени ускорителя;

б) используется мишень с малыми размерами и массой, чтобы не искажались энергия и угол вторичных частиц;

в) большая светимость малой мишени достигается режимом облучения, при котором ускоряемый пучок многократно пересекает мишень.

Блок-схема установки, использованной на Серпуховском ускорителе для исследования упругого pp - и pd -взаимодействий, показана на рис. 3. Уникальным элементом в ней является струйная газовая мишень, с помощью которой в вакуумной камере ускорителя импульсно формируется сверхзвуковая струя водорода или дейтерия [15]. В области пересечения с пучком она имеет диаметр 40 мм и регулируемую плотность в интервале 10^{-6} — 10^{-8} г/см³. При плотности 10^{-7} г/см³ и интенсивности внутреннего пучка 10^{12} частиц/цикл светимость составляет 10^{34} см⁻²·сек⁻¹, что достаточно для выполнения широкого круга адронных экспериментов.

Спектрометрирование ядер отдачи ведется с помощью полупроводниковых кремниевых детекторов (двенадцать штук), расположенных на расстоянии ~ 3 м от мишени. Детектор имеет чувствительную площадь 1 см² и регистрирует протоны в интервале энергий 0,3—50 Мэв с разрешением 30—150 Кэв. Высокое угловое и энергетическое разрешение установки обеспечивает надежное выделение событий упругого рассеяния из фона. На рис. 4 приведены энергетические спектры вторичных протонов, зарегистри-

рованных от пленочной (полиэтилен толщиной 1 *мкм*) и газовой водородной мишеней. Видно, что последняя дает большой выигрыш в отношении сигнал — фон. Это позволило выполнить прецизионные измерения в области кулон-ядерной интерференции (энергия частицы отдачи $E \leq 2$ Мэв), а также исследовать неупругие процессы, где нет точного кинематического критерия для выделения

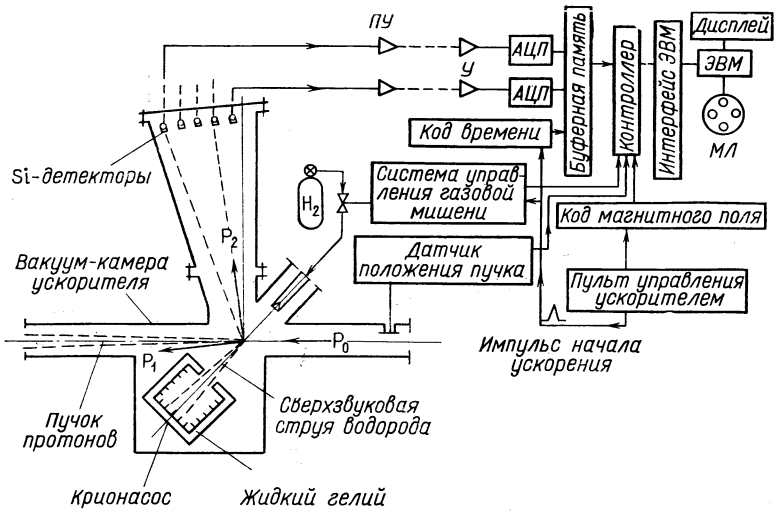


Рис. 3. Схема установки со струйной газовой мишенью на внутреннем пучке ускорителя

искомого события. Такая методика нашла широкое применение на ускорителе 400 Гэв ФНАЛ (США) [16].

Магнитный спектрометр с ионизационной камерой в качестве мишени и регистратора. Классическим прибором в физике высоких энергий является магнитный спектрометр. Частица пучка проходит мишень, а затем анализирующий магнит. Координаты точек на траектории частицы измеряются до мишени, после мишени и после магнита. Этого достаточно для выделения события взаимодействия в мишени, вычисления угла рассеяния и импульса вторичной частицы. Координатными детекторами служат сцинтилляционные годоскопы, пропорциональные и дрейфовые камеры. Точность локализации трека составляет 0,1—2,0 мм. С ростом энергии первичных частиц характерные углы рассеяния уменьшаются и, несмотря на высокую точность координатных детекторов, возникают трудности с идентификацией упругих событий. Дополнительную помеху создает многократное рассеяние частицы в веществе детекторов и мишени.

Группа ОИЯИ—ИФВЭ—ЛИЯФ [17] нашла оригинальное и эффективное решение задачи исследования упругого рассеяния частиц на малые углы на выведенном пучке. В магнитном спектрометре в качестве мишени была применена ионизационная камера, наполненная водородом при давлении 10 атм [18]. Катод и анод

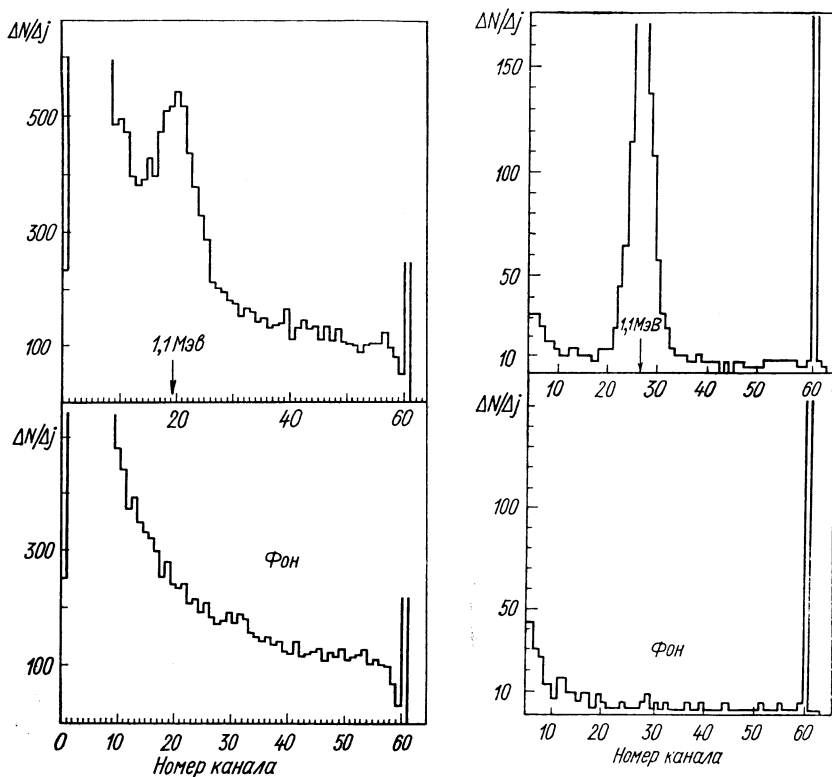


Рис. 4. Энергетические спектры протонов отдачи, зарегистрированные полупроводниковым детектором от полиэтиленовой (а) и водородной (б) мишеней. Для измерения фона детектор смещается на 2° в сторону больших углов, так что эффект упругого рассеяния оказывается за порогом чувствительности спектрометра

камеры изготовлены в виде дисков диаметром 200 мм и расстоянием между ними 100 мм. Диски расположены перпендикулярно к оси спектрометра и в центре имеют отверстие для пропускания пучка. Газ между катодом и анодом служит одновременно мишенью и регистрирующей средой. Частицы отдачи с малой энергией, образованные первичным пучком, движутся преимущественно параллельно плоскости электродов. Амплитуда сигнала на аноде пропорциональна энергии частицы отдачи, а длительность фронта

связана с углом ее эмиссии. Камера имеет следующие характеристики: регистрируются протоны с максимальной энергией 5 Мэв с разрешением 60 Кэв, проекция трека на ось пучка измеряется с погрешностью 4 мм, что дает угловое разрешение 40 мрад для трека с максимальной длиной (10 см), загрузочная способность 10^6 частиц/сек в первичном пучке.

Практика применения такого метода показала, что он значительно улучшает идентификацию событий упругого рассеяния и сокращает систематические ошибки.

При этом сохраняются достоинства обычного магнитного спектрометра — возможность работать на выведенном пучке с широким ассортиментом частиц (π , K, p, \bar{p}).

Метод получил применение и развитие на ускорителе 400 Гэв в ЦЕРНе [19].

Бесфильмовый искровой спектрометр. Для исследования регенерации $K_L^0 \rightarrow K_S^0$ на нейтральном пучке был создан спектрометр,

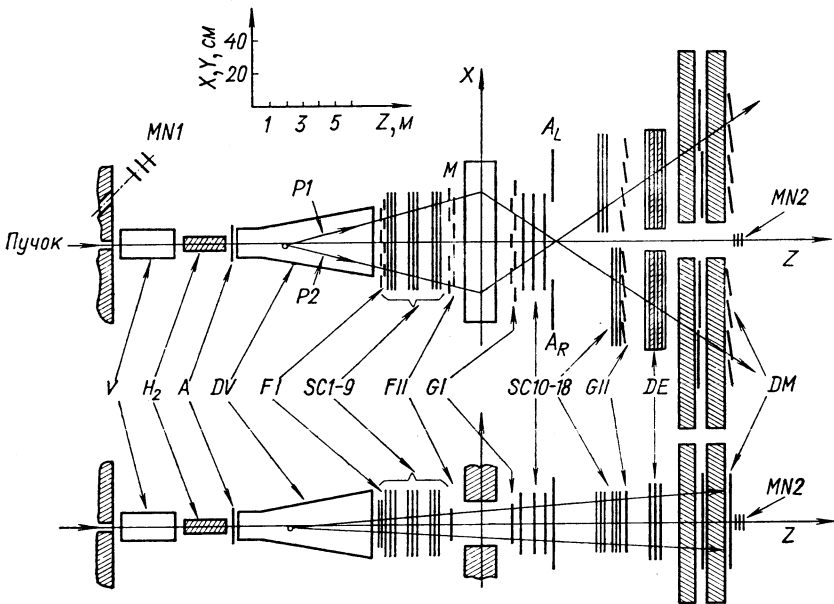


Рис. 5. Схема бесфильмового искрового спектрометра (вид сверху и сбоку): MN — мониторы пучка. В распадном объеме DV лежит вершина характерного V^0 -события. Остальные пояснения даны в тексте

схема которого показана на рис. 5 [3]. Пучок получается на внутренней мишени ускорителя. Он проходит свинцовый γ -фильтр, магнит, выбрасывающий заряженные частицы, и в месте расположения аппаратуры состоит уже в основном из нейтронов

и K_L^0 -мезонов. Пучок направлен по оси спектрометра. Трехметровая водородная мишень H_2 служит регенератором. За ней в пучке, наряду с K_L^0 , появляется примесь K_S^0 , для наблюдения которых предназначен распадный объем DV. Координатными детекторами спектрометра являются сцинтилляционные годоскопы F, G и искровые камеры SC с магнитострикционным съемом информации. Детекторы расположены по обе стороны от анализирующего магнита M, чем обеспечивается восстановление геометрии события распада K^0 -мезона и измерение импульса заряженных частиц. Выбор конфигурации распадов и запуск искровых камер осуществляется с помощью счетчиков годоскопов F, G и антисовпадательных счетчиков A. Счетчик электронов DE работает на принципе регистрации электронно-фотонной лавины, развивающейся в слоистой структуре сцинтиллятор — свинец; счетчик μ -мезонов ДМ, как обычно, устроен из железного фильтра и набора сцинтилляторов. Наличие в установке электронного и мюонного детекторов позволяет разделять распады типа $K_{\pi 2}$, K_{e3} , $K_{\mu 3}$ и расширяет фронт возможных исследований.

Установка регистрирует распады $K_{\pi 2}$ в интервале импульсов K -мезонов 10—50 $\Gamma\text{эв}/c$ с эффективностью 5—20% и в середине этого интервала имеет разрешающую способность по эффективной массе пионной пары $\Delta m_{2\pi} \approx 3 M\text{эв}$ и по углу $\Delta\theta \approx 0,2 \text{ мрад}$.

Установка работает при загрузке канала нейтронами $3 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$, интенсивность K_L^0 -мезонов в пучке при этом составляет $8 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$.

Установка с поляризованной мишенью. Группа ОИЯИ — ИФВЭ — Сакле (Франция) [5] создала установку с поляризованной мишенью на внешнем пучке заряженных частиц. Пропандиоловая мишень ($C_3H_8O_2$) имеет диаметр 2 и длину 8,3 см. Эффективная плотность водорода в ней 0,085 $г/см^3$, степень поляризации 80% при температуре 0,48° К. Вектор поляризации задается внешним магнитным полем напряженностью 2,5 тл, создаваемым сверхпроводящими соленоидами.

Схема установки приведена на рис. 6. Первичный пучок несет естественную смесь частиц данного знака с импульсом 40—45 $\Gamma\text{эв}/c$, $\Delta p/p \approx 2,5\%$. Координата и угол каждой частицы в канале фиксируются сцинтилляционными годоскопами S, A, $\Gamma_1 - \Gamma_4$. Счетчики T вырабатывают триггер, черенковские счетчики C выделяют вид частицы (p , \bar{p} , K , π).

Отличительная особенность установки состоит в том, что она регистрирует реакции упругого рассеяния в вертикальной и горизонтальной плоскостях. Вертикальная секция (годоскопы $\Gamma_{7,8}$ в плече рассеянной частицы и Γ_{13-14} в плече частицы отдачи) измеряет асимметрию вверх-вниз, что согласно (13) определяет параметр P (поляризация). Горизонтальная секция содержит годоскопы $\Gamma_{5,6}$ и Γ_{9-11} , которые идентифицируют событие упругого рассеяния. Протон отдачи попадает в поляриметр SC, где искро-

выми камерами регистрируется его второе рассеяние в пластинах углерода. Асимметрия вверх-вниз во втором рассеянии определяет горизонтальную компоненту поляризации протона отдачи, что

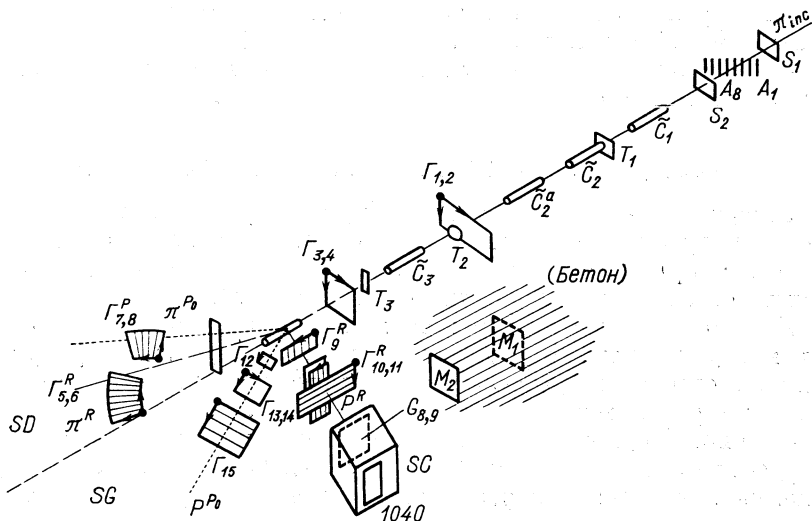


Рис. 6. Схема установки с поляризованной мишенью

необходимо для вычисления параметра R поворота спина (см. рис. 1).

Спектрометр для исследования π -рассеяния. Для измерения электромагнитного размера пиона группа ОИЯИ — ИФВЭ — Калифорнийский университет (США) — университет Нотр Дам (США) создала на пучке π^- -мезонов 50 Гэв установку по схеме, традиционной для магнитных спектрометров [6]. Задача заключается в наблюдении упругого π -рассеяния с возможно большими переданными импульсами. В качестве мишени выбран жидкий водород. Он оказывает минимальное влияние на вторичные частицы. Кинематика изучаемых событий такова, что и пион, и электрон после рассеяния движутся вперед с малым угловым раствором. Это позволяет использовать одноплечевую конфигурацию спектрометра и регистрировать обе частицы. Координатными детекторами служат искровые и пропорциональные камеры. Особенностью установки является наличие в ней пары черенковских счетчиков со свинцовым стеклом для идентификации электронов. Имеется также мюонный детектор.

Большое внимание в этом эксперименте уделяется получению высокой эффективности регистрации (и последующего программ-

ного поиска на ЭВМ) треков вторичных частиц. Для этой цели координатная информация получается с большим переопределением — в спектрометр включено двадцать проволочных камер (в идеальном случае и без переопределения было бы достаточно шести).

Дифференциальное сечение πe -рассеяния измерено на основе данных 40 000 событий в интервале $0,01 \leq |t| \leq 0,035$ ($\text{Гэв}/c$)².

Эта же установка с небольшими изменениями была использована для изучения упругого π - p -рассеяния [2].

3. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Упругое pp -и dp -рассеяние. Упругое pp -рассеяние изучено весьма подробно и с большой точностью. Это связано с высоким качеством протонных пучков (высокая интенсивность и монохроматичность, широкий энергетический интервал).

На рис. 7 показана представительная подборка данных по параметру наклона b_{pp} дифракционного конуса. По рисунку можно составить представление о количестве и качестве опубликованных результатов по данному предмету.

На рис. 8 суммированы данные по параметру $b(E)$ упругих процессов pp , pd , $He p$, $He d$ [1, 20]. Для удобства сравнения энергетической зависимости различных процессов параметр наклона определен согласно соотношению

$$d\sigma/dt = F^2(t) \exp(bt),$$

где $F(t)$ форм-фактор соответствующей системы частиц (для pp $F = 1$, для pd $F = F_d$, для $He d$ $F = F_{He} F_d$). Произвол в выборе функции $F(t)$ не влияет на вид энергетической зависимости $b(E)$.

В модели КУМ в однополюсном приближении функция $b(E)$ задается наклоном эффективной траектории Редже α' :

$$b = b_0 + b_1 \ln E; \quad b_1 = 2\alpha'. \quad (20)$$

При достаточно большой энергии такой траекторией должна быть траектория померона, а b_1 становится универсальной константой для всех адронов.

В интервале энергий 12—70 Гэв авторами работ [1] было получено $b_{1pp} = (0,94 \pm 0,18)$, $b_{1pd} = (1,15 \pm 0,24)$ ($\text{Гэв}/c$)⁻², т. е. b_{1pp} и b_{1pd} не различаются в пределах ошибок в соответствии с (20). Как видно из рис. 8, в области $E > 70$ Гэв функции $b_{pp}(E)$ и $b_{pd}(E)$ приобретают разный наклон. В работах [16] в интервале $50 \leq E \leq 400$ Гэв получено

$$b_{1pp} = 0,56 \pm 0,05; \quad b_{1pd} = (0,94 \pm 0,05) (\text{Гэв}/c)^{-2}.$$

Эти значения явно различаются, т. е. универсального поведения pp - и pd -реакций нет. В работах [21, 22] особенность в поведении функции $b_{pd}(E)$ объясняется сильной энергетической зависи-

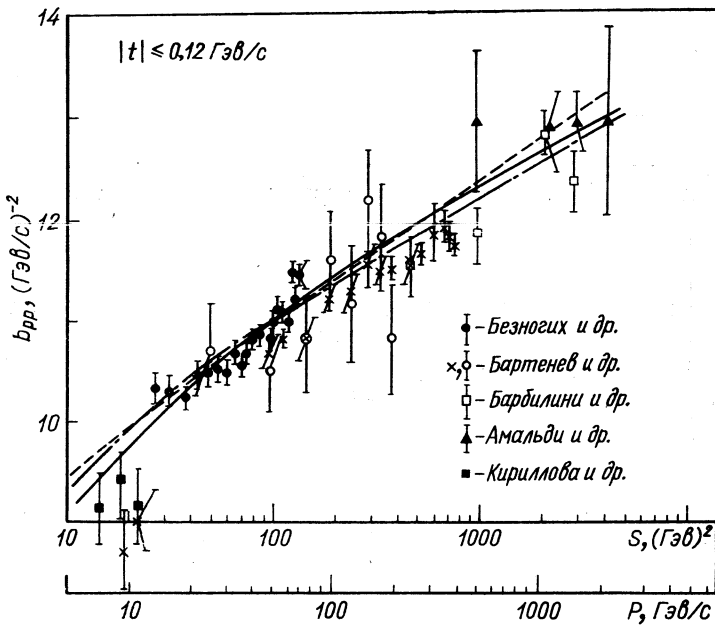


Рис. 7. Параметр наклона дифракционного конуса упругого pp -рассеяния

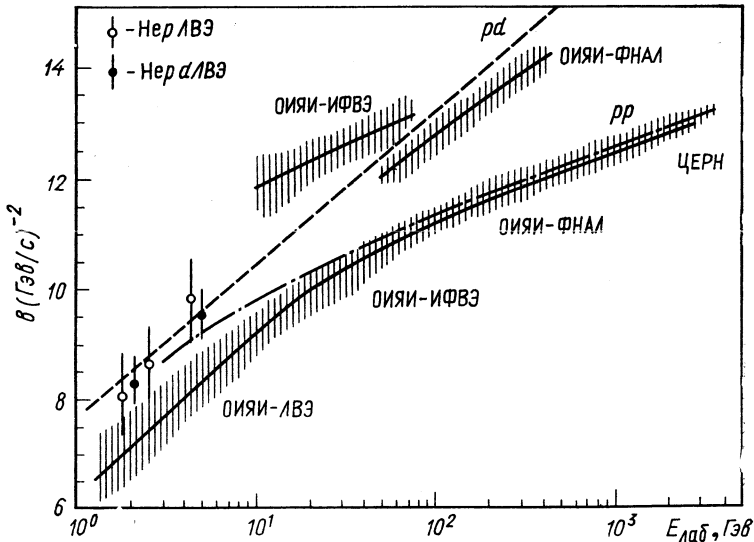


Рис. 8. Сравнение скоростей сужения дифракционных конусов различных реакций:

— — — — — вычисление по модели КУМ [23]; — — — — — предсказание для реакции $He p$ в модели Глаубера с учетом неупругого экранирования [21]

мостью неупругого экранирования нуклонов в дейтоне. Для интерпретации этой аномалии необходимы дальнейшие эксперименты по упругому рассеянию протонов на легких ядрах, в первую очередь на гелии.

Интересное свойство упругих процессов выражается уравнением (10) — так называемая геометрическая масштабная инвариантность (ГМИ). Рис. 9 демонстрирует выполнимость соотношения

$$\sigma_{\text{полн}}(E) = cb(E). \quad (21)$$

Сплошные линии показывают правую часть этого соотношения. Нормировочный коэффициент c вычислен в точке $E = 260 \text{ Гэв}$. Данные по полным сечениям pp и pd взяты из работ [24], функции $b(E)$ — из [1, 16]. Соотношение (21) хорошо выполняется при $E > 150 \text{ Гэв}$.

Другую проверку ГМИ можно получить, изучая функцию $\sigma_{\text{полн. упр}}(E)/\sigma_{\text{полн}}(E)$, где $\sigma_{\text{полн. упр}}$ — полное сечение упругого рассеяния. Согласно (10) это отношение должно быть константой. На рис. 10 приведены соответствующие экспериментальные данные [25]. Режим ГМИ наступает при энергии $E > 100 \text{ Гэв}$.

В работах [1, 16] измерена величина $\rho(E) = \text{Re } A/\text{Im } A|_{t=0}$ для pp - и pd -рассеяния в интервале энергий $10\text{--}400 \text{ Гэв}$. Данные хорошо описываются дисперсионными соотношениями. Модель КУМ с $\alpha_p(0) = 1$ [23] противоречит данным в области $E > 400 \text{ Гэв}$. В модели с $\alpha_p(0) = 1 + \Delta$, $\Delta = 0,06$ получено для ρ_{pp} значение $\Delta\pi/2 = 0,094$ [11] в области энергий, где имеет место ГМИ, т. е. при $E \gtrsim 1 \text{ Тэв}$; эта величина соответствует экспериментальным данным (рис. 11).

Проверка дисперсионных соотношений для πp -рассеяния. Экспериментальные данные о величине $\rho(E) = \text{Re } A/\text{Im } A$ для πp -рассеяния позволяют проверить дисперсионные соотношения. Для πp -взаимодействия они строго доказаны Н. Н. Боголюбовым [27]; важно также, что дисперсионный интеграл не содержит нефизической области. Если расчет и эксперимент сопоставлять в области $E \lesssim 70 \text{ Гэв}$, то неопределенность интеграла от полных сечений при больших энергиях $E > 300 \text{ Гэв}$ несущественна.

На рис. 12 представлены данные по $\rho_{\pi p}$ и дисперсионные расчеты (ссылки на оригинальные работы см. в [3, 17]). Интригующая особенность наблюдается около $E \approx 30 \text{ Гэв}$, где несколько точек лежат далеко от теоретической кривой. Следует иметь в виду, что все они получены методом одноплечевого магнитного спектрометра, в котором анализ и контроль систематических погрешностей представляются делом искусства. Необходимы дополнительные измерения $\rho_{\pi p}$ в области энергий Серпуховского ускорителя, желательны использование методики [17, 18] с регистрацией протона отдачи.

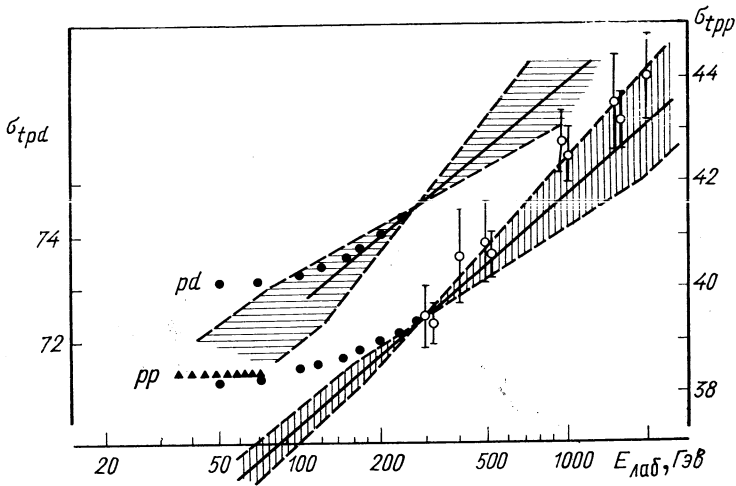


Рис. 9. Иллюстрация выполнимости геометрической масштабной инвариантности (10).

Заштрихованная область — коридор ошибок

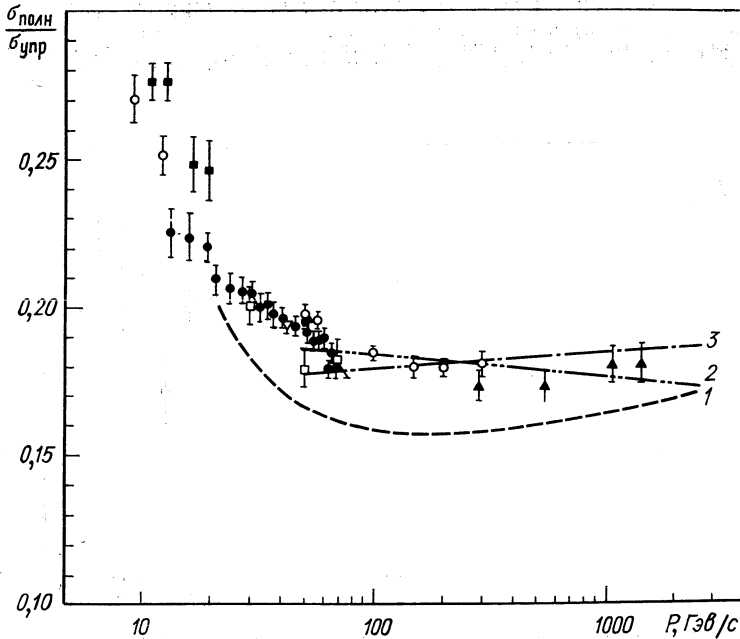


Рис. 10. Отношение $\sigma_{\text{полн. упр.}}/\sigma_{\text{унр.}}$ для pp -взаимодействия:

1 — теоретико-полевая модель Ченга — Уолкера — Ву; 2 и 3 — модель КУМ при различных способах вычисления перерассеяний. Ссылки на оригинальные работы даны в [25]

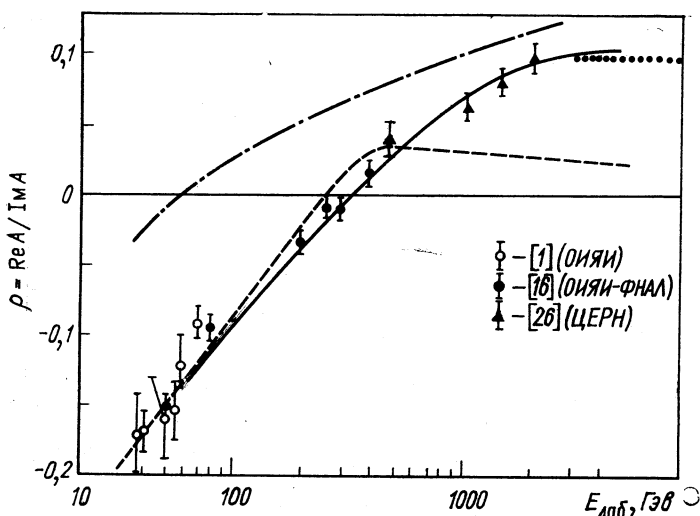


Рис. 11. Функция $\rho(E) = \text{Re } A / \text{Im } A$ для pp -упругого рассеяния:
 — расчет по дисперсионным соотношениям; — · — · — расчет по асимптотической формуле КУМ с учетом померона и его ветвлений; — — — расчет по модели КУМ с $\alpha_P(0) = 1$ [23]; ···· — расчет по модели КУМ с $\alpha_P(0) = 1,06$ [11]

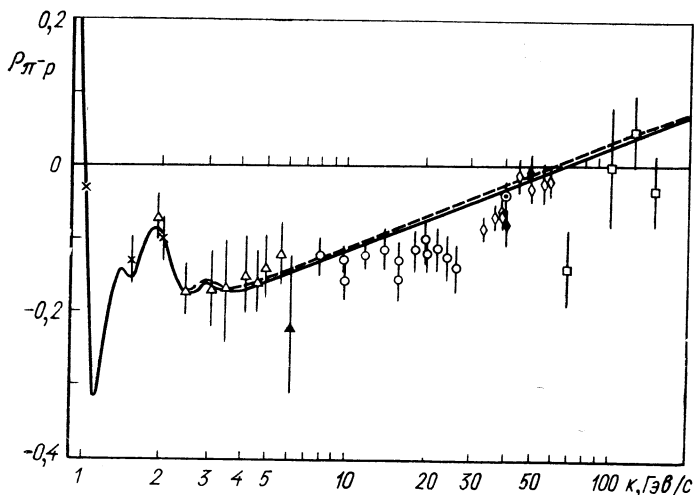


Рис. 12. Функция $\rho(E) = \text{Re } A / \text{Im } A$ для πp -упругого рассеяния.
 Сплошная и пунктирная кривые вычислены по дисперсионным соотношениям

Регенерация $K_L^0 \rightarrow K_S^0$. В форме нейтральных K -мезонов природа подарила нам исключительное по красоте явление: наблюдая интерференцию различных квантовых состояний, мы получаем возможность делать очень точные измерения. Одна из таких возможностей была реализована авторами работы [3],

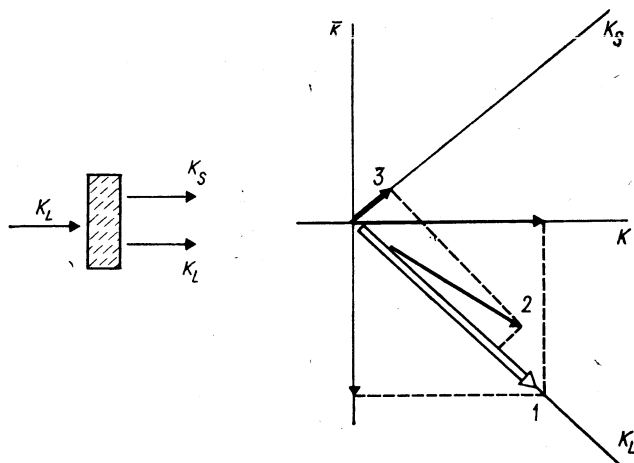


Рис. 13. Иллюстрация к эксперименту по регенерации $K_L^0 \rightarrow K_S^0$. Начальное чистое состояние K_L 1 в результате взаимодействия с мишенью переходит в состояние 2, имеющее отличную от нуля проекцию 3 на орт K_S

которые, в частности, с высокой точностью получили разность полных сечений $\bar{K}p$ - и Kp -взаимодействий.

Рис. 13 поясняет принцип эксперимента. K_L - и K_S -мезоны являются суперпозициями частицы K и античастицы \bar{K} :

$$[K_L = K - \bar{K}; \quad K_S = K + \bar{K}.$$

На мишень-регенератор падает чистое состояние K_L (вектор 1). K_L и \bar{K} по-разному взаимодействуют с веществом, и после мишени между ними появляется разность фаз:

$$K_L = K - \bar{K} \rightarrow K - \bar{K} \exp(i\varphi);$$

$$K_L \rightarrow K_L + \alpha K_S.$$

На рис. 13 этому соответствует трансформация вектора начального состояния 1 в новое состояние 2, вектор которого имеет отличную от нуля проекцию 3 на ось K_S , т. е. в пучке появились K_S -мезоны.

Амплитуда регенерации $K_L \rightarrow K_S f_{L,S}$ выражается через амплитуды рассеяния K - и \bar{K} -мезонов

$$f_{L,S} = (f - \bar{f})/2.$$

Имеет место оптическая теорема

$$2 \operatorname{Im} f_{L,S} = (k/4\pi) [\sigma_{\text{полн}}(Kp) - \sigma_{\text{полн}}(\bar{K}p)]. \quad (22)$$

Экспериментально $\operatorname{Im} f_{L,S}$ и $\operatorname{Re} f_{L,S}$ вычисляются из распределения точек распада $K_S \rightarrow 2\pi$ за мишенью-регенератором. Форма

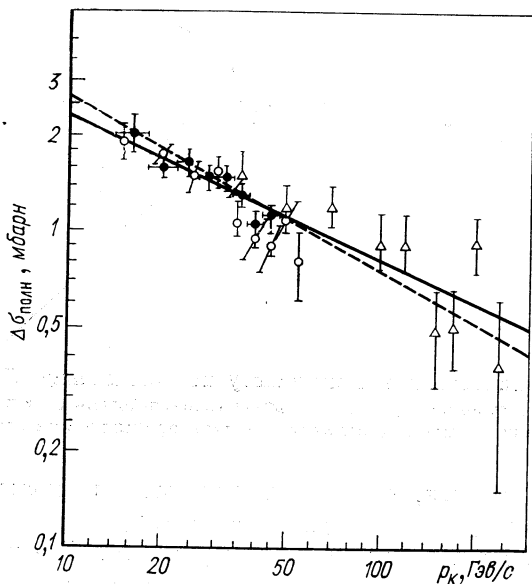


Рис. 14. Разность полных сечений взаимодействия каонов и антикаонов с нуклонами:

○ — Данные работы [3], полученные в эксперименте по регенерации $K_L \rightarrow K_S$ на водороде; остальные точки получены в опытах на пучках K^{+-} , K -мезонов (ссылки см. в [3]);
 - - - - аппроксимация данных [3] функцией $A\rho^{-n}$ ($n = 0,50 \pm 0,15$); — — — — то же для остальных данных ($n = 0,46 \pm 0,05$)

этого распределения определяется интерференцией процессов $K_L \rightarrow 2\pi$, $K_S \rightarrow 2\pi$, причем первый возникает из-за несохранения CP -четности, а второй — в результате регенерации.

В модели КУМ регенерация на протонах определяется ρ - и ω -обменами:

$$f_{L,S} = g_\rho E^{\alpha_\rho - 1} + g_\omega E^{\alpha_\omega - 1}, \quad (23)$$

а на дейтерии остается только ω -обмен.

Изучение регенерации $K_L \rightarrow K_S$ является хорошим средством прямого измерения разности полных сечений (22) и проверки теоремы Померанчука, а также проверки КУМ (23).

Работа [3] выполнена в интервале импульсов K_L^0 -мезонов 14—50 Гэв/с. На рис. 14 показаны экспериментальные данные для величины $\Delta\sigma = \sigma_{\text{полн}}(\bar{K}p) - \sigma_{\text{полн}}(Kp)$. С ростом энергии $\Delta\sigma(E)$ монотонно падает, как $p^{-0,5}$, что находится в соответствии с теоремой Померанчука и однополюсной моделью КУМ.

Другую независимую проверку КУМ дает измерение фазы амплитуды регенерации (23). На рис. 15 приведены соответствующие

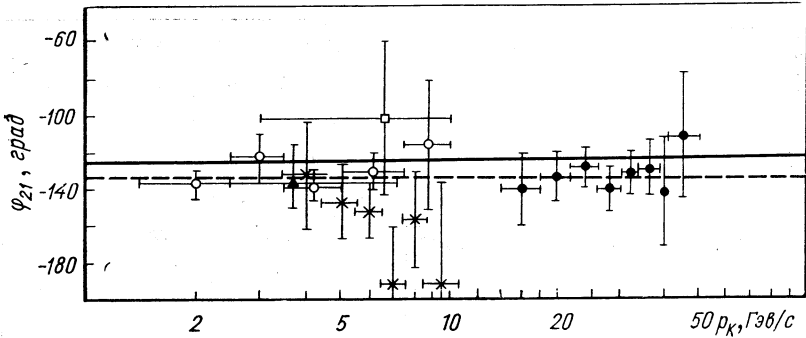


Рис. 15. Результаты измерения фазы амплитуды регенерации $K_L \rightarrow K_S$ на водороде:

● — Данные работы [3]. Среднее значение фазы (-133°) обозначено пунктиром, сплошная кривая — расчет по модели КУМ

щие экспериментальные данные. Они находятся в хорошем согласии с расчетом.

Поляризация и поворот спина в упругом рассеянии π , K , p , \bar{p} на протонах. Модель комплексных угловых моментов является в настоящее время практически единственным теоретическим подходом, позволяющим достаточно полно интерпретировать данные о поляризационных эффектах.

Поляризация в $\pi^\pm p$ -упругом рассеянии отмечена интересной особенностью «зеркального» поведения, т. е. $P_{\pi^-p} = -P_{\pi^+p}$, причем функции $P_{\pi^\pm p}$ имеют двойной нуль в точке $t \approx \approx -0,6$ (Гэв/с)² (рис. 16). Этот эффект был наблюден и хорошо изучен в интервале энергий 6—17 Гэв. Сохранился он и при энергии 45 Гэв [4]. Его происхождение в модели КУМ объясняется интерференцией ρ - и P -обменов. На основании (8), (12) имеем

$$\begin{aligned} P_{\pi^\pm} &\sim \pm \operatorname{Re} A_1^R = \pm \frac{f_\rho(t)}{\sin \pi\alpha_\rho(t)} (1 - \cos \pi\alpha_\rho(t)) = \\ &= \pm 2 \frac{f_\rho(t)}{\sin \pi\alpha_\rho(t)} \sin^2 \frac{\pi\alpha_\rho(t)}{2}. \end{aligned}$$

Множитель $\sin^2(\pi\alpha_\rho/2)$ и дает двойной нуль в точке $t = -0,6$, где траектория ρ -мезона меняет знак.

Поляризация в $K^\pm p$ -рассеянии имеет более сложное поведение, так как амплитуда с переворотом спина в (12) порождается двумя обментами: ρ и A_2 . Данные по $P_{K^+p}(s, t)$ менее точны. Они согласуются с расчетами по КУМ в предположении обменного вырождения, т. е. $\alpha_\rho(t) = \alpha_{A_2}(t)$.

На рис. 17 показаны данные [4] о поляризации в pp - и $p\bar{p}$ -рассеянии. При энергии 45 Гэв наблюдается новое явление, которого

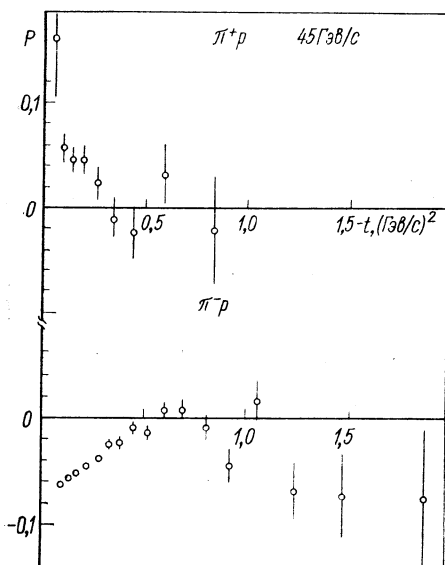


Рис. 16. Поляризация в упругом $\pi^\pm p$ -рассеянии

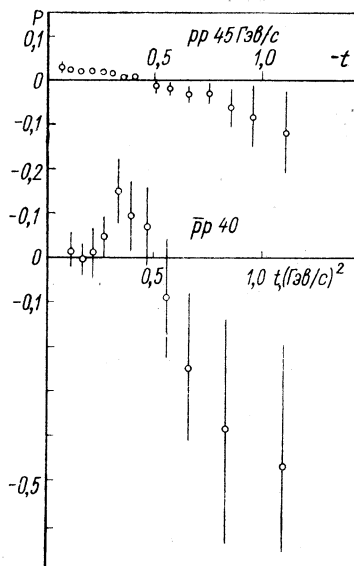


Рис. 17. Поляризация в упругом pp - и $p\bar{p}$ -рассеянии

не было при меньших энергиях: поляризация изменила знак при $t \approx -0,5$. Объяснение совокупности данных о $P_{pp}(s, t)$ в модели КУМ встречается со значительной трудностью. На рис. 18 показана эффективная траектория $\alpha_p + \alpha_\rho - 2$, на которую хорошо ложатся точки K^+p -рассеяния, но точки, полученные из данных о $P_{pp}(s, t)$, с такой схемой не согласуются. Они имеют большую s -зависимость, чем ожидается в полюсной модели. Это может указывать на то, что померон имеет спин-флиповую часть. В таком случае поляризация в pp -рассеянии должна сохраниться при высоких энергиях.

На рис. 19 приведены данные о параметре поворота спина в π^-p - и pp -рассеянии при энергии 45 Гэв. В случае π^-p -рассеяния значения величин $d\sigma/dt$, P и R достаточно для модельного-независимого восстановления амплитуды взаимодействия. Приведенные данные находятся в качественном согласии с расчетами по КУМ (пунктирные кривые на рис. 19), где учитывалось правило сумм. Если спин-флиповые амплитуды малы, то согласно (14), (15) $R = -\cos \theta$.

Функция $-\cos \theta$ на рис. 19 показана сплошной кривой. Экспериментальные точки лежат выше этой кривой, что говорит о заметном ($\sim 10\%$) вкладе амплитуд с переворотом спина в s -канале.

В работах [4] наряду с поляризационными эффектами измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния p , \bar{p} , π , K на неполяризованных протонах при энергии 45 Гэв и в интервале

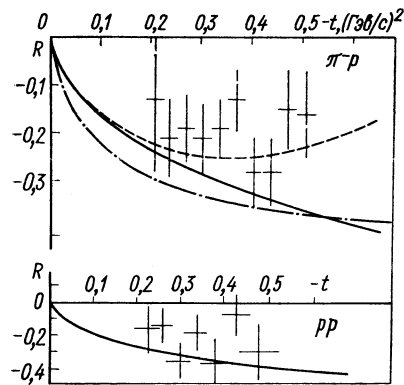


Рис. 19. Параметр поворота спина в π^-p - и pp -рассеянии при энергии 45 Гэв.

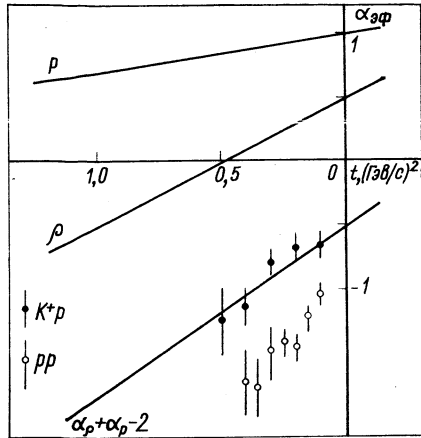


Рис. 18. Сравнение экспериментальных данных о поляризации в K^+p - и pp -рассеянии с эффективной реджетраекторией

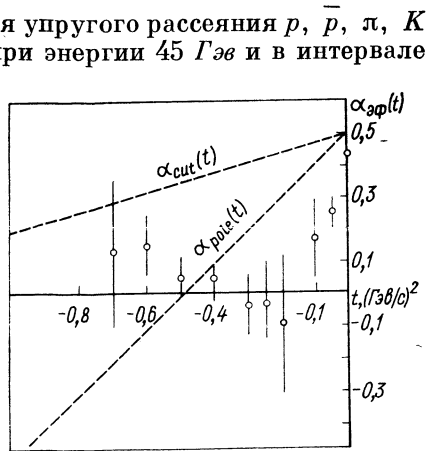


Рис. 20. Эффективная траектория, описывающая функцию $\Delta(s, t) = d\sigma/dt_{\bar{p}p} - d\sigma/dt_{pp}$

квадрата переданного импульса $-0,15 \leq t \leq 2$ (Гэв/с)². Анализ полученных данных вместе с результатами ранее опубликованных работ выполнен в [28] в рамках кварковой модели и КУМ.

Наибольшую точность имеют данные по pp - и $\bar{p}p$ -рассеянию. Для них построена функция

$$\Delta(s, t) = d\sigma/dt_{\bar{p}p} - d\sigma/dt_{pp},$$

которая в модели КУМ определяется P - и R_- -обменом, где R_- — эффективный реджисон с отрицательной сигнатурой:

$$\Delta(s, t) \sim s^{\alpha_P(t) + \alpha_{R_-}^{\text{эф}}(t) - 2}.$$

Из этого соотношения и экспериментальных данных о $\Delta(s, t)$ вычисляется эффективная траектория $\alpha_{R_-}^{\text{эф}}$. Такой траекторией

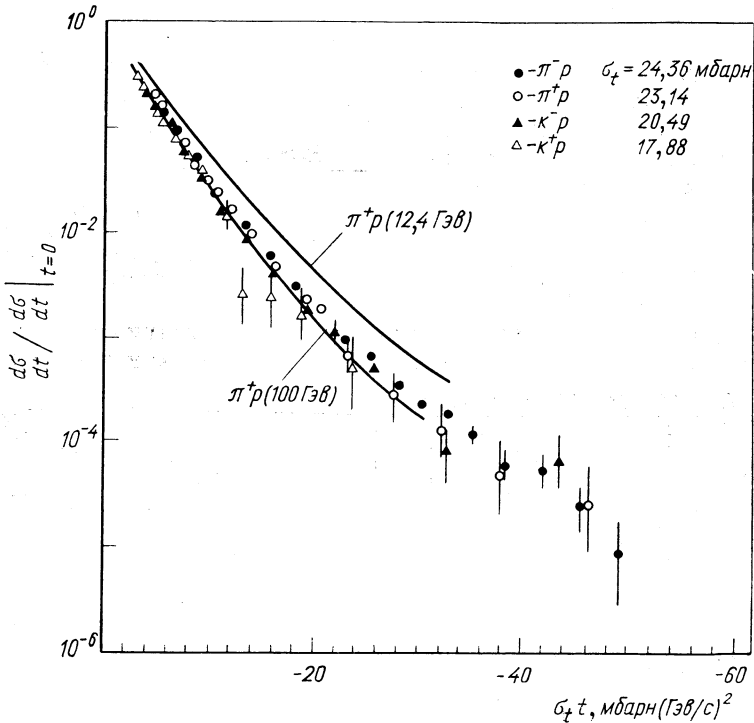


Рис. 21. Проверка геометрической масштабной инвариантности для $p\bar{p}$ - и Kp -рассеяния

могла бы быть вырожденная траектория ρ - и A_2 -мезонов или траектория точки ветвления RP . На рис. 20 показаны эти возможности. Видно, что ни одна из них не соответствует экспериментальным данным. Выход следует искать в модели, учитывающей P - и R -полюса и все ветвления, связанные с ними.

Набор данных по πp -, Kp -рассеянию позволяет проверить геометрическую масштабную инвариантность (11). На рис. 21 представлены результаты работ [4] в виде зависимости $\frac{d\sigma}{dt}(s, t)/\frac{d\sigma}{dt}(s, 0)$ от $\sigma_{\text{полн.}} t$. ГМИ выполняется в интервале передач $|t| \leq 2 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$, начиная с энергии 40 $\Gamma_{\text{эв}}$ в пределах ошибок $\sim 15\%$, указанных на рис. 21. Для pp -рассеяния ГМИ заведомо нарушается при $|t| \geq 1 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$, так как в этой области в дифференциальном сечении наблюдается s - и t -зависимая структура типа дифракционного минимума.

Форм-фактор π^- -мезона. Проблема измерения форм-фактора пиона давно привлекала внимание экспериментаторов. С этой целью исследовались реакции упругого рассеяния π^\pm -мезонов на гелии, электророжение пионов $e^- + p \rightarrow e^- + \pi + n$ и обратная реакция $\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n$. Однако подобные процессы кроме исследуемой вершины π содержат другие плохо известные функции и константы. Поэтому полученные результаты зависят от предположений, принятых при обработке данных, а в некоторых случаях имеют низкую статистическую точность.

Прямое измерение электрического радиуса π^- -мезона выполнено в [6] наблюдением упругого π^-e -рассеяния на пучке пионов 50 $\Gamma_{\text{эв}}$. Для среднеквадратичного радиуса пиона получено значение $\langle r^2 \rangle = (0,61 \pm 0,15)$ ферми².

Проведено сравнение с предсказанием модели векторной доминантности (17), (19):

$$\frac{\langle r^2 \rangle_{\text{эксп}}}{\langle r^2 \rangle_{\text{ВД}}} = \frac{0,61 \pm 0,15}{0,40} = 1,54 \pm 0,38.$$

Это значение не противоречит модели ВД и находится в соответствии с принципом аналитичности форм-фактора пиона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование бинарных реакций в интервале энергий Серпуховского ускорителя подтвердило справедливость основных принципов квантовой теории поля. Выполняются асимптотические соотношения (1) — (7), действительные части амплитуд упругого πp - и pp -рассеяния согласуются с расчетами по дисперсионным соотношениям, поведение полных сечений не противоречит теореме Померанчука.

Обнаружены качественно новые эффекты: возрастание полного сечения K^+p -взаимодействия с ростом энергии; логарифмический закон сужения конусов упругого pp - и pd -рассеяния; в упругих реакциях pp , $\bar{p}p$ -поляризация отрицательна при $|t| > 0,5 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$.

В программу дальнейших исследований в рассматриваемой области целесообразно включить:

изучение бинарных реакций с экзотическими обменами в t -канале, включая измерение поляризационных эффектов;

уточнение параметра $\rho_{\pi^{\pm}p} = \text{Re } A / \text{Im } A$ в области $E \approx \approx 30 \text{ Гэв}$, где наблюдается расхождение между теоретическими и экспериментальными значениями $\rho_{\pi^{\pm}p}$ (см. рис. 12);

измерение упругого pp -рассеяния в области дифракционного конуса, включая измерение поляризации при $|t| \lesssim 0,01 (\text{Гэв}/c)^2$ [12];

исследование дифракционного взаимодействия (упругого и неупругого) адронов на легких ядрах в целях изучения механизма неупругого экранирования нуклонов в ядре и получения данных о пространственно-временной картине генерации адронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Безногих Г. Г. и др. «Ядерная физика», 1969, т. 10, с. 1212; Баргенов В. Д. и др. Там же, 1972, т. 15, с. 1174; 1972, т. 16, с. 96.
2. Апокин В. Д. и др. Там же, 1975, т. 21, с. 1240.
3. Бирулев В. К. и др. Там же, 1976, т. 24, с. 748.
4. Брюнетон К. и др. Там же, 1977, т. 25, с. 369; 1976, т. 23, с. 769; 1976, т. 23, с. 776; 1976, т. 24, с. 762.
5. Брюнетон К. и др. «ПТЭ», 1976, т. 5, с. 46.
6. Adylov G. T. e. a. «Nucl. Phys. B», 1977, v. 128, p. 461.
7. Froissart M. «Phys. Rev.», 1961, v. 123, p. 1053.
8. Попов В. С., Мур В. Д. «Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 561.
9. Mac Dowell S. W., Martin A. «Phys. Rev. B», 1964, v. 135, p. 960.
10. Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Хрусталеv О. А. «ЭЧАЯ», 1972, т. 3, вып. 3, с. 515.
11. Копелиович Б. З., Лapidус Л. И. «ЖЭТФ», 1976, т. 71, с. 61; Барбашов Б. М., Нестеренко В. А. Приближение эйконала для процессов высокоэнергетического рассеяния частиц (курс лекций). М., Изд-во МГУ, 1977.
12. Биленький С. М., Лapidус Л. И., Рындин Р. М. «УФН», 1964, т. 84, с. 243; Лapidус Л. И. «ЭЧАЯ», 1978, т. 9, вып. 1, с. 84; Donohue J. T. Proc. of the summer studies on high energy physics with polarized beams. ANL (USA), 1974, p. 1.
13. Исаев П. С. «ЭЧАЯ», 1971, т. 2, вып. 1, с. 69.
14. Никитин В. А. и др. «ПТЭ», 1963, т. 6, с. 18.
15. Баргенов В. Д. и др. В кн.: Материалы конференции по приборам в физике высоких энергий. Т. 1. Дубна, 1970, с. 16.
16. Bartenev V. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1088; 1973, v. 31, p. 1367; Akimov Yu. e. a. «Phys. Rev. D», 1975, v. 12, p. 3399.
17. Аблеев В. Г. и др. «Ядерная физика», 1978, т. 28, с. 1529.
18. Vorobyov A. A. e. a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 119, p. 509; Аблеев В. Г. и др. Препринт ОИЯИ 13-8967. Дубна, 1975.
19. Ekelof T. Preprint CERN 76-23, 1976.
20. Авдейчиков В. В. и др. «Ядерная физика».
21. Азимов Ю. И. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 23, с. 131.
22. Мухин С. В., Царев В. А. «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, с. 990.

23. Еремян Ш. Е. В кн.: Материалы VIII Всесоюзной школы по физике элементарных частиц. Ч. II. Ереван, 1976, с. 5.
24. Denisov S. P. e.a. «Phys. Lett. B», 1971, v. 36, p. 415; Amaldi U. e.a. Ibid., 1973, v. 44, p. 112; Amendolia S. R. e.a. Ibid., 1973, v. 44, p. 119; Carral A. S. e.a. Ibid., 1976, v. 61, p. 303.
25. Бартенев В. Д. и др. «Ядерная физика», 1975, т. 22, с. 317.
26. Amaldi U. e.a. «Phys. Lett. B», 1977, v. 66, p. 390.
27. Боголюбов Н. Н., Медведев Д. В., Поливанов М. К. Вопросы теории дисперсионных соотношений. М., Физматгиз, 1958.
28. Потапникова И. К. «Ядерная физика», 1977, т. 26, с. 1277.