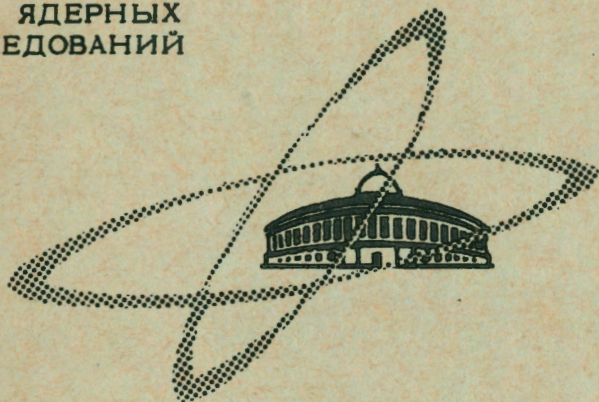


ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



Р1 - 4049

А.А.Кузнецов, Н.Н.Мельникова, Б.Чадраа, В.Болдеа ,  
А.Михул, Д.Мумуяну, Т.Понта, С.Фелеа

ИЗУЧЕНИЕ КВАЗИДВУХЧАСТИЧНЫХ РЕАКЦИЙ  
С УЧАСТИЕМ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ  
В  $\Pi^-$  - p ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 4,0 ГЭВ/С

1968

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P1 - 4049

А.А.Кузнецов, Н.Н.Мельникова, Б.Чадраа, В.Болдеа\*,  
А.Михул, Д.Мумуяну,\*Т.Понта,\*С.Фелеа\*

ИЗУЧЕНИЕ КВАЗИДВУХЧАСТИЧНЫХ РЕАКЦИЙ  
С УЧАСТИЕМ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ  
В  $\Pi^-$  - p ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 4,0 ГЭВ/С

Направлено в ЯФ

---

\*  
Институт атомной физики (Бухарест)

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

В последние годы большой интерес проявляется к изучению неупругих квазидвухчастичных реакций <sup>/1+6/</sup>. Анализ такого рода реакций дает возможность выяснить механизм протекания этих процессов и служит для проверки моделей, применяемых для описания взаимодействий при высоких энергиях. В частности, представляет интерес изучение неупругих процессов двух типов:

- а) связанных с обменом зарядом или странностью и
- б) квазидвухчастичных реакций с образованием резонансов в промежуточном состоянии, распадающихся на  $n$  частиц в конечном состоянии, где  $n \geq 2$ .

Данная работа посвящена изучению реакций:



при импульсе  $\pi^-$ -мезона, равном  $4,00 \pm 0,06$  Гэв/с. Работа выполнена на снимках с 24-литровой пропановой пузырьково-камеры ЛВЭ ОИЯИ <sup>/7/</sup>, расположенной в магнитном поле напряженностью 14300 э. Всего было использовано для анализа  $\approx 22800$  фотографий. При просмотре отбирались 0-лучевые и 2-лучевые события  $\pi^- p$ -взаимодействий с видимым

распадом одной или двух  $V^0$ -частиц. Эффективность двойного просмотра составила  $96 \pm 3\%$ .

Измерения событий проводились на полуавтоматах ЛВТА; геометрическая реконструкция треков производилась на ЭВМ М-20 и БЭСМ-4 ЛВТА с помощью программы 1-33<sup>/8/</sup>, идентификация  $V^0$ -событий<sup>/9/</sup> - с помощью программы 2-23<sup>/10/</sup>. Разделение событий по каналам реакций осуществлялось с помощью программы 10-10<sup>/11/</sup>. При разделении событий использовались данные ионизационных измерений<sup>/12/</sup>.

### 1. Реакция $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0(\Sigma^0) + K^0$ (1)

Реакция (1) выделялась при анализе  $0$ -лучевых событий, в которых или  $\Lambda^0$ -гиперон и  $K^0$ -мезон, либо обе частицы наблюдались в рабочем объеме камеры, т.е. рассматривалось три типа событий:

$$(a) \quad \pi^- + p \rightarrow \Lambda^0(\Sigma^0) + MM$$

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

$$(в) \quad \pi^- + p \rightarrow \Lambda^0(\Sigma^0) + K^0,$$

где  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ ,  $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ ,  $MM$  - недостающая масса. События типа (в) выделялись с помощью программы 10-10 как события с 4-мя степенями свободы, и к ним были применены все критерии разделения по каналам реакций, описанные ранее<sup>/1/x/</sup>.

Реакции типа (а) и (б) выделялись с помощью критерия недостающей массы. События с видимым распадом  $K^0$ -мезона относились к

х) Гипотеза считалась справедливой, если  $\chi^2 \leq 30$  и квадрат недостающей массы находился в пределах  $-0,1 \leq (MM)^2 \leq 0,1$  (Гэв)<sup>2</sup>.

реакции (1), если квадраты недостающих масс лежали в пределах  $0,8 \leq (MM)^2 \leq 1,8$  (Гэв)<sup>2</sup>; события с видимым распадом  $\Lambda^0$ -гиперона имели пределы  $-0,1 \leq (MM)^2 \leq 0,4$  (Гэв)<sup>2</sup>. Кроме этого, события типа (а) и (б) должны были удовлетворять кинематике двухчастичных реакций. Оценка примеси событий с одним  $\pi^0$ -мезоном для выбранного интервала квадратов недостающих масс, проведенная по методу Монте-Карло с привлечением экспериментальных данных и по угловым и импульсным распределениям  $V^0$ -частиц, рождающихся в реакциях (а) и (б), показала, что она не превышает 15%.

Из полного числа событий, принадлежащих реакции (1), было определено сечение этой реакции. Оно оказалось равным  $\sigma_t(1) = (98,2 \pm 17,8)$  мкб. При определении сечения были введены поправки<sup>/9/</sup> на примесь других частиц в первичном пучке (8%), на примесь событий взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов на связанном протоне (19%), на нейтральные моды распада  $\Lambda^0$ -гиперонов и  $K^0$ -мезонов, на эффективность просмотра и на потерю событий в связи с ограниченными размерами камеры.

Величина  $\sigma_t$  для реакции (1), полученная в этом эксперименте, вместе с данными других работ<sup>/14/</sup> хорошо описывается зависимостью  $\sigma_t = \text{const } p^{-n}$ , где  $p$  - импульс налетающей частицы. Наилучшее подобранное значение для  $n$  дает величину, равную  $1,8 \pm 0,2$ .

На рис.1 приведено распределение дифференциального сечения реакции (1) в зависимости от квадрата четырехмерного переданного импульса  $t$ , где

$$t = -\Delta^2 = -(M_I^2 + M_K^2) + 2[E_I E_K - p_I p_K \cos \theta]. \quad (3)$$

Здесь  $p_I$ ,  $p_K$  - импульсы первичного  $\pi^-$ -мезона и  $K$ -мезона в лаб. системе,  $E_I$ ,  $E_K$  - полные энергии тех же частиц в лаб. системе,  $\theta$  - угол вылета  $K$ -мезона в лаб. системе координат.

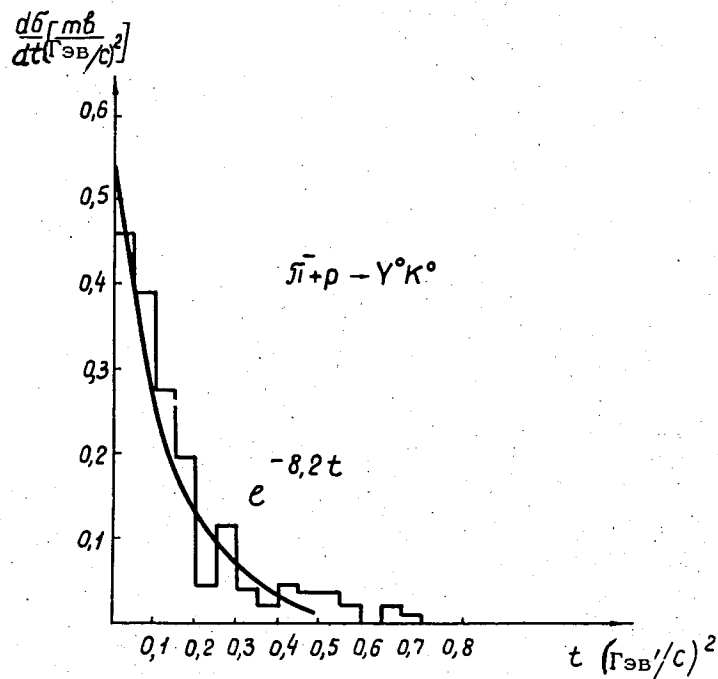


Рис.1. Распределение дифференциального сечения реакции  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$  в зависимости от квадрата четырехмерного переданного импульса  $t$ . Экспериментальная гистограмма аппроксимируется зависимостью вида  $\frac{d\sigma}{dt} = C \exp(bt)$  с коэффициентом  $b = -8,2 \pm 1,2$ .

Для значений  $t$  в интервале  $0 \leq t \leq 0,4$  (Гэв/с)<sup>2</sup> распределение имеет дифракционно подобный пик вперед, описываемый экспоненциальной кривой вида

$$\frac{d\sigma}{dt} = C \exp [bt] \quad (4)$$

Значение коэффициента  $b$ , найденное с помощью метода наименьших квадратов, равно  $b = -8,2 \pm 1,2$  ( $\chi^2 = 9$  для  $n = 8$ ). Эта величина хорошо согласуется с данными других работ при близких значениях энергии первичного  $\pi^-$ -мезона /14/. Сравнение с данными при более высоких энергиях  $\pi^-$ -мезона показывает, что величина  $b$  почти не меняется с увеличением энергии первичной частицы. Так, например, при 6 Гэв/с значение  $b = -8,0 \pm 0,5$  (Гэв/с)<sup>2</sup>, при 8 Гэв/с  $b = -7,7 \pm 0,5$  (Гэв/с)<sup>-2</sup>, при 11 Гэв/с  $b = -7,8 \pm 0,4$  (Гэв/с)<sup>-2</sup>.

Экспериментальное распределение дифференциального сечения реакции (1) сравнивалось с теоретическими кривыми, рассчитанными на основе модели Редже (рис.2а). Расчет проводился по формулам /15/ со значениями параметров, найденных в опытах по  $\pi N$  и  $K N$  рассеянию /16/ на основе SU(3) симметрии сильных взаимодействий.

Для описания дифференциального сечения реакции (1) ограничивались двухполюсной моделью Редже, где в качестве "реджионов" брались резонансы  $K^*(890)$  и  $K^*(1420)$  с квантовыми числами  $Y=1$  и  $I=1/2$ , принадлежащие к октетам  $1^-$  и  $2^+$  соответственно.

Оценка поляризации  $\Lambda^0$ -гиперонов, образующихся в реакции (1), приводит к значению коэффициента поляризации ( $a_{\Lambda^0 P}$ ), равному

$$\overline{a_{\Lambda^0 P}} = 0,16 \pm 0,24.$$

## II. Реакция $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0(\Sigma^0) + K_{890}^*$ (2)

Для выделения реакции (2) были использованы события типа  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0(\Sigma^0) + K^0 + \pi^0(\gamma)$  и  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0(\Sigma^0) + K^+ + \pi^-$  (д). Сечения реакций (г) и (д) равнялись соответственно /13/.

$$(г) \sigma = 97,3 \pm 22,4 \text{ мкб}$$

$$(д) \sigma = 89,0 \pm 11,1 \text{ мкб.}$$



Рис.2. Сравнение экспериментального распределения дифференциального сечения реакции  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 (\Sigma^0) + K^0$  с теоретической кривой (сплошная линия), вычисленной на основе модели Редже с обменом двумя полюсами  $K_{890}^{*0}$  и  $K_{1420}^{*0}$ .

На рис.3 приведены распределения эффективных масс  $K\pi$ ,  $\Lambda\pi$  и  $\Lambda K$  комбинаций для этих реакций. Из рисунка видно, что нет заметных отклонений от фазовых кривых для эффективных масс  $\Lambda K$  и  $\Lambda\pi$  комбинаций, в то время как распределения эффективных масс  $K\pi$  комбинаций указывают на сильное рождение резонансов  $K^{*0}(890)$  и  $K^{*0}(1420)$  с сечениями, равными:

$$\sigma_{K^{*0}(890)} = (66,7 \pm 15,3) \text{ мкб}$$

$$\sigma_{K^{*0}(1420)} = (34,5 \pm 8,5) \text{ мкб.}$$

Сечения рождения резонансов  $K^{*0}(890)$  и  $K^{*0}(1420)$  в реакции (2) определялись соответствием экспериментальной гистограммы инвариантных масс и линейной комбинации фазового пространства и двух брейт-вингеровских резонансных кривых с переменной шириной  $\Gamma$ , согласно /17/.

На рисунке 3 приведена кривая, описывающая экспериментальное распределение эффективных масс  $K\pi$  комбинаций ( $\chi^2 = 22$  для  $n = 20$ ). Статистический фон вычислялся с помощью формулы /18/

$$\frac{dW}{dx} = C(n, \nu) x^{[1/2(3\nu-5)]} (1-x)^{[3/2(n-\nu)-1]}, \quad (5)$$

где  $n$  - число частиц в конечном состоянии,  $\nu$  - число частиц - продуктов распада резонанса, а

$$x = \frac{M_\nu - (m_1 + m_2 + \dots + m_\nu)}{E^* - (m_1 + m_2 + \dots + m_n)}, \quad (6)$$

где  $M_\nu$  - масса резонанса,  $E^*$  - энергия в с.д.м.  $\pi^- p$  - взаимодействия,  $C(n, \nu)$  - нормировочный коэффициент.

На рис.4 представлено распределение по  $\cos \theta_{\text{prod}}^{*0}$  для событий, лежащих в интервале масс  $K\pi$  -комбинаций

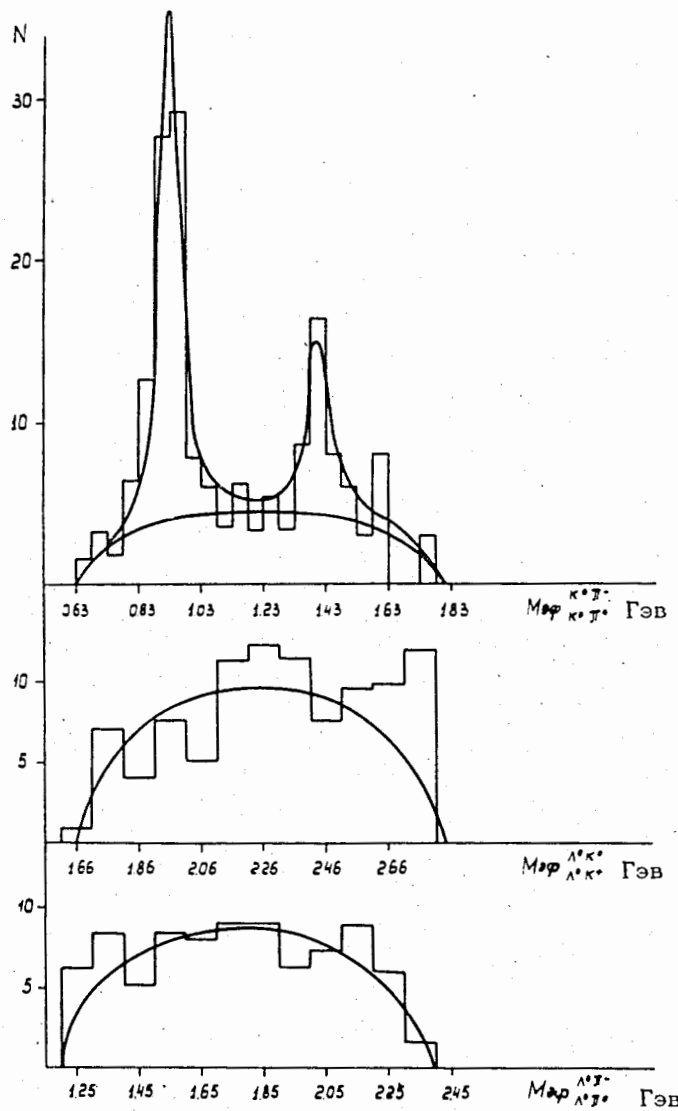


Рис.3. Распределение эффективных масс  $K\pi$ ,  $\Lambda K$  и  $\Lambda\pi$  комбинаций для реакций  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0(\Sigma^0) K^0 \pi^0$  и  $\Lambda^0(\Sigma^0) K^+ \pi^-$ . Кривая эффективных масс  $K\pi$  соответствует комбинации  $(48,1 \pm 6,8\%$  фазового пространства,  $(35,6 \pm 4,0\%$  резонанса  $K_{890}^{*0}$  и  $(16,3 \pm 3,2\%$  резонанса  $K_{1420}^{*0}$ .

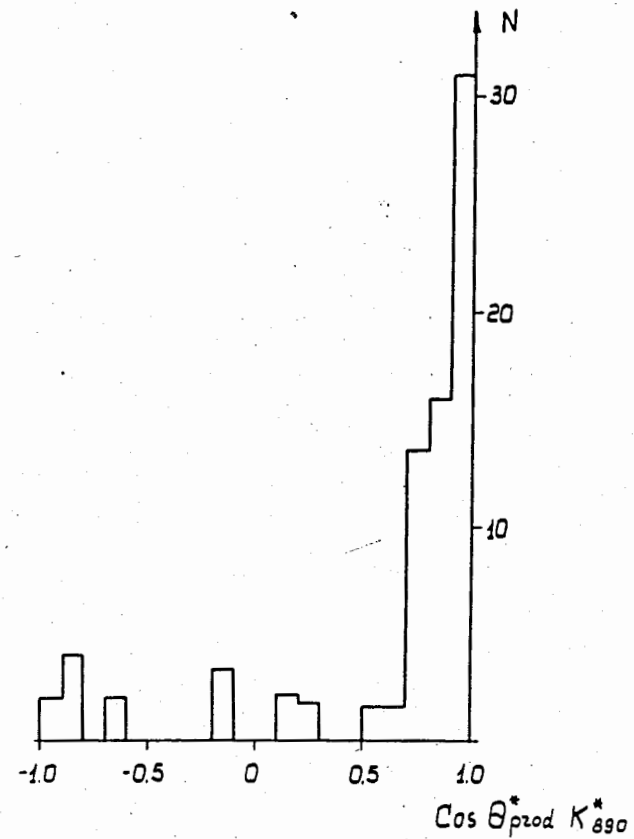


Рис.4. Угловое распределение резонанса  $K_{890}^{*0}$ , рожденного в реакциях  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0(\Sigma^0) K^0 \pi^0$  и  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0(\Sigma^0) K^+ \pi^-$ .  $\theta^*$  - угол в системе центра масс  $\pi^- - p$  - взаимодействий.

$$0,83 \leq M_{K\pi} \leq 1,03 \text{ (ГэВ)}.$$

Как видно, основная часть  $K_{890}^{*0}$  - мезонов сохраняет первоначальное направление движения первичного  $\pi^-$  - мезона, т.е. образование  $K_{890}^{*0}$  - мезонов происходит в периферических взаимодействиях.

На рис.5 приведено распределение дифференциального сечения реакции (2) в зависимости от  $t$ . Для значений  $t$  в интервале  $0 \leq t \leq 0,8$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> экспериментальные данные аппроксимируются зависимостью вида (4) с коэффициентом  $b = -2,03 \pm 0,40$ .

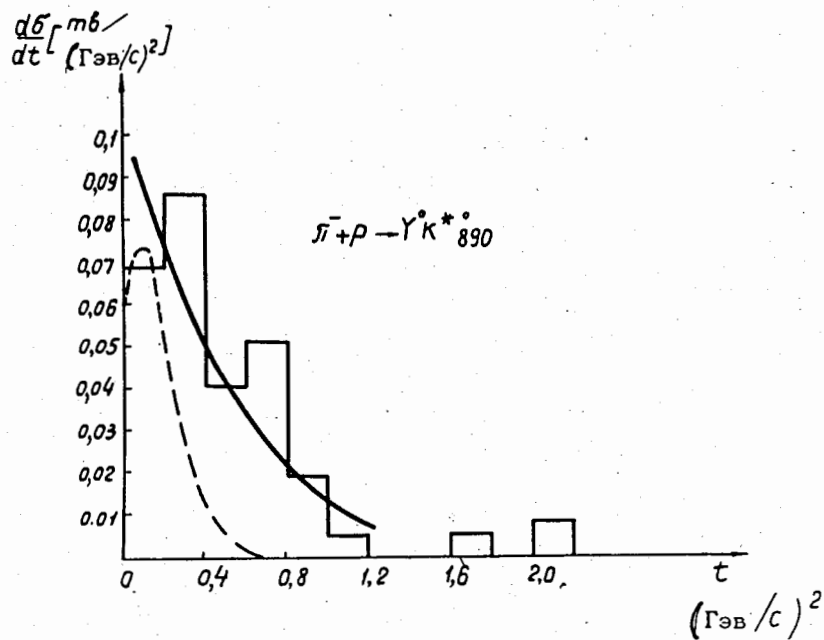


Рис.5. Распределение дифференциального сечения реакции  $\pi^- + p \rightarrow K^0 + K_{890}^{*0}$  в зависимости от квадрата четырехмерного переданного импульса  $t$ . Сплошная кривая - расчет  $\frac{d\sigma}{dt}$  по OPE модели с учетом поглощения в предположении обмена  $K$ -мезоном. Пунктирная кривая рассчитана по модели полюсов Редже в предположении обмена  $K$ -полюсом.

Как было показано выше, образование  $K_{890}^{*0}$  - мезона происходит преимущественно при малых  $t$ , следовательно, можно предположить, что процесс образования этого резонанса можно описать диаграммой с одностичным обменом. На рис.5 приведена кривая дифференциального сечения, рассчитанная по одномезонной модели, с учетом поглощения (OPE) /19/ для случая обмена псевдоскалярным  $K$  - мезоном.

Расчет был выполнен по программе вычисления сечений для периодических моделей /20/. Параметры поглощения выбирались, согласно /19/, из данных о полном и упругом сечениях  $\pi^- - p$  взаимодействия при 4,0 ГэВ/с. Константа связи в вершине  $K K^* \pi$ , согласно вероятности распада  $K_{890}^{*0} \rightarrow K \pi$ ; равнялась 1,66. Для константы  $\frac{g_{K\pi\Lambda}^2}{4\pi}$  брали значение, равное  $16,0 \pm 2,5$ , согласно данным работы /21/. Как видно из рисунка 5, теоретическая кривая хорошо описывает экспериментальные данные.

Для исследования механизма генерации  $K_{890}^{*0}$  - мезона был проведен также анализ Gottfried - Jackson /22/. Известно, что угловое распределение продуктов распада векторного мезона  $K_{890}^{*0}$  ( $1^-$ ) в терминах элементов матрицы плотности можно записать выражением:

$$W(\cos \theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left\{ \frac{1}{2} (1 - \rho_{0,0}) + \frac{1}{2} (3\rho_{0,0} - 1) \cos^2 \theta - \rho_{1,-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{1,0} \sin 2\theta \cos \phi \right\}. \quad (7)$$

Система координат выбирается так, что ось  $Z$  совпадает с направлением первичного  $\pi^-$  - мезона, ось  $Y$  - перпендикуляр к плоскости рождения. В этой системе  $\theta$  - угол между вторичным  $\pi^-$  - мезоном и осью  $Z$ , а  $\phi$  - азимутальный угол.

На рис.6 представлены угловые распределения по  $\phi$  и  $\cos \theta$  для событий, попадающих в область  $K_{890}^{*0}$  - мезона. Значения коэффициентов



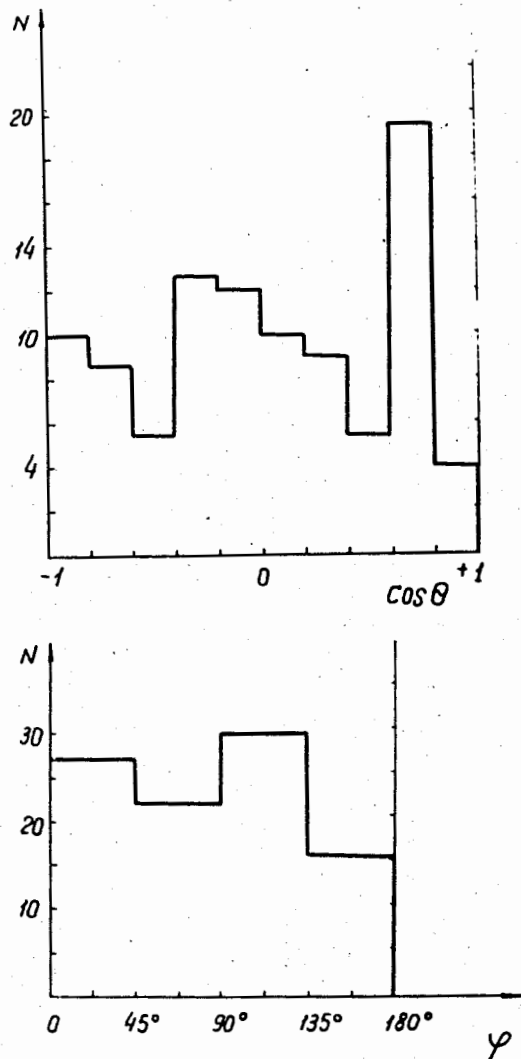


Рис.6. Угловые распределения продуктов распада резонанса  $K_{890}^{*0}$  в системе покоя резонанса для событий, лежащих в интервале масс  $K\pi$  комбинаций  $0,83 \leq M_{K\pi} \leq 1,03$  (Гэв).

матрицы плотности определялись с помощью экспериментальных данных из соотношений:

$$\overline{\cos^2 \theta} = \frac{1}{5} (1 + 2 \rho_{0,0})$$

$$\overline{\sin^2 \theta \cos 2\phi} = -\frac{4}{5} \rho_{1,-1} \quad (8)$$

$$\overline{\sin 2\theta \cos \phi} = -\frac{4\sqrt{2}}{5} \operatorname{Re} \rho_{1,0}$$

Были получены следующие значения:

$$\rho_{0,0} = 0,326 \pm 0,075$$

$$\rho_{1,-1} = 0,024 \pm 0,069$$

$$\operatorname{Re} \rho_{1,0} = -0,078 \pm 0,044.$$

При определении коэффициентов  $\rho_{0,0}$ ,  $\rho_{1,-1}$ ,  $\rho_{1,0}$  были использованы события для всех  $t$ .

Для событий с  $t < 1,0$  (Гэв/с)<sup>2</sup> эти коэффициенты равнялись:

$$\rho_{0,0} = 0,340 \pm 0,080$$

$$\rho_{1,-1} = 0,033 \pm 0,072$$

$$\operatorname{Re} \rho_{1,0} = -0,107 \pm 0,066.$$

Простая модель однорезонансного обмена (ORE) предсказывает значения  $\rho_{0,0} = 1$  и  $\rho_{1,-1} = \rho_{1,0} = 0$  в случае псевдоскалярного обмена и  $\rho_{1,-1} = 1/2$  и  $\rho_{0,0} = \rho_{1,0} = 0$  - в случае векторного. Как видно из вышесказанного, предсказания ORE модели с векторным обменом лучше согласуются с экспериментальными данными.

Кривые зависимости коэффициентов  $\rho_{0,0}$ ,  $\rho_{1,-1}$  и  $\rho_{1,0}$  от  $t$ , вычисленные по ОРЕА модели для обмена псевдоскалярным мезоном, приведены на рис.7. Коэффициенты  $\rho_{1,0}$  и  $\rho_{1,-1}$  хорошо согласуются с ожидаемыми значениями, однако,  $\rho_{0,0}$  заметно отличается от средней теоретической величины.

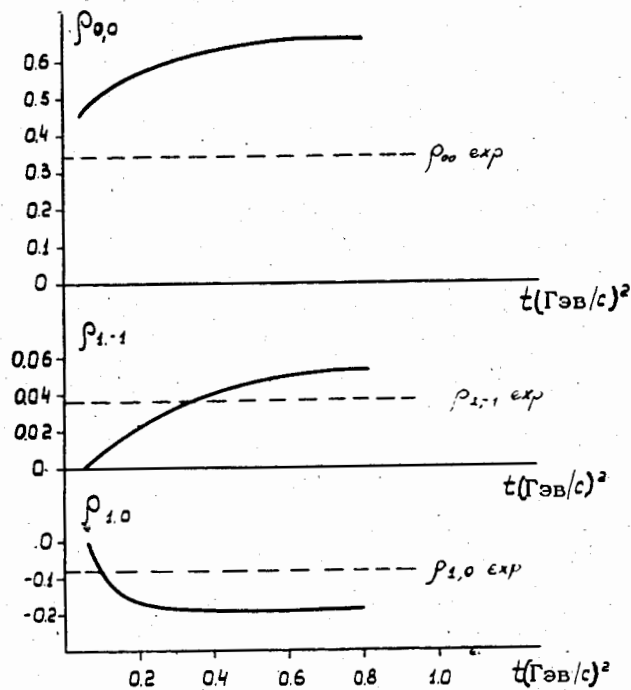


Рис.7. Зависимость коэффициентов матрицы плотности  $\rho_{0,0}$ ,  $\rho_{1,-1}$  и  $\rho_{1,0}$  для резонанса  $K_{890}^{*0}$  от квадрата четырехмерного переданного импульса  $t$ , вычисленных по ОРЕА модели в предположении обмена  $K$  мезоном. Штриховыми линиями указаны средние значения коэффициентов  $\rho_{0,0}$ ,  $\rho_{1,-1}$  и  $\rho_{1,0}$ , полученные в эксперименте.

Для описания характеристик процесса образования резонанса  $K_{890}^{*0}$  в реакции (2) был проведен также анализ данных на основе предположения от обмена  $K$  полюсом Редже. Параметризация амплитуды процесса  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K_{890}^{*0}$  делалась в соответствии с данными работы /23/ с использованием констант связи

$$g_{KK^*\pi}^2 / 4\pi = 1,66 \quad \text{и} \quad g_{Kp\Lambda}^2 / 4\pi = 16,0.$$

Траектория для  $K$  полюса выбиралась линейной с параметрами, равными параметрам  $\pi$  полюса.

На рис.5 приведено сравнение экспериментальных данных с кривой дифференциального сечения  $(\frac{d\sigma}{dt})_K$ , вычисленной в этих предположениях с параметризацией, предложенной в работе /23/. Видно, что ход дифференциального сечения нельзя объяснить вкладом только  $K$  полюса. Однако, нужно заметить, что коэффициенты матрицы плотности определяются вкладом  $K$ -мезонного полюса Редже. Действительно,  $\rho_{0,0}$  определяется отношением:

$$\rho_{0,0} = \frac{(\frac{d\sigma}{dt})_K}{(\frac{d\sigma}{dt})_{\text{эксп.}}} \quad (9)$$

Зная  $(\frac{d\sigma}{dt})_{\text{эксперим.}}$  и, используя рассчитанную величину  $(\frac{d\sigma}{dt})_K$  как функцию  $t$ , находим  $\overline{\rho_{0,0}}$ . Эта величина оказалась равной  $0,36 \pm 0,09$ , что согласуется со значением  $\overline{\rho_{0,0}} = 0,326 \pm 0,075$ , полученным при исследовании продуктов распада резонанса  $K_{890}^{*0}$ . Далее, используя связь коэффициентов  $\rho_{0,0}$  и  $\rho_{1,0}$  /23/, находим величину  $\overline{\rho_{1,0}} = -0,217 \pm 0,055$ . Значение коэффициента  $\rho_{1,-1}$  определяем из соотношения

$$\rho_{1,-1} = \frac{1 - \rho_{0,0}}{2} - \frac{2\rho_{1,0}^2}{\rho_{0,0}} \quad (10)$$

Оно оказалось равным  $\rho_{1,-1} = 0,058 \pm 0,030$ .

Сравнивая эти данные с экспериментальными значениями коэффициентов матрицы плотности, видим, что проведенный анализ, согласно модели обмена К полюсом Редже, не противоречит экспериментальным данным. К сожалению, полный анализ реакции (2) не может быть проведен в рамках настоящей работы, так как мы имеем данные только о средних значениях коэффициентов матрицы плотности.

### III. Реакция $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 (\Sigma^0) + K_{1420}^{*0}$ (3)

Как указывалось выше, сечение рождения резонанса  $K_{1420}^{*0}$  оказалось равным  $34,5 \pm 8,5$  мкб. На рис.8 представлено угловое распределение  $\cos \theta^*$  для событий, лежащих в интервале  $1,33 \text{ ГэВ} \leq M_{K\pi} \leq 1,53 \text{ ГэВ}$ . Как видно из рисунка, рождение резонанса  $K_{1420}^{*0}$  носит периферический характер. Однако по сравнению с процессом рождения резонанса  $K_{890}^{*0}$  (см. рис.4) угловое распределение для резонанса  $K_{1420}^{*0}$  более изотропно.

В заключение авторы выражают благодарность сотрудникам ЛВЭ Б.П.Баннику, Ю.А.Трояну, А.В.Никитину за помощь в работе, сотрудникам А.Прокешу, и Т.В.Рыльцевой (ЛВТА) за помощь при проведении расчетов, а также лаборантам А.И.Соковниковой, В.Ф.Никитиной и Е.А.Маклаковой за помощь при обработке материала.

Румынская группа авторов благодарит лаборантов ИАФ (Бухарест) за помощь в работе.

### Л и т е р а т у р а

1. D.R.O.Morrison, CERN /TC/ Physics/ 66-20.
2. J.D.Jackson. Proc. of XIIIth Int. Conf. on H.E.P., Berkeley, 1966.
3. L.Van Hove. Proc. of XIII th Int. Conf. on H.E.P., Berkeley, 1966.
4. U.Maor, CERN/TC/ Physics/66-26.
5. L.Di Lella, Proc. of the Heidelberg Conf. on Elem. Part., 1967.
6. D.C.Colley, Topical Conference on High-Energy Collisions of Hadrons, CERN 68-7, vol.I.
7. Ван Ган-чан, М.И.Соловьев, Ю.Н.Шкобин. ПТЭ, 1, 41 (1959).
8. О.В.Благонаравова и др. Препринт ОИЯИ 32005, Дубна, 1965.
9. Б.П.Банник и др. Препринт ОИЯИ 1-3682, Дубна, 1968.
10. А.Ф.Лукьянцев и др. Препринт ОИЯИ 1959, Дубна, 1965.
11. З.М.Иванченко и др. Препринт ОИЯИ Р-2399, Дубна, 1965.
12. Б.П.Банник и др. Препринт ОИЯИ 2617, Дубна, 1966.
13. М.Р.Атаян и др. Препринт ОИЯИ 1-3779, Дубна, 1968.
14. T.P.Wangler et al. Phys. Rev. vol. 137, n.2B, 414 (1965).  
J.Bartsch et al., Nuovo Cim., vol. 143, n.4, 1010 (1966).  
R.Ehrich et al. Phys. Rev., vol. 152, n.4, 1194 (1966).  
I.O.Dahl et al. UCRL-17217, Berkeley, 1967.
15. М.В.Савельев и др. Препринт ИФВЭ СТФ/СЭФ 67-47.
16. R.J.N.Phillips et al. Phys. Rev., vol.139, n.5B, 1336 (1965).
17. J.D.Jackson, Nuovo Cim., vol.34, n.6, 1644 (1964).
18. Г.И.Копылов. Докторская диссертация, Дубна, 1967.
19. J.D.Jackson et al. Nuovo Cim., vol.33, n.3, 906 (1964).
20. R.Keyser, CERN DD/CO/66-3.

20. J.K.Kim. Phys. Rev. Lett. vol.19, n.18, 1079 (1967).  
 22. K.Gottfried et al. Nuovo Cim., vol. 34, n.4, 735 (1964).  
 23. Б.М.Карнаков и др. Ядерная физика, т. VI , вып. 1, 170 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел  
 21 августа 1968 года.

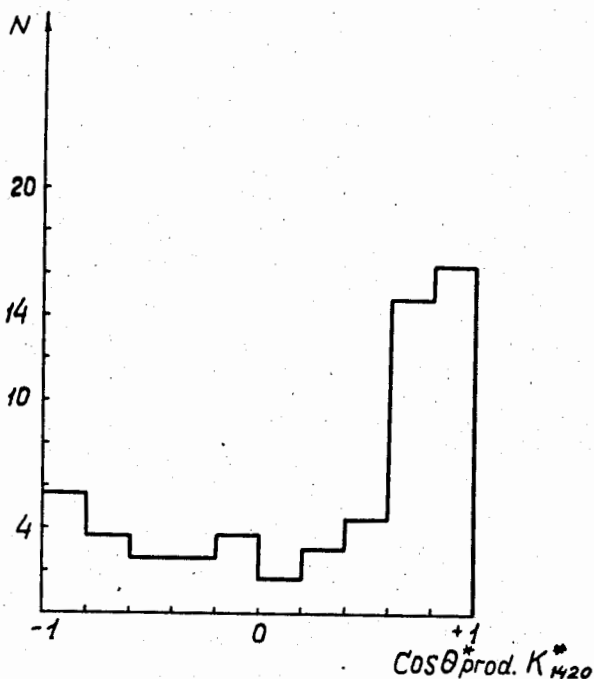


Рис.8. Угловое распределение резонанса  $K_{1420}^*$ , рожденного в реакциях  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0(\Sigma^0) K^0 \pi^0$  и  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0(\Sigma^0) K^+ \pi^-$ .  
 $\theta^*$  - угол в системе центра масс  $\pi^- p$  - взаимодействий.