

C 346.6

M-748

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 3414

А.М. Моисеев

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ
В РЕАКЦИЯХ $K^+ p \rightarrow KN\pi$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 3,5 ГЭВ/С

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

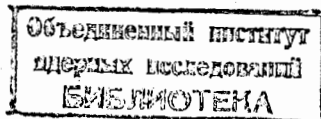
Дубна 1967

1 - 3414

А.М. Моисеев

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ
В РЕАКЦИЯХ $K^+ p \rightarrow K N \pi$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 3,5 ГЭВ/С

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук



Одним из наиболее плодотворных направлений в развитии физики элементарных частиц за последние годы стало исследование явлений, связанных с новым классом короткоживущих частиц, названных резонансами.

Значительная часть данных о резонансах была получена с помощью жидководородных пузырьковых камер. Большое количество информации о процессах взаимодействия элементарных частиц, доступное этой методике, и ее высокая прецизионность делают жидководородные пузырьковые камеры весьма удобными приборами как для поиска новых резонансов, так и для систематического изучения их свойств.

Реферируемая диссертация посвящена исследованию образования резонансов со странностью $S = 0$ и 1 в реакциях $K^+ p \rightarrow KN\pi$, выполненному на 81 см жидководородной пузырьковой камере ЦЕРН^а во время пребывания там автора диссертации в $1965-1966$ г.г.

Диссертация состоит из трех глав и заключения.

В первой главе дается краткий обзор основных экспериментальных данных по реакциям $K^+ p \rightarrow KN\pi$, полученных камерной методикой в интервале импульсов первичных K^+ -мезонов ≤ 3 Гэв/с.

Во второй главе излагается постановка эксперимента, описывается система обработки данных с пузырьковых камер, разработанная в отделе трековых камер ЦЕРН^а, и рассматриваются методы разделения событий по каналам реакций.

Третья глава посвящена изложению основного содержания проведенного исследования и обсуждению полученных результатов.

В заключении дается краткая сводка новых экспериментальных данных, приведенных в диссертации.

I .

Широкое использование камерной методики в исследованиях взаимодействий K^+ -мезонов с протонами стало возможным только в начале 60-ых годов, когда развитие техники сепарированных пучков привело к созданию первых каналов для K^+ -мезонов сравнительно низкой энергии. Первые же работы по изучению K^+ -взаимодействий в жидководородных пузырьковых камерах показали, что в этих взаимодействиях существенную роль играет небольшое количество квазидвухчастичных процессов. Исследование реакции $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$ (с K^0 -мезонами, распадающимися в камере), произведенное при импульсах 0,91 Гэв/с^{/1/}, 1,14 Гэв/с^{/2/} и 1,45 Гэв/с^{/3/}, показало, что это конечное состояние образуется в основном через промежуточные процессы $K^+ p \rightarrow N^*_{1238} K^0$ и $K p \rightarrow K^*_{890} p$, причем дифференциальные сечения этих квазидвухчастичных процессов быстро спадают с возрастанием переданного импульса.

Дальнейшие исследования K^+ взаимодействий в основном развивались в направлениях а) поиска новых резонансов со странностью $S=1$ и $S=2$, определения их квантовых чисел и места в различных систематиках, а также б) изучения механизма образования квазидвухчастичных состояний и проверки различных моделей периферических взаимодействий.

Подробное исследование K^+ -p взаимодействий при импульсе первичных K^+ -мезонов 1,96 Гэв/с было проведено С. Гольдхабером и др.^{/4/}. Сечения рождения резонансов K^*_{890} и N^*_{1238} в реакции $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$ при этом импульсе пучка были найдены равными $\sigma_{K^*p} = 2,3 \pm 0,3$ мб и $\sigma_{KN^*} = 1,2 \pm 0,2$ мб, соответственно. Наблюдаемую зависимость $d\sigma/dt$ авторы попытались объяснить на основе простой модели одномезонного обмена с феноменологическим формфактором, предложенным Джексоном и Пилкуном^{/5/}. В этой же работе были определены элементы матрицы спиновой плотности K^*_{890} .

В исследовании реакции $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$ с видимым распадом K^0 -мезона, выполненном в ЦЕРН^е^{/6/} при 3 Гэв/с найдено, что и при этом импульсе также наблюдается рождение только резонансов K^*_{890} и N^*_{1238} с сечениями $\sigma_{K^*p} = 0,8 \pm 0,1$ мб и $\sigma_{KN^*} = 0,8 \pm 0,1$ мб.

Дифференциальные сечения этих процессов были аппроксимированы кривыми, рассчитанными на основе модели одномезонного обмена Джексона и Пилкуна, а также периферической модели с поглощением^{/7/}. Найденные элементы матрицы

спиновой плотности свидетельствовали о преобладании в процессе $K^+ p \rightarrow K^*_{890} p$ векторного обмена.

Однако данные по элементам матрицы спиновой плотности, найденные группой физиков Стокгольмского университета^{/8/}, для K^*_{890} , образующихся в процессе $K^+ p \rightarrow (K^*_{890} \rightarrow K^+ \pi^0) p$ при 3 Гэв/с не подтвердили этого вывода.

Дальнейшие исследования K^+ -взаимодействий при импульсах K^+ -мезонов 3,5 и 5 Гэв/с были проведены в 1965-1966 г.г. в ЦЕРН^е.

II .

Предметом изучения в описываемом эксперименте были K^+ -взаимодействия при 3,5 Гэв/с, приводящие к трехчастичным конечным состояниям $KN\pi$. Для выделения событий такого вида на пленках были отобраны и проанализированы все двухлучевые события, лежащие в определенной эффективной области. В пучке K^+ -мезонов двухлучевые события могут образовываться через следующие каналы реакций

$$K^+ p \rightarrow K^+ p \quad (1)$$

$$\rightarrow K^+ p \pi^0 \quad (2a)$$

$$\rightarrow K^0 p \pi^+ \quad (2б)$$

$$\rightarrow K^+ p \pi^+ \quad (2в)$$

$$\rightarrow K^+ K (\Lambda, \Sigma) \quad (3)$$

две заряд. + ℓ нейтр. частиц

$$\ell \geq 2) \quad (4)$$

В эксперименте было использовано около 60 000 стереофотографий с 81-сантиметровой жидководородной пузырьковой камеры^{/9/}, облученной в сепарированном пучке K^+ -мезонов M_2 ^{/11/} протонного синхротрона ЦЕРН^а.

Все пленки были просмотрены на просмотрных столах отдела трековых камер ЦЕРН^а и отобранные двухлучевые события обмерены на измерительных проекторах типа IEP.^{/11/} Информация с IEP^{ов} была обчислена на

ЭВМ IBM -7094 по системе программ "REAP-THRESH-GRIND" /12/, после чего все события были снова проанализированы на просмотрных столах, и на основании расчетов "GRIND" и наблюдаемой плотности треков для каждого события была отобрана одна (или более) наиболее вероятная гипотеза. После разделения всех событий по каналам реакций номера выбранных гипотез были занесены на управляющие перфокарты программы "SLICE" /12/, которая на основании имеющихся на этих перфокартах дополнительной информации выбрала с магнитной ленты, содержащей результаты расчетов программы "GRIND", для каждого события данные, относящиеся только к отобранной гипотезе (или двум гипотезам). Для этой гипотезы программа "SLICE" произвела расчет всех физических величин, представляющих интерес в выполняемом эксперименте, которые для каждого события были записаны в определенной последовательности в отдельную зону на специальной магнитной ленте, называемой DST (Data Summary Tape).

DST, содержащие все данные по ~ 7000 упругих и неупругих двухлучевых взаимодействий, явились в дальнейшем единственным источником информации для статистического анализа результатов эксперимента, осуществленного с помощью программы "SUMX". Полное число записанных на DST событий, относящихся к каналам реакций (2а, 2б, 2в), приведено в таблице 1. Из таблицы 1 следует, что значительное количество событий оказалось интерпретированным неоднозначно (их число дают недиагональные клетки таблицы; в столбце слева указаны гипотезы, имеющие меньшее значение χ^2). Во избежание искажений за счет этого физических результатов эксперимента было проведено специальное исследование возможного влияния неоднозначно интерпретированных событий на ряд полученных результатов, а также рассмотрены различные способы включения неоднозначно интерпретированных событий в статистику.

Рассмотрим для примера наиболее распространенный случай неоднозначной интерпретации, когда события можно рассматривать как произошедшие через канал $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$ или через канал $K^+ p \rightarrow K^+ p \pi^0$. На диаграмме Далица ($M_{K^+ p}^2$ vs. $M_{\pi^0 p}^2$) для состояния $K^+ p \pi^0$ (рис. 1) эти события распределены неравномерно, группируясь в областях $\cos \theta_K^* \approx 0$ и $0 < \cos \theta_K^* < 1$, где $\cos \theta_K^* = \frac{(\vec{K}^+ \cdot \vec{K}^*)}{|\vec{K}^+| |\vec{K}^*|}$, и θ_K^* - угол в системе покоя K^* между импульсом K^0 -мезона и направлением в с.п.м. импульса K^* - резонанса K^* .

Неоднозначность интерпретации событий, лежащих в области $\cos \theta_K^* \approx 0$, связана с тем обстоятельством, что при $\cos \theta_K^* = 0$ π^0 - и K^+ -мезоны в системе покоя K^* летят перпендикулярно направлению его импульса в с.п.м., а поскольку большинство K^* -мезонов рождаются под малым углом к направлению первичного пучка, то в этом случае в л.с. π^0 - и K^+ -мезоны будут иметь близкие импульсы. Для идентификации же конечных состояний с одной нейтральной частицей в кинематических программах остается только закон сохранения энергии, который в случае равенства импульсов заряженной и нейтральной частиц становится инвариантным относительно перестановки их масс. Поэтому у всех событий с близкими импульсами нейтральной и быстрой заряженной частиц нельзя разделить гипотезы, отличающиеся перестановкой этих частиц.

Неоднозначно интерпретированные события, связанные с этим обстоятельством, особенно заметно группируются в области масс K^* , что обусловлено особенностями углового распределения частиц от его распада. Следовательно, они будут весьма существенно сказываться при исследовании распадов K^* .

В области $0 < \cos \theta_K^* < 1$ лежат события с очень быстрым K^+ -мезоном и неоднозначность их интерпретации связана, по-видимому, с большой ошибкой в определении их импульса. Область положительных значений $\cos \theta_K^*$ соответствует малым $M_{p \pi^+}^2$, и неоднозначно интерпретированные события в этой области скажутся на распределении по эффективной массе $M_{p \pi^+}$.

Подобное же рассмотрение было проведено и для других видов неоднозначно интерпретированных событий. Для определения относительных вкладов в неоднозначно интерпретированные события вида $K^0 p \pi^+ - K^+ p \pi^0$ различных каналов реакций было рассмотрено распределение этих событий от отношения импульсов нейтральной и быстрой заряженной частиц $D = p_{\text{нейтр.}} / p_{\text{зар.}}$ (рис. 2). События группируются на нем в областях $D \approx 1$ и $D \ll 1$. В области $D = 1$, соответствующей области $\cos \theta_K^* \approx 0$ на рис. 1, вклад каждого канала будет, очевидно, пропорционален его сечению в этой области. Для определения вкладов различных каналов в область $D \ll 1$ был проведен дополнительный анализ. Согласно работам /13,14/, можно предположить, что в первом приближении $\chi^2 \sim (\Delta E)^2$. Расчеты отношения $W = (\Delta E)_{\text{ош}}^2 / (\Delta E)_{\text{пр.}}^2$, т.е. отношения квадратов разбалансов энергий для ошибочного и правильного

приписания масс быстрой заряженной и нейтральной частицам, проведенные для каналов реакций $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$ и $K^+ p \rightarrow K^+ p \pi^0$ в интервале импульсов, соответствующих области $D \ll 1$, показали, что события вида $K^+ p \rightarrow K^+ p \pi^0$ должны дать относительно меньший вклад в неоднозначно интерпретированные события, чем события $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$.

В результате подобного анализа был приблизительно найден относительный вклад каждого канала реакций в неоднозначно интерпретированные события, что позволило в дальнейшем развить такие методы их учета, которые устранили возможное искажение физических результатов.

III

Одной из основных целей выполненного эксперимента было дальнейшее исследование рождения резонансов в $K^+ p$ - взаимодействиях.

Уже предварительный анализ распределений двухчастичных эффективных масс для конечного состояния $K^0 p \pi^+$ показал, что в системе $(K^0 \pi^+)$ кроме резонанса K_{890}^* наблюдался дополнительный максимум при $M_{K^0 \pi^+} = 1400$ Мэв^{15/}, который был интерпретирован как резонанс K_{1400}^* , обнаруженный ранее в $K^- p$ - взаимодействиях при $3^{16/}$ и $3,5$ Гэв/с^{17/}.

Последующий анализ^{18/} распределений событий на диаграмме Далицца ($M_{K^0 \pi^+}^2$ vs. $M_{p \pi^+}^2$) для конечного состояния $K^0 p \pi^+$ (рис. 3), в которое были соответствующим образом включены неоднозначно интерпретированные события, показал, что кроме двух пересекающихся полос, соответствующих известным резонансам K_{890}^* и N_{1238}^* , на диаграмме наблюдается сгущение событий при $M_{K^0 \pi^+} = 1400$ Мэв, особенно сильное в области масс изобары N_{1238}^* , и дополнительное сгущение событий при $M_{K^0 \pi^+} = 1080$ Мэв, также почти полностью лежащее в области масс изобары. Распределение событий $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$ по $M_{K^0 \pi^+}$ показано на рис. 4 (а). На нем отчетливо видны резонансы K_{890}^* и K_{1400}^* и небольшой выступ при $M_{K^0 \pi^+} = 1080$ Мэв. На рис. 4(в) показано распределение по $M_{K^0 \pi^+}$ событий $K^+ p \rightarrow N_{1238}^* K^0$ и $K^+ p \rightarrow (N_{1238}^* K^0 \frac{1}{2} K^+ p)$. На этом рисунке максимум при $M_{K^0 \pi^+} = 1080$ Мэв виден гораздо отчетливее, и он выходит за фазовую кривую на ≈ 2 стандартных отклонения. Это позволяет предположить, что наблюдаемый максимум при $M_{K^0 \pi^+} = 1080$ Мэв не является

статистической флюктуацией и может соответствовать новому резонансному состоянию в системе $(K^0 \pi^+)$.

На диаграмме Далицца для конечного состояния $K^+ p \pi^0$ видны также сгущения событий в областях масс K_{890}^* и N_{1238}^* и небольшое сгущение событий при $M_{K^0 \pi^+} = 1400$ Мэв (рис. 5). На диаграмме Далицца для конечного состояния $K^+ p \pi^+$ нет никаких особенностей, которые можно было бы интерпретировать как резонансы в системе $(K^+ \pi^+)$.

Как известно, при условии достаточно большой статистики анализ распределений по эффективной массе позволяет получить оценки таких параметров распределения как массы, ширины, процентное содержание резонансов, а также некоторых величин, характеризующих интерференцию их амплитуд^{19/}.

Для нахождения этих параметров методом максимального правдоподобия экспериментальное распределение нужно описать соответствующим аналитическим выражением, содержащим искомые параметры. При количественном анализе результатов описываемого эксперимента распределения событий на диаграммах Далицца были аппроксимированы следующим полуфеноменологическим выражением

$$d^2 \sigma / dM_1^2 dM_2^2 = \frac{1}{D(M_1^2 M_2^2)} \left\{ \frac{a_0}{N_0} + \frac{a_1 F_1 B_1^2}{N_1} + \right. \\ \left. + \left| \sqrt{\frac{a_2 F_2}{N_2}} B_2 + e^{i\phi_{2,3}} \sqrt{\frac{a_3}{N_3}} B_3 \right|^2 \right\},$$

где a_0 - процентное содержание фазового объема;

a_1 - процентное содержание резонансов K_{890}^* , N_{1238}^* , K_{1400}^* ;

N_1 и D - нормировочные константы;

B_j - амплитуды вида $\frac{\sqrt{\Gamma_j}}{(M_K^2 - M_{0j}^2) - i M_{0j} \Gamma_j}$,

причем для резонанса K_{890}^* было взято

$$\Gamma_1 = \frac{M_{01}}{M_1} \frac{q_1^3}{q_{01}^3} \Gamma_{01},$$

для изобары N_{1238}^*

$$\Gamma_2 = \frac{M_{02}^2}{M_2} \frac{q_2^2}{q_{02}^2} \left[\frac{(M_2 + m_p)^2 - m_\pi^2}{(M_{02} + m_p)^2 - m_\pi^2} \right] \Gamma_{02},$$

и для резонанса K_{1400}^*

$$\Gamma_3 = \Gamma_{03}.$$

В этих выражениях M_{0j} - массы резонансов, Γ_{0j} - их истинные ширины, q_{0j} - импульсы частиц от распадов этих резонансов в системе их покоя при $M_j = M_{0j}$. Далее, согласно работе Джексона^{/24/}, функция F^{\pm} для случая обмена векторной частицей были выбраны в виде $F_1 = F_2 = p^3$, где p - импульс резонанса в с.д.м.

Полученные методом максимального правдоподобия значения масс, ширины, $\phi_{2,3}$ и процентного содержания резонансов для конечных состояний $K^0 p \pi^+$ и $K^+ p \pi^0$ приведены в таблице II. Из этой таблицы видно, что амплитуды рождения резонансов K_{1400}^* и N_{1238}^* для конечных состояний $K^0 p \pi^+$ и $K^+ p \pi^0$ конструктивно интерферируют, и фазы между ними равны $\phi_{2,3} = 1,34 \pm 0,19$ радиана и $\phi_{2,3} = 1,24 \pm 0,32$ радиана соответственно.

При определении сечений образования конечных состояний $KN\pi$ интенсивность первичного пучка K^+ -мезонов была найдена по числу i -распадов.

Сечения этих процессов, а также сечения образования резонансов K_{890}^* , N_{1238}^* и K_{1400}^* , найденные по их процентному содержанию в конечных состояниях $K^0 p \pi^+$ и $K^+ p \pi^0$, приведены в таблице III.

Отношение вероятностей распадов на конечные состояния $K^0 p \pi^+$ и $K^+ p \pi^0$ резонанса K_{1400}^* , родившегося без интерференции с N_{1238}^* , было найдено равным

$$R = \frac{p K_{1400}^* \rightarrow p(K^0 \pi^+)}{p K_{1400}^* \rightarrow p(K^+ \pi^0)} = 1,7 \pm 0,7,$$

что является новым свидетельством в пользу того, что изотопсин $K_{1400}^* I=1/2$.

Одной из важных динамических характеристик взаимодействий элементарных частиц являются их дифференциальные сечения по квадрату переданного четырех-импульса, $d\sigma/dt$.

В диссертации были исследованы $d\sigma/dt$ рождения резонансов K_{890}^* , N_{1238}^* и K_{1400}^* . Найдено, что все эти дифференциальные сечения имеют максимальные значения при малых переданных импульсах и быстро спадают с увеличением t , что указывает на периферический характер этих взаимодействий. Поскольку образец K_{890}^* , родившихся в процессе $K^+ p \rightarrow (K_{890}^* \rightarrow K^0 \pi^+) p$, содержит наименьшую примесь нерезонансных событий, основные сравнения с предсказаниями различных теоретических моделей были проделаны для дифференциального сечения этого процесса.

Дифференциальное сечение $d\sigma/dt$ рождения K^* при 3,0 Гэв/с удалось хорошо описать с помощью модели однорезонансного обмена с формфактором вида $F_{\nu}(t) = F_{\nu}(0) \exp[\lambda/(0,7 \text{ Гэв/с})^2]$, предложенным Джексоном и Пялкуном^{/5/} (рис. 6(a), пунктирная кривая). Расчеты с этим же формфактором были проделаны и для дифференциального сечения рождения K_{890}^* при 3,5 Гэв/с (пунктирная кривая на рис. 6 (в)). Как видно из рисунка, экспериментальное сечение при малых переданных импульсах в этом случае значительно уже теоретической кривой.

В диссертации было проведено также сравнение экспериментальной зависимости $d\sigma/dt$ рождения резонанса K_{890}^* с расчетами по периферической модели с поглощением^{/7/}.

При расчетах по этой модели для учета поглощения парциальных волн с малыми значениями l использовалась T -матрица вида:

$$T_{i,f} = \exp[i\delta_i^{(-)}(x)] B(x) \exp[i\delta_i^{(+)}(x)],$$

где множители

$$e^{i\delta_i^{(\pm)}(x)} = [1 - C_{\pm} e^{-\gamma_{\pm}(x-1/2)^2}]^{1/2},$$

$$C_{+} = \sigma_{10t}^{+} - 4A_{+} \quad \gamma_{+} = 1/(2q^2 A_{+})$$

(C_{-} и γ_{-} - определены аналогично).

В этих выражениях

- A_{\pm} - показатель экспоненты, описывающей ход дифференциального сечения упругого рассеяния;
- t - квадрат переданного четырех-импульса;
- q - импульс падающего K^+ -мезона в с.д.м.;
- x - полный угловой момент.

На рис. 6(в) $d\sigma/dt$, рассчитанное таким образом, обозначено сплошной линией. Эта кривая также плохо согласуется с ходом дифференциального сечения, найденного экспериментально.

Расчет $d\sigma/dt$ по периферической модели с поглощением, произведенный для K_{1400}^* , дал значение $d\sigma/dt$, превышающее экспериментальное в десятки раз.

Из рис. 6, на котором приведены дифференциальные сечения $d\sigma/dt$ образования K^*_{890} при 3 Гэв/с, 3,5 Гэв/с и 5 Гэв/с, видно, что $d\sigma/dt$ этого процесса сужается с ростом энергии.

В рамках теории полюсов Редже указанное сужение $d\sigma/dt$ с ростом энергии первичного пучка свидетельствует о преобладающем вкладе в амплитуду рождения K^*_{890} одного полюса. Однако недостаточная статистическая точность имеющихся данных по дифференциальным сечениям рождения K^*_{890} при разных энергиях не позволила из анализа траектории этого полюса на диаграмме Чу-Фраучи однозначно определить спин обменной частицы ^{/20/}.

При выборе за ось квантования направления первичного пучка данные о квантовых числах обменной системы можно получить также из элементов матрицы спиновой плотности $\rho_{1,j}$.

Для резонансов с известным спином элементы матрицы спиновой плотности можно определить из анализа угловых распределений частиц от распада резонанса в системе его покоя. Например, распределение частиц от распада резонанса со спином 1 по углам θ и ϕ (см. рис. 7) дается выражением:

$$\frac{dI}{d\Omega} = c \{ \rho_{0,0} \cos^2 \theta + 1/2 (1 - \rho_{0,0}) \sin^2 \theta - \rho_{1,-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{1,0} \sin 2\theta \cos \phi \}.$$

При определении элементов матрицы спиновой плотности резонанса K^*_{890} для устранения влияния области пересечения на диаграмме Далитца этого резонанса с изобарой N^*_{1238} была использована процедура переселения ^{/21/}.

Кроме того было рассмотрено влияние на значения элементов матрицы спиновой плотности различных методов учета неоднозначно интерпретированных событий, а также были введены поправки на нерезонансный фон ^{/22/}.

Численные значения элементов матрицы спиновой плотности $\rho_{1,j}$ были определены "методом моментов" отдельно для распадов $K^*_{890} \rightarrow K^0 \pi^+$ и $K^*_{890} \rightarrow K^+ \pi^0$, причем в пределах статистической точности они оказались равными для обоих видов распада (см. таблицу IV). Полученные значения $\rho_{1,j}$ свидетельствует о том, что хотя в реакции $K^+ p \rightarrow K^*_{890} p$ преобладающую роль играет векторный обмен, имеется также небольшая примесь псевдоскалярного обмена. Об этом говорит и вид угловых распределений $K -$

-мезонов от распада K^*_{890} по $\cos \theta$ и ϕ , приведенных на рис. 8 и 9. Найденная экспериментально зависимость $\rho_{1,j}(t)$ от переданного импульса показана на рис. 10 вместе с расчетами по модели с поглощением.

Полученные аналогичным образом элементы матрицы спиновой плотности изобары N^*_{1238} , приведенные в таблице IV, свидетельствуют о доминирующей роли в этом процессе векторного обмена. Распределение нуклона от распада изобары по углу θ' (см. рис. 7) хорошо описывается зависимостью $I(\theta') = 1 + 3 \cos^2 \theta'$, предсказанной Сакураи и Стодольским ^{/23/}, на основании "p - фотонной аналогии".

В диссертации было также проведено исследование угловых распределений частиц от распада резонанса K^*_{1400} . Было найдено, что как распределение по $\cos \theta$, так и распределение по ϕ существенно искажены из-за интерференции амплитуд рождения резонансов K^*_{1400} и N^*_{1238} , однако, процедура "переселения" позволяет исключить этот эффект. Полученное после "переселения" распределение по углу ϕ в пределах статистического разброса можно считать изотропным, что свидетельствует о преобладании в процессе $K^+ p \rightarrow K^*_{1400} p$ псевдоскалярного обмена.

IV

Сформулируем основные результаты диссертации.

1. В $K^+ p$ -взаимодействиях, приводящих к конечным состояниям $K^0 p \pi^+$ и $K^+ p \pi^0$, при 3,5 Гэв/с продолжают доминировать два квазидвухчастичных процесса $K^+ p \rightarrow K^*_{890} p$ и $K^+ p \rightarrow KN^*_{1238}$ с сечениями $\sigma_{K^*_{890} p} = 1,01 \pm 0,11$ мб, $\sigma_{KN^*_{1238}} = 0,78 \pm 0,09$ мб, соответственно. Ход дифференциальных сечений этих процессов ^{/23/} указывает на периферический характер взаимодействий, однако, имеющиеся модели периферических взаимодействий ^{/5,7/} плохо описывают экспериментальные данные даже в узком интервале импульсов первичного пучка от 3 до 3,5 Гэв/с.

2. Полученные значения элементов матрицы спиновой плотности для резонанса K^*_{890} показывают, что в процессе $K^+ p \rightarrow K^*_{890} p$ доминирует обмен векторным мезоном, хотя имеется также некоторая примесь псевдоскалярного обмена. В противоположность результатам работы ^{/8/} элементы матрицы

спиновой плотности $\rho_{1,1}$ найдены равными для обоих видов распада K^*_{890} .
 Экспериментальная зависимость $\rho_{1,1}(t)$ для K^*_{890} в целом согласуется с расчетами по модели периферических взаимодействий с поглощением.

Найденные значения элементов матрицы спиновой плотности для изобары N^*_{1238} свидетельствуют о преобладании в реакции $K^+_{1400} \rightarrow N^*_{1238} p$ векторного обмена.

3. В отличие от K^+ -взаимодействий при 3 Гэв/с, в K^+ -взаимодействиях при 3,5 Гэв/с обнаружен процесс $K^+_{1400} \rightarrow K^*_{1400} p$ с сечением

$\sigma_{pK^*_{1400}} = (0,1 \pm 0,03)$ мб. При этом установлено, что амплитуда рождения K^*_{1400} конструктивно интерферирует с амплитудой рождения изобары N^*_{1238} и найдены сдвиги фаз между ними. Изотропия распределения K^+ -мезонов от распада K^*_{1400} по углу ϕ свидетельствует о преобладании в реакции $K^+_{1400} \rightarrow K^*_{1400} p$ псевдоскалярного обмена. Отношение вероятностей распадов K^*_{1400} на $K^0 \pi^+$ и $K^+ \pi^0$ дало новое подтверждение, что изотопический спин $K^*_{1400} I = 1/2$.

4. Получено указание на существование нового резонанса с массой $M_{K\pi} = 1087 \pm 9$ Мэв, распадающегося на $K^0 \pi^+$, который рождается почти полностью в области интерференции с изобарой N^*_{1238} .

Содержащиеся в диссертации материалы опубликованы в работах /13,18,19,20,22/ и доложены на Оксфордской конференции 1965 и XIII Международной конференции по физике высоких энергий 1966 г. в Беркли. Основные физические результаты были получены автором во время его работы в ЦЕРН^е в 1965-1966 г.г. под руководством профессора Ф. Мюллера. В обработке данных на разных этапах работы принимали участие сотрудники ЦЕРН^а Б. Ионгеянс, Ж.М. Перо, И. Гольдшмидт-Клермонт, а также работавшие в ЦЕРН^е сотрудники ОИЯИ В.А. Ярба и А. Прокеш.

Л и т е р а т у р а

1. В.Кехе, Phys.Rev.Lett., v.11, 93 (1963).
2. E.Boldt et al., Phys.Rev. 133, B222 (1964).
3. G.B.Chadwick et al., Phys.Lett., v.6, 309 (1963).
4. S.Goldhaber et al., 142, 913 (1966).

5. J.Jackson, H.Pilkuhn, Nuovo Cim., 33, 906 (1964).
6. M.Ferro-Luzzi et al., Nuovo Cim., 36, 1101 (1965).
7. J.Jackson, Rev.Mod.Phys. 37, 484 (1965).
8. G.Ekspong, G.Otter, P.Sallström, Nuovo Cim. (в печати).
9. "L'onde Electrique", vol.XLI, Dec. 1964, N 417.
10. J.Goldberg, J.M.Perreau, CERN, 63-12 (1963).
11. Y.Goldschmidt-Clermont Proc. of the Intern.Confer. on High-Energy Accelr. and Instr. p. 157 (1960).
12. CERN, TC Program Library, v.1,2.
13. А.Д. Макаренкова, А.М. Моисеев. Препринт ОИЯИ 2263, Дубна 1965.
14. Е.П. Жидков, А.Ф. Лукьянцев. Препринт ОИЯИ Р-1988, Дубна 1965.
15. R.Gorge, Y.Goldschmidt-Clermont, V.P.Henri, B.Iongejans, W.Koch, D.Leith, G.Lihch, A.Moiseev, F.Müller, J.M.Perreau, V.Yarba
 Материалы Оксфордской конференции 1965 г.
 (abstract 129)
16. Segar et al. Материалы Оксфордской конференции 1965 г.
 (abstract 150).
17. N.Haque et al. Phys.Lett. 14, 338 (1965).
18. W.De-Baere, J.Debaisieux, P.Dufour, F.Grad, J.Heughebaert, L.Pape, P.Peeters, F.Verbeure, R.Windmolders, Y.Goldschmidt-Clermont, V.P.Henri, B.Iongejans, A.Moiseev, F.Müller, J.M.Perreau, P.Prokes, V.Yarba, CERN/D.Ph. Physics 67-5 (1967).
19. X.M. Каназирски, А.М. Моисеев. Препринт ОИЯИ 3387, Дубна 1967.
20. Y.Goldschmidt-Clermont, V.P.Henri, B.Iongejans, A.Moiseev, F.Müller, J.M.Perreau, A.Prokes, V.Yarba, W.De-Baere, S.Debaisieux, P.Dufour, F.Grad, J.Heughebaere, R.Windmolders, Nuovo Cim.v.46, 539 (1966).
21. P.Eberhard, M.Pripstein, Phys.Rev.Lett., 10, 351 (1963).
22. А.М. Моисеев, В.А. Ярба. Препринт ОИЯИ 3313, Дубна 1967.
23. L.Stodolsky, J.Sacurai, Phys.Rev.Lett., v.11, 90 (1963).
24. J.Jackson, Nuovo Cim, XXXIV, 1644 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
 29 июня 1967 г.

Таблица I

Первая гипотеза \ Вторая гипотеза	$K^+ p \pi^0$	$K^0 p \pi^+$	$K^+ n \pi^+$
$K^+ p \pi^0$	699	187	9
$K^0 p \pi^+$	81	935	44
$K^+ n \pi^+$	3	32	645
$K^0 p \pi^+$ (с видимым распадом $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$)			750

Таблица II

Конечное состояние	Масса резонанса M_0 (Мэв)	Ширина резонанса Γ_0 (Мэв)	$\varphi_{2,3}$ (радианы)	Процентное содержание
$K^0 p \pi^+$	891 \pm 2	56 \pm 4,5	-	36,6 \pm 3,6
	1427 \pm 15	90 \pm 28	-	3,3 \pm 0,8
	-	-	1,34 \pm 1,9	4,3 \pm 0,7
	1215 \pm 35	98 \pm 11	-	34,9 \pm 3,5
	-	-	-	20,9 \pm 2,1
Конечное состояние	Масса резонанса M_0 (Мэв)	Ширина резонанса Γ_0 (Мэв)	$\varphi_{2,3}$ (радианы)	Процентное содержание
$K^+ p \pi^0$	892,5 \pm 2,5	53 \pm 8	-	29 \pm 3
	1440 \pm 24	-	-	3,0 \pm 1
	-	-	1,24 \pm 0,32	2,7 \pm 0
	1218 \pm 7,5	115 \pm 32	-	12,6 \pm 2
	-	-	-	53 \pm 7

Таблица III

Конечное состояние Реакция	$K^{\circ} P T^+$ $\Sigma = 1,8^{\pm} 0,2 \text{ мб}$	$K^{\circ} P T^{\circ}$ $\Sigma = 1,26^{\pm} 0,15 \text{ мб}$	$K^{\circ} P T^+$ $\Sigma = 0,8^{\pm} 0,1 \text{ мб}$
$K^{\circ} P \rightarrow K_{890}^*$	$0,65^{\pm} 0,07$	$0,36^{\pm} 0,04$	-
$K^{\circ} P \rightarrow K_{1400}^*$	$0,06^{\pm} 0,2$	$0,04^{\pm} 0,01$	-
$K^{\circ} P \rightarrow (K_{1400}^* \rightarrow N_{1238}^*)$	$0,06^{\pm} 0,01$	$0,03^{\pm} 0,01$	-
$K^{\circ} P \rightarrow K N_{1238}^*$	$0,62^{\pm} 0,06$	$0,16^{\pm} 0,03$	$0,08^{\pm} 0,02$

Таблица IV

$P_{i,j}$	$K_{890}^* \rightarrow K_{170}^*$	$K_{890}^* \rightarrow K_{97}^+$	$P_{i,j}$	$N_{1238}^* \rightarrow P T^{\pm}$
P_{30}	$0,198^{\pm} 0,086$	$0,162^{\pm} 0,048$	P_{33}	$0,310^{\pm} 0,033$
$P_{4,4}$	$0,178^{\pm} 0,035$	$0,185^{\pm} 0,023$	$Re P_{3,1}$	$-0,004^{\pm} 0,016$
$Re P_{4,0}$	$0,041^{\pm} 0,024$	$0,044^{\pm} 0,015$	$Re P_{3,4}$	$0,097^{\pm} 0,016$

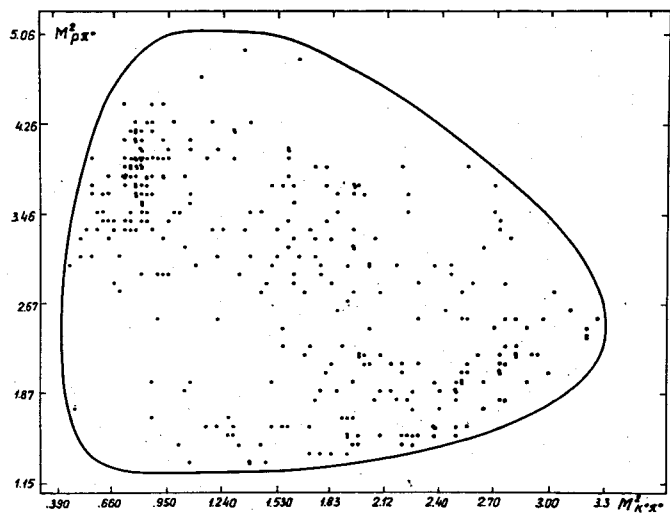


Рис. 1. Распределение неоднозначно интерпретированных событий вида $K^0_S \pi^+ \rightarrow K^+ \pi^0 \pi^0$ на диаграмме Далица для конечного состояния $K^+ \pi^0$.

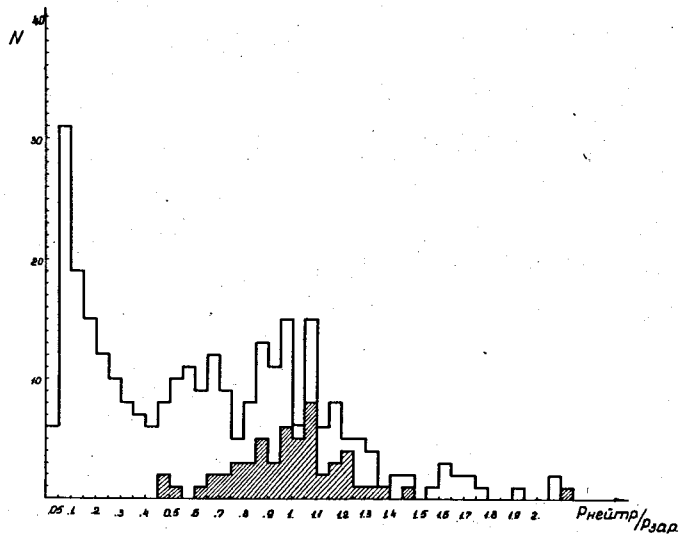


Рис. 2. Распределение неоднозначно интерпретированных событий вида $K^0_S \pi^0 \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^+$ в зависимости от $D = R_{нейтр}/R_{зар}$.

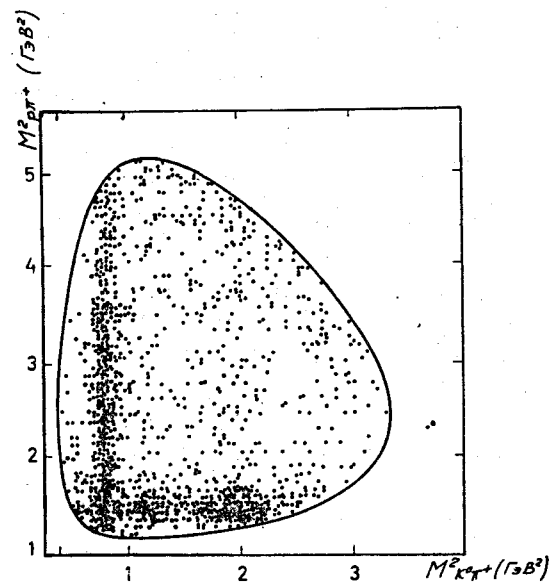


Рис. 3. Распределение событий $K^+ \pi^0 \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^+$ на диаграмме Далица.

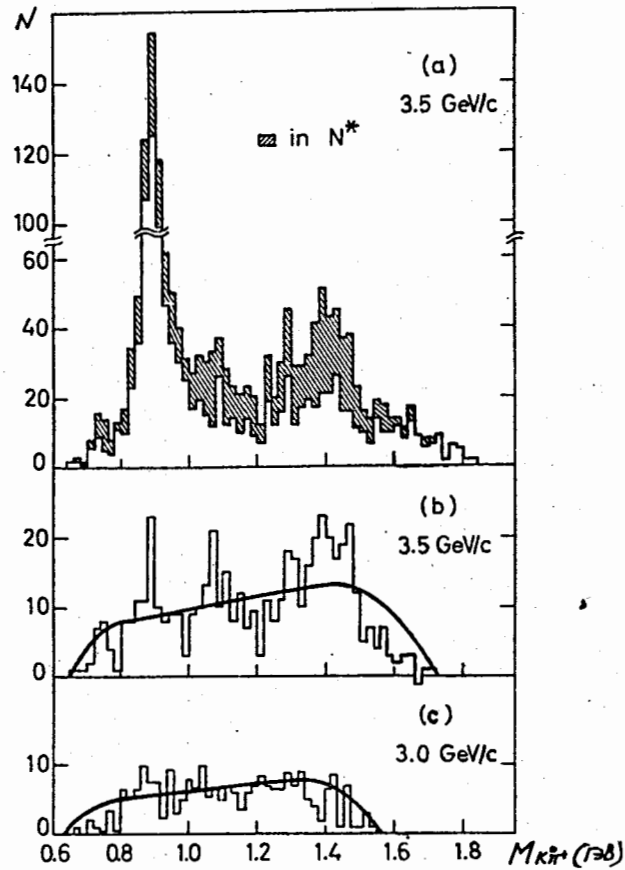


Рис. 4. Распределение по эффективной массе $M_{K^0 \pi^+}$ событий:

- а) $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$ при 3 Гэв/с;
 б) $K^+ p \rightarrow N^* K^0$ и $K^+ p \rightarrow (N^*_{1238} K^0 \div K^* p)_{\text{ИИТ}}$ при 3,5 Гэв/с;
 в) $K^+ p \rightarrow N^*_{1238} K^0$ и $K^+ p \rightarrow (N^*_{1238} K^0 \div K^* p)_{\text{ИИТ}}$ при 3,0 Гэв/с.

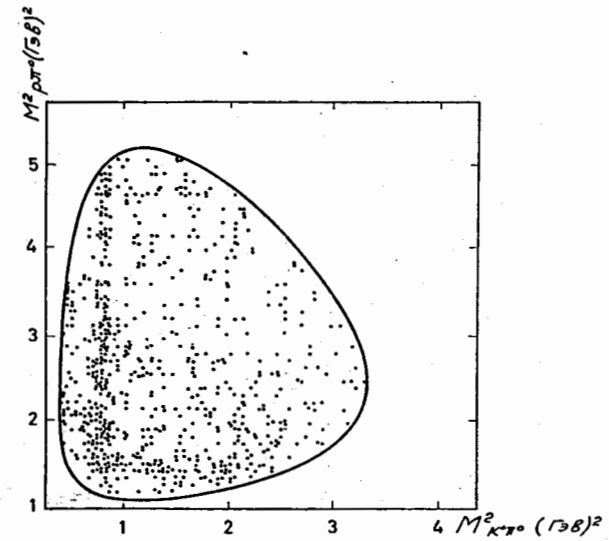
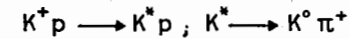


Рис. 5. Распределение событий $K^+ p \rightarrow K^+ p \pi^0$ на диаграмме Далица.



3.0 3.5 5.0 (Гэв/с)

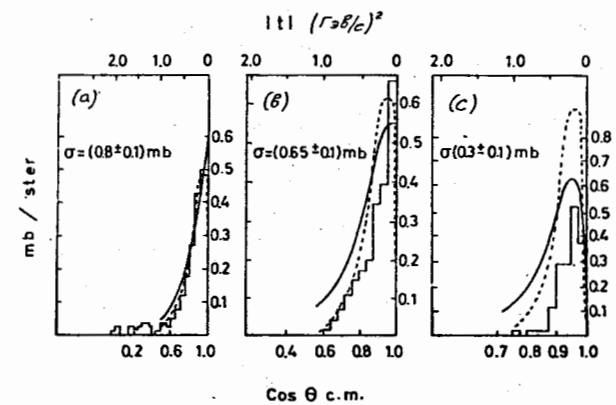


Рис. 6. Дифференциальные сечения $d\sigma/dt$ процесса $K^+ p \rightarrow (K^*_{890} \rightarrow K^0 \pi^+) p$ а) при 3,0 Гэв/с; б) при 3,5 Гэв/с; в) при 5 Гэв/с. Пунктирная кривая рассчитана по модели одномезонного обмена с формфактором $F_v(t) = F_v(0) \exp\{t/(0,7 \text{ Гэв/с})^2\}$ сплошная кривая - по модели с поглощением.

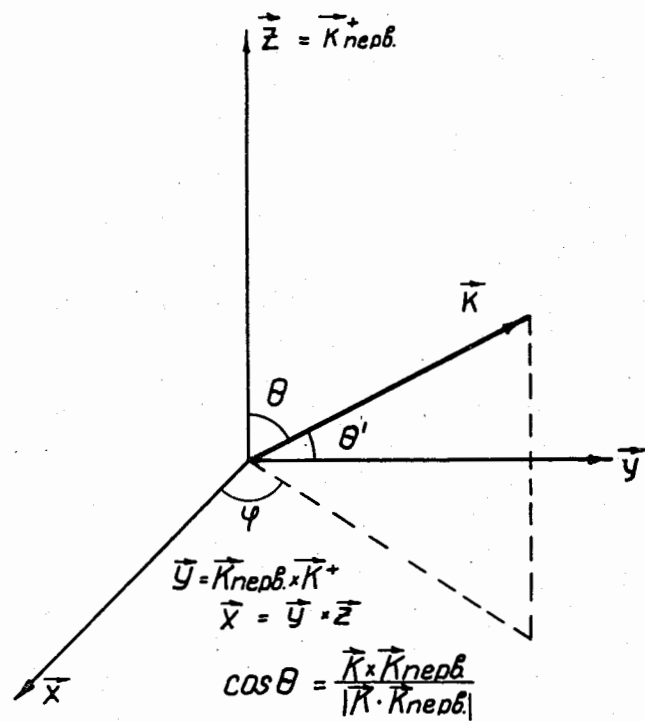


Рис. 7. Определение углов θ и ϕ .

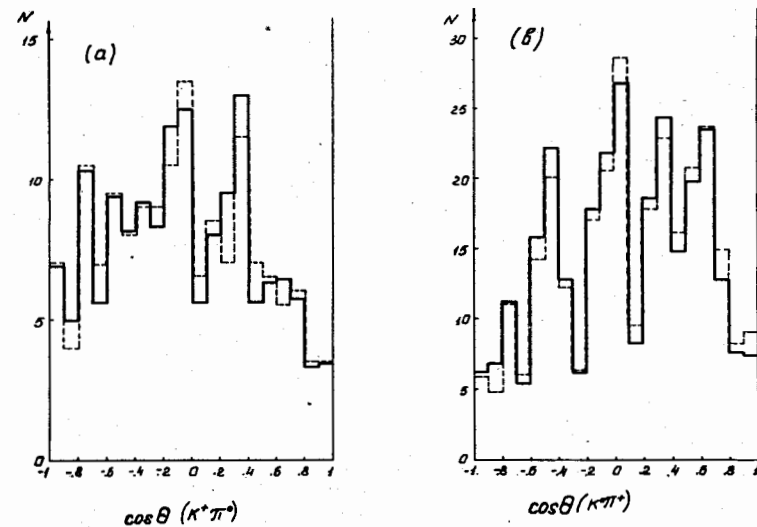


Рис. 8. Распределение по $\cos \theta$ K-мезонов от распадов а) $K_{890}^* + K^+ \pi^0$; б) $K_{890}^* \rightarrow K^0 \pi^+$. Сплошная и пунктирная кривые соответствуют двум различным способам учета неоднозначно интерпретированных событий.

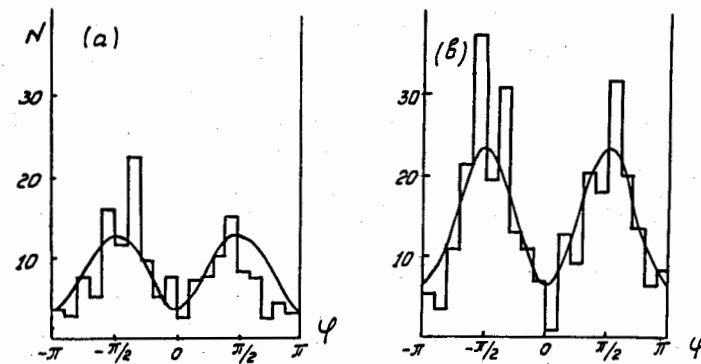


Рис. 9. Распределение по углу ϕ K-мезонов от распада а) $K_{890}^* + K^+ \pi^0$; б) $K_{890}^* \rightarrow K^0 \pi^+$.

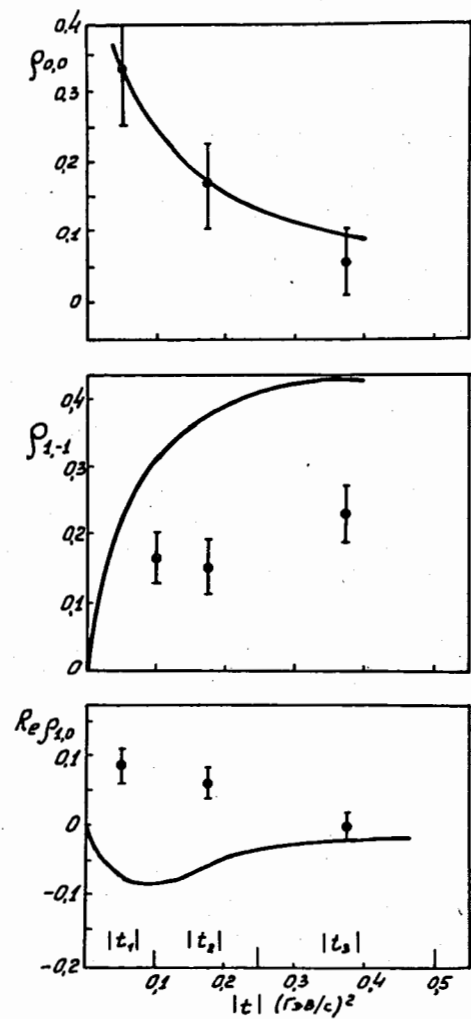


Рис. 10. Зависимость элементов матрицы спиновой плотности $\rho_{1,j}$ от t . Кривые рассчитаны по модели с поглощением.

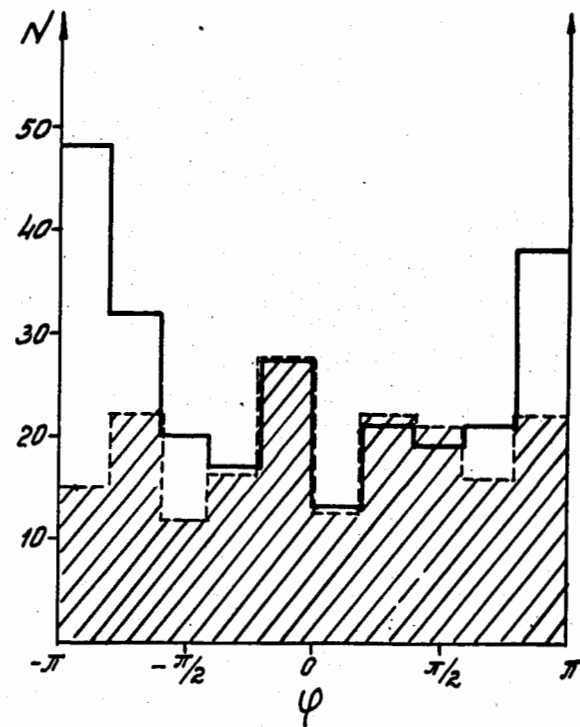


Рис. 11. Распределение по φ событий из области масс K^*_{1400} . Сплошной кривой обозначено распределение всех событий из области ($1,32 < M_{K\pi} < 1,48$ Гэв); заштриховано распределение событий, оставшихся после "переселения".