

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ РАЗМЕРОВ ПИОНА И КАОНА В ОПЫТАХ ПО УПРУГОМУ π - e - И K - e -РАССЕЯНИЮ

А. С. Водопьянов, Э. Н. Цыганов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе дан обзор экспериментальных исследований электромагнитных размеров π - и K -мезонов в опытах по упругому π - e - и K - e -рассеянию. Подробно рассмотрены методика и результаты экспериментов при энергиях 50, 100 и 250 ГэВ.

The review of experimental investigations of the electromagnetic size of π -meson and K -meson in π - e - and K - e -elastic scattering has been made. Methods and results of experiments at 50, 100 and 250 Gev are considered in detail.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение структуры материи с помощью хорошо понятых законов электродинамики сыграло огромную роль в физике элементарных частиц. Концепция протяженной структуры элементарных частиц была сформулирована исходя из экспериментов по измерению отклонения дифференциального сечения при рассеянии электронов на ядрах водорода от сечения для точечного объекта. Первые опыты по e - p -рассеянию были проведены Хофштадтером в 1955 г. [1]. В этих экспериментах электроны с энергией 500—1000 МэВ бомбардировали протоны мишени. Угловое распределение рассеянных электронов не соответствовало ожидаемому для точечного протона. Результаты экспериментов стимулировали значительный интерес теоретиков и экспериментаторов к этой проблеме в последующие годы. В 1957 г. для объяснения электромагнитной структуры нуклона Намбу [2] постулировал существование двухпионного состояния (ρ -мезона), которое осуществляет связь между фотоном и нуклоном. Позже Фрезер и Фулко [3] развили эти представления и предсказали существование других мезонов, являющихся двух- и трехпионными резонансными состояниями. После открытия ρ -, ω - и ϕ -мезонов Сакураи [4] предложил модель векторной доминантности. В этой модели предполагается, что механизм обмена векторными мезонами ρ , ω и ϕ играет доминирующую роль при взаимодействии адронов с электромагнитным полем. Она позволяет единым образом подходить ко многим электромагнитным процессам. Однако модель векторной

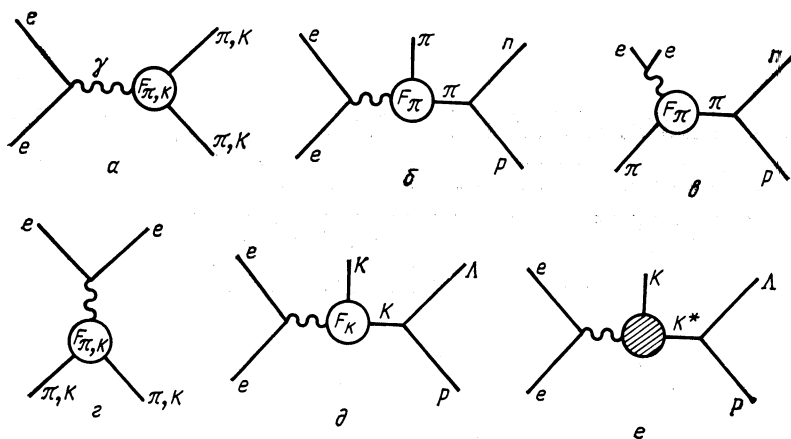


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для процессов:

a — упругого рассеяния электрона на адроне; *b* — электророждения пионов; *г* — обратного электророждения пионов; *з* — аннигиляции e^+e^- пары в адроны; *д* — электророждения каонов; *е* — электророждения каонов с обменом полюсом K^*

доминантности сталкивается с трудностями при описании зарядового радиуса протона и не предсказывает наблюдаемую зависимость нуклонного фактора от передаваемого импульса.

Диаграмма Фейнмана для процесса упругого рассеяния электрона на адроне представлена на рис. 1, *a*. Дифференциальное сечение рассеяния частицы с нулевым спином и зарядом Ze бесспиновым ядром с зарядом ze в нерелятивистском случае описывается формулой Резерфорда [5]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4m^2 (zZe^2)^2}{q^4},$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{p}'$ — переданный импульс. Рассеяние электрона, имеющего спин $1/2$ и заряд $z = 1$, на бесспиновой частице-мишени рассмотрел Мотт [6]. Для эффективного сечения рассеяния для случая однофотонного обмена им была выведена следующая формула

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M = 4(Ze^2)^2 \frac{E^2}{(qc)^4} \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right).$$

Здесь E — энергия электрона, а $v = \beta c$ — его скорость. В нерелятивистском пределе при $\beta \rightarrow 0$ формула Мотта переходит в формулу Резерфорда. При исследовании эффектов зарядового распределения при рассеянии быстрых электронов на ядрах Гут [7] и Роуз [8] показали, что сечение рассеяния в случае сферически-симметричного зарядового распределения в ядре $\rho(\mathbf{r})$ отличается от моттовского сечения на фактор $|F(q^2)|^2$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M |F(q^2)|^2,$$

который связан с распределением заряда $\rho(r)$ выражением

$$F(q^2) = \int \rho(r) e^{iq \cdot r} d^3r,$$

где предполагается, что

$$\int \rho(r) d^3r = 1.$$

При $qr \ll 1$ в предположении, что $F(q^2)$ — плавно меняющаяся функция, существует связь между фактором и среднеквадратичным зарядовым радиусом ядра $\langle r^2 \rangle$ [9]:

$$F(q^2) = 1 - \frac{1}{6} q^2 \langle r^2 \rangle + \dots \quad (1)$$

Здесь

$$\langle r^2 \rangle = \int \rho(r) r^2 d^3r.$$

Из выражения (1) видно, что фактор зависит только от квадрата переданного импульса и не зависит от энергии налетающей частицы.

Таблица 1. Факторы для некоторых однопараметрических распределений заряда

| | Зарядовое распределение | Фактор |
|------------------|--|---|
| Точечное | $\rho(r) = \delta(r - r')$ | $F(q^2) = 1$ |
| Экспоненциальное | $\rho(r) = \frac{a^3}{8\pi} e^{-ar}$ | $F(q^2) = \left(\frac{1}{1 + q^2/a^2} \right)^2$ |
| Типа Юкавы | $\rho(r) = \frac{a^2}{4\pi r} e^{-ar}$ | $F(q^2) = \frac{1}{1 + q^2/a^2}$ |
| Гауссово | $\rho(r) = \left(\frac{a^2}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-\frac{a^2 r^2}{2}}$ | $F(q^2) = e^{-q^2/2a^2}$ |

В табл. 1 приведены примеры факторов для различных зарядовых распределений [10].

Из выражения (1) находим:

$$\langle r^2 \rangle = -6 \frac{dF(q^2)}{dq^2} \Big|_{q^2=0}.$$

Таким образом, изучая электрон-адронное (или адрон-электронное), рассеяние, можно сделать заключение о пространственном распределении заряда в адроне. В заключение отметим, что анализ упругого рассеяния электронов в терминах электромагнитных факторов базируется на двух положениях:

- 1) применимость квантовой электродинамики для лептонов;
- 2) справедливость однофотонного приближения.

Применимость квантовой электродинамики была проверена во многих экспериментах. Приближение однофотонного обмена основывается на малости постоянной тонкой структуры $\alpha \approx 1/137$. Эта гипотеза также хорошо подтверждена экспериментальными данными [11].

Интерпретация процессов рассеяния, основанная на этих двух предположениях, показывает, что при изучении электромагнитного взаимодействия элементарных частиц можно использовать теорию возмущений и ограничиться низшим ненулевым приближением. В низшем приближении по e матричный элемент процесса (рис. 1, а) содержит скалярную функцию $F_1(t)$. Процесс аннигиляции электрона и позитрона в два π -мезона (рис. 1, б) также содержит некоторую функцию $F_2(s)$, зависящую от квадрата полной энергии частиц в системе центра инерции (с.ц.и.). Эти функции связаны между собой. Тесная связь между матричными элементами перекрестных процессов хорошо известна в квантовой электродинамике. Существует некоторая функция $F(\omega)$, аналитическая в комплексной плоскости ω с разрезом $\omega \geq 4\mu^2$ (μ — масса π -мезона), совпадающая с $F_1(t)$ при $\omega = t \leq 0$ и стремящаяся к $F_2(s)$ при $\omega \rightarrow s$ из верхней полуплоскости. Иначе говоря, каждая из функций $F_1(t)$ и $F_2(s)$ является аналитическим продолжением другой. Функция $F(\omega)$ называется фактором π -мезона. Аналогичным образом вводятся факторы и для других частиц.

Электромагнитные факторы несут в себе информацию о процессах сильного взаимодействия в адроне, которые определяют электромагнитную структуру частиц. При этом количественное описание сильных взаимодействий идет в рамках функциональной зависимости от одной переменной q^2 . Это обстоятельство обуславливает тот факт, что современные методы теоретической физики элементарных частиц (например, квантовая хромодинамика) широко используются для описания факторов.

1. КРАТКИЙ ОБЗОР ИССЛЕДОВАНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФОРМАКТОРОВ ПИОНА И КАОНА

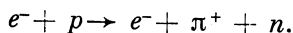
Радиус пиона. Поскольку заряженные π - и K -мезоны не обладают спином, то они характеризуются одним электромагнитным фактором. Точное измерение их факторов чрезвычайно важно при рассмотрении различных теоретических моделей.

До настоящего времени было выполнено большое количество экспериментов по определению электромагнитного радиуса пиона (табл. 2). При рассеянии положительных и отрицательных пионов на ядрах гелия [12—14] разница между сечениями рассеяния пропорциональна произведению факторов пиона и ядра гелия. Зная зарядовый радиус ядра гелия и его ядерную амплитуду, можно получить фактор пиона. Однако процедура определения пионного фактора чувствительна к предположениям относительно ядерной

Таблица 2. Экспериментальные данные для зарядового радиуса π^- -мезона

| Экспериментальная техника | $\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2}$, фм | Литература |
|--|--------------------------------------|---|
| $\pi - \alpha$-рассеяние | | |
| Счетчики | $1,8 \pm 0,8$ | Нордберг и Кинси [12] Блок и др. [13] Кроув и др. [14] |
| Гелиевая пузырьковая камера | $< 0,9$ | |
| Счетчики | $2,96 \pm 0,43$ | |
| Электророждение пионов | | |
| Счетчики | $0,80 \pm 0,10$ | Акерлоф и др. [19] Мистретта и др. [20] Бекб и др. [21] Бекб и др. [22] Бардин и др. [23] |
| Счетчики | $0,86 \pm 0,14$ | |
| Счетчики, проволочные камеры | $0,704 \pm 0,025$ | |
| Счетчики, проволочные камеры | $0,711 \pm 0,018$ | |
| Счетчики | $0,740 \pm 0,11$ | |
| Обратное электророждение | | |
| Счетчики, искровые камеры | $< 1,9 \mu$ | Девонс и др. [28] Бережнев и др. [29] Бережнев и др. [30] |
| Счетчики, искровые камеры | $0,60 \pm 0,11$ | |
| Счетчики, искровые камеры | $0,62 \pm 0,12$ | |
| Встречные электрон-позитронные пучки | | |
| Счетчики, пропорциональные ка- меры | $0,678 \pm 0,011$ | Квензер и др. [37] Вассерман и др. [38] |
| Счетчики | $0,605 \pm 0,039$ | |
| Упругое $\pi - e$-рассеяние | | |
| Пропановая пузырьковая камера | $< 6,6$ | Гришин и др. [44] Аллаи и др. [45] Кассел [47] Адылов и др. [48] Далли и др. [49] Далли и др. [50] |
| Водородная пузырьковая камера | $< 4,5$ | |
| Счетчики, искровые камеры | $< 3,3$ | |
| Счетчики, искровые камеры | $0,78 \pm 0,10$ | |
| Счетчики, искровые и пропорци- ональные камеры | $0,56 \pm 0,04$ | |
| Счетчики, дрейфовые и пропорци- ональные камеры | $0,66 \pm 0,03$ | |

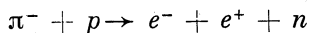
амплитуды и влиянию кулоновского взаимодействия. Так, Кристенсен [15] в релятивистской модели из данных по $\pi - \alpha$ -рассеянию получил $r_\pi \sim 1$ фм, Никитиу и Ю. А. Щербаков [16], используя другие фазовые сдвиги, получили $r_\pi = (0,80 \pm 0,40)$ фм, Ауэрбах и др. [17] в приближении оптической теоремы дают $r_\pi < 2,0$ фм, Александров и др. [18] получили $r_\pi = (0,83 \pm 0,17)$ фм. По-видимому, этот метод не может претендовать на более точное определение электромагнитного радиуса π -мезона. В экспериментах по электророждению пионов [19—23] (рис. 1, б) изучалась реакция



В 1959 г. Фрэзер [23] показал, что из такого рода экспериментов, пользуясь экстраполяцией типа $\text{Cu}-\text{Li}\alpha$ дифференциальных сечений к величине $q^2 = \mu^2$ (μ — масса π -мезона), можно «безмодельным» способом определить формфактор π -мезона. С тех пор точность эксперимента при изучении этой реакции улучшилась на один-два порядка, однако и в настоящее время она далеко не достаточна для проведения сколько-нибудь определенной экстраполяции к π -мезону полюсу. Поэтому в экспериментах по электророждению пионов авторы обычно извлекают информацию о формфакторе π -мезона, опираясь на борновскую модель и рассчитывая поправки к ней методом дисперсионных соотношений для фиксированного q^2 (методом Берендса [25]). При теоретической интерпретации экспериментальных данных авторы предполагают, что мнимая часть амплитуды одиночного рождения π -мезонов мала и полностью определяется изобарой Δ (1236). Авторы рассчитывают изовекторную часть сечения исследуемого процесса, а ее экспериментальное значение находят из сравнения данных, полученных на водороде и дейтерии, предполагая, что нуклоны в ядре дейтерия являются свободными. Таким способом в работе [21] было получено значение среднеквадратичного радиуса пиона ($0,704 \pm 0,025$) фм. Систематическую погрешность экспериментальных данных по дифференциальным сечениям авторы оценивают в 5—6%. Хотя авторы показывают, что используемая модель неплохо описывает различные аспекты экспериментальных данных при вылете рождающихся π -мезонов под малыми углами по отношению к направлению виртуального фотона, теоретическая неоднозначность интерпретации данных остается весьма значительной. Модельно-зависимая природа этих измерений ставит много теоретических вопросов. Например, в работе [26] отмечается, что в константу вычитания, используемую в дисперсионных вычислениях Берендса [25], входит неизвестная функция от t и k^2 (k^2 — квадрат «массы» виртуального фотона), что вносит неоднозначность в определение формфактора пиона. В работе [27] указывается, что в теоретических дисперсионных вычислениях необходимо учитывать также вклад аксиально-векторного формфактора.

Дрелл и Захариазен [9] указали на возможность определения формфактора пиона из процесса обратного электророждения пионов, в котором виртуальный фотон рождает электрон-позитронную пару (рис. 1, в).

Реакция обратного электророждения пионов [28—30]



позволяет изучать формфактор в области $-4m_\pi^2 < q^2 < 0$ (ГэВ/с)², которая кинематически недоступна для других типов экспериментов. В однофотонном приближении этот процесс, согласно T -инвариантности, описывается той же амплитудой, что электророждение пионов, различны лишь области изменения k^2 . Однако для определения формфактора здесь также необходимы модельно-зависимые дисперсион-

ные вычисления. В работе [30] экспериментальные данные анализировались в рамках модели [31], которая учитывает только вклад амплитуды магнитного дипольного перехода M_{1+} . В качестве параметров модели использовались дираковские и паулиевские изовекторные и изоскалярные формфакторы нуклона F_1^v , F_2^v , F_1^s , F_2^s , формфактор пиона F_π и формфактор G_M^* , входящий в амплитуду M_{1+} . Формфакторы F_1^v и F_π при анализе предполагались действительными и равными

$$F_1^v(k^2) = F_\pi(k^2).$$

Формфакторы были определены с погрешностью около 6%. Однако если формфакторы F_1^v и F_π считать независимыми, то получающиеся значения имеют погрешность около 80%.

В ряде теоретических работ [32, 33] показано, что разность $\Delta(k^2) = F_1^v(k^2) - F_\pi(k^2)$ может быть рассчитана с достаточно хорошей точностью. В работе [29] при анализе экспериментальных данных формфакторы F_1^v и F_π вычислялись с помощью дисперсионной модели [31] с использованием теоретических значений их разности. В результате для электромагнитного радиуса пиона было получено значение:

$$\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = (0,60 \pm 0,11) \text{ фм.}$$

Таким образом, рассмотренные выше косвенные методы определения F_π сопровождаются теоретическими неопределенностями, связанными с используемыми моделями.

Формфактор пиона может быть измерен также во времениподобной области переданных импульсов [34—38] в экспериментах на встречающихся пучках

$$e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-.$$

В этом случае квадрат переданного импульса равен $t = s = (2E)^2$, а полное сечение процесса (рис. 1, *в*) записывается в виде [39]:

$$\sigma = \frac{\pi\alpha_1^2}{12E^2} \beta_\pi^3 |F_\pi|^2,$$

где β_π — скорость π -мезона; E — энергия пучка. В этих экспериментах обычно одновременно регистрируются события e^+e^- взаимодействия с конечным состоянием e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ или $\pi^+\pi^-$. Квадрат модуля формфактора пиона в этом случае выражается через число зарегистрированных в эксперименте событий $N(\pi\pi)$ и $N(ee + \mu\mu)$ следующим образом [38]:

$$|F_\pi|^2 = \frac{C1\sigma_{ee} + C2\sigma_{\mu\mu}}{C3\sigma_{\pi\pi}} \frac{N(\pi\pi)}{N(ee + \mu\mu)},$$

где σ_{ee} , $\sigma_{\mu\mu}$, $\sigma_{\pi\pi}$ — электродинамические сечения процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, а $C1$, $C2$, $C3$ — поправочные коэффициенты. Необходимо отметить, что в этих экспериментах формфактор может быть измерен только в области t выше порога рождения $\pi^+\pi^-$ -пары ($t > 4 m_\pi^2$).

В экспериментах [34—36] F_π был измерен в окрестностях ρ -мезонного пика. Экспериментальные данные хорошо описываются выражением Гунариса — Сакураи [40], полученным в модели векторной доминантности. Однако для извлечения информации о r_π необходимо знать поведение формфактора в области t ниже ρ -пика вблизи порога рождения пары. В работе [37] экспериментальные данные, полученные на встречных пучках в ОРСЭ, анализировались в рамках модели векторной доминантности с учетом вклада неупругого ω -канала [41, 42]. В результате $\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = (0,678 \pm 0,014)$ фм. Этот результат является наиболее точным в настоящее время. В эксперименте, выполненном в Новосибирске на накопителе ВЭПП-2М [38], формфактор пиона измерялся вблизи порога $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ с помощью времяпролетного детектора. Полученные значения F_π хорошо согласуются с предсказаниями модели векторной доминантности. Аппроксимация экспериментальных данных выражением

$$F_\pi(s) = F_\pi^{GS}(s) G(s),$$

где $F_\pi^{GS}(s)$ — формфактор пиона в модели Гунариса — Сакураи, а $G(s)$ — плавная аналитическая функция, учитывающая вклад далеких неупругих каналов, дает $\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = (0,605 \pm 0,039)$ фм. Это значение на два стандартных отклонения отличается от результата эксперимента, сделанного в ОРСЭ.

Изучение упругого $\pi - e$ -рассеяния

$$\pi^- + e^- \rightarrow \pi^- + e^-$$

является единственным модельно-независимым способом измерения зарядового радиуса π -мезона. Теоретическое дифференциальное сечение такого процесса для точечного пиона было получено в работах [52, 53]:

$$\frac{d\sigma}{dE} = 2\pi r_e^2 m_e \left(\frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} - \frac{E}{E_{\max}} + \frac{m_e E}{2P_0^2 c^2} \right) \frac{1}{E^2},$$

где E — энергия рассеянного электрона в лабораторной системе координат (л.с.к.); E_{\max} — максимальная энергия, переданная электрону; P_0 — импульс первичного пиона; γ — лоренц-фактор для пучковых частиц; r_e — классический радиус электрона; m_e — масса покоя электрона. Учитывая, что при энергиях порядка гигаэлектрон-вольты

$$\gamma^2/(\gamma^2 - 1) \simeq 1, \quad m_e E/2P_0^2 c^2 \simeq 0,$$

сечение можно записать в виде

$$\frac{d\sigma}{dE} = K \left[1 - \frac{E}{E_{\max}} \right] \frac{1}{E^2},$$

где $K = 2\pi r_e^2 m_e = 254,9$ МэВ·мб.

До настоящего времени было выполнено девять экспериментов [43—52] в диапазоне энергий от 1 до 300 ГэВ. Первые эксперименты [43—48], выполненные при энергии ниже 50 ГэВ, смогли установить только верхний предел радиуса пиона, вследствие малости

эффекта формфактора и недостаточного аппаратного разрешения. Для измерения электромагнитного радиуса π -мезона необходимо, чтобы приведенная дебройлевская длина волны электрона $\lambda = \hbar c/E$ была сравнима с комптоновской длиной волны π -мезона $\hbar/m_{\pi}c$. В табл. 3 приведены оценки чувствительности экспериментов

Таблица 3. Оценки чувствительности экспериментов по π - e -рассеянию, выполненных в различных лабораториях, к размерам π -мезона

| Лаборатория | P_{π} , ГэВ/с | $\sigma_{\text{с.д.и.}}^{\text{макс}}$, МэВ/с | $1/q_{\text{макс}}$ фм |
|-------------|-------------------|--|------------------------|
| Беркли | 1,12 | 8 | 24,5 |
| Дубна | 4 | 29,7 | 6,6 |
| ЦЕРН | 16 | 86,4 | 2,3 |
| Брукхейвен | 20 | 102 | 2,0 |
| Серпухов | 50 | 192 | 1,03 |
| ФНАЛ | 100 | 293 | 0,67 |
| ФНАЛ | 250 | 487 | 0,41 |
| ЦЕРН | 300 | 536 | 0,37 |

по π - e -рассеянию, выполненных в различных лабораториях, к размерам π -мезона.

Первые зарядовый радиус π -мезона был измерен в опыте по π - e -рассеянию на ускорителе ИФВЭ при энергии 50 ГэВ [48]. Дальнейшие эксперименты на ускорителе ФНАЛ (Батавия) при энергиях 100 и 250 ГэВ [49, 50] позволили существенно уточнить радиус π -мезона.

В простейшей модели векторной доминантности формфактор пиона определяется как

$$F_{\pi}(q^2) = \frac{1}{1 + q^2/m_{\rho}^2},$$

где m_{ρ} — масса ρ -мезона. Значение зарядового радиуса пиона в этой модели

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2} = 0,63 \text{ фм.}$$

Все известные в настоящее время теоретические предсказания для зарядового радиуса пиона сведены в табл. 4. В ряде работ [32, 54—57] рассчитаны границы радиуса пиона по экспериментальным данным во времениподобной области исходя из дисперсионных соотношений и в предположении относительно определенного поведения формфактора при больших q^2 . В работе [57] экспериментальные данные во времениподобной области параметризовались с учетом четырех резонансов ρ (776), ρ_A (1100), ρ' (1250) и ρ'' (1540). Многие авторы [58—67] рассчитывали предельные значения зарядового радиуса пиона, анализируя экспериментальные данные во всей области передаваемых импульсов.

Таблица 4. Теоретические предсказания для зарядового радиуса π^- -мезона

| $\langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2}$, фм | Литература | $\langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2}$, фм | Литература |
|---|----------------------------------|---|---------------------------|
| 0,58—0,69 | Чу и Сакураи [54] | 0,63 | Хелер и Питаринен [62] |
| 0,69 ^{+0,01} —0,02 | Хаммер и др. [55] | 0,7 | Роос [63] |
| 0,24—0,78 | Бонней и Мартин [56] | 0,71±0,01 | Део и Париди [64] |
| 0,66—0,69 | Буднев и др. [32] | 0,68±0,01 | Дубничка и Мещеряков [65] |
| 0,69 | Феличетти и Шриваста- ва [57] | 0,695 | Дженсини [66] |
| < 2,1 | Гешкенбейн [58] | 0,70±0,15 | Балуни [67] |
| < 0,67 | Фам и Райт [59] | 0,65 | Зовко [68] |
| 0,49—0,74 | Разиллер и Шмидт [60] | 0,61±0,03 | Чу [69] |
| 0,68±0,06 | Кильман и Шмидт [61] | 0,65 | Волков и Первушин [70] |
| | | 0,58—0,65 | Таррак [71] |
| | | 0,68±0,02 | Хейн и Лэнг [72] |

Предсказания для радиуса заряженного пиона были сделаны также в рамках расширенной модели векторной доминантности в работе [68], на основе геометрической модели рассеяния адронов Чу — Янга [69], с помощью суперпропагаторного метода в теории кирального типа [70], в релятивистской кварковой модели [71].

В работе [72] экспериментальные данные по формфактору π^- -мезона в пространственно- и времениподобной областях переданных импульсов $[-9,77 < q^2 < 9,61 \text{ (ГэВ/с)}^2]$ аппроксимировались одновременно методом, ослабляющим зависимость от выбора теоретических моделей. В результате был получен $\langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2} = (0,68 \pm 0,02) \text{ фм}$. При исключении из анализа экспериментальных данных по электропроявлению пионов [23] $\langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2} = (0,66 \pm 0,02) \text{ фм}$.

Радиус K^- -мезона. В модели векторной доминантности электромагнитный формфактор заряженного K^- -мезона дается выражением [73]:

$$F_K(q^2) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{q^2}{m_{\rho}^2} \right)^{-1} + \frac{1}{8} \left(1 + \frac{q^2}{m_{\omega}^2} \right)^{-1} + \frac{3}{8} \left(1 + \frac{q^2}{m_{\phi}^2} \right)^{-1}.$$

В соответствии с этим зарядовый радиус каона

$$\langle r_K^2 \rangle^{1/2} = 0,58 \text{ фм}.$$

Вклад в формфактор каона в этой модели дают три векторных мезона ρ , ω и ϕ . Расширенная модель векторной доминантности [68] требует, чтобы существовали по крайней мере три изовекторных и три изоскалярных мезона. Эта модель предсказывает $\langle r_K^2 \rangle^{1/2} = 0,62 \text{ фм}$.

В табл. 5 приведены теоретические предсказания для зарядового радиуса каона, вычисленные на основе различных моделей. В работе [74] авторы определяют вклад изовекторной части каонного формфактора с помощью дисперсионных соотношений, а вклад изоскалярной части с помощью модели векторной доминантности. В работе [69] сделана оценка зарядового радиуса K^- -мезона на основе геометри-

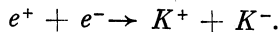
Таблица 5. Теоретические предсказания для зарядового радиуса K -мезона

| $\langle r_{K^-}^2 \rangle^{1/2}$, фм | Литература | $\langle r_{K^-}^2 \rangle^{1/2}$, фм | Литература |
|---|-----------------------------|---|-----------------------------------|
| 0,58 | Крол, Ли и Зумино [73] | 0,52—0,77 | Таррак [71] |
| 0,62 | Зовко [68] | 0,61 | Волков, Матафонов и Первушин [76] |
| $0,620 \pm 0,037$ | Блатник, Станов и Лэнг [74] | 0,52 | Волконский [77] |
| $0,54 \pm 0,13$ | Чу [69] | 0,56 | Феличетти и Шривастава [78] |
| $0,53 - 0,63$ | Герасимов [75] | | |

ческой модели рассеяния адронов. М. К. Волков, В. Б. Матафонов и В. Н. Первушин [76] сделали предсказания для r_{K^-} в квантовой киральной теории. Н. Ю. Волконский [77] вычислил радиус каона с помощью партонной модели. С. Б. Герасимов [75] и Таррак [71], исходя из релятивистской кварковой модели, получили предельное значение радиуса каона.

Каон, так же как и пион, является бесспиновой частицей и имеет относительно небольшую массу. Так же, как и пион, из-за своей нестабильности он не может быть использован в качестве частицы-мишени в экспериментах по упругому рассеянию электронов. Поэтому проведение экспериментов по исследованию структуры каона связано с возможностью получения пучков каонов высоких энергий, которые могли бы использоваться для упругого рассеяния на атомных электронах. Попытки применить метод электророждения для измерения электромагнитного формфактора каона сталкиваются со значительными трудностями из-за достаточно большой массы каона, а также из-за невозможности разделить вклад в реакцию $e^- + p \rightarrow e^- + K^+ + \Lambda^0$ диаграммы обмена полюсом K^* (рис. 1, *e*). Несмотря на то что эксперименты по электророждению каона были выполнены [79], результаты по формфактору каона не опубликованы.

Несколько экспериментов по определению электромагнитного формфактора каона во времениподобной области переданных импульсов было выполнено на встречных электрон-позитронных пучках [80—91]. Изучалась реакция типа



На рис. 2 представлены известные в настоящее время данные по формфактору каона во времениподобной области переданных импульсов. Экспериментальные данные сравниваются с предсказанием модели векторной доминантности, учитывающей вклады ρ -, ω - и ϕ -мезонов [90]. Видно, что данные в области энергий взаимодействия больше 1,1 ГэВ лежат выше теоретической кривой. Это, по-видимому, связано с вкладом от неупругих каналов [92, 93]. Экспериментальных

данных во времениподобной области пока недостаточно, чтобы безмодельным образом проэкстраполировать формфактор каона к $q^2 = 0$ и рассчитать его зарядовый радиус с разумной точностью. Авторы работы [78] провели анализ экспериментальных данных по формфактору каона во времениподобной области в рамках резонансной модели, которая рассчитывает вклады ρ -мезона и более тяжелых векторных мезонов. Среднеквадратичный радиус K^- -мезона при этом у них получился равным 0,56 фм.

Первым (и пока единственным) экспериментом, в котором измерили электромагнитный радиус K^- -мезона, является опыт по упругому $K - e$ -рассеянию, выполненный в Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми при энергии 250 ГэВ [94]. Среднеквадратичный радиус каона оказался равным

$$\langle r_K^2 \rangle^{1/2} = (0,56 \pm 0,05) \text{ фм.}$$

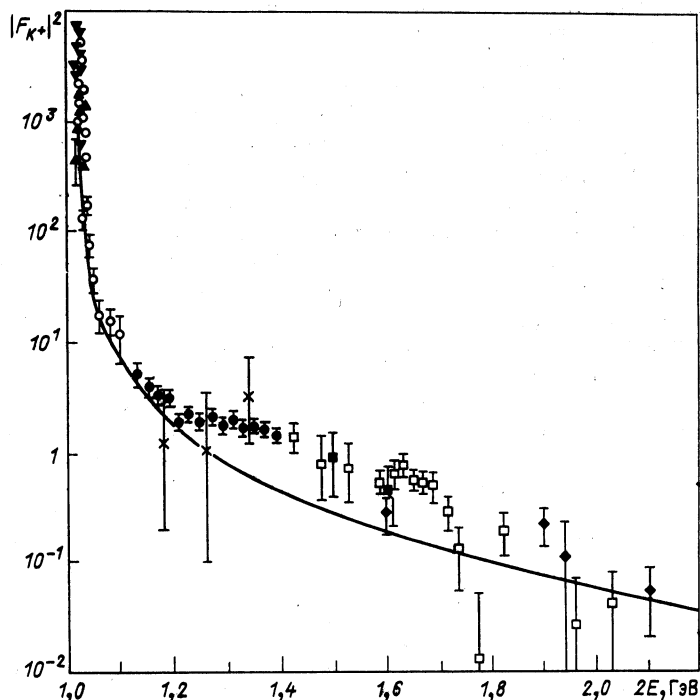


Рис. 2. Экспериментальные данные по формфактору каона во времениподобной области переданных импульсов:

▲ — ОРСЭ, 1970; ▼ — Новосибирск, 1971; × — Новосибирск, 1972; ◆ — Фраскати, 1973—1975; ○ — Новосибирск, 1978; ■ — Фраскати, 1977—1980; □ — ОРСЭ, 1979—1981; ● — Новосибирск, 1979

Вследствие выделенности экспериментов по $K - e$ - и $\pi - e$ -рассеянию для проблемы определения электромагнитных формфакторов каона и пиона из-за возможности практически безмодельной трактовки их результатов мы далее рассмотрим эти эксперименты более подробно.

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УПРУГОМУ $\pi - e$ - И $K - e$ -РАССЕЯНИЮ

В экспериментах, подробно описываемых ниже, изучалось упругое рассеяние π^- -мезонов с импульсом от 1 до 300 ГэВ/с и K^- -мезонов с импульсом 250 ГэВ/с на атомных электронах.

Кинематика процесса $\pi - e$ -рассеяния описывается 4-векторами P_e, P'_e, P_π, P'_π (рис. 3). Переданный 4-импульс зависит только от энергии рассеянного электрона

$$-q^2 = (P_e - P'_e)^2 = (P_\pi - P'_\pi)^2 = 2m_e(m_e - E_e) \simeq -2m_e E_e,$$

где m_e — масса электрона; E_e — энергия электрона в л.с.к. (т. е. в системе, где первоначальный электрон покоится). Максимальная энергия, которую может получить электрон отдачи в лабораторной системе, определяется как

$$E_{\text{макс}} = \frac{P_0}{1 + m_\pi^2/(2m_e P_0)},$$

где P_0 — импульс первичного пучка.

Чувствительность эксперимента такого типа к зарядовой структуре частицы можно оценить, зная (или предполагая) формфакторы частиц. В табл. 6 приведен максимальный эффект неточности пиона и каона для различных энергий первичного пучка. Для этих оценок использовались значения формфакторов, которые предсказываются

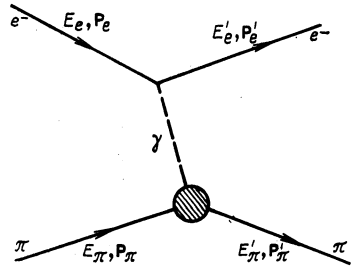


Рис. 3. Диаграмма Фейнмана для процесса упругого $\pi - e$ -рассеяния

Таблица 6. Максимальный эффект неточности пиона и каона для различных энергий первичного пучка

| Частица | Энергия, ГэВ | | | | |
|---------|--------------|------|------|------|------|
| | 20 | 50 | 100 | 250 | 300 |
| π | 1,03 | 1,14 | 1,31 | 1,94 | 2,19 |
| K | — | 1,03 | 1,12 | 1,40 | 1,53 |

моделью векторной доминантности. Видно, что если эффект неточности π -мезона сравнительно велик уже при энергии первичного пучка 50 ГэВ, то неточность K -мезона становится заметной начиная лишь с энергии 100 ГэВ.

Эксперименты по $\pi - e$ -рассеянию в области энергий 1—20 ГэВ [43—47]. Впервые упругое $\pi - e$ -рассеяние изучалось на 25-сантиметровой водородной пузырьковой камере в Беркли в 1960 г. [43]. Камера облучалась пучком π -мезонов с импульсом 1,12 ГэВ/с. Из 26 000 фотографий было отобрано 212 случаев $\pi - e$ -рассеяния с энергией электронов от 32 до 62 МэВ. Это позволило измерить полное сечение процесса в данном диапазоне по энергии электрона:

$$\sigma = (1,37 \pm 0,17) \text{ мб.}$$

Теоретическое полное сечение для точечного пиона в этом же диапазоне $\sigma_{\text{теор}} = 1,17$ мб. Таким образом, в этом эксперименте неточность пиона замечена не была.

В эксперименте на 24-литровой пропановой пузырьковой камере [44], выполненном в ЛВЭ ОИЯИ, изучалось $\pi - e$ -рассеяние при импульсе первичных пионов 4 ГэВ/с. Было получено около 50 000 кадров, из которых критериям отбора удовлетворяли 573 события с энергией электронов ≥ 300 МэВ. Полное сечение оказалось равным

$$\sigma = (0,166 \pm 0,010) \text{ мб,}$$

что находится в хорошем согласии с теоретическим значением $\sigma_{\text{теор}} = 0,169$ мб. Исходя из максимального значения переданного импульса $q_{\text{макс}} = 29,7$ МэВ/с, авторы оценили радиус пиона

$$r_{\pi} \leq 6,6 \text{ фм.}$$

Два эксперимента по $\pi - e$ -рассеянию были выполнены в ЦЕРН при импульсе пионов 16 ГэВ/с. В работе [45] пучком пионов облучалась 30-сантиметровая водородная пузырьковая камера. Из 57 500 кадров было отобрано 2702 события с энергией электронов от 30 до 7300 МэВ. При определении дифференциального сечения были учтены различные экспериментальные поправки. Погрешность измерения импульса электрона изменялась от 4% при $P < 100$ МэВ/с до 6% при $P \geq 500$ МэВ/с, потери на ионизацию и излучение составляли от 3% при 30 МэВ/с до 0,5% при $P > 600$ МэВ/с. Содержание мюонов в пучке было 10%, каонов 1%, антипротонов 0,3%. Поправка на плотность водорода составляла 2%. Полное интегральное сечение для событий с $P > 30$ МэВ/с

$$\sigma = (8,69 \pm 0,19) \text{ мб.}$$

Теоретическое полное сечение $\sigma_{\text{теор}} = 8,27$ мб. Квадрат формфактора пиона аппроксимировался по методу максимума правдоподобия. Из распределения функции правдоподобия авторы делают заключение о зарядовом радиусе π -мезона:

$$r_{\pi} \leq 4,5 \text{ фм.}$$

В другой работе, выполненной по фотоэмульсионной методике [46] в 1979 г., было измерено дифференциальное сечение $\pi - e$ -рассеяния при импульсе пионов 16,2 ГэВ/с. Статистика составляла 189 событий с энергией электронов от 100 до 3000 МэВ. Авторы пришли к выводу, что в исследуемой области переданных импульсов экспериментальное сечение не отличается от сечения для точечного пиона.

В эксперименте, выполненном в Брукхейвене [47], использовался магнитный спектрометр, состоящий из оптических искровых камер, жидководородной мишени, сцинтилляционных счетчиков, анализирующего магнита. Импульс пучка пионов был 20 ГэВ/с. Максимально возможная передача 4-импульсов в этом опыте составила 0,01 (ГэВ/с)². В работе дается верхняя оценка размеров π -мезона:

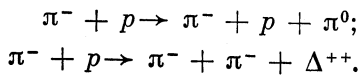
$$r_{\pi} < 3,3 \text{ фм.}$$

В связи с встретившимися трудностями в проведении эксперимента и обработке данных авторы не смогли существенно понизить верхнюю границу радиуса пиона по сравнению с предыдущим экспериментом.

$\pi - e$ -Рассеяние при энергии 50 ГэВ [48]. Первый эксперимент по упругому π - e -рассеянию, в котором удалось измерить среднеквадратичный радиус пиона, был выполнен на крупнейшем советском ускорителе в ИФВЭ в 1970—1971 гг. Постановка эксперимента на этом ускорителе была предложена группой физиков из ОИЯИ и независимо физиками из Калифорнийского университета (Лос-Анджелес). Исследования проводились совместными усилиями этих двух групп.

При подготовке эксперимента было проведено моделирование процесса $\pi - e$ -рассеяния при энергии 50 ГэВ в предположении, что $r_{\pi} = 0,7$ фм [95]. Дифференциальное сечение после введения предполагаемой геометрической эффективности аппроксимировалось методом наименьших квадратов (рис. 4). Расчеты показали, что при энергии пучка 50 ГэВ можно попытаться измерить зарядовый радиус пиона с погрешностью не более 0,05—0,10 фм.

Источником адронного фона в эксперименте могли быть реакции типа:



В работе [95] эти реакции анализировались и было показано, что в опыте по $\pi - e$ -рассеянию при энергии 50 ГэВ уровень фона не должен превышать 0,3% в случае надежной идентификации вторичных частиц. Анализ экспериментальных данных впоследствии показал, что фон сильных взаимодействий в этом эксперименте был пренебрежимо мал.

Реакция $\pi - e$ -рассеяния изучалась в области переданных импульсов $0,013 \leq q^2 \leq 0,036$ (ГэВ/с)² или $13 \leq E_e \leq 36$ ГэВ, т. е. при максимальных доступных значениях q^2 ($E_{\text{макс}} = 36$ ГэВ). Интегрированное сечение в этой области составляет приблизительно 2 мкб,

что значительно меньше сечений типичных адронных процессов. Особенностью изучаемой реакции являются очень малые углы вылета рассеянных электрона и пиона (рис. 5). Угол вылета вторичного пиона не превышает 3,6 мрад относительно первичного пиона. Максимальный угол раскрытия между вторичными электроном и пионом меньше 10 мрад во всей области q^2 . Для эффективного использования кинематических критериев требовалось точное измерение углов

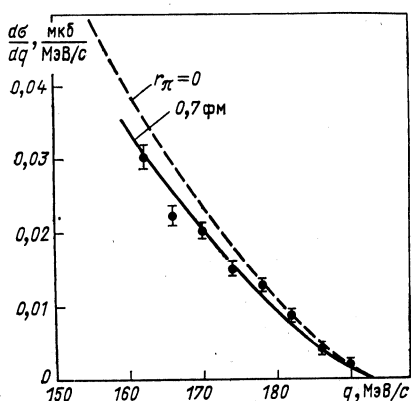


Рис. 4. Дифференциальное сечение упругого $\pi - e$ -рассеяния, полученное в результате моделирования с учетом предполагаемой геометрической эффективности [95]

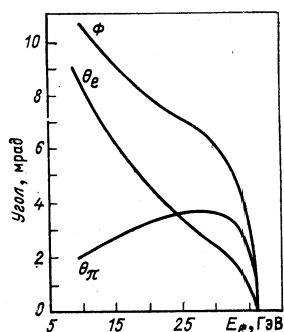


Рис. 5. Углы вылета пиона и электрона и угол разлета пары в упругом $\pi - e$ -рассеянии [при энергии 50 ГэВ]

и импульсов рассеянных частиц и, дополнительно, надежная идентификация электрона. Отметим, что корректная идентификация рассеянного электрона была затруднена при $E_e = E_\pi = 25$ ГэВ (рис. 5). В этой области q^2 нельзя полагаться только на кинематику для правильной идентификации события.

Экспериментальная установка представляла собой одноплечевой магнитный спектрометр, регистрирующий обе вторичные частицы (рис. 6), и включала магнитоотрицательные искровые и пропорциональные камеры, объединенные в три блока, жидководородную мишень, анализирующий магнит, мюонный детектор и систему сцинтилляционных и черенковских счетчиков, служивших для запуска установки. Спектрометр работал на линии с ЭВМ HP 2116B.

Выбор жидкого водорода в качестве мишени был обусловлен тем, что такая мишень имеет наибольшую плотность электронов на единицу массы (минимум фона от сильных взаимодействий), дает наименьшие радиационные потери энергии для вторичных электронов: поправка на поглощение π -мезонов, участвующих в реакции, для такой мишени является минимальной. Прецизионная 50-сантиметровая жидководородная мишень была изготовлена в ЛВЭ ОИЯИ [96].

Стабилизация давления, плоские окна и специальный экран, защищающий рабочий объем водорода от потока пузырьков кипения, обеспечивали знание количества водорода в области взаимодействия с точностью около 0,05 %.

Для определения траекторий первичной и вторичных частиц в эксперименте применялось 18 искровых камер с магнестрикционным съемом информации и две пропорциональные камеры. Съем

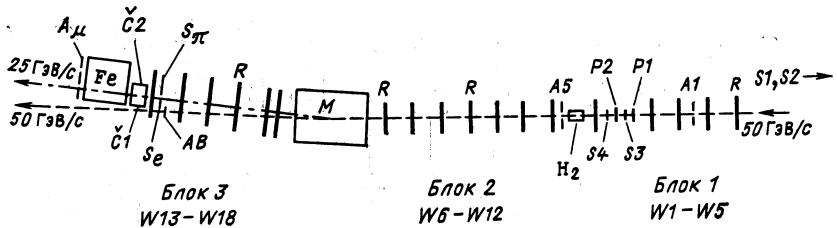


Рис. 6. Одноплечевой магнитный спектрометр, использовавшийся в эксперименте по $\pi - e$ -рассеянию при энергии 50 ГэВ:

$S_1 - S_4$ — пучковые сцинтилляционные счетчики; P_1, P_2 — однокоординатные пропорциональные камеры; $W_1 - W_{18}$ — двухкоординатные искровые камеры, повернутые на угол 45° ; H_2 — жидководородная мишень; A_1, A_5, AB — счетчики антисовпадений; M — магнит; S_e, S_π — триггерные сцинтилляционные счетчики; C_1, C_2 — черенковские ливневые счетчики; Fe — железный поглотитель; A_μ — сцинтилляционные счетчики для идентификации мюонов

информации осуществлялся как с земляного, так и высоковольтного электродов искровых камер. Камеры были расположены в трех блоках. Первый блок камер был расположен перед мишенью, второй — между мишенью и магнитом, третий блок — после магнита. Две однокоординатные пропорциональные камеры были расположены между искровыми камерами первого блока. При интенсивности первичного пучка 10^6 с^{-1} более 50% событий в искровых камерах сопровождалось фоновыми искрами от частиц, прошедших за время памяти камер. Поскольку время чувствительности пропорциональных камер значительно меньше (около 100 нс), чем у искровых, они позволяли определять, какие координаты в первом блоке камер относились к зарегистрированному треку. В связи с тем что во втором блоке спектрометра необходимо было разделять два близких трека, в искровых камерах второго блока информация считывалась с обоих концов магнестрикционной ленты. Это позволило разделять искры на расстоянии 1,5 мм в проекции. В камерах первого и третьего блоков спектрометра искры можно было разделять на расстоянии 5 мм. Для пространственного сопоставления треков частиц одна камера в первом блоке и по две камеры во втором и третьем блоках были повернуты на угол 45° . Третий блок искровых камер служил для измерения траекторий отклоненных частиц. Эффективность искровых камер в рабочих условиях составляла около 95%. Случайные фоновые искры в камерах уменьшали их эффективность, что накладывало ограничение на максимальную интенсивность первичного пучка. Для умень-

нения многократного кулоновского рассеяния и потерь энергии электронов на излучение между камерами и внутри апертуры магнита размещались полиэтиленовые мешки, наполненные гелием. Средняя координатная точность камер, определенная по трекам, оказалась равной 0,35 мм для высоковольтной плоскости и 0,25 мм для заземленной плоскости. За время цикла ускорителя длительностью 1,2 с аппарата могла регистрировать до 120 событий. Во время

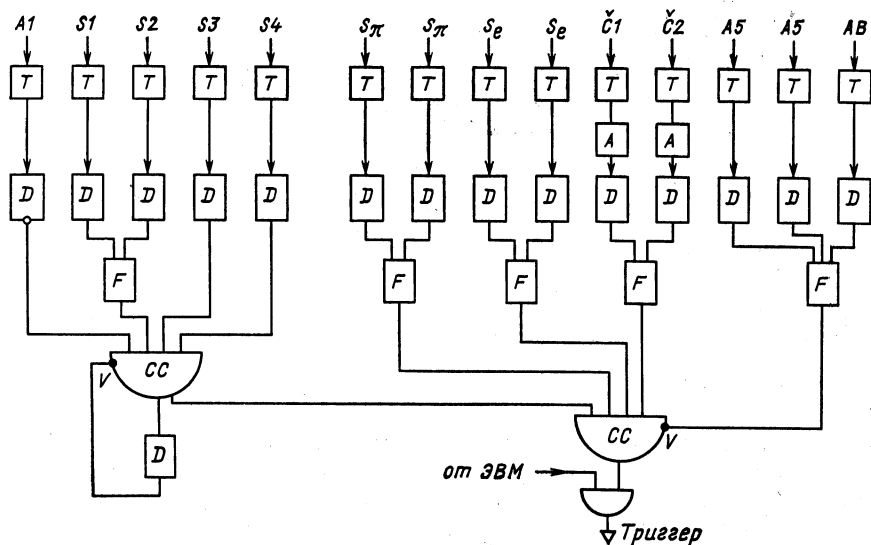


Рис. 7. Схема запуска экспериментальной установки по $\pi - e$ -рассеянию при энергии 50 ГэВ:

T — блок задержки; D — дискриминатор-формирователь; F — размножитель; CC — схема совпадений; A — аттенюатор; V — вето; $A1, A5, AB$ — счетчики антисовпадений; $C1, C2$ — черенковские ливневые счетчики; $S1 - S4$ — пучковые сцинтилляционные счетчики

проведения эксперимента среднее число запусков установки было 20 за цикл ускорителя при интенсивности падающего пучка $2,5 \times 10^5$ част./цикл.

Запуск установки осуществлялся с помощью сцинтилляционных счетчиков и ливневых черенковских счетчиков из свинцового стекла. Схема быстрой электронной логики установки представлена на рис. 7. Сцинтилляционные счетчики $S1 - S4$, включенные на совпадение, и антисовпадательный счетчик $A1$ с отверстием диаметром 8 см, расположенный перед мишенью и служивший для отсекания крыльев пучка, определяли поток частиц, падающих на мишень. За третьим блоком искровых камер были расположены сцинтилляционные счетчики S_e и S_π , которые регистрировали две рассеянные частицы. От эффективности этих счетчиков зависела точность определения дифференциального сечения, поэтому каждый сцинтиллятор про-

смаивался двумя фотоумножителями, расположенными с противоположных сторон. Для каждого события сигналы с обоих фотоумножителей записывались на магнитную ленту, что дало возможность в последующем провести анализ экспериментальных данных и показать, что эффективность обоих счетчиков весьма близка к 100%. Антисовпадательный счетчик А5 с отверстием диаметром 10 см расположен непосредственно за мишенью. Перед счетчиком был размещен

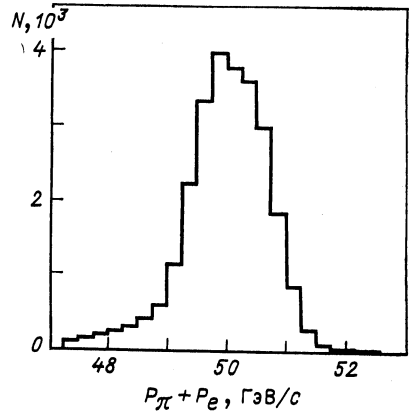
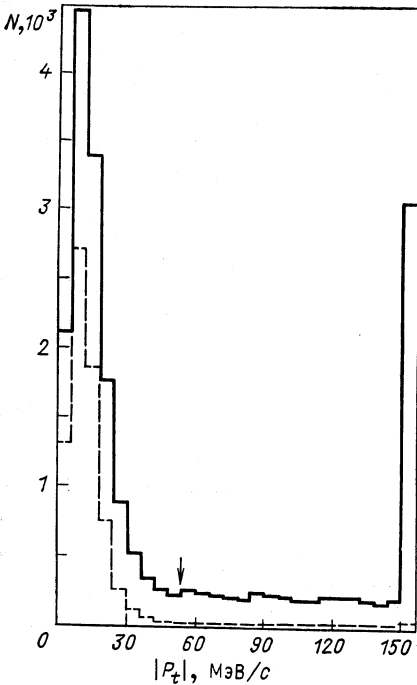


Рис. 9. Распределение числа $\pi - e$ -событий по полному импульсу

Рис. 8. Распределение числа $\pi - e$ -событий по поперечному импульсу:

сплошная линия — до применения обрезаний; штриховая линия — после применения обрезаний, кроме критерия по P_t . В крайнем правом столбце суммированы события, выходящие за пределы гистограммы

латунный конвертор толщиной 2 радиационных длины, также имевший отверстие. Этот счетчик был необходим для подавления запусков от неупругих взаимодействий в мишени с углами раскрытия большими, чем для $\pi - e$ -рассеяния. Антисовпадательный счетчик АВ был расположен на направлении частиц с импульсом 50 ГэВ/с в третьем блоке спектрометра. Он служил для подавления случайных запусков от взаимодействия пучковых частиц с веществом после магнита.

Электроны в данном эксперименте идентифицировались с помощью двух ливневых черенковских счетчиков с радиатором из свинцового стекла, расположенных за счетчиками S_e и S_π . Энергетическое разрешение этих счетчиков было $\sigma = 7\% \Delta E/E$ для электронов в области энергий от 20 до 30 ГэВ. Установка запускалась в случае совпадения сигналов от пучкового монитора, счетчиков S_e

и S_{π} , одного из черенковских счетчиков и отсутствия сигналов от счетчиков $A5$ и AB .

Импульсы рассеянных частиц измерялись с точностью $\Delta P/P = \pm 0,4\%$ по отклонению их траекторий в магните. ЭВМ *HP 2116B* и развитая система программного обеспечения позволяли контролировать работу как отдельных детекторов, так и всего спектрометра в течение набора статистики.

Установка зарегистрировала около 2,5 млн. событий, из которых только около 40 000 удовлетворяли геометрическим и кинематическим критериям, накладываемым на события $\pi - e$ -рассеяния. Основные кинематические критерии сформулированы с учетом разбаланса полного и поперечного импульсов, некомпланарности и разницы между измеренными и рассчитанными, исходя из импульсов частиц, углами вылета вторичных частиц. Благодаря указанным критериям вклад фоновых событий оказался пренебрежимо малым. На рис. 8 представлено распределение событий по поперечному импульсу до применения обрезаний и после обрезания по всем принятым критериям, кроме поперечного импульса. Видно, что вклад от неупругих событий после применения обрезаний незначителен. На рис. 9 приведено распределение числа $\pi - e$ -событий по полному импульсу. Форма этого распределения соответствует спектру пучковых частиц с учетом потерь на излучение в веществе спектрометра вторичным электроном. Обрезание по полному импульсу было выбрано ± 2 ГэВ/с.

Идентификация вторичного электрона осуществлялась по информации с двух ливневых черенковских счетчиков и по кинематической величине D^2 , определяемой как

$$D^2 = \left(\frac{\theta_e^{\text{кин}} - \theta_e^{\text{экс}}}{\Delta\theta} \right)^2 + \left(\frac{\theta_{\pi}^{\text{кин}} - \theta_{\pi}^{\text{экс}}}{\Delta\theta} \right)^2.$$

При идентификации электронов только по D^2 было установлено, что около 1% событий из области малых q^2 (энергия электрона менее 25 ГэВ) идентифицировались как события из области больших q^2 (энергия электрона более 25 ГэВ). Этот эффект имел место из-за излучения γ -кванта во время акта $\pi - e$ -рассеяния. Поскольку упругое дифференциальное сечение в области больших q^2 мало, то неправильная идентификация событий искажала сечение примерно на 10%. Дополнительная информация с черенковских счетчиков устраняла неоднозначность в идентификации электрона. В то же время при использовании информации только от черенковских счетчиков для идентификации вторичных частиц было найдено, что примерно в 2% событий частицы не могут быть идентифицированы, так как амплитуды импульсов в счетчиках сравнимы. Использование величины D^2 ($D^2 < 10^{-6}$ рад²) позволяло правильно идентифицировать такие события. На рис. 10 представлено распределение амплитуды импульса с черенковского ливневого счетчика, нормализованной на энергию электрона.

Важным аспектом эксперимента являются экспериментальные поправки к данным. Всего было необходимо учесть около 20 поправок. Наибольшими из них являлись поправки на эффективность восстановления событий, на геометрическую эффективность, радиационная поправка, потери энергии электроном на излучение в веществе мишени и спектрометра, поглощение пионов в веществе мишени

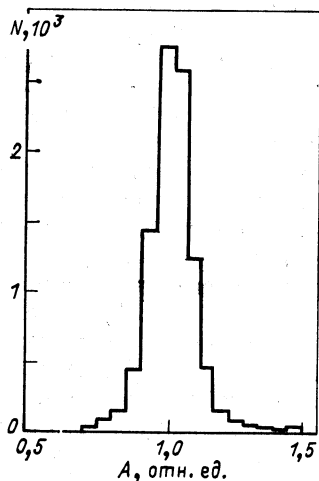


Рис. 10. Распределение нормализованных на энергию электрона амплитуд импульсов с черенковских ливневых счетчиков

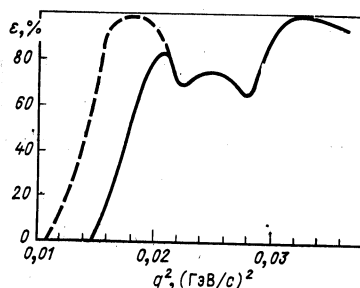


Рис. 11. Геометрическая эффективность установки в опыте по $\pi - e$ -рассеянию при энергии 50 ГэВ, рассчитанная методом Монте-Карло. Штриховая кривая соответствует сеансу работы установки без требования сигнала от ливневых счетчиков

и спектрометра. Точность определения поправок существенно влияла на точность определения радиуса пиона.

Геометрическая эффективность установки (рис. 11) рассчитывалась авторами методом Монте-Карло. Спад кривой эффективности в области малых q^2 связан с геометрией расположения черенковских ливневых счетчиков. Часть данных была получена без требования срабатывания черенковских счетчиков. В этом случае спад кривой (штриховая линия) определялся краем сцинтилляционного счетчика S_{π} . Особенности поведения кривой геометрической эффективности в области q^2 около $0,025$ $(\text{ГэВ}/c)^2$ связаны в основном с угловой и импульсной дисперсией пучка, его геометрическими размерами, наличием вертикальной щели между триггерными счетчиками S_e и S_{π} , азимутальной зависимостью вылета вторичных частиц и конечной длиной мишени.

В этом эксперименте использовались два несколько различающихся подхода для определения эффективности спектрометра и восстановления упругих событий. Оба подхода основывались на моделировании $\pi - e$ -рассеяния методом Монте-Карло с учетом реальных экспериментальных условий. В первом подходе основной акцент был

сделан на использовании фоновых условий в искровых камерах, извлеченных из зарегистрированных событий $\pi - e$ -рассеяния, с тем чтобы избежать математического моделирования процессов фоновой загрузки камер. Во втором подходе, наоборот, была предпринята попытка промоделировать фоновые условия, в которых работали искровые камеры в эксперименте.

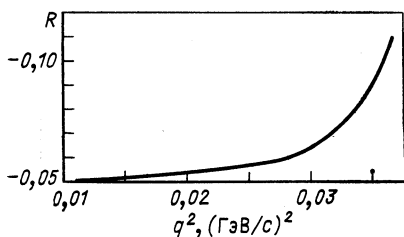


Рис. 12. Радиационная поправка для $\pi - e$ -рассеяния при энергии 50 ГэВ

Оба эти подхода имели свои преимущества и недостатки и дали несколько различающиеся оценки неэффективности спектрометра. В результате при анализе данных использовалось среднее значение неэффективности (4%), и ему была приписана систематическая погрешность, равная разности значений, полученных двумя различными методами (2%).

Радиационные поправки отражают эффекты, связанные с излучением γ -кванта во время акта $\pi - e$ -рассеяния, а также с потерями энергии электроном на излучение в мишени и веществе спектрометра. При расчете радиационной поправки учитывались реальные условия проведения эксперимента и рабочие критерии отбора событий. Радиационная поправка в зависимости от q^2 приведена на рис. 12. Расчеты были выполнены до членов порядка α^3 по программе, разработанной Д. Ю. Бардиным, Г. В. Мицельмахером и Н. М. Шумейко [97]. Остальные поправки приведены в табл. 7. Экспериментальное диф-

Таблица 7. Экспериментальные поправки к дифференциальному сечению в опыте по $\pi - e$ -рассеянию при энергии 50 ГэВ

| Эффект | Поправка, % | Погрешность, % |
|--|----------------|-------------------|
| Поправки, не зависящие от q^2 | | |
| Поглощение пучковых частиц | 2,7 | 0,6 |
| Пучковые частицы за пределами кинематических обрезаний по импульсу $48 < P < 52$ ГэВ/с | 4,1 | 0,2 |
| Случайные антисовпадения | 3,2 | 0,7 |
| Случайные совпадения пучкового монитора | 1,0 | 0,2 |
| Содержание K^- и \bar{p} в пучке | 1,2 | 0,1 |
| Содержание μ^- в пучке в пределах $48 < P < 52$ ГэВ/с | 0,5 | 0,1 |
| Неэффективность ливневых черенковских счетчиков | 0,0 | 0,2 |
| Неэффективность сцинтилляционных счетчиков | 0,0 | 0,2 |
| Антисовпадения от δ -электронов из мишени | 1,6 | 0,2 |
| Антисовпадения от жестких фотонов, излученных в акте $\pi - e$ -рассеяния | 0,3 | 0,2 |
| Длина мишени | 0,0 | 0,1 |

Продолжение табл. 7

| Эффект | Поправка, % | Погрешность, % |
|---|----------------|-------------------|
| Средние значения поправок, зависящих от q^2 | | |
| Излучение в веществе мишени и спектрометра | 19,0 | 0,9 |
| Распад π -мезонов | 1,0 | 0,1 |
| События из пустой мишени | 3,9 | 0,4 |
| Фон неупругих адронных взаимодействий | 0,0 | 0,5 |
| Поглощение π -мезонов в спектрометре | 1,8 | 0,3 |
| Поглощение π -мезонов в мишени | 5,0 | 0,2 |
| Потери событий из-за обрезаний по Z -позиции в мишени | 0,6 | 0,1 |
| Примесь событий μ - e -рассеяния | 0,7 | 0,2 |
| Энергетическая калибровка спектрометра | 0,0 | 0,5 |

Дифференциальное сечение вычислялось с учетом всех поправок. Квадрат формфактора пиона получается при делении экспериментального сечения на теоретическое ожидаемое дифференциальное сечение для точечного пиона.

Для определения зарядового радиуса пиона формфакторы (табл. 8)

Таблица 8. Квадрат формфактора пиона, измеренный в эксперименте по π - e -рассеянию при энергии 50 ГэВ

| Номер точки | q^2 , (ГэВ/c) ² | $ F_{\pi-} ^2$ | Полная погрешность |
|-------------|------------------------------|----------------|--------------------|
| 1 | 0,0138 | 1,002 | 0,079 |
| 2 | 0,0149 | 0,991 | 0,073 |
| 3 | 0,0159 | 0,986 | 0,068 |
| 4 | 0,0169 | 0,983 | 0,075 |
| 5 | 0,0179 | 0,990 | 0,076 |
| 6 | 0,0190 | 0,924 | 0,046 |
| 7 | 0,0200 | 0,916 | 0,044 |
| 8 | 0,0210 | 0,946 | 0,044 |
| 9 | 0,0220 | 0,948 | 0,047 |
| 10 | 0,0231 | 0,918 | 0,047 |
| 11 | 0,0241 | 0,896 | 0,047 |
| 12 | 0,0251 | 0,905 | 0,048 |
| 13 | 0,0261 | 0,896 | 0,049 |
| 14 | 0,0272 | 0,894 | 0,053 |
| 15 | 0,0282 | 0,912 | 0,055 |
| 16 | 0,0292 | 0,847 | 0,050 |
| 17 | 0,0302 | 0,873 | 0,054 |
| 18 | 0,0312 | 0,910 | 0,054 |
| 19 | 0,0323 | 0,856 | 0,057 |
| 20 | 0,0333 | 0,742 | 0,066 |
| 21 | 0,0343 | 0,886 | 0,072 |
| 22 | 0,0353 | 0,849 | 0,093 |

аппроксимировались так называемым однополюсным выражением

$$|F_{\pi}|^2 = \frac{N}{\left(1 + \frac{1}{6} \langle r_{\pi}^2 \rangle q^2\right)^2},$$

где N — нормализационный коэффициент, учитывающий систематическую неопределенность в экспериментальных данных. В этом эксперименте он оказался равным 2,8%. Поскольку систематические погрешности точек коррелированы, то для оптимального учета экспериментальных погрешностей данные аппроксимировались с использованием полной матрицы ошибок M_{ij} , диагональные элементы которой представляют собой квадраты полных погрешностей. Корреляционные коэффициенты вычислялись по формуле

$$C_{ij} = \frac{M_{ij}}{\sqrt{M_{ii}M_{jj}}}.$$

Полностью некоррелированные погрешности дают единичную матрицу корреляционных коэффициентов, а полностью коррелированные погрешности дают матрицу со всеми элементами, равными 1. При вычислении этих корреляционных коэффициентов систематические погрешности были максимальным образом положительно скоррелированы между всеми парами точек, поскольку они представляют собой погрешности в абсолютной нормализации и влияют на все точки данных. Исключение было сделано для геометрической эффективности, где только близкие экспериментальные точки считались коррелированными. χ^2 вычисляется следующим образом:

$$\chi^2 = \sum_{ij} (T_i - E_i) M_{ij}^{-1} (T_j - E_j),$$

где E_i — экспериментальное значение квадрата формфактора, а T_i — теоретическое значение. Этот метод аппроксимации данных учитывает статистические погрешности и надлежащую корреляцию в систематических погрешностях наиболее эффективным образом. В результате (рис. 13) было получено значение радиуса пиона:

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle = (0,61 \pm 0,15) \text{ фм}^2 \text{ или } \langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2} = (0,78 \pm 0,10) \text{ фм.}$$

Сравнивая это значение с предсказанием модели векторной доминантности

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle / \langle r_{VDM}^2 \rangle = (0,61 \pm 0,15) / 0,40 = 1,54 \pm 0,38,$$

нельзя, однако, сделать определенный вывод о применимости модели к описанию формфактора пиона. Были необходимы последующие эксперименты, в которых электромагнитный радиус π -мезона определялся бы с большей точностью.

В эксперименте по $\pi - e$ -рассеянию при энергии 50 ГэВ, выполненном на ускорителе ИФВЭ, впервые безмодельным способом измерено значение радиуса пиона. Точность, достигнутая в этом опыте, примерно в 30 раз выше точности, которая получена в предыдущих опытах по $\pi - e$ -рассеянию. В этом исследовании были разработаны

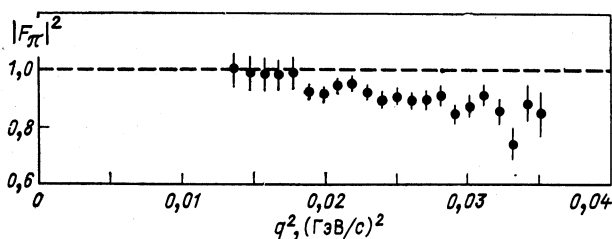


Рис. 13. Квадрат формфактора пиона в эксперименте при энергии 50 ГэВ

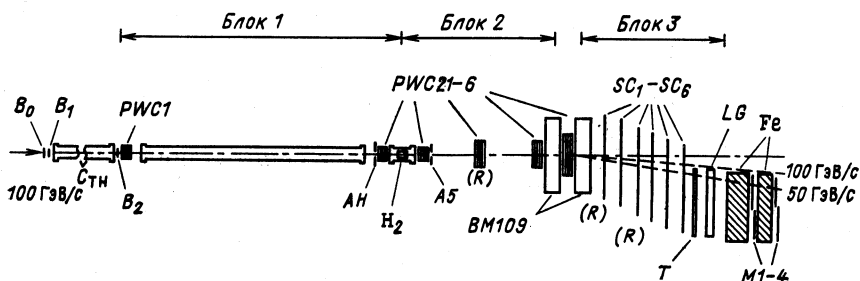


Рис. 14. Одноплечевой магнитный спектрометр для эксперимента по $\pi - e$ -рассеянию при энергии 100 ГэВ:

$PWC1-6$ — пропорциональные камеры; $SC_1 - SC_6$ — искровые камеры; (R) — повернутые камеры; B_0, B_1, B_2 — мониторные сцинтилляционные счетчики; $\check{C}_{ТН}$ — пороговый черенковский счетчик; H_2 — жидководородная мишень; $AH, A5$ — антисовпадательные сцинтилляционные счетчики; $BM109$ — магниты; T — триггерный сцинтилляционный годоскоп; LG — черенковский спектрометр полного поглощения; Fe — железный поглотитель; $M1-4$ — мюонные сцинтилляционные счетчики

в деталях все методические особенности аналогичных экспериментов, эксперимент явился прообразом всех дальнейших исследований, выполненных при более высоких энергиях.

$\pi - e$ -Рассеяние при энергии 100 ГэВ [79]. Исследование электромагнитного формфактора π -мезона в упругом $\pi - e$ -рассеянии при энергии 100 ГэВ было выполнено в 1975—1976 гг. на протонном синхротроне ФНАЛ (Батавия, США). Эксперимент выполнялся с участием физиков ОИЯИ. Ядро этой научной коллаборации составили участники первого ОИЯИ — США эксперимента в Серпухове. Эксперимент планировался с учетом опыта предыдущего исследования.

Процесс $\pi - e$ -рассеяния изучался в области переданных импульсов $0,03 \leq q^2 \leq 0,07$ (ГэВ/с)². Максимальный угол раскрытия рассеянных частиц не превышал 8 мрад в данной области q^2 .

Экспериментальная установка (рис. 14) состояла из искровых и пропорциональных камер, жидководородной мишени, двух анализирующих магнитов, мюонного детектора, сцинтилляционных счетчиков, порогового и ливневых черенковских счетчиков. Установка работала

на линии с ЭВМ *HP 2100*. В установке использовалось 24 плоскости пропорциональных камер, объединенных в модули по четыре плоскости, и шесть магнитоотрицательных искровых камер размером $1,5 \times 0,5$ м. Траектории первичной и рассеянных частиц после мишени измерялись с помощью пропорциональных камер, а траектории частиц после отклонения в магнитах измерялись двухкоординатными искровыми камерами. Жидководородная мишень длиной 50 и диаметром 10 см по аналогии с предыдущим экспериментом в Серпухове имела вакуумные рукава длиной 1 м с каждого из торцов, способствовавшие надежному разделению вершин событий из мишени от событий из окружающего материала. В спектрометре использовалось два анализирующих магнита типа *BM109*. Полный интеграл поля составлял 70 кГс·м, что соответствовало отклонению пучковой частицы с импульсом 100 ГэВ/с на угол 21 мрад. Поле каждого из магнитов было тщательно измерено и в процессе эксперимента контролировалось методом ядерного магнитного резонанса. Разрешение спектрометра по импульсу для рассеянных частиц изменялось от 0,08% для 30 ГэВ/с до 0,3% для 100 ГэВ/с.

Триггерный годоскоп состоял из четырех сцинтилляционных счетчиков *SE*, *SP*, *SU* и *SD*. Два последних счетчика перекрывали щель между счетчиками *SE* и *SP*, что способствовало улучшению геометрической эффективности спектрометра. Электрон идентифицировался с помощью системы из 10 ливневых черенковских счетчиков из свинцового стекла. Восемь блоков стекла имели размеры $20 \times 20 \times 40$ см и два блока — размеры $12,5 \times 20 \times 40$ см. Длина блоков составляла 14 радиационных единиц. Счетчики были расположены горизонтально в два ряда по пять штук. Среднеквадратичная погрешность в определении энергии, найденная по событиям упругого $\pi - e$ -рассеяния, составила $\pm 6\%$. Поскольку ливневые счетчики использовались как для определения энергии электрона, так и для формирования триггерного импульса, они были объединены в группы по четыре блока, и их сигналы суммировались. Для каждого из счетчиков был установлен определенный порог срабатывания, соответствующий минимальной энергии электрона, регистрируемого данным счетчиком. Для каждой группы счетчиков также был установлен определенный порог срабатывания. Результирующий сигнал от черенковского ливневого спектрометра представлял собой логическую сумму сигналов от четырех групп счетчиков.

Для идентификации мюон-электронных событий в эксперименте использовался мюонный детектор, состоящий из железного поглотителя длиной 3,75 м и четырех сцинтилляционных счетчиков.

Типичная интенсивность первичного пучка в этом эксперименте была $(2-4) \cdot 10^5$ с⁻¹. Для выделения пучковой частицы требовалось совпадение сигналов от сцинтилляционных счетчиков B_0 , B_1 , B_2 , порогового черенковского счетчика $S_{\text{ТН}}$ и отсутствие сигнала от счетчика *АН* (антисовпадательный счетчик с отверстием диаметром 5 см). Кроме того, в логику пучкового монитора были включены про-

порциональные камеры первого блока спектрометра. Во-первых, требовалось срабатывание трех из четырех плоскостей в каждом модуле, во-вторых, двойное срабатывание любых двух плоскостей в каждом из модулей запрещало формирование пучкового импульса. В дополнение к этим требованиям с помощью быстрой логики было осуществлено условие «нулевой интенсивности пучка» для уменьшения количества фоновых треков в пропорциональных и искровых камерах. Для этого сигнал от счетчика B_0 использовался для формирования вето в случае, если какая-либо частица прошла через установку в течение 1 мс перед рабочей частицей. Для того чтобы подавить события с двумя пучковыми частицами в одном банче (0,3 нс), сигнал от счетчика B_2 вырабатывал запрет, если амплитуда импульса в нем в полтора раза превышала уровень амплитуды для минимальной ионизации. События, в которых в течение 1 мкс после рабочей частицы какая-либо фоновая частица прошла через установку, маркировались. Только около одной трети всех пучковых частиц удовлетворяло вышеперечисленным требованиям.

Для формирования сигнала запуска установки было необходимо наличие сигналов от пучкового монитора, черенковского спектрометра, триггерного годоскопа, двухчастичного сигнала от пропорциональных камер второго блока и отсутствие сигнала от счетчика A_5 (антисовпадательный счетчик с отверстием диаметром 10 см). Двухчастичный сигнал вырабатывался по сигналам с пропорциональных камер $PWC5$ и $PWC6$. При этом требовалось, чтобы хотя бы одна горизонтальная и одна вертикальная плоскости в каждом модуле зарегистрировали более одной частицы.

В этом эксперименте по геометрическим и кинематическим критериям было отобрано около 10 000 событий упругого $\pi - e$ -рассеяния. Кинематический отбор событий упругого рассеяния [98] проводился с учетом ограничений, накладываемых законом сохранения энергии-импульса. При анализе допускалось, что электрон может испустить γ -квант при прохождении через вещество спектрометра, при этом предполагалось, что γ -квант вылетает по направлению движения электрона, и его энергия определялась процедурой аппроксимации.

С помощью распределения χ^2 находился набор параметров события, включая энергию излученного фотона. В качестве измеренных параметров использовались направления и импульсы вторичных частиц, найденные в эксперименте. Импульс первичного пучка определялся для каждого рабочего сеанса по результатам обработки пучковых сеансов. Для анализа события нужно было знать матрицу ошибок для измеренных параметров. Эти погрешности вычислялись исходя из характеристик экспериментальной установки.

Распределение χ^2 для отобранных событий $\pi - e$ -рассеяния представлено на рис. 15. Длинный хвост распределения может быть обусловлен как адронным фоном, так и событиями упругого рассеяния. События упругого рассеяния могут иметь большой χ^2 в случае ядерного рассеяния пионов в мишени или веществе спектрометра,

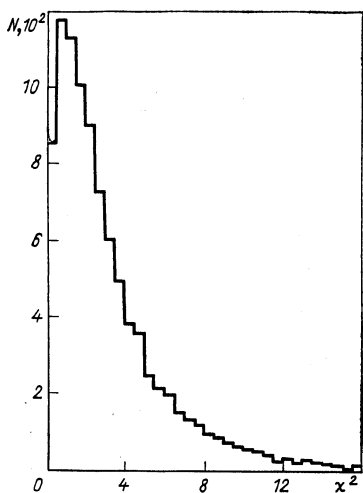


Рис. 15. Распределение χ^2 для событий π^0 — e -рассеяния в опыте при энергии 100 ГэВ

распада пионов в спектрометре, из-за эффектов внутреннего излучения фотонов в акте рассеяния, негауссовой формы распределения для многократного рассеяния частиц и возможных погрешностей при геометрической реконструкции события. Эти эффекты приводят к негауссовым погрешностям измерений и поэтому их трудно учесть в процессе анализа событий. На них были введены соответствующие поправки при вычислении дифференциального сечения. События отбрасывались, если $\chi^2 > 12$. Спектр энергий излученных γ -квантов, полученный при анализе событий, показан на рис. 16. Видно, что максимум распределения находится около нуля. Ширина распределе-

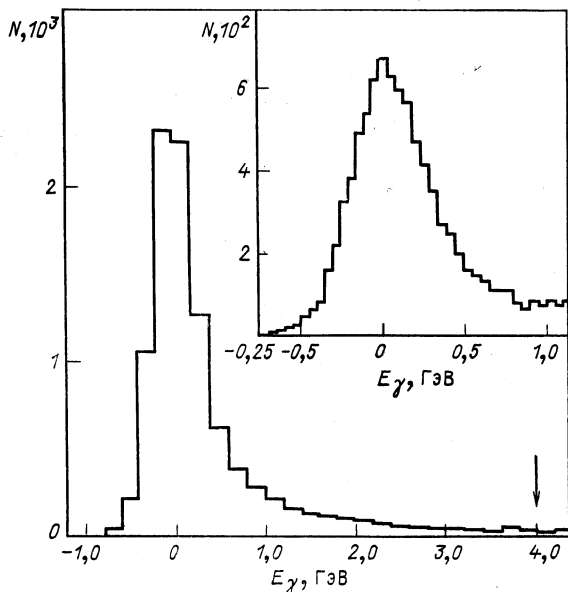


Рис. 16. Спектр энергий излученных γ -квантов, полученный в результате кинематического анализа событий. Стрелкой указана граница обрезания. В правом верхнем углу распределение вблизи $E_\gamma = 0$

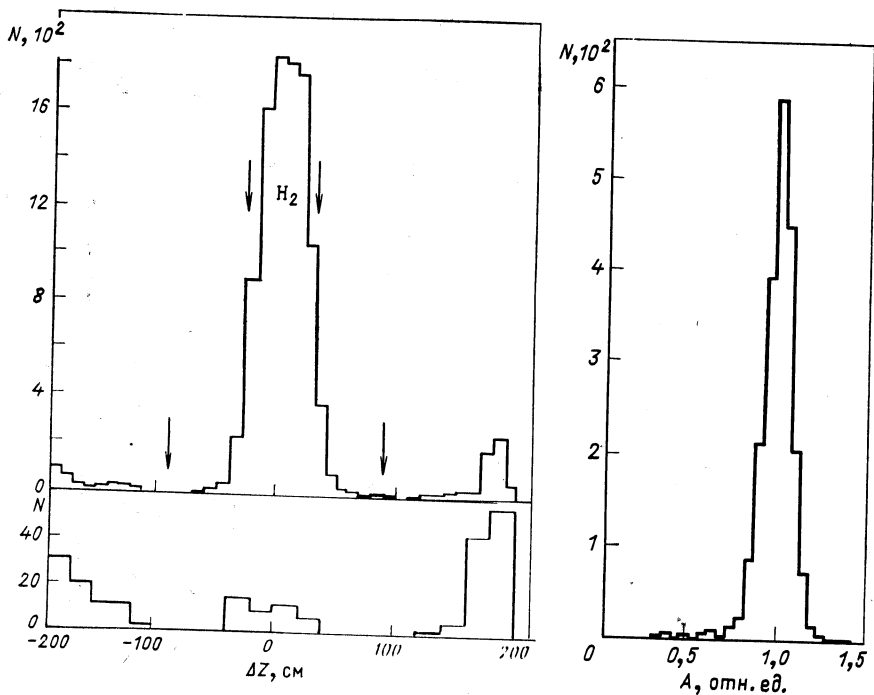


Рис. 17. Распределение Z -координаты восстановленной вершины взаимодействия в мишени относительно центра мишени. Стрелками указаны границы водорода и границы обрезаний (вверху). Такое же распределение, полученное при работе установки с отепленной мишенью (внизу). Небольшое количество событий в области мишени соответствует ожидаемому числу событий рассеяния на парах водорода в объеме мишени

Рис. 18. Распределение нормализованных на энергию электрона амплитуд импульсов от ливневых черенковских счетчиков в эксперименте при энергии 100 ГэВ

ния в основном определяется импульсным разбросом первичного пучка. События отбрасывались, если энергия фотона была больше 4,0 ГэВ. На рис. 17 показано распределение Z -координаты восстановленной вершины взаимодействия. Распределение находится в границах мишени. Видно, что события из мишени и события из других источников хорошо разделяются. Еще одним критерием отбора упругих событий была нормализованная на энергию электрона амплитуда импульса от черен-

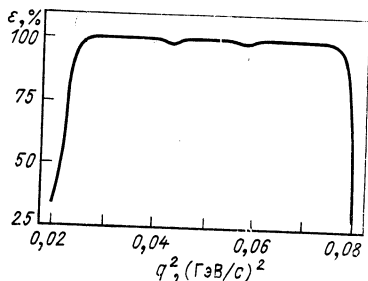


Рис. 19. Геометрическая эффективность для событий упругого π - e -рассеяния в эксперименте при энергии 100 ГэВ

Таблица 9. Экспериментальные поправки к дифференциальному сечению в опыте по π - e -рассеянию при энергии 100 ГэВ

| Эффект | Поправка, % | Погрешность, % |
|---|----------------|-------------------|
| Поправки, не зависящие от q^2 | | |
| Неэффективность поиска событий | 0,91 | 0,54 |
| Неэффективность системы запуска спектрометра | 0,12 | 0,45 |
| Плотность электронов в мишени | 0,00 | 0,27 |
| Содержание в пучке μ^- , e^- , K^- , \bar{p} | 0,40 | 0,20 |
| Пучковые частицы за пределами кинематических обрезаний по полному импульсу | 2,70 | 0,12 |
| Поглощение вторичных пионов | 4,71 | 0,10 |
| Поглощение и распад пучковых пионов | 3,06 | 0,07 |
| δ -Электроны в счетчике А5 | 0,39 | 0,04 |
| Область изменения поправок, зависящих от q^2 | | |
| Излучение в веществе мишени и спектрометра | 17,4—26,8 | 0,5 |
| Радиационная поправка | 7,3—8,8 | 0,4 |
| Фон сильных взаимодействий | 0,1—0,9 | 0,4 |
| Примесь μ - e -событий | 0,0—0,5 | 0,2 |
| Поправка на геометрическую эффективность | 0,6—4,7 | 0,1 |
| Распад вторичных пионов | 0,4—1,1 | 0,1 |

Таблица 10. Квадрат формфактора пиона, измеренный в эксперименте по π - e -рассеянию при энергии 100 ГэВ

| Номер точки | q^2 , (ГэВ/с) ² | $ F_{\pi^-} ^2$ | Полная погрешность |
|-------------|------------------------------|-----------------|--------------------|
| 1 | 0,0317 | 0,903 | 0,026 |
| 2 | 0,0337 | 0,910 | 0,027 |
| 3 | 0,0358 | 0,927 | 0,030 |
| 4 | 0,0378 | 0,988 | 0,033 |
| 5 | 0,0399 | 0,911 | 0,034 |
| 6 | 0,0419 | 0,930 | 0,038 |
| 7 | 0,0439 | 0,879 | 0,039 |
| 8 | 0,0460 | 0,881 | 0,040 |
| 9 | 0,0480 | 0,880 | 0,043 |
| 10 | 0,0501 | 0,927 | 0,047 |
| 11 | 0,0521 | 0,971 | 0,052 |
| 12 | 0,0542 | 0,915 | 0,054 |
| 13 | 0,0562 | 0,735 | 0,053 |
| 14 | 0,0583 | 0,779 | 0,059 |
| 15 | 0,0603 | 0,853 | 0,065 |
| 16 | 0,0623 | 0,870 | 0,071 |
| 17 | 0,0644 | 0,818 | 0,075 |
| 18 | 0,0664 | 0,813 | 0,081 |
| 19 | 0,0685 | 0,790 | 0,087 |
| 20 | 0,0705 | 0,768 | 0,095 |

ковского спектрометра (рис. 18). Событие отбрасывалось, если амплитуда была меньше 0,5 ожидаемого значения для электрона.

Описанные выше критерии отбора позволили значительно уменьшить адронный фон в упругих событиях. Основные поправки к экспериментальным данным имели такой же характер, что и в предыдущем эксперименте в Серпухове. Геометрическая эффективность в этом эксперименте близка к 100% почти во всей области q^2 (рис. 19). Поскольку поиск и восстановление упругих событий представляют собой непростую задачу, было уделено значительное внимание опре-

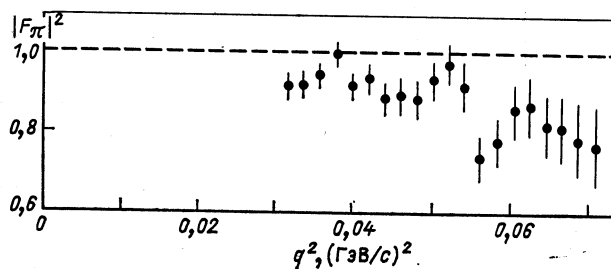


Рис. 20. Квадрат формфактора пиона в эксперименте при энергии 100 ГэВ

делению эффективности поиска событий. С этой целью экспериментальные данные обрабатывались двумя независимыми программами геометрической реконструкции событий. Эффективность нахождения событий определялась по событиям, генерированным по методу Монте-Карло. В результате была определена неэффективность спектрометра и программы поиска событий ($0,9 \pm 0,5$)%. Все использованные при анализе экспериментальных данных поправки приведены в табл. 9.

Полученные значения квадрата формфактора пиона приведены в табл. 10 и на рис. 20. Данные аппроксимировались однополюсным выражением. В результате определен зарядовый радиус пиона

$$\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = (0,56 \pm 0,04) \text{ фм.}$$

Как и результат предыдущего эксперимента, это значение согласуется с предсказанием модели векторной доминантности. Для проверки чувствительности результата к виду аппроксимации данные аппроксимировались также дипольной и линейной зависимостями. Результаты приведены в табл. 11. Видно, что значение радиуса нечувствительно к виду аппроксимации.

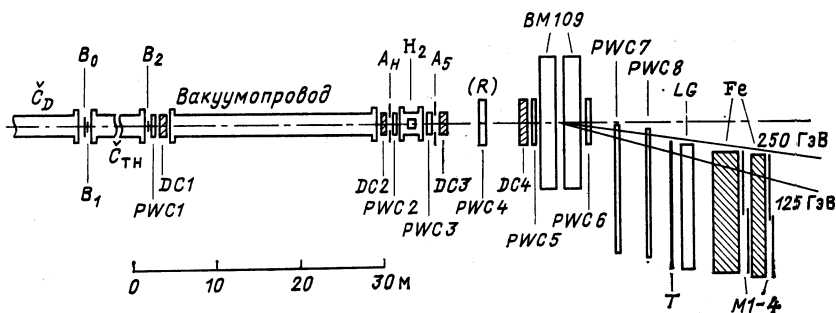
$\pi - e$ и $K - e$ -рассеяние при энергии 250 ГэВ [50,94,99].

Эксперименты по изучению электромагнитных формфакторов пиона и каона в опытах по упругому $\pi - e$ и $K - e$ -рассеянию при энергии 250 ГэВ были предложены в 1975 г. группой физиков, проводивших эксперимент по $\pi - e$ -рассеянию при энергии 100 ГэВ. Экспериментальная установка была создана на основе спектрометра, использо-

Таблица 11. Значение $\langle r_{\pi}^2 \rangle$, полученное при использовании различных видов аппроксимации

| Вид аппроксимации | $ F_{\pi}(q^2) ^2$ | $\langle r_{\pi}^2 \rangle$, фм ² |
|-------------------|--|---|
| Однополюсная | $\left(1 + \frac{1}{6} \langle r_{\pi}^2 \rangle q^2\right)^{-2}$ | $0,31 \pm 0,04$ |
| Дипольная | $\left(1 + \frac{1}{12} \langle r_{\pi}^2 \rangle q^2\right)^{-4}$ | $0,31 \pm 0,04$ |
| Линейная | $\left(1 - \frac{1}{6} \langle r_{\pi}^2 \rangle q^2\right)^{-2}$ | $0,30 \pm 0,04$ |

вавшегося в предыдущем эксперименте, с добавлением системы прецизионных дрейфовых камер, изготовленных в ОИЯИ. Структурная схема экспериментальной установки представлена на рис. 21. В эксперименте использовался пучок пионов и каонов с импульсом 250 ГэВ/с с $\Delta P/P = \pm 0,2\%$. Пучок был сфокусирован на триггерном годоскопе для лучшей геометрической эффективности в пятно размером около 1 см². Этот размер в основном определялся многократным рассеянием в канале. Для выделения каонов в пионном пучке использовали газовый дифференциальный черенковский счетчик длиной 30 м, который заполняли гелием при давлении около 88,26 кПа (0,9 кг/см²). Содержание каонов в пучке составляло около 2%. При интенсивности примерно 10^8 част./цикл через установку проходило около 20 000 каонов. Поскольку было необходимо существенно улучшить

Рис. 21. Экспериментальная установка для экспериментов по $\pi - e$ и $K - e$ рассеянию при энергии 250 ГэВ:

B_0, B_1, B_2 — мониторные сцинтилляционные счетчики; $\check{\text{C}}_D$ — дифференциальный черенковский счетчик; $PWC1-8$ — пропорциональные камеры; $DC1-4$ — дрейфовые камеры; (R) — повернутые камеры; A_D, A_5 — антисовпадательные сцинтилляционные счетчики; H_2 — жидководородная мишень; $BM109$ — анализирующие магниты; T — триггерный годоскоп; Fe — железный поглотитель; $M1-4$ — мюонные сцинтилляционные счетчики; LG — черенковский спектрометр полного поглощения

пространственное и угловое разрешение спектрометра, в него были включены дрейфовые камеры для измерения траектории первичной частицы и вторичных частиц после мишени, а искровые камеры третьего блока спектрометра были заменены пропорциональными.

В спектрометре использовали четыре модуля дрейфовых камер, каждый из которых содержит четыре X -плоскости и четыре Y -плоскости в одном газовом объеме. Внешний вид модуля с размерами рабочей области 25×25 см показан на рис. 22. В основе электрической схемы камер положен принцип формирования электрического поля в дрейфовом промежутке с помощью проволочных электродов. Максимальная длина дрейфа составляет 21 мм. Для устранения левосторонней неоднозначности сигнальные проволочки соседних плоскостей сдвинуты друг относительно друга на 21 мм. В качестве рабочего газа использовалась смесь, состоящая из аргона (66,3%), изобутана (30,3%) и паров метилала (3,4%).

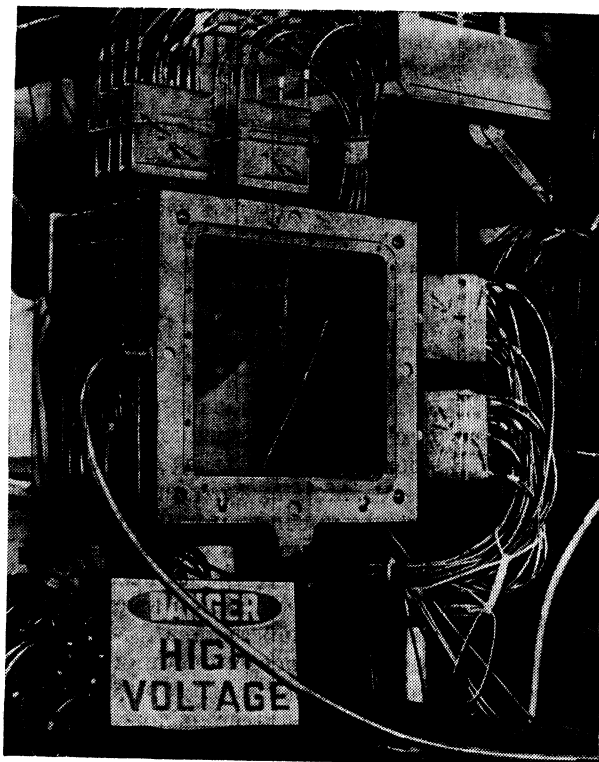


Рис. 22. Внешний вид модуля дрейфовых камер с размерами рабочей области 25×25 см

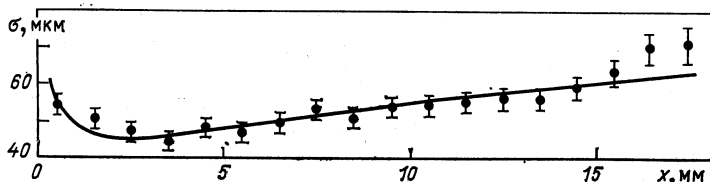


Рис. 23. Зависимость координатной точности дрейфовой камеры от расстояния от сигнальной проволоки, полученная в эксперименте при энергии 250 ГэВ. Средняя координатная точность составляет 55 мкм

В эксперименте была получена рекордная координатная точность дрейфовых камер. На рис. 23 представлена зависимость координатной точности дрейфовых камер от расстояния от сигнальной проволоки, определенная по данным, полученным при интенсивности пучка $5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Средняя координатная точность составляет 55 мкм. В реальных условиях эксперимента координатная точность дрейфовых камер была не хуже 100 мкм. Благодаря использованию дрейфовых камер, угловая точность второго блока спектрометра составила 10 мкрад.

В связи с тем, что максимальный угол разлета вторичных частиц в этом эксперименте был не более 5 мрад, в дрейфовой камере, расположенной сразу после мишени, обе частицы могли попасть в один дрейфовый промежуток. Поэтому другой важной характеристикой дрейфовых камер было двухтрековое разрешение, т. е. возможность регистрации двух сигналов с одной проволоки. На рис. 24 приведена эффективность регистрации второго сигнала в зависимости от расстояния между первым и вторым треками. Двухтрековое разрешение определяется в основном шириной сигнала с проволоки (20—50 нс) и в данном случае составляет около 2,2 см.

Использование дрейфовых камер позволило существенно улучшить разрешение спектрометра по поперечному импульсу (рис. 25). Средний разбаланс поперечного импульса для событий упругого $\pi - e$ -рассеяния составляет 8 МэВ/с. Этот разбаланс определяется, в основном радиационными потерями вторичного электрона. Следует заметить, что эти потери практически не вызывают разбаланса компланарности, где эффект введения дрейфовых камер сказывается поэтому сильнее. Введение дрейфовых камер уменьшило вклад фоновых процессов от сильных взаимодействий в 5—10 раз и позволило существенно улучшить точность восстановления вершины события. Координатная информация с дрейфовых камер (8 координат на трек) позволила свести к минимуму восстановление ложных треков. В исследованных реакциях $\pi - e$ - и $K - e$ -рассеяния при энергии 250 ГэВ существенным условием было требование регистрации узких пар вторичных частиц (около 1 мрад в проекции X или Y). Геометрия со сдвинутыми проволочками в дрейфовых камерах позволила разделять

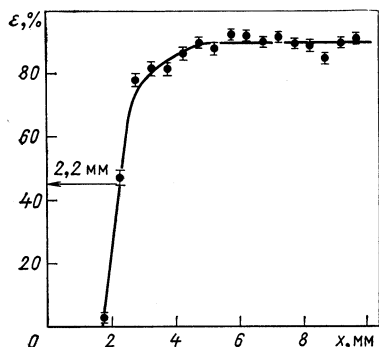


Рис. 24. Зависимость эффективности регистрации второго сигнала в дрейфовой камере от расстояния между треками

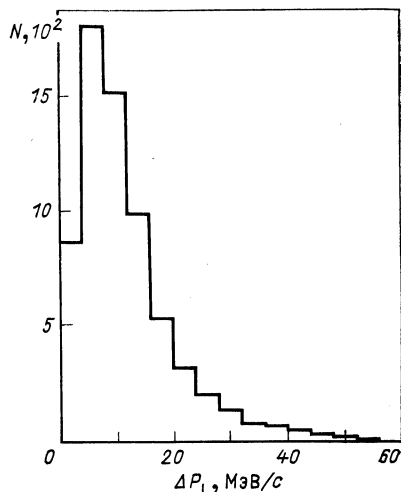


Рис. 25. Разбаланс поперечного импульса для событий упругого π - e -рассеяния в эксперименте при энергии 250 ГэВ

два трека, начиная с расстояния между ними около 0,3—0,5 мм, что примерно на порядок лучше, чем в случае пропорциональных камер.

Для идентификации электронов была создана система ливневых черенковских счетчиков. Она состояла из 12 блоков свинцового стекла $SF 2$ и $SF 5$ размером $20 \times 20 \times 40$ см и трех блоков стекла $SF 2$ размером $12,5 \times 20 \times 40$ см. Блоки были расположены по три вдоль направления пучка и горизонтально представляли собой пятисекционный годоскоп. Каждый блок просматривался фотоумножителем с верхнего торца. Общая длина трех блоков по направлению пучка составляла 20 рад. ед. Для улучшения разделения адронов и электронов перед первым рядом стекол был расположен дополнительный свинцовый радиатор толщиной 1 рад. ед. Счетчики калибровались на пучке электронов с энергией 35, 70 и 97 ГэВ. При этом было найдено, что энергетическое разрешение, %, хорошо описывается выражением:

$$\sigma = \pm 15/\sqrt{E},$$

где E — энергия электрона, ГэВ. Для формирования триггерного сигнала счетчики были скомбинированы в четыре группы, каждая из двух соседних секций. Превышение сигнала от какой-либо группы счетчиков над уровнем дискриминации свидетельствовало о прохождении частицы, потерявшей значительную долю своей энергии на образование ливня.

Логика отбора пучковых частиц и система запуска установки в основном были организованы так же как и в предыдущем эксперименте по $\pi - e$ -рассеянию при энергии 100 ГэВ. Интересной особенностью эксперимента был автоматический режим запуска установки от пучкового монитора в течение набора статистики с целью непрерывного контроля параметров пучка. Запуск установки осуществлялся

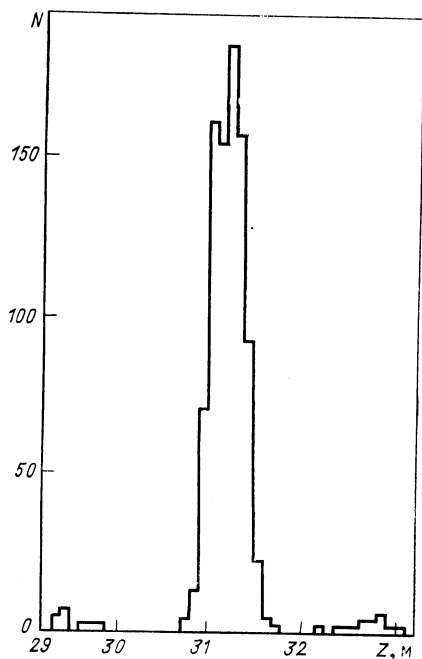


Рис. 26. Распределение Z -координаты восстановленной вершины для событий $K - e$ -рассеяния

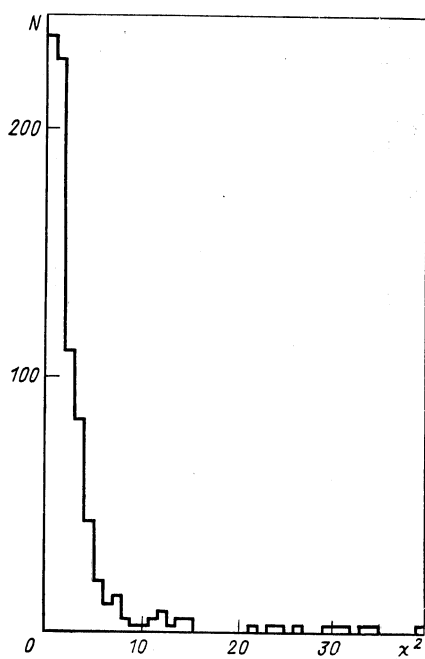


Рис. 27. Распределение χ^2 для отобранных событий $K - e$ -рассеяния

как от $K - e$ -, так и от $\pi - e$ -событий. При этом только каждый четвертый пион, прошедший через установку, рассматривался на предмет формирования $\pi - e$ -запуска. В системе запуска было представлено по два набора электронной логики для каждого типа запусков.

В этом эксперименте был впервые измерен электромагнитный радиус K^- -мезона. В эксперименте было зарегистрировано около 2000 событий упругого $K - e$ -рассеяния. При отборе событий использовалась уже описанная выше процедура поиска и кинематического анализа событий. Качество геометрической реконструкции иллюстрируется распределением восстановленной Z -координаты вершины взаимодействия в мишени (рис. 26). Месторасположение и длина мишени хорошо воспроизведены. Дополнительные пики соответствуют

рассеянию каонов на вакуумных окнах мишени и пропорциональных камер, близко расположенных от торцов мишени.

Распределение событий по χ^2 показано на рис. 27. Хвост распределения обусловлен в значительной степени событиями упругого рассеяния, в которых вторичный каон распался либо испытал ядерное

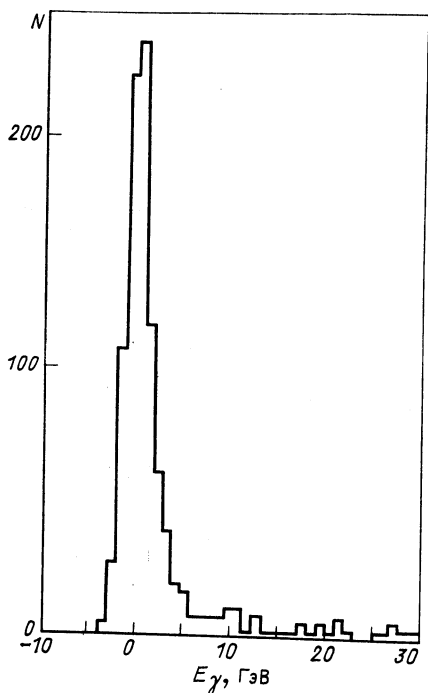


Рис. 28. Распределение энергии фотонов, полученное в результате кинематического анализа событий $K \rightarrow e$ -рассеяния

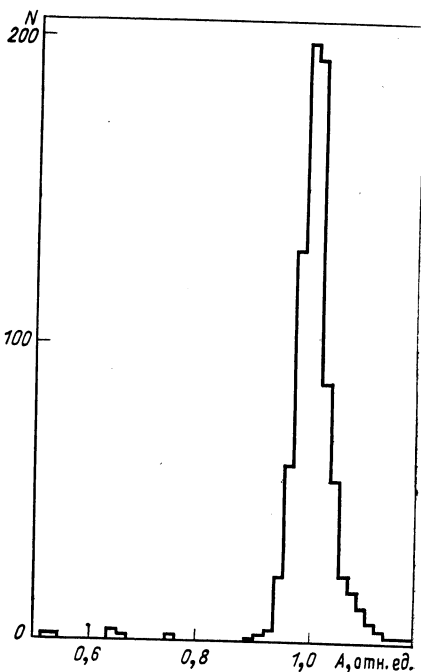


Рис. 29. Распределение нормированных на энергию электрона амплитуд импульсов от ливневых черенковских счетчиков для событий упругого $K \rightarrow e$ -рассеяния

рассеяние в мишени или спектрометре. Распределение энергии приведено на рис. 28. Нормированное на энергию электрона распределение амплитуд импульсов с черенковских ливневых счетчиков представлено на рис. 29. Хвост распределения в сторону больших амплитуд обусловлен каонами, попадающими в тот же блок свинцового стекла, что и электрон. Отобранные события должны были иметь Z -координату вершины взаимодействия в пределах 84 см от центра мишени, χ^2 меньше 30, энергию фотона меньше 12 ГэВ и нормированную амплитуду более 0,8.

Экспериментальные поправки к данным, использовавшиеся для

определения дифференциального сечения $K - e$ -рассеяния, приведены в табл. 12.

Значения квадрата формфактора каона представлены в табл. 13. Данные аппроксимировались однополюсным выражением (рис. 30). Зарядовый радиус K^- -мезона оказался равным

$$\langle r_K^2 \rangle^{1/2} = (0,53 \pm 0,05) \text{ фм.}$$

Т а б л и ц а 12. Экспериментальные поправки к дифференциальному сечению в опыте по $K - e$ -рассеянию при энергии 250 ГэВ

| Эффект | Поправка, % | Погрешность, % |
|--|----------------|-------------------|
| Поправки, не зависящие от q^2 | | |
| Пучковые частицы за пределами обрезаний по полному импульсу | 0,5 | 0,1 |
| Содержание e , μ , π и \bar{p} в пучке | 0,1 | 0,2 |
| Распады пучковых каонов | 1,5 | 0,1 |
| Поглощение пучковых каонов | 2,9 | 0,1 |
| Плотность электронов в мишени | 0,0 | 0,3 |
| Поглощение вторичных каонов | 4,1 | 0,1 |
| Регистрация δ -электронов в счетчике А5 | 0,4 | 0,1 |
| Неэффективность триггера | 0,2 | 0,2 |
| Область изменения поправок, зависящих от q^2 | | |
| Геометрическая неэффективность | 0,0—13,1 | 0,0—0,4 |
| Радиационная поправка | 4,1—10,5 | 0,2—0,3 |
| Распады вторичных каонов | 1,4—2,1 | 0,1—0,1 |
| Адронный фон | 0,0—1,7 | 0,0—1,2 |
| Неэффективность поиска событий | 2,7—4,0 | 0,5—0,6 |
| Излучение в веществе мишени и спектрометра | 13,9—25,6 | 0,2—0,3 |

Т а б л и ц а 13. Квадрат формфактора каона, измеренный в эксперименте по $K - e$ -рассеянию при энергии 250 ГэВ

| Номер точки | q^2 , (ГэВ/с) ² | $ F_K ^2$ | Полная погрешность |
|-------------|------------------------------|-----------|--------------------|
| 1 | 0,0409 | 0,93 | 0,03 |
| 2 | 0,0491 | 0,90 | 0,04 |
| 3 | 0,0572 | 0,89 | 0,05 |
| 4 | 0,0654 | 0,85 | 0,06 |
| 5 | 0,0736 | 0,79 | 0,07 |
| 6 | 0,0818 | 0,90 | 0,09 |
| 7 | 0,0899 | 0,67 | 0,10 |
| 8 | 0,0981 | 0,77 | 0,13 |
| 9 | 0,1063 | 0,76 | 0,16 |
| 10 | 0,1145 | 0,90 | 0,23 |

Погрешность в этом результате определяется в основном статистикой. Значения квадрата формфактора, полученные в результате аппроксимации, показаны сплошной кривой на рис. 30. При аппроксимации формфактора без нормализации (штриховая кривая) значение радиуса каона получается равным $(0,65 \pm 0,15)$ фм, а $|F_\pi|^2 = \pm (1,07 \pm 0,09)$ при $q^2 = 0$. Это говорит о внутренней согласованности результата. Использование дипольной аппроксимации дает незначительную разницу в значении радиуса каона. При утроении систематической неопределенности в данных радиус каона получается равным $(0,54 \pm 0,07)$ фм. Таким образом, результат нечувствителен к систематической погрешности в данных. Полученное в эксперименте значение радиуса каона $(0,53 \pm 0,05)$ фм хорошо согласуется с предсказаниями геометрической модели рассеяния адронов Чу — Янга [69] $(0,54 \pm 0,14)$ фм, модели релятивистских кварковых диаграмм [75] $(0,53)$ фм, партонной модели [77] $(0,52)$ фм, а также модели векторной доминантности $(0,58)$ фм.

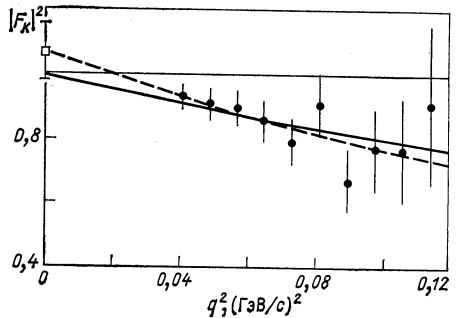


Рис. 30. Квадрат формфактора K^- -мезона

В работах С. Б. Герасимова [100] и Гринберга и др. [101] в нерелятивистской кварковой модели выводится неравенство, которое связывает отношение масс странного (m_s) и обычного (m_u) кварков с отношением электромагнитных радиусов нейтрального и заряженного каонов:

$$r^2(K^0)/r^2(K^-) = -(m_s^2 - m_u^2)/(2m_s^2 + m_u^2).$$

Электромагнитный радиус нейтрального каона был измерен в эксперименте по регенерации каонов [102]:

$$\langle r_{K^0}^2 \rangle = -(0,054 \pm 0,026) \text{ фм}^2.$$

Взяв отношение радиусов нейтрального и заряженного каонов, получим для масс кварков

$$m_s/m_u \geq 1,39 \pm 0,28.$$

В эксперименте при энергии 250 ГэВ было также зарегистрировано около 15 000 событий упругого $\pi - e$ -рассеяния. Результаты по формфактору пиона приведены в табл. 14 и на рис. 31. Данные аппроксимировались полюсным выражением (сплошная кривая). В результате для радиуса пиона получено значение

$$\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = (0,66 \pm 0,03) \text{ фм}.$$

При аппроксимации данных без нормализации (штриховая кривая) было получено $\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = (0,62 \pm 0,09)$ фм и $|F_\pi|^2 = (0,974 \pm 0,039)$ при $q^2 = 0$.

Таблица 14. Квадрат формфактора пиона, измеренный в опыте по π - e -рассеянию при энергии 250 ГэВ

| Номер точки | q^2 , (ГэВ/с) ² | $ F_\pi ^2$ | Полная погрешность |
|-------------|------------------------------|-------------|--------------------|
| 1 | 0,0388 | 0,857 | 0,019 |
| 2 | 0,0429 | 0,865 | 0,021 |
| 3 | 0,0470 | 0,821 | 0,022 |
| 4 | 0,0511 | 0,840 | 0,024 |
| 5 | 0,0522 | 0,831 | 0,025 |
| 6 | 0,0593 | 0,767 | 0,027 |
| 7 | 0,0634 | 0,838 | 0,029 |
| 8 | 0,0675 | 0,757 | 0,032 |
| 9 | 0,0715 | 0,791 | 0,035 |
| 10 | 0,0756 | 0,762 | 0,038 |
| 11 | 0,0797 | 0,765 | 0,041 |
| 12 | 0,0838 | 0,802 | 0,045 |
| 13 | 0,0879 | 0,720 | 0,047 |
| 14 | 0,0920 | 0,728 | 0,050 |

Таблица 15. Результаты аппроксимации данных трех экспериментов по π - e -рассеянию, выполненных при энергиях 50 (E50), 100 (E100) и 250 (E250) ГэВ

| Эксперимент | Число точек | $ F_\pi ^2_{q^2=0} = 1$ | | $ F_\pi ^2_{q^2=0}$ = свободный параметр | | |
|-------------------|-------------|---------------------------|----------|--|---------------|----------|
| | | $\langle r_\pi^2 \rangle$ | χ^2 | $\langle r_\pi^2 \rangle$ | Нормализация | χ^2 |
| E50 + E100 + E250 | 56 | 0,405 ± 0,024 | 51,0 | 0,454 ± 0,067 | 1,021 ± 0,027 | 50,3 |
| E50 + E100 | 42 | 0,339 ± 0,040 | 37,2 | 0,420 ± 0,118 | 1,029 ± 0,040 | 36,6 |
| E50 + E250 | 36 | 0,447 ± 0,029 | 20,8 | 0,421 ± 0,076 | 0,988 ± 0,032 | 20,6 |
| E100 + E250 | 34 | 0,399 ± 0,024 | 39,2 | 0,453 ± 0,073 | 1,024 ± 0,030 | 38,5 |
| E50 | 22 | 0,610 ± 0,150 | 9,6 | 1,024 ± 0,348 | 1,106 ± 0,080 | 7,7 |
| E100 | 20 | 0,315 ± 0,041 | 23,5 | 0,418 ± 0,145 | 1,039 ± 0,052 | 22,9 |
| E250 | 14 | 0,439 ± 0,030 | 9,8 | 0,384 ± 0,088 | 0,974 ± 0,039 | 9,3 |

Данные, полученные в трех экспериментах по упругому π - e -рассеянию, аппроксимировались совместно и в различных комбинациях (табл. 15). Совместная аппроксимация данных трех экспериментов (рис. 32) дает значение радиуса пиона

$$\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = (0,636 \pm 0,024) \text{ фм}$$

с χ^2 равным 51,0 для 55 степеней свободы. Полученное в результате аппроксимации значение квадрата формфактора показано сплошной кривой на рис. 32. При аппроксимации данных без нормализации (штриховая кривая) $\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = (0,67 \pm 0,07) \text{ фм}$ и значение $|F_\pi|^2 = 1,021 \pm 0,027$ при $q^2 = 0$.

Рис. 31. Квадрат формфактора π -мезона, измеренный в эксперименте при энергии 250 ГэВ

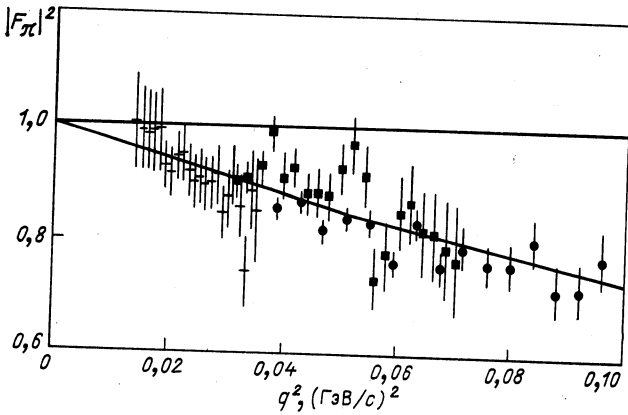
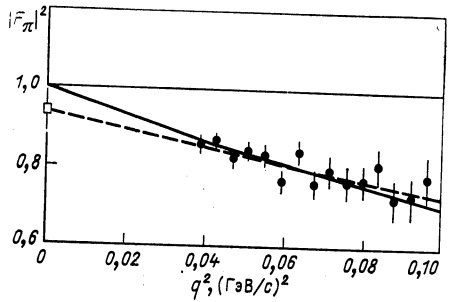


Рис. 32. Квадрат формфактора пиона, полученный в экспериментах по упругому $\pi - e$ -рассеянию:
 + — Серпухов, 50 ГэВ; ■ — Батавия, 100 ГэВ; ● — Батавия, 250 ГэВ

В табл. 15 приведено значение χ^2 для аппроксимации данных в разных комбинациях и отдельно. Видно, что данные трех экспериментов хорошо аппроксимируются совместно. Однако индивидуальные результаты экспериментов указывают на возможное наличие некоторых систематических погрешностей в данных. Так, квадрат радиуса пиона, полученный в эксперименте E100, на 2,1 стандартного отклонения меньше результата, полученного при совместной аппроксимации, а квадрат радиуса пиона из экспериментов E50 и E250 соответственно на 1,4 и 1,2 стандартных отклонения больше. Эти расхождения побуждают использовать при вычислении погрешности объединенного результата трех экспериментов фактор вида $(\sum \sigma_i^2 / (n - 1))^{1/2}$, где σ_i — нормированное отклонение результата каждого эксперимента от среднего значения и $n = 3$ — число экспериментов*.

* Метод, принятый в Particle Data Group.

Скорректировав таким образом погрешность, авторы [50] получают для радиуса пиона при совместной аппроксимации трех экспериментов значение:

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2} = (0,636 \pm 0,037) \text{ фм.}$$

Как видно из табл. 4, этот результат согласуется с многими теоретическими предсказаниями для зарядового радиуса π -мезона. В работе [72] была предпринята попытка аппроксимировать формфактор пиона одновременно в пространственно- и временноподобной областях переданных импульсов ($-9,77 < q^2 < 9,61$ (ГэВ/с)²) методом, слабо зависящим от теоретических моделей. Радиус пиона получился равным $(0,69 \pm 0,02)$ фм. Этот результат несколько отличается от объединенного результата экспериментов по $\pi - e$ -рассеянию. Однако, если из набора данных исключить данные экспериментов по электророждению пионов [22], радиус пиона получается равным $(0,66 \pm 0,02)$ фм, что хорошо согласуется как с результатом последнего эксперимента по $\pi - e$ -рассеянию, так и с объединенным результатом трех экспериментов.

Одновременное измерение упругого рассеяния пионов и каонов на электронах при энергии 250 ГэВ позволяет провести прямое экспериментальное сравнение их формфакторов [103] в области переданных импульсов $0,037 \leq q^2 \leq 0,094$ (ГэВ/с)². Подобное сравнение позволяет устранить возможные неучтенные систематические погрешности, которые могут присутствовать в индивидуальных результатах. В этом эксперименте условия регистрации событий $\pi - e$ - и $K - e$ -рассеяния были почти полностью идентичны. При анализе данных на оба типа событий накладывались одинаковые критерии отбора. Основные поправки к дифференциальным сечениям, такие, как учет поглощения первичных частиц, радиационное излучение электронов, эффективность поиска событий, радиационная поправка, неэффективность запуска, мало отличаются для двух типов событий и в отношении формфакторов в основном взаимно компенсируются. По оценкам авторов, общая систематическая неопределенность в отношении сечений не могла превышать 1%.

Отношение квадратов формфакторов каона и пиона, представленное на рис. 33, аппроксимировалось выражением вида

$$\frac{|F_K|^2}{|F_{\pi}|^2} = 1 + q^2 (\langle r_{\pi}^2 \rangle - \langle r_K^2 \rangle) [1 + q^2 (\langle r_{\pi}^2 \rangle - 3 \langle r_K^2 \rangle) / 12] / 3.$$

При этом член выражения $(\langle r_{\pi}^2 \rangle - 3 \langle r_K^2 \rangle)$, дающий небольшой вклад, фиксировался с учетом данных, полученных в экспериментах при энергии 250 ГэВ для радиуса пиона $\langle r_{\pi}^2 \rangle = 0,439$ фм² и радиуса каона $\langle r_K^2 \rangle = 0,28$ фм². В результате было получено:

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle - \langle r_K^2 \rangle = (0,16 \pm 0,06) \text{ фм}^2$$

при $\chi^2 = 3,5$ для шести степеней свободы.

Можно сравнить экспериментально измеренное значение радиуса каона с тем, которое получается из разности квадратов радиусов пиона и каона. Если взять квадрат радиуса пиона $\langle r_\pi^2 \rangle = (0,47 \pm 0,02) \text{ фм}^2$ из работы [72], в которой формфактор пиона аппроксимировался в области q^2 от $-9,77$ до $9,66 \text{ (ГэВ/с)}^2$, то $\langle r_K^2 \rangle = (0,31 \pm 0,06) \text{ фм}^2$. Взяв для квадрата радиуса пиона значение $\langle r_\pi^2 \rangle = 0,43 \text{ фм}^2$, полученное при аппроксимации экспериментальных данных [72] без учета экспериментов по электророждению, получим

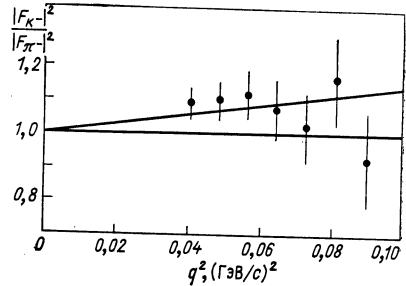


Рис. 33. Отношение квадратов формфакторов каона и пиона, полученное в эксперименте при энергии 250 ГэВ

$\langle r_K^2 \rangle = (0,27 \pm 0,06) \text{ фм}^2$. Если же использовать объединенный результат трех экспериментов по упругому $\pi - e$ -рассеянию ($\langle r_\pi^2 \rangle = 0,405 \text{ фм}^2$), то зарядовый радиус каона будет равен $(0,24 \pm 0,06) \text{ фм}$. Видно, что во всех случаях наблюдается хорошее согласие с экспериментально измеренным радиусом каона [$\langle r_K^2 \rangle = (0,28 \pm 0,05) \text{ фм}^2$].

Согласно модели векторной доминантности, отношение разности квадратов радиусов заряженных пиона и каона к квадрату радиуса нейтрального каона

$$R = \frac{\langle r_{\pi^-}^2 \rangle - \langle r_{K^-}^2 \rangle}{\langle r_{K^0}^2 \rangle} = -1,0.$$

Если принять во внимание значение радиуса нейтрального каона [102], то

$$R = -3,0 \pm 1,8,$$

что входит в некоторое противоречие с моделью векторной доминантности. В работе [104] показано, однако, что в этой модели при наличии нарушения $SU(3)$, связанного с разницей масс кварков, $R = -2,5$, что уже лучше согласуется с экспериментальными результатами.

$\pi - e$ - и $K - e$ -рассеяние при энергии 300 ГэВ [51]. Эксперимент по исследованию электромагнитных формфакторов пиона и каона в опытах по упругому $\pi - e$ - и $K - e$ -рассеянию при энергии 300 ГэВ НА-7 был предложен в 1977 г. в ЦЕРН. В этом эксперименте предполагалось провести измерения в области переданных импульсов до $0,29 \text{ (ГэВ/с)}^2$ для $\pi - e$ -рассеяния и до $0,17 \text{ (ГэВ/с)}^2$ для $K - e$ -рассеяния. Постановка эксперимента в значительной степени учитывала опыт, накопленный при проведении аналогичных экспериментов в Серпухове и Батавии.

Экспериментальная установка создана на основе спектрометра ФРАММ [105]. Спектрометр ФРАММ состоит из 4 анализирующих магнитов, последовательно расположенных вдоль направления пучка. Траектории частиц регистрируются с помощью системы дрейфовых камер, размещенных между магнитами. Перед магнитами установлены сцинтилляционные счетчики и детекторы электронов для регистрации вторичных электронов, отклоненных в каждом магните. Разрешение спектрометра по импульсу составляет $\pm 0,5\%$ и не зависит от импульса частиц.

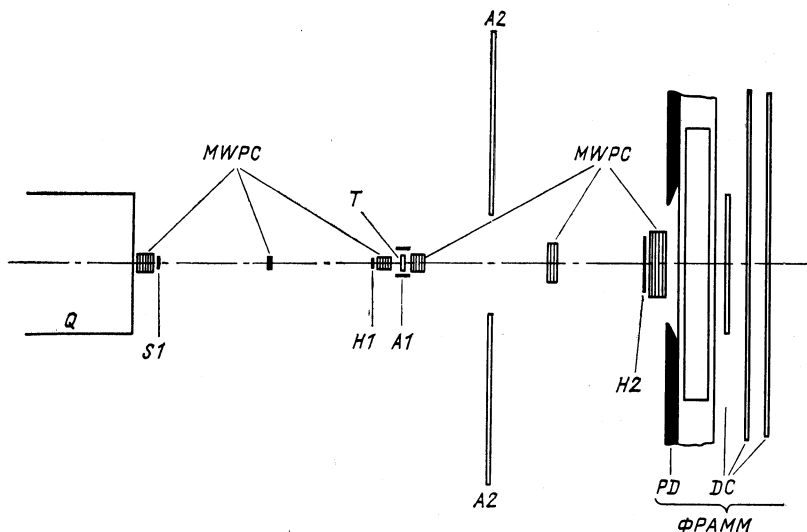


Рис. 34. Экспериментальная установка для исследования упругого $\pi - e$ и $K - e$ - рассеяния при энергии 300 ГэВ в ЦЕРН:

Q — квадрупольная линза; $MWPC$ — пропорциональные камеры; T — жидководородная мишень; $H1, H2$ — сцинтилляционные счетчики; $A1, A2$ — антисовпадательные сцинтилляционные счетчики; PD — детектор электронов; DC — дрейфовые камеры; $S1$ — сцинтилляционный счетчик

Для проведения эксперимента по $\pi - e$ и $K - e$ - рассеянию перед спектрометром ФРАММ установлены пропорциональные камеры, жидководородная мишень и сцинтилляционные счетчики (рис. 34). Траектории первичной и вторичных частиц регистрируются пропорциональными камерами. Сигнал запуска установки формируется по срабатываниям сцинтилляционных счетчиков и детекторов, служащих для идентификации электронов.

По предварительным данным, полученным в этом эксперименте [106], среднеквадратичный радиус пиона

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle^{1/2} = (0,68 \pm 0,09) \text{ фм.}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Необходимо отметить, что в последние годы был достигнут значительный прогресс в исследованиях электромагнитных размеров Λ и K -мезонов.

Дальнейшее улучшение точности экспериментальных результатов связано с увеличением энергии пучков частиц и прогрессом в экспериментальной технике.

Ввод в строй в обозримом будущем ускорителей с энергией пучков вторичных частиц до 1 ТэВ и более позволит не только существенно улучшить точность измерения радиусов пиона и каона, но и выполнить прямые измерения формы их зарядового распределения. Вторичные пучки гиперонов с энергией в несколько сот гигаэлектрон-вольт позволят начать исследование электромагнитных размеров заряженных гиперонов.

Успехи, достигнутые в настоящее время квантовой хромодинамикой, позволяют надеяться на возможность в ближайшем будущем предсказаний детального вида зарядового распределения в адронах. В этом случае эксперименты по рассеянию нестабильных адронов на электронах явятся источником ценной информации о динамической структуре связанных состояний кварков, дадут вклад в решение проблемы их невылетания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hofstadter R., McAllister R. W.— Phys. Rev., 1955, v. 98, p. 217.
2. Nambu Y.— Ibid., 1957, v. 106, p. 1366.
3. Frazer W., Fulko T.— Phys. Rev. Lett., 1959, v. 2, p. 365.
4. Sakurai J. J.— Ann. Phys., 1960, v. 11, p. 1.
5. Фраунфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика: Пер. с англ. М.: Мир, 1979.
6. Mott N. F.— Proc. Roy. Soc. A. (London), 1929, v. 124, p. 425.
7. Guth E.— Wien Anz. Akad. Wiss., 1934, v. 71, p. 299.
8. Rose M. E.— Phys. Rev., 1948, v. 73, p. 279.
9. Дрелл С. Д., Захариазен Ф. Электромагнитная структура нуклонов: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1962.
10. Wilson R. R.— Physics Today, 1969, v. 1, p. 47.
11. Gourdin M.— Phys. Reports, 1974, v. 11, p. 29.
12. Nordberg M., Jr., Kinsey K.— Phys. Lett., 1966, v. 20, p. 692.
13. Block M. M., Kenyon I., Keren J. e. a.— Phys. Rev., 1968, v. 160, p. 1074.
14. Crowe K. M., Fainberg A., Miller J., Parsons A. S. L.— Ibid., 1969, v. 180, p. 1349.
15. Christensen R. A.— Phys. Rev. D, 1970, v. 1, p. 1469.
16. Nichituu F., Shcherbakov Yu. A.— Nucl. Phys. B, 1973, v. 61, p. 429.
17. Auerbach E. H., Fleming D. M., Sternheim M. M.— Phys. Rev., 1967, v. 162, p. 1683.
18. Александров Л., Ангелеску Т., Никитиу Ф. и др. Сообщение ОИЯИ P1-8328, Дубна, 1974.
19. Akerlof C. W., Ash W. W., Berkelman K. e. a.— Phys. Rev., 1967, v. 163, p. 1482.
20. Mistretta C., Imric D., Appel J. A. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 1523.

21. Bebek C. J., Brown C. N., Herzlinger M. e. a.—*Phys. Rev. D*, 1976, v. 13, p. 25.
22. Bebek C. J., Brown C. N., Holmes S. D. e. a.—*Ibid.*, 1978, v. 17, p. 1693.
23. Bardin C., Duclos J., Magnon A. e. a.—*Nucl. Phys. B*, 1977, v. 120, p. 45.
24. Fraser W. P.—*Phys. Rev.*, 1959, v. 125, p. 1763.
25. Berends F. A.—*Phys. Rev. D*, 1970, v. 1, p. 2590.
26. Kellet B. H., Verzeznassi C.—*Nuovo cimento A*, 1973, v. 13, p. 195.
27. Dombey N., Read B. J.—*Nucl. Phys. B*, 1973, v. 60, p. 65.
28. Devons S., Nemethy D., Nissim-Sabat C. e. a.—*Phys. Rev.*, 1969, v. 184, p. 1345.
29. Бережнев С. Ф., Блохинцева Т. Д., Демьянов А. В. и др.—*Ядерная физика*, 1977, т. 26, с. 547.
30. Бережнев С. Ф., Блохинцева Т. Д., Демьянов А. В. и др. Препринт ОИЯИ P1-9575, Дубна, 1976.
31. Блохинцева Т. Д., Суворцев Ю. А., Ткебучава Ф. Г.—*Ядерная физика*, 1975, т. 21, с. 850.
32. Budnev N. M., Budnev V. M., Serebryakov V. V.—*Phys. Lett. B*, 1976, v. 64, p. 307.
33. Hohler G., Pietarinen E.—*Nucl. Phys. B*, 1975, v. 95, p. 210.
34. Augustin J. E., Bizot J. C., Buon J. e. a.—*Phys. Rev. Lett.*, 1968, v. 20, p. 126.
35. Auslender V. L., Budker G. I., Pestov Yu. N. e. a.—*Phys. Lett. B*, 1967, v. 25, p. 433.
36. Benaksas D., Cosme G., Jean-Marie B. e. a.—*Ibid.*, 1972, v. 39, p. 289.
37. Quenzer A., Ribes M., Rumpf F. e. a.—*Ibid.*, 1978, v. 76, p. 512.
38. Вассерман И. Б., Иванов П. М., Кезерашвили Г. Я. и др. Препринт ИЯФ СОАН СССР 80-169, Новосибирск, 1980.
39. Minten A. Preprint CERN 69-22, Geneva, 1969.
40. Gounaris G., Sakurai J. J.—*Phys. Lett.*, 1968, v. 21, p. 244.
41. Budnev N. M., Budnev V. M., Serebryakov V. V.—*Phys. Lett. B*, 1976, v. 64, p. 307.
42. Costa de Beauregard A., Pham T. N., Pire B., Truong T. N.—*Ibid.*, 1977, v. 67, p. 213.
43. Crawford F. S., Jr.—*Phys. Rev.*, 1960, v. 117, p. 1119.
44. Гришин В. Г., Кистенев Э. П., Му Цзюнь — *Ядерная физика*, 1965, т. 2, с. 836.
45. Allan J., Ekspong G., Sallstrom P.—*Nuovo cimento*, 1964, v. 32, p. 1144.
46. Samini J., Kinzer R. L., Burwell J. R.—*Phys. Rev. D*, 1979, v. 17, p. 1979.
47. Cassel D. G. Experimental measurement of the electromagnetic form factor of the negative π -meson. Ph. D. thesis, Princeton University, Princeton, 1965.
48. Adylov G. T., Aliev F. K., Bardin D. Yu. e. a.—*Nucl. Phys. B*, 1977, v. 128, p. 461.
49. Dally E. B., Drickey D. J., Hauptman J. M. e. a.—*Phys. Rev. D*, 1981, v. 24, p. 1718.
50. Dally E. B., Hauptman J. M., Kubie J. e. a.—*Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 48, p. 375.
51. Bologna G. D'Ettore Piazzoli B., Fabbri F. L. e. a. Preprint CERN, CERN/SPSC/I 73-48, Geneva, 1973.
52. Bhabha H. I.—*Proc. Roy. Soc. A*, 1938, v. 164, p. 269.
53. Salecker H.—*Z. Naturforsch. A*, 1960, Bd 15, S. 1023.
54. Cho C. F., Sakurai J. J.—*Lett. Nuovo cimento*, 1971, v. 2, p. 7.
55. Hammer C. L., Zidell V. S., Reimer R. W., Weber T. A.—*Phys. Rev. D*, 1977, v. 15, p. 696.
56. Bonneau G., Martin F.—*Nucl. Phys. B*, 1975, v. 97, p. 269.
57. Felicetti F., Srivastava Y.—*Phys. Lett. B*, 1979, v. 83, p. 109.
58. Гешкенбейн Б. В.—*Ядерная физика*, 1969, т. 9, с. 1232.
59. Pham X. Y., Wright A. C. D.—*Phys. Rev. D*, 1975, v. 11, p. 1806.

60. **Rasziller I., Schmidt W.**— Nucl. Phys. B, 1973, v. 55, p. 106.
 61. **Kiehlmann H. D., Schmidt W.**— Ibid., 1975, v. 94, p. 67.
 62. **Hohler G., Pietarinen E.**— Phys. Lett. B, 1975, v. 53, p. 471.
 63. **Roos M.** Preprint Univ. of Helsinki, Helsinki, 1973.
 64. **Deo B. B., Parida M. K.**— Phys. Rev. D, 1976, v. 13, p. 1927.
 65. **Dubnicka S., Meshcheryakov V. A.** Preprint JINR, E2-7982, Dubna, 1974.
 66. **Gensini P. M.**— Phys. Rev. D, 1978, v. 17, p. 1368.
 67. **Baluni V. A.**— Phys. Lett. B, 1972, v. 38, p. 535.
 68. **Zovko N.**— Ibid., 1975, v. 51, p. 54.
 69. **Chou T. T.**— Phys. Rev. D, 1979, v. 19, p. 3327.
 70. **Volkov M. K., Pervushin V. N.** Preprint JINR E2-7283, Dubna, 1973.
 71. **Tarrack R.**— Z. Physik C, 1979, Bd 2, S. 221.
 72. **Heyn M. F., Lang C. B.**— Ibid., 1981, Bd 7, S. 169.
 73. **Kroll N. M., Lee T. D., Zumino B.**— Phys. Rev., 1967, v. 157, p. 1376.
 74. **Blatnik S., Stanov J., Lang C. B.**— Lett. Nuovo cimento, 1979, v. 24, p. 39.
 75. **Герасимов С. Б.**— Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 513.
 76. **Волков М. К., Марафонов В. Б., Первушин В. Н.** Препринт ОИЯИ P2-8659, Дубна, 1975.
 77. **Волконский Н. Ю.**— Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 510.
 78. **Felicetti F., Srivastava Y.**— Phys. Lett. B, 1981, v. 107, p. 227.
 79. **Bebek C. J., Brown C. N., Herzlinger M. e. a.**— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 21.
 80. **Bizot J. C., Buon J., Chatelus Y. e. a.**— Phys. Lett. B, 1970, v. 32, p. 416.
 81. **Bernardini M., Bollini D., Brunini P. L. e. a.**— Ibid., 1973, v. 44, p. 393.
 82. **Bernardini M., Bollini D., Brunini P. L. e. a.**— Ibid., 1973, v. 46, p. 261.
 83. **Balakin V. E., Budker G. I., Pakhtusova E. V. e. a.**— Ibid., 1971, v. 34, p. 328.
 84. **Balakin V. E., Budker G. I., Kurdadze L. M. e. a.**— Ibid., 1972, v. 41, p. 205.
 85. **Sidorov V. A.**— In: Proc. Intern. Conf. on High Energy Phys., Tbilisi, 1976, p. B13.
 86. **Esposito B., Felicetti F., Marini A. e. a.**— Phys. Lett. B, 1977, v. 67, p. 239.
 87. **Bizot J. C., Buon J., Cordier A. e. a.**— In: Proc. Intern. Conf. on High Energy Phys., Geneva, 1979, p. 362; **Delcourt B., Bisello D., Bizot T. C. e. a.**— Phys. Lett. B, 1981, v. 99, p. 257.
 88. **Ivanov P. M., Kurdadze L. M., Lelechuk M. Yu. e. a.** Preprint INP 79-68, Novosibirsk, 1979.
 89. **Esposito B., Marini A., Piano-Montari G. e. a.**— Lett. Nuovo cimento, 1980, v. 28, p. 337.
 90. **Sidorov V. A.**— In: Proc. Intern. Photon Conf. at High Energies, Batavia, 1979, p. 490.
 91. **Ivanov P. M., Kurdadze L. M., Lelechuk M. Yu. e. a.**— Phys. Lett. B, 1981, v. 107, p. 297.
 92. **Budnev N. M., Budnev V. M., Serebryakov V. V.**— Ibid., 1977, v. 70, p. 365.
 93. **Байер В. Н., Фадин В. С.**— Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 219.
 94. **Dally E. B., Hauptman J. M., Kubie J. e. a.**— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 232; **Beretvas A., Dally E., Guzik Z. e. a.** Preprint JINR E1-42357, Dubna, 1979.
 95. **Bardin D. Yu., Czyzewski O., Dobrowolski T. e. a.**— Preprint JINR E1-4786, Dubna, 1969.
 96. **Голованов Л. Б.**— ЭЧАЯ, 1972, т. 2, вып. 3, с. 717.
 97. **Bardin D. Yu., Micelmacher G. V., Shumeiko N. M.** Preprint JINR E2-6235, Dubna, 1972.
 98. **Hauptman J., Stork D., Watson A.** Preprint UCLA HEE-044, Los Angeles, 1975.

99. **Водопьянов А. С.** Диссертация. ОИЯИ, Дубна, 1981.
100. **Герасимов С. Б.** — ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 1559.
101. **Greenberg O. W., Nussinov S., Sucher J.** — Phys. Lett. B, 1977, v. 70, p. 465.
102. **Molzon W. R., Hoffnagle J., Roehrig J. e.a.** — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1213.
103. **Dally E. B., Hauptman J. M., Kubic J. e.a.** — Contributed Paper to the Intern. Conf. on High Energy Phys., Madison, 1980; **Chertok N.** — In: Proc. Intern. Conf. on High Energy Phys., Madison, 1980, p. 547.
104. **Ametller Ll., Ayala C., Bramon A.** — Phys. Rev. D, 1981, v. 24, p. 233.
105. **Experiments at CERN in 1981.** CERN, Geneva, 1981.
106. **Shopper H.** Preprint CERN 81-17, Geneva, 1981.