

К. 103

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



Библиотека  
9434

P1 - 9434

ТРАНСМИССИОННАЯ РЕГЕНЕРАЦИЯ  
НЕЙТРАЛЬНЫХ К-МЕЗОНОВ НА ВОДОРОДЕ

Будапешт - Дубна - Прага -  
Серпухов - София

**1976**

Р1 - 9434

## ТРАНСМИССИОННАЯ РЕГЕНЕРАЦИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ К-МЕЗОНОВ НА ВОДОРОДЕ

Будапешт - Дубна - Прага -  
Серпухов - София \*

*Направлено в ЯФ*

---

\* Перечень авторов см. на обороте.

63-8-80

В.К.Бирулев, В.И.Гейчев, Н.Н.Говорун,  
 Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов, И.М.Иванченко,  
 В.Д.Кекелидзе, В.Г.Кривохижин, В.В.Кухтин,  
 М.Ф.Лихачев, Ю.И.Саломатин, И.А.Савин,  
 Л.В.Сильвестров, В.Е.Симонов, Д.А.Смолин,  
 Г.Г.Тахтамышев, А.С.Вовенко, Г.Вестергомби,

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна.

Д.Киш, Э.Надь, Л.Урбан,

Центральный институт физических исследований,  
 Будапешт.

Я.Гладки, М.Новак, А.Прокеш, Я.Вотруба

Физический институт Чехословацкой Академии наук,  
 Прага.

П.Т.Тодоров,

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики,  
 София.

## 1. Введение

Как хорошо известно<sup>1/</sup>, интенсивность трансмиссионной /или когерентной/ регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  в веществе при данном импульсе  $p$  определяется квадратом комплексного коэффициента  $\rho(p) = |\rho(p)| \cdot \exp[i\phi_\rho(p)]$ , который равен:

$$\rho(p) = i\pi \frac{2f_{21}^0(p)}{k} \cdot \Lambda_S \cdot N \cdot \rho'(p), \quad /1/$$

где

$$\rho'(p) = \{1 - \exp[(i\Lambda_m/I_S - 1/2)\ell]\} / (1/2 - i\Lambda_m/I_S), \quad /2/$$

$k = p/\hbar$ ,  $\Lambda_S = c\beta\gamma\tau_S$  - распадная длина  $K_S^0$ ,  $N$  - плотность вещества,  $\Lambda_m = (m_L - m_S)/\hbar$  - разность масс  $K_L^0$  и  $K_S^0$ ,  $I_S = 1/\tau_S$  - скорость распада  $K_S^0$ ,  $\ell = L/\Lambda_S$ ,  $L$  - длина регенератора, а

$$f_{21}^0(p) = |f_{21}^0(p)| \cdot \exp[i\phi_{21}^0(p)] = \frac{1}{2} [f^0(p) - \bar{f}^0(p)] - \quad /3/$$

амплитуда трансмиссионной регенерации, равная по определению полуразности амплитуд рассеяния вперед каонов и антикаонов на соответствующем веществе.

Особый интерес представляет изучение регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  при высоких энергиях в водороде<sup>2-4/</sup>, поскольку полученные при этом результаты могут быть использованы для критической проверки основных теоретических моделей, предсказывающих энергетическое поведение амплитуд регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на протонах на основе дисперсионных соотношений /ДС/<sup>5-7/</sup> или модели комплексных угловых моментов /КУМ/<sup>8-10/</sup>.

В модели КУМ амплитуды рассеяния обычно записываются в виде суммы парциальных амплитуд, каждая из которых соответствует обмену между частицами полюсов с определенным набором квантовых чисел. В частности, в амплитуду регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде дают вклад только полюса  $\omega$  и  $\rho$ , вследствие чего амплитуда  $f_{21}^0$  в случае выполнимости теоремы Померанчука<sup>/11/</sup> имеет вид:

$$f_{21}^0 = B_\rho(0) \left[ \operatorname{tg} \frac{\pi a_\rho(0)}{2} + i \right] \left( \frac{1}{E} \right)^{+1-a_\rho(0)} - B_\omega(0) \left[ \operatorname{tg} \frac{\pi a_\omega(0)}{2} + i \right] \left( \frac{1}{E} \right)^{1-a_\omega(0)}, \quad /4/$$

где  $B_{\rho,\omega}(0)$  - значения вычетов в перекрестном канале при  $t=0$ ,  $E$  - энергия каона в лаб. системе,  $a_{\rho,\omega}(0)$  - значения траекторий полюсов при  $t=0$ . Если, согласно экспериментальным данным, принять во внимание, что  $a_\rho(0) = a_\omega(0) \approx a(0) \approx 0,5$ , то вид амплитуды<sup>/8/</sup> упрощается:

$$f_{21}^0 = -\sigma_{12} \left[ \operatorname{tg} \frac{\pi a(0)}{2} + i \right] \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}, \quad /5/$$

Здесь  $\sigma_{12} = B_\omega(0) - B_\rho(0)$ . Отсюда следуют предсказания<sup>/8,9/</sup>, что фаза амплитуды регенерации на протонах не зависит от энергии и равна

$$\operatorname{tg} \phi_{21}^0(p) = \frac{\operatorname{Im} f_{21}^0(p)}{\operatorname{Re} f_{21}^0(p)} = \operatorname{ctg} \frac{\pi a(0)}{2}; \quad \phi_{21}^0 = -135^\circ, \quad /6/$$

а дифференциальное сечение регенерации при нулевых переданных импульсах имеет энергетическую зависимость вида

$$\left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} = \frac{|f_{21}^0(p)|^2}{16\pi E} \approx p^{2a(0)-2}. \quad /7/$$

Учет других особенностей мало меняет эти соотношения<sup>/8/</sup>.

В случае нарушения теоремы Померанчука ряд моделей КУМ предсказывает сильное изменение этих закономерностей: фаза  $\phi_{21}^0$  становится функцией энергии, а  $(d\sigma/dt)_{t=0}$  имеет более сложную, чем /7/, зависимость от импульса каона с переходом через минимум в области 50-100 ГэВ/с<sup>/8,9/</sup>.

Предсказания ДС<sup>/5,7/</sup> для амплитуды регенерации на водороде в случае выполнимости теоремы Померанчука совпадают с предсказаниями КУМ, а в случае нарушения теоремы носят более качественный характер.

Мнимая часть амплитуды регенерации на водороде через оптическую теорему связана с  $\Delta\sigma(p)$  - разностью полных сечений взаимодействий  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  на протонах, а также /с помощью изотопинвариантности/ с разностью полных сечений взаимодействий  $K^+$  и  $K^-$  на нейтронах:

$$2\operatorname{Im} f_{21}^0(p)/k = \frac{1}{4\pi} \cdot [\sigma_T(K^0 p) - \sigma_T(\bar{K}^0 p)] = \frac{1}{4\pi} [\sigma_T(K^+ n) - \sigma_T(K^- n)] \equiv \frac{1}{4\pi} \cdot \Delta\sigma(p). \quad /8/$$

Это обстоятельство позволяет оригинальным способом измерять разность полных сечений взаимодействий каонов и независимо от прямых измерений последних судить об их асимптотическом поведении при  $p \rightarrow \infty$  или обнаружить аномалии в сечениях в предасимптотической области. В частности, согласно упрощенной модели КУМ<sup>/8/</sup>, из соотношений /5/ и /8/ следует, что

$$\Delta\sigma(p) \approx p^{-0,5}. \quad /9/$$

Экспериментально модуль и фазу коэффициента регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на протонах можно определить, изучая интерференцию амплитуд CP-нарушающего распада  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  и нормального распада  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , возникающую в пространстве за водородной мишенью, где  $K_S^0$  образовались в результате регенерации. Распределение числа таких распадов описывается известной интерференционной формулой:

$$\frac{d^2 N}{dp dt} (p, t) \Delta p \Delta t = M_H \cdot S(p) \cdot \epsilon(p, t) \cdot \Gamma_{S(+)} \cdot |\eta_{+-}|^2 \cdot I_{2\pi} \Delta p \Delta t, /10/$$

где  $M_H$  и  $S(p)$  - полное число прошедших сквозь мишень  $K_L^0$  и их спектр,  $\epsilon(p, t)$  - эффективность регистрации установкой двухпионных распадов каонов,  $\Gamma_S(+)$  - парциальная скорость распада  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $\eta_{+-} = |\eta_{+-}| \cdot \exp(i\Phi_{+-})$  - параметр нарушения CP-инвариантности в распадах каонов, а

$$I_{2\pi} = \left| \frac{\rho(p)}{\eta_{+-}} \right|^2 \cdot e^{-\Gamma_S t} + e^{-\Gamma_L t} + 2 \left| \frac{\rho(p)}{\eta_{+-}} \right| \cdot e^{-\frac{\Gamma_L + \Gamma_S}{2} t} \cdot \cos(\Delta m t + \Phi_\rho(p) - \Phi_{+-}), /11/$$

где, в свою очередь,  $\Gamma_L = 1/\tau_L$ ,

$$\Phi_\rho(p) = \phi_{21}^0(p) + \frac{\pi}{2} + \arg \rho^*(p), /12/$$

а  $t = z / \gamma \beta c = z m / p$ ,  $z$  - расстояние точки распада  $K^0$ -мезона от конца мишени-регенератора. Все величины, входящие в формулы /10/÷/12/, кроме  $|\rho(p)|$  и  $\Phi_\rho(p)$ , либо известны /12/, либо могут быть определены в том же эксперименте.

Таким образом, изучив распределения числа двухпионных распадов  $K^0$ -мезонов при разных импульсах падающих каонов и аппроксимируя их формулами типа /10/, /11/, мы получим  $|\rho(p)|$  и  $\Phi_\rho(p)$ , а затем из соотношений /1/÷/3/, /12/ -  $|\rho(p)|$  и  $\phi_{21}^0$ , что позволяет полностью определить энергетическую зависимость разности амплитуды рассеяния вперед каонов и антикаонов, ее мнимой и действительной частей отдельно.

Настоящий эксперимент выполнен на ускорителе на 70 ГэВ ИФВЭ в Серпухове. Его первые предварительные результаты /13/ около 600 случаев двухпионных распадов каонов/ указывали на уменьшение разности полных сечений взаимодействий каонов и антикаонов с нуклонами при увеличении импульса в интервале 14-42 ГэВ/с и в связи с этим соответственно на воз-

можный рост полного сечения взаимодействия  $K^+ p$ . Это было экспериментальным указанием на возможное объяснение аномалии в сечениях, наблюдавшейся в работе /14/.

Дальнейшие результаты /15/, полученные с числом случаев около 2000 двухпионных распадов  $K_L^0$  и  $K_S^0$ , зарегистрированных в объеме длиной около 6 м, показали, что величина  $2 |f_{21}^0(p)|/k$ , называемая модифицированной амплитудой регенерации, а также разность полных сечений взаимодействий каонов и антикаонов с нуклонами уменьшаются с увеличением импульса. Этот факт вместе с фактом постоянства в том же интервале энергий полного сечения  $K^- p$ -взаимодействия являлся независимым от прямых измерений /16/ результатом, устанавливавшим рост полного сечения  $K^+ p$ -взаимодействия. В работе /15/ было показано также, что фаза  $\phi_{21}^0(p)$ ; по видимому, постоянна и имеет в исследуемом интервале энергий среднее значение, равное  $-118 \pm 13^\circ$ . Для получения более детальных сведений об энергетическом поведении  $\phi_{21}^0(p)$  необходимо было получить большее число событий, а также увеличить длину пространства, в котором амплитуды распадов  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  и  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  интерферируют. Это было реализовано в следующем эксперименте, где интерференция изучалась в объеме длиной около 9 м и было зарегистрировано около 5000 распадов  $K_{LS}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  в интервале импульсов 14-50 ГэВ/с. Предварительные данные этого эксперимента были сообщены в работах /17, 18/.

Ниже представлены окончательные результаты, полученные нами в ходе перечисленных экспериментов по измерению амплитуды трансмиссионной регенерации нейтральных каонов на водороде в интервале импульсов 14-50 ГэВ/с.

## 2. Проведение экспериментов

Для проведения экспериментов был сооружен канал нейтральных частиц, ориентированный на внутреннюю мишень /алюминий,  $\phi = 2$  мм, длина 2 см/ в камере ускорителя под углом около  $1^\circ$  к направлению движения

ускоренных протонов. Формирование пучка осуществлялось системой трех стальных коллиматоров прямоугольной формы общей длиной 8,5 м, задававших горизонтальную и вертикальную расходимость  $\pm 0,35$  и  $\pm 0,6$  мрад, соответственно. Очищающий магнит с напряженностью поля до 1,8 Т и эффективной длиной около 5 м, перед которым устанавливался свинцовый гамма-конвертор толщиной 10 см, устранили из пучка заряженные частицы и гамма-кванты. Сформированный пучок нейтральных частиц на выходе из коллиматора имел поперечные размеры 36,8 и 62,1 мм по горизонтали и вертикали, соответственно. Пучок частиц после прохождения  $\approx 4$  м заполненного гелием объема падал на мишень-регенератор. Расстояние от внутренней мишени ускорителя, где рождались каоны, до мишени-регенератора составляло  $\approx 56$  м или более 20 распадных длин  $K_S^0$  с импульсом 50 ГэВ/с. Интенсивность нейтронов и  $K_L^0$ -мезонов в пучке при сбросе на внутреннюю мишень  $10^{11}$  протонов была соответственно  $\approx 3 \cdot 10^6$  и  $8 \cdot 10^4$  частиц/с.

Эксперимент выполнялся с помощью бесфильмового искрового спектрометра<sup>/19/</sup> /БИС/ /рис. 1/ на линии с ЭВМ БЭСМ-3М, осуществлявшей прием, контроль и запись информации на магнитные ленты<sup>/20/</sup>. В установке использовался спектрометрический магнит /М/ с эффективной длиной полюсных наконечников 200 см, шириной 100 см и высотой зазора 25 см. Величина напряженности магнитного поля была постоянной в пределах  $\pm 1\%$  на ширине зазора 80 см.

Установка регистрировала известные типы  $K_{\pi^2}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $K_{\mu 3}^0 \rightarrow \pi \mu \nu$ ,  $K_{e 3}^0 \rightarrow \pi e \nu$ ,  $K_{\pi 3}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  распадов  $K_{L,S}^0$ -мезонов на две заряженные частицы, происшедшие в пространстве за водородной мишенью (DV) в объеме, заполненном гелием. Точка распада определялась по траекториям распадных частиц, восстановленным с помощью 18 двухкоординатных искровых камер с магнитоотрицательным съемом информации<sup>/21/</sup> (SCI-18), расположенных перед и за магнитом группами по три. По отклонению частиц в магните определялся их импульс  $\vec{p}_1$  и  $\vec{p}_2$ . Используя информацию о траекториях распадных частиц и их импульсах, можно вычислить ряд кинематических

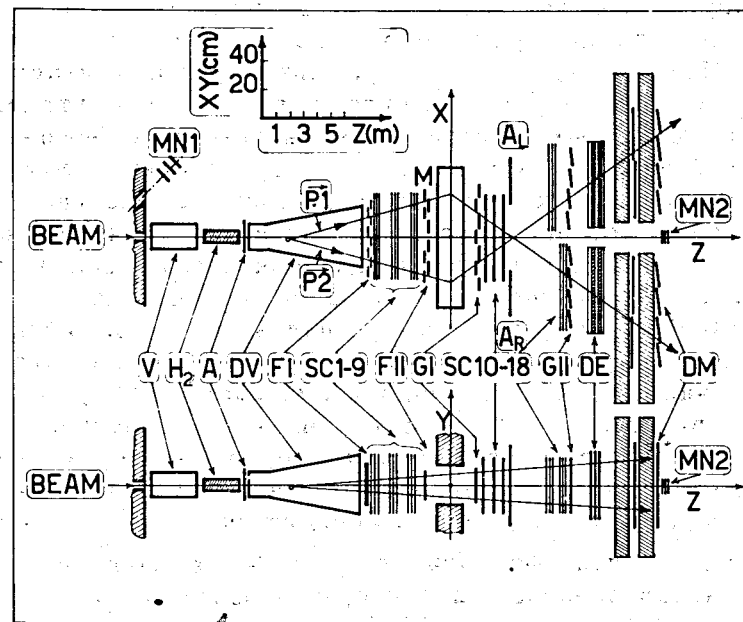


Рис. 1. Схема экспериментальной установки /вид сверху и сбоку/: BEAM - пучок падающих  $K_L^0$ -мезонов; MN1, MN2 - телескопы сцинтилляционных счетчиков для мониторинга пучка; V - объем, заполненный гелием. Обозначение остальных элементов см. в тексте.

переменных, таких, как, например,  $m_{\pi\pi}$  -инвариантная масса частиц, в предположении, что они обе были пионами:  $m_{\pi\pi}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2$ ,  $E_{1,2}^2 = p_{1,2}^2 + m_{\pi}^2$ , угол  $\theta$  между прямой, соединяющей точку распада с мишенью в ускорителе и суммарным вектором - импульсом обеих частиц, и другие. Анализ событий по этим переменным позволяет установить критерии отбора нужных распадов.

При проведении эксперимента использовалась так называемая "перекрестная геометрия" /22/, когда траектории распадных частиц за магнитом перекрещивались в районе счетчиков  $A_L$  и  $A_R$ . Перекрестная геометрия при высокой энергии каонов обеспечивала хорошее разрешение установки по импульсу и инвариантной массе без существенной потери однородности в эффективности регистрации распадов вдоль распадного объема.

Выбор конфигурации распадов и запуск искровых камер осуществлялись с помощью сцинтилляционных счетчиков /23/, расположенных в плоскостях I, II, III, IV по четыре слева и справа от оси пучка. Запуск спектрометра производился при одновременном срабатывании по крайней мере одного из счетчиков в каждой четверке и отсутствии сигналов от счетчиков  $A$ ,  $A_L$  и  $A_R$ .

Для идентификации трехчастичных распадов  $K_{e3}^0$  и  $K_{\mu 3}^0$  использовались детекторы мюонов и электронов. Детектор мюонов /24/ /ДМ/ состоял из двух рядов сцинтилляционных счетчиков и двух секций чугунного фильтра длиной по 125 см каждая, поглощавшего сильновзаимодействующие частицы. Первый ряд из четырех сцинтилляционных счетчиков располагался между секциями фильтра и включался на совпадения со вторым для уменьшения случайных срабатываний детектора. Второй ряд, имевший десять счетчиков размером  $20 \times 64 \times 2$  см<sup>3</sup> каждый, служил мюонным годоскопом.

Детектор электронов /25/ /ДЕ/ типа полного поглощения состоял из четырех счетчиков, которые располагались по два справа и слева от оси пучка. Каждый из них имел два одинаковых блока, собранных из 10 пластин сцинтиллятора с площадью  $555 \times 300$  мм<sup>2</sup> и толщиной 10 мм и пластин свинца между ними толщиной 5 мм. Свет, возникавший в данном блоке, собирался с его верхнего и нижнего торцов и передавался на два

фотоумножителя ФЭУ-65 с помощью световодов, выполненных в виде усеченных пирамид.

В момент запуска искровых камер регистрировались и передавались в ЭВМ состояние мюонного годоскопа и преобразованная в цифровой код амплитуда сигналов с детектора электронов. Эта информация использовалась впоследствии для идентификации типов распада. Событие классифицировалось как кандидат в  $K_{e3}^0$ , если продолжение одной из траекторий распадных частиц пересекало сработавший счетчик мюонного детектора. Если величина сигнала детектора электронов превышала определенный уровень и через этот счетчик проходила одна из траекторий распадных частиц, то событие классифицировалось как кандидат в  $K_{e3}^0$ .

В качестве регенератора в установке использовалась /II<sub>2</sub>/ трехметровая жидководородная мишень /26/ с диаметром рабочего объема 12 см и количеством водорода на пути пучка  $21,3$  г/см<sup>2</sup>. Толщина майларовых окон на входе и выходе мишени составляла по  $0,53$  г/см<sup>2</sup>. Для измерений без водорода применялся вакуумированный макет мишени по длине и количеству вещества окон идентичный самой мишени.

Эксперимент проводился при двух положениях мишени, определявших длину распадной области около 6 м /геометрия 1/ и 9 м /геометрия 2/. Величина магнитного поля спектрометрического магнита, оптимизированная для получения максимальной эффективности регистрации двухпионных распадов каонов в каждом из положений мишени, была 1,05 и 1,3 Т, соответственно. Расположение элементов установки, логика ее запуска и напряженность магнитного поля были определены с помощью расчетов методом Монте-Карло. В условиях геометрии 1 эффективная область исследуемых импульсов  $K_L^0$ -мезонов оказалась равной  $10 \div 30$  ГэВ/с, а в геометрии 2 -  $20 \div 40$  ГэВ/с. Эффективность установки к  $K^0$ -распадам разных импульсов в указанных интервалах  $\pi^2$  составляла  $5 \div 20$  %.

Эксперимент проводился при выбранной интенсивности сброса на внутреннюю мишень в камере ускорителя  $1 \div 3 \cdot 10^{11}$  протонов за цикл и времени сброса от 0,4 до 1,5 с. Всего было зарегистрировано следующее

количество запусков установки /в тысячах/ в измерениях с водородом и макетом, соответственно: геометрия 1 - 240 и 80, геометрия 2 - 1500 и 500.

### 3. Анализ данных

Окончательный анализ информации проводился одинаковым методом для геометрии 1 и 2 и состоял из следующих основных этапов: 1/ геометрическая реконструкция  $V^0$ -событий/27/; 2/ статистическая обработка реконструированных событий, выбор критериев отбора и отбор по каналам распадов; 3/ расчеты эффективности установки к распадам по разным каналам; 4/ аппроксимация интенсивности наблюдавшихся  $K_{\pi 2}^0$ -распадов теоретической формулой /10/ и определение физических параметров.

После геометрической реконструкции на вторичные магнитные ленты для статистического анализа были записаны характеристики следующего количества событий /в тысячах/: геометрии 1 - 145 /водород/, 48 /макет/; геометрия 2 - 700 /водород/, 200 /макет/. Большую часть этих событий составляли трехчастичные распады  $K_{\pi 3}^0$ ,  $K_{\mu 3}^0$ ,  $K_{e 3}^0$ .

В процессе статистического анализа были изучены геометрические и кинематические характеристики событий, проведена их классификация и разделение по модам распада с помощью детекторов мюонов и электронов; проанализирован фон от  $K_{\mu 3}^0$  и  $K_{e 3}^0$ -распадов среди событий, идентифицированных как  $K_{\pi 2}^0$ ; проведено исследование разрешающей способности спектрометра по инвариантной массе  $m_{\pi\pi}$  и углу  $\theta$  в зависимости от импульса  $K^0$ -мезона/28/. Анализ показал, что разрешение спектрометра по массе и углу определяется формулами:

$$\sigma_m(p) = (2,06 + 0,058 \cdot p) \text{ МэВ/с}^2 \quad /13/$$

$$\sigma_{\theta^2}(p) = (0,0172 + 9,14 \cdot p^{-2}) \text{ мрад}^2, \quad /14/$$

где  $p$  - импульс каонов в ГэВ/с.

Как и раньше<sup>/18/</sup>, двухпионные распады каонов отбирались среди всех  $V^0$ -событий с помощью 3-х основных критериев: 1/ распадные частицы не являются лептонами; 2/ инвариантная масса  $m_{\pi\pi}$  лежит в районе массы каона и 3/ угол  $\theta$  близок к нулю. С учетом экспериментальных разрешений событие идентифицировалось как  $K_{\pi 2}^0$ -распад, если его инвариантная масса была в интервале  $498 \text{ МэВ/с}^2 - 3 \sigma_m(p) \leq m_{\pi\pi} \leq 498 \text{ МэВ/с}^2 + 3 \sigma_m(p)$ , а квадрат угла  $\theta^2 \leq 9 \sigma_{\theta^2}(p) \text{ мрад}^2$ .

Для событий, являвшихся кандидатами в двухпионные распады, распределения по  $m_{\pi\pi}$  и  $\theta^2$  содержали определенное число фоновых событий, обусловленных в основном неупругими взаимодействиями пучковых частиц в мишени и трехчастичными распадами  $K_{\mu 3}^0$ ,  $K_{e 3}^0$ . Большая часть последних фоновых событий была вычтена с помощью детекторов мюонов и электронов. Полученные распределения /см. рис. 2 и 3/ были аппроксимированы с хорошей степенью достоверности функциями:

$$N(m_{\pi\pi}) = A_1(p) + A_2(p) \cdot \exp\left[-\frac{(m_{\pi\pi} - \bar{m}_{\pi\pi}(p))^2}{2\sigma_m^2(p)}\right], \quad /15/$$

$$N(\theta^2) = B_1 + B_2 \theta^2 + B_3 \cdot \exp(-B_4 \cdot \theta^2), \quad B_4 = 1/\sigma_{\theta^2}(p), \quad /16/$$

где  $A_{1+2}$ ,  $B_{1+4}$  - константы для данного интервала импульсов. В этих выражениях последние члены определяют ожидаемое распределение двухпионных событий по соответствующей переменной, а первые - фон. Для окончательного определения числа двухпионных распадов в каждом интервале исследуемых импульсов оставшийся фон вычитался путем экстраполяции соответствующих  $\theta^2$ -распределений из области больших значений  $\theta^2$ , где присутствуют только фоновые события, в область, где сосредоточены  $K_{\pi 2}^0$ -распады. Полное число двухпионных распадов, отобранных таким образом, оказалось равным 2000 и 250 в измерениях с водородом и без него для



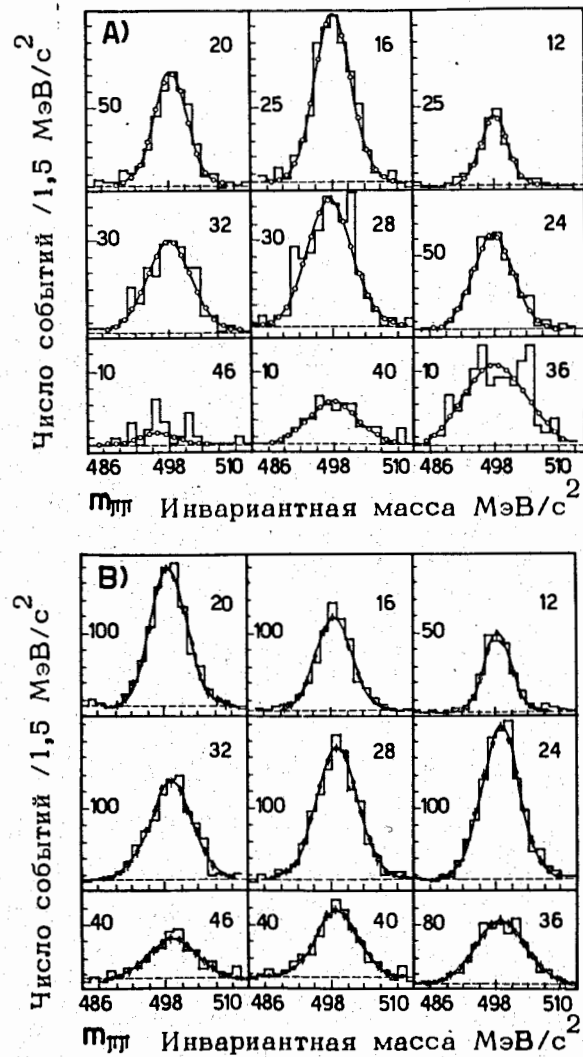


Рис. 2. Распределения событий по инвариантной массе  $m_{\pi\pi}$ . А - геометрия 1; В - геометрия 2. Взяты события, удовлетворяющие условию  $\theta < 9\sigma_{\theta_2}(p)$  /см. формулу /14// для данного импульса  $K^0$ -мезона. Средний импульс интервала в ГэВ указан в правом углу каждого графика. Сплошная линия - результат аппроксимации распределения функцией типа /15/, пунктирная линия - фон.

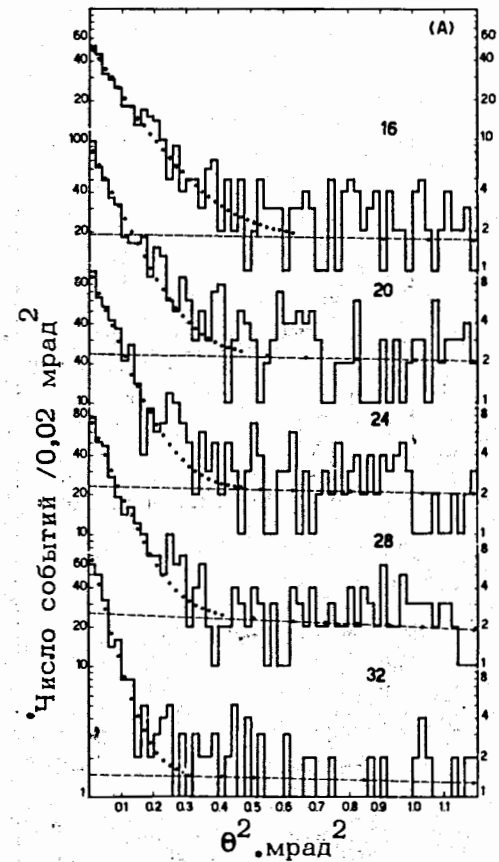


Рис. 3а-в. Распределения событий по углу  $\theta$  между направлениями полета падающего и распадающегося каонов: А - геометрия 1, В - геометрия 2. Взяты события, для которых инвариантная масса удовлетворяет условиям отбора двухпионных событий. Точки - результат аппроксимации распределений функцией типа /16/, пунктирная линия - фон. Над каждым распределением указан средний импульс интервала в ГэВ. Показано также распределение всех событий, наблюдавшихся в интервале импульсов 10-50 ГэВ при измерениях с водородом ( $H_2$ ) и без водорода (VACUUM).

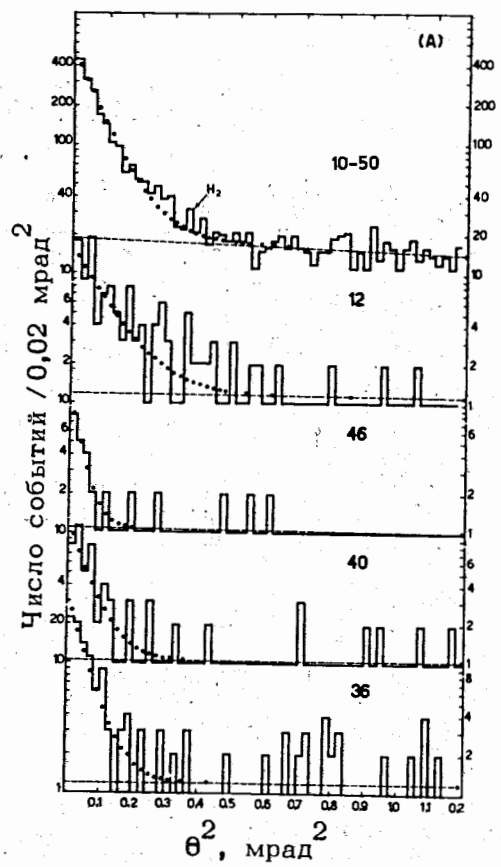


Рис. 3а

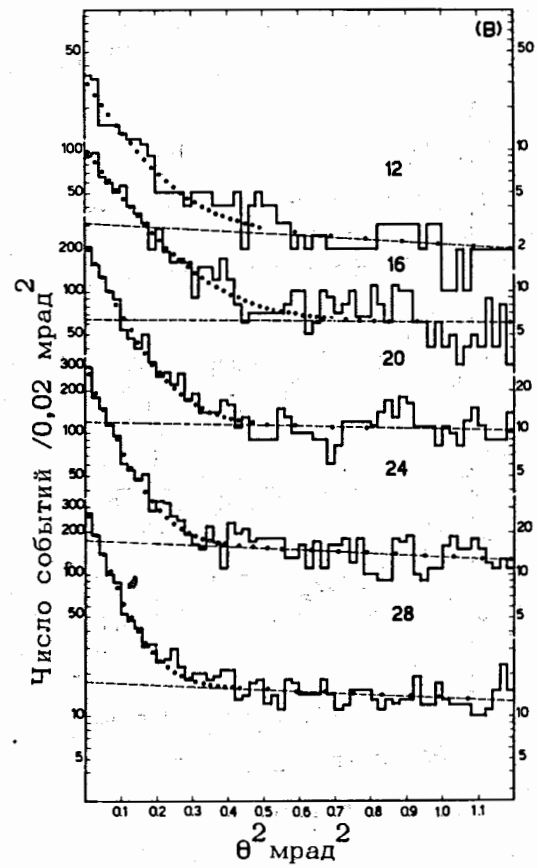


Рис. 3б

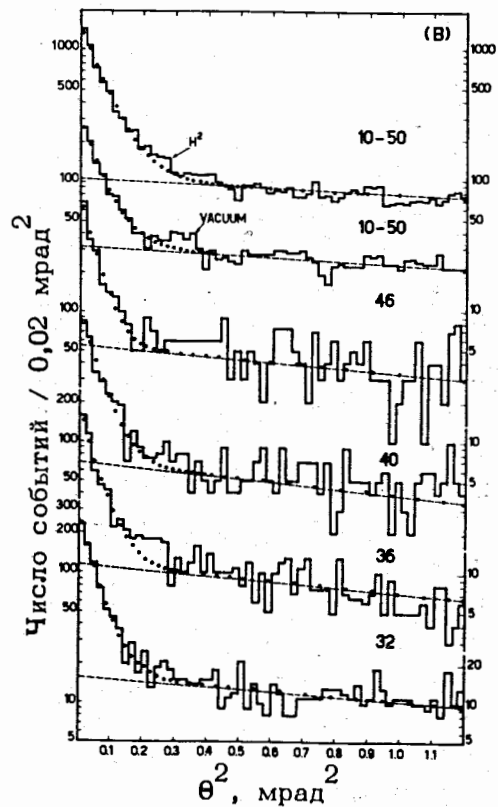


Рис. 3в

геометрии 1 и 5000 и 800 - для геометрии 2, соответственно.

Как было показано во Введении, для изучения энергетической зависимости  $f_{21}^0(p)$  необходимо получить распределения типа /10/. Для этого все наблюдавшиеся двухпионные распады были распределены по ячейкам  $(p_i, t_j)$ . Каждая ячейка содержала  $N_{ij} \pm \Delta N_{ij}$  событий, где ошибки, кроме статистических, содержали неопределенности, связанные с процедурой вычитания фона. Распределения, представляющие собой левую часть соотношения /10/, были получены для восьми интервалов по  $p_i$ -импульсу каонов от 14 до 50 ГэВ/с, из них семь первых имели ширину  $\Delta p = \pm 2$  ГэВ/с, а последний -  $\pm 4$  ГэВ/с. Внутри каждого  $p_i$  интервала события распределялись по временным интервалам  $t$  в системе покоя  $K^0$ -мезона с шагом  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-11}$  с.

Для осуществления процедуры аппроксимации этих распределений и получения данных  $\sigma |f_{21}^0(p)|$  и  $\phi_{21}^0(p)$ , как видно из формулы /10/, необходимо знать величины  $\epsilon(p, t)$ ,  $S(p)$  и  $M_H$ .

Форма импульсного спектра каонов была определена по распадам  $K_{\mu 3}^0$  и  $K_{\pi 3}^0$ , зарегистрированным установкой одновременно с  $K_{\pi 2}^0$ . Спектр был восстановлен<sup>/29/</sup> путем сравнения экспериментальных и генерированных методом Монте-Карло распределений "истинных" и "ложных" энергий распадных частиц.

Эффективность регистрации событий  $\epsilon(p, t)$  была вычислена<sup>/30/</sup> методом Монте-Карло по числу событий, примерно в 10 раз превышающему число экспериментально наблюдавшихся событий. При вычислениях учитывались ошибки измерения координат треков в искровых камерах, эффективность искровых камер, многократное рассеяние частиц в веществе установки, эффективность программы геометрической реконструкции.

В выражение /10/ входит произведение:  $K_H = M_H \cdot \Gamma_S(+ -) \cdot |\eta_{+-}|^2$ . Его можно определить двумя способами. Первый способ состоит в том, что  $M_H$  вычисляется из сопоставления наблюдавшегося в эксперименте числа  $K_{\mu 3}^0$  ( $K_{\pi 3}^0$ )-распадов и эффективности регистрации этих мод установкой, а величины  $\Gamma_S(+ -)$  и  $|\eta_{+-}|^2$  берутся

из таблиц<sup>/12/</sup>. Второй способ позволяет определить  $K_H$  целиком в рамках данного эксперимента. Для этого используются распады  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , зарегистрированные при измерениях без водорода. Число этих распадов определяется выражением:

$$N_{2\pi} = M_V \cdot \Gamma_S(+ -) \cdot |\eta_{+-}|^2 \cdot \iint e^{-\Gamma_L t} \cdot S(p) \cdot \epsilon(p, t) dp dt, \quad /17/$$

куда входит произведение  $K_V = M_V \cdot \Gamma_S(+ -) \cdot |\eta_{+-}|^2$ . Переход от  $K_V$  к  $K_H$  можно сделать, используя тот факт, что отношение полного числа трехчастичных распадов по любой моде /или всех вместе/, наблюдавшихся в измерениях с водородом и без него, равно отношению мониторов  $M_H/M_V$ .

При выполнении процедуры аппроксимации экспериментально наблюдавшихся интенсивностей двухпионных распадов формулой /10/ использовался метод наименьших квадратов<sup>/31/</sup>. При этом в качестве свободных параметров были взяты три величины  $K_H$ ,  $R = |\rho(p)/\eta_{+-}|$  и  $\phi_{21}^0$ . Параметр  $K_H$  оставался свободным, но общим для всех импульсных интервалов. Предварительно было проверено, что значения получаемых величин коэффициента  $K_H$  в каждом импульсном интервале совпали в пределах ошибок друг с другом и с его значением, определенным указанным выше способом при измерениях без водорода. Ошибки окончательных физических величин в случае аппроксимации данных формулой /10/ с указанными тремя свободными параметрами оказываются несколько больше, чем в случае, когда свободными параметрами выбираются только  $R$  и  $\phi_{21}^0$ . Но степень достоверности полученных данных возрастает, поскольку в ошибку, кроме статистических, включены также систематические неопределенности, связанные с неточностями экспериментальных значений параметров слабых взаимодействий, импульсного спектра падающих каонов и мониторинга последних.

Экспериментальные данные по зависимости числа двухпионных распадов  $K_L^0$  и  $K_S^0$  от времени и результаты их аппроксимации формулой /10/, как с учетом интерференционного члена в /11/, так и без него, показаны

на рис. 4. Как видно из рисунка, гипотеза отсутствия интерференции имеет малый уровень достоверности.

Полученные в результате аппроксимации данных наилучшие значения параметров  $R$  и  $\phi_{21}^0$  для геометрии 1 и 2 представлены на рис. 5, а их средневзвешенные величины - в таблице 1. При вычислениях использовались следующие величины параметров:

$$\Phi_{+-} = 42^\circ, \tau_S = 0,895 \cdot 10^{-10} \text{ с}, \Delta m = 0,54 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} \quad /18/$$

Из рис. 5 видно, что в пределах экспериментальных погрешностей результаты измерений в обоих экспериментах хорошо согласуются друг с другом. Для геометрии 1 ошибки измерений значительно больше, чем для геометрии 2, особенно при энергиях больше 30 ГэВ, вследствие малости числа событий и корреляций между параметрами  $R$  и  $\phi_{21}^0$ , вызванных недостаточной длиной распадного объема. Для геометрии 2, вследствие существенного увеличения статистики и длины распадного объема, наилучшие значения параметров  $R$  и  $\phi_{21}^0$  оказались практически независимыми друг от друга при всех исследуемых импульсах.

Используя экспериментальные данные, полученные без водорода, и определив при этом число прошедших через установку  $K_L^0$ -мезонов по трехчастичным модам распада ( $K_{\mu 3}^0, K_{\pi 3}^0$ ), мы нашли параметр  $|\eta_{+-}| = (2,14 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$ , величина которого близка к средневзвешенному мировому значению 1974 года<sup>/12/</sup>, но отличается от результатов последних экспериментов<sup>/32,33/</sup>. Имея в виду существующее в мире разногласие данных, в соответствующих местах мы приводим результаты для двух значений параметра  $|\eta_{+-}|^*$ .

По средневзвешенным значениям  $R$  были вычислены величины  $2|f_{21}^0(p)|/k$ ,  $[d\sigma/dt]_{t=0}$ , а также разность полных сечений:  $\Delta\sigma(p) = 4\pi|2f_{21}^0(p)/k| \cdot \sin \phi_{21}^0$ , используя среднее значение  $\phi_{21}^0$ . Эти величины представлены на рис. 6 и 7 и в табл. 1.

\* О совместимости значений  $|\eta_{+-}|$  с экспериментами по регенерации см. /47/.

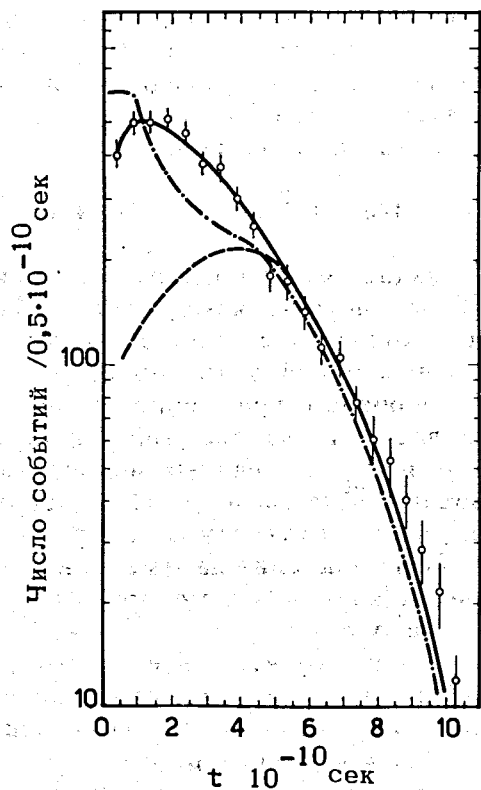


Рис. 4. Наблюдавшаяся в условиях геометрии 2 зависимость интенсивности двухпионных распадов  $K^0$ -мезонов от времени в системе покоя  $K^0$ . Кривые - результат аппроксимации экспериментальных данных: сплошная - формулой /10/,  $\chi^2 = 51$  для 93 степеней свободы; штрих-пунктирная - формулой /10/ без интерференционного члена,  $\chi^2 = 307$ , пунктирная - только распады  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

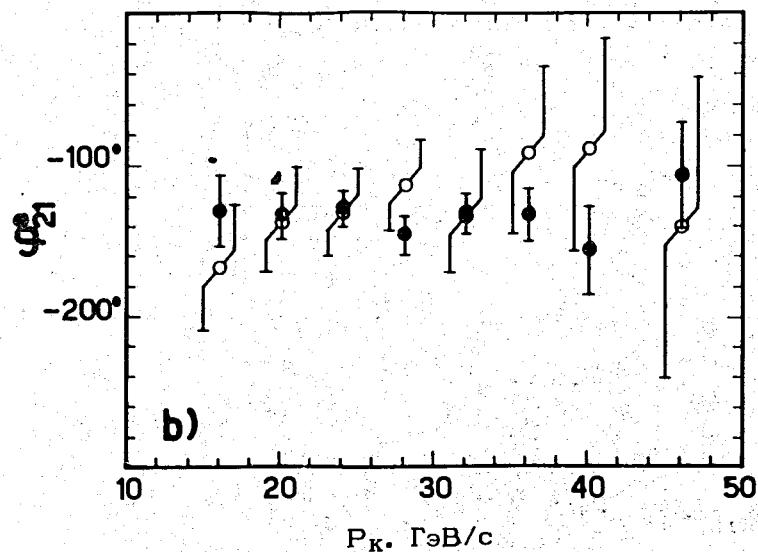
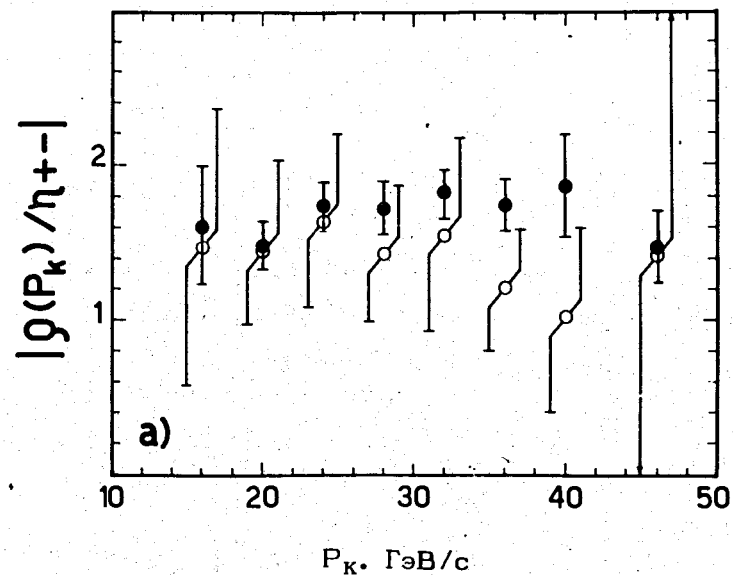


Рис. 5. Сравнение результатов изучения регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  в водороде при разных импульсах в условиях геометрии 1 /O/ и 2 (●).

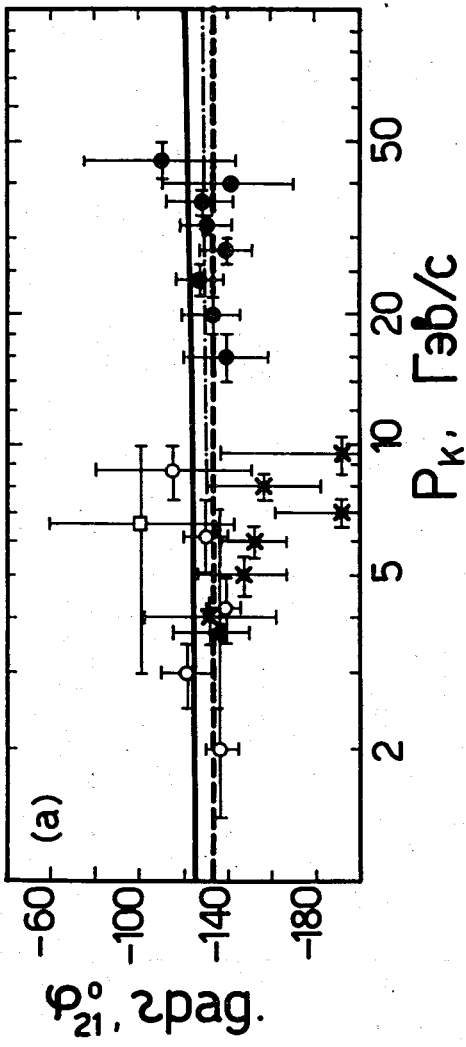
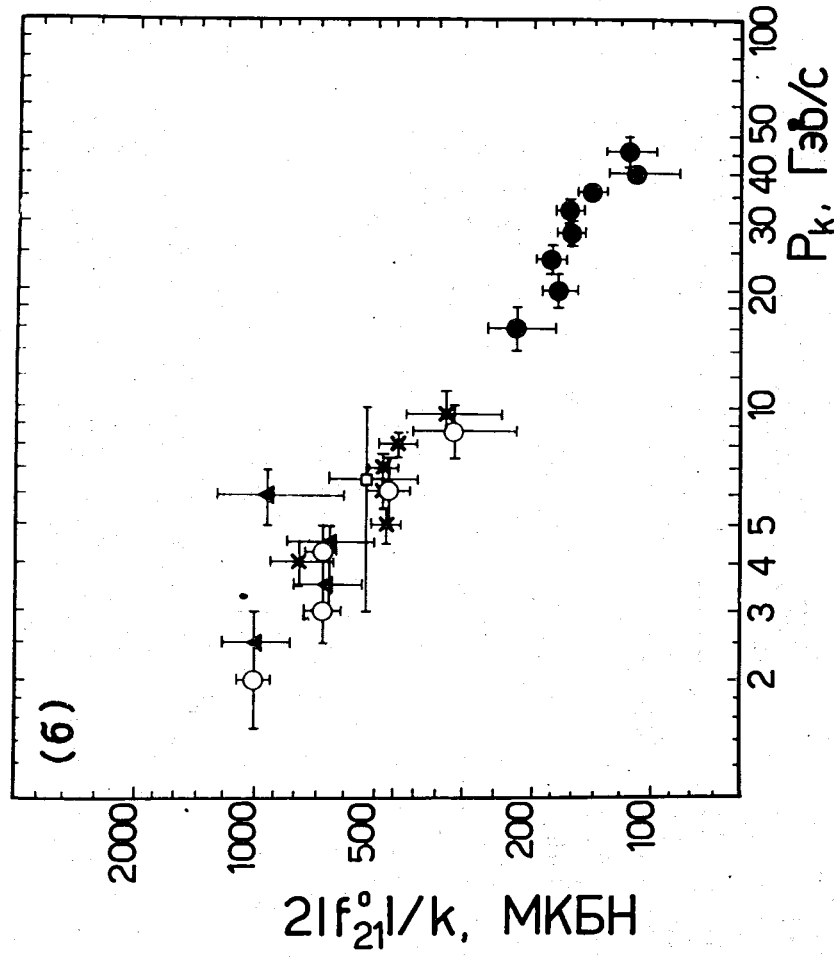


Рис. 6. Результаты измерений фазы /а/ и модуля /б/ амплитуды трансмиссионной регенерации  $K_L^{\circ}$  и  $K_S^{\circ}$  на водороде и вычисленные на их основе дифференциальные сечения регенерации при нулевом переданном четырехимпульсе /в/. Символами (●) обозначены результаты /38/, /□/ - работы /39/ и /х/ - работы /40/. Пунктиром на рис. /а/ обозначена средняя величина фазы  $\phi_{21}^{\circ} = -133$ . Сплошная линия - расчет по модели комплексных угловых моментов, когда  $f_{21}^{\circ}(p)$  определяется формулой /4/ с параметрами траекторий, взятыми из работы /4/, штрих-пунктирная линия - такие же расчеты, но с параметрами траекторий и учетом разрезов из работы /8/.



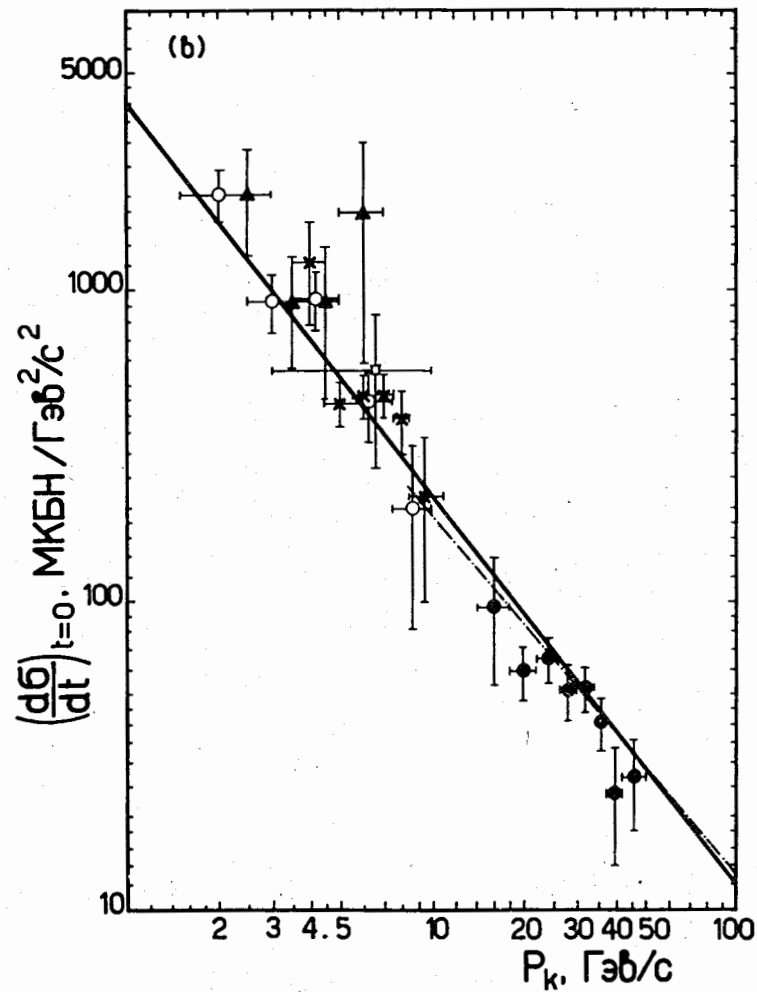


Рис. 6в

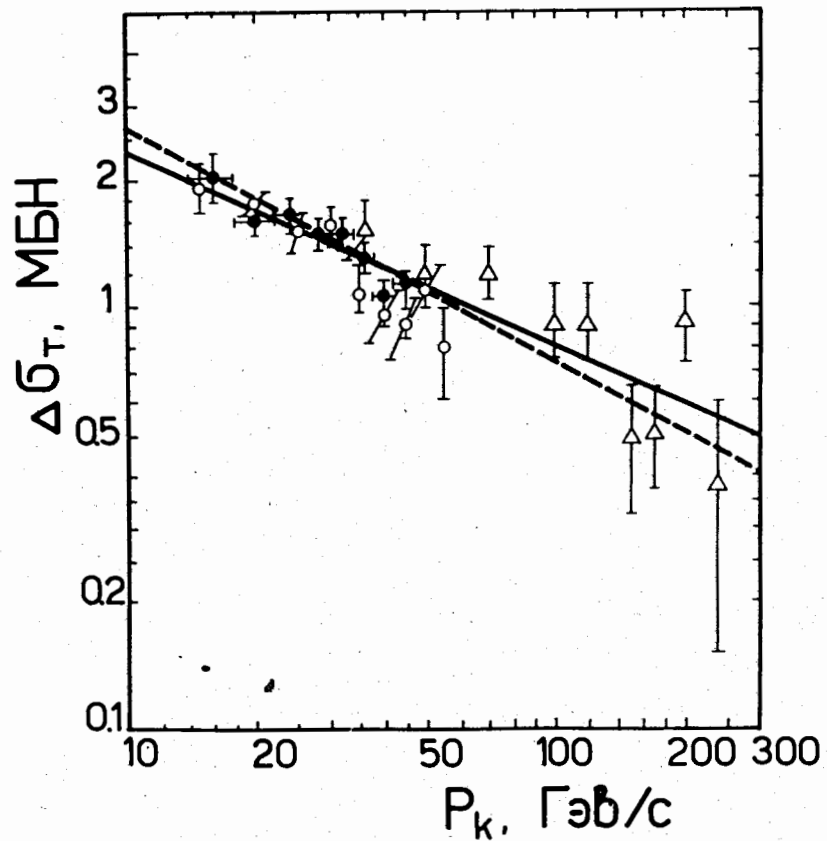


Рис. 7. Разность полных сечений взаимодействий каонов и антикаонов: (●)  $-\Delta\sigma_T = \sigma_T(K^0p) - \sigma_T(K^0\bar{p})$  - данные настоящей работы; (○) и (Δ)  $\Delta\sigma_T = \sigma_T(K^-n) - \sigma_T(K^+n)$  - результаты работы /16/ и /35/, соответственно. Сплошная линия - аппроксимация данных ИФВЭ и ФНАЛ зависимостью  $\Lambda \cdot p^{-n}$  /см. табл. 2/, пунктир - то же для данных настоящей работы.

Таблица 1

Экспериментальные данные по измерению амплитуды трансмиссионной регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде в интервале импульсов  $P_K 14 \div 50$  ГэВ/с

$P_K$ ГэВ/с	$R =  p(p)/\eta_{+-} $	$-\phi_{21}^0$ градусы ( $\phi_{+-} = 42^\circ$ )	$2 f_{21}^0(p) /k$ мкб		$[d\sigma/dt]_{t=0}$ мкб/(ГэВ/с) <sup>2</sup>		$\Delta\sigma = \sigma_T(K^0 p) - \sigma_T(K^0 p)$ мкб	
			$ \eta_{+-}  \cdot 10^3$	$ \eta_{+-} $	$ \eta_{+-}  \cdot 10^3$	$ \eta_{+-} $	$ \eta_{+-}  \cdot 10^3$	$ \eta_{+-} $
14-18	$1,60 \pm 0,35$	$139 \pm 20$	$219 \pm 48$	$199 \pm 44$	$2,35$	$2,14$	$2,35$	$2,14$
18-22	$1,49 \pm 0,15$	$132 \pm 13$	$173 \pm 18$	$157 \pm 16$	$97 \pm 43$	$80 \pm 35$	$2,04 \pm 0,40$	$1,86 \pm 0,36$
22-26	$1,74 \pm 0,14$	$127 \pm 11$	$181 \pm 15$	$165 \pm 14$	$60 \pm 12$	$50 \pm 10$	$1,61 \pm 0,17$	$1,46 \pm 0,15$
26-30	$1,68 \pm 0,16$	$139 \pm 12$	$161 \pm 16$	$147 \pm 15$	$66 \pm 11$	$55 \pm 9$	$1,69 \pm 0,14$	$1,53 \pm 0,13$
30-34	$1,80 \pm 0,15$	$130 \pm 12$	$162 \pm 14$	$148 \pm 13$	$52 \pm 11$	$43 \pm 9$	$1,50 \pm 0,15$	$1,36 \pm 0,13$
34-38	$1,65 \pm 0,15$	$127 \pm 16$	$142 \pm 13$	$129 \pm 12$	$53 \pm 9$	$44 \pm 8$	$1,51 \pm 0,13$	$1,38 \pm 0,12$
38-42	$1,32 \pm 0,29$	$142 \pm 29$	$109 \pm 24$	$99 \pm 22$	$41 \pm 8$	$34 \pm 6$	$1,32 \pm 0,12$	$1,20 \pm 0,11$
42-50	$1,46 \pm 0,25$	$109 \pm 34$	$116 \pm 19$	$106 \pm 18$	$24 \pm 10$	$20 \pm 8$	$1,02 \pm 0,22$	$0,93 \pm 0,20$
14-50		$132 \pm 5$			$27 \pm 9$	$22 \pm 8$	$1,08 \pm 0,18$	$0,99 \pm 0,16$

Для выяснения зависимости фазы амплитуды трансмиссионной регенерации от параметров слабых взаимодействий  $K_L^0 - K_S^0$ -системы мы провели аппроксимацию наших данных для ряда значений параметров /18/. Оказалось, что возможные изменения средней величины фазы  $\phi_{21}^0$  могут быть выражены формулой:

$$\phi_{21}^0 = (-132^\circ \pm 5^\circ) + 70^\circ \cdot \left[ \frac{0,54 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1} - \Delta m}{0,54 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}} \right] +$$

$$+ 108^\circ \cdot \left[ \frac{\tau_S - 0,895 \cdot 10^{-10} \text{ сек}}{0,895 \cdot 10^{-10} \text{ сек}} \right] + (\Phi_{+-} - 42^\circ).$$

/19/

Влияние других параметров слабых взаимодействий на наши данные пренебрежимо малы.

Для исследования систематических ошибок, связанных с процедурой выборки  $K_{\pi 2}^0$ -распадов и вычитания фона, был проведен анализ данных для матриц  $N_{ij}(p_i, t_j)$ , полученных при различных значениях границ критериев отбора  $K_{\pi 2}^0$ -распадов. Систематические ошибки в этом случае для среднего значения фазы оказались равными  $\approx \pm 3^\circ$  и для величины  $2|f_{21}^0(p)|/k \approx \pm 8$  мкб.

Для определения энергетической зависимости величин  $2|f_{21}^0(p)|/k, [d\sigma/dt]_{t=0}$  и  $\Delta\sigma(p)$  мы аппроксимировали приведенные в табл. 1 данные формулами типа  $A \cdot p^{-n}$ , где  $p$  - импульс каона, а  $A$  и  $n$  - искомые параметры. Результаты представлены в табл. 2 и на рис. 6 и 7.

#### 4. Результаты эксперимента

Результаты, полученные в ходе проведения экспериментов по исследованию трансмиссионной регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде, можно суммировать следующим образом.

1/ Прямым способом показано наличие интерференции в двухпионных распадах долгоживущих  $K_L^0$ -мезонов и регенерированных ими в жидком водороде короткожи-



Таблица 2

Результаты аппроксимации энергетической зависимости данных по регенерации и разности полных сечений взаимодействий функций типа  $A \cdot p^{-n}$ , где  $p$  - импульс  $K_L^0$  в ГэВ/с

Интервал импульсов, ГэВ/с	Функция	A	n	Примечания, /ссылка/
14-50	$2 f_{21}^0(p) /k$ мбн	$0,77 \pm 0,38$	$0,49 \pm 0,14$	настоящая работа, $ n_{+,-}  \cdot 10^3 = 2,14$ ;
"	"	$0,84 \pm 0,42$	$0,50 \pm 0,15$	$ n_{+,-}  \cdot 10^3 = 2,35$ ;
"	$ d\sigma/dt _{t=0}$ мкб/(ГэВ/с) <sup>2</sup>	$1234 \pm 1202$	$1,02 \pm 0,29$	$ n_{+,-}  \cdot 10^3 = 2,14$ ;
"	"	$1474 \pm 1575$	$1,04 \pm 0,32$	$ n_{+,-}  \cdot 10^3 = 2,35$ ;
"	$ \sigma_T(K^+p) - \sigma_T(K^0p) $ мбн	$8,4 \pm 3,2$	$0,55 \pm 0,11$	$ n_{+,-}  \cdot 10^3 = 2,14$ ;
"	"	$9,7 \pm 3,4$	$0,56 \pm 0,10$	$ n_{+,-}  \cdot 10^3 = 2,35$ ;
15-65	$ \sigma_T(K^+n) - \sigma_T(K^0n) $ мбн	$12,1 \pm 4,1$	$0,65 \pm 0,10$	/16/
23-280	"	$12,1 \pm 5,9$	$0,57 \pm 0,11$	/35/
15-280	"	$6,8 \pm 1,3$	$0,86 \pm 0,05$	/16 и 35/
1,5-10	$ d\sigma/dt _{t=0}$ мкб/(ГэВ/с) <sup>2</sup>	$3255 \pm 988$	$1,33 \pm 0,24$	/34/
1,5-50	"	$3274 \pm 607$	$1,36 \pm 0,06$	/34 и 18/

вущих  $K_S^0$ -мезонов. Исследована амплитуда трансмиссионной регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде, т.е. отдельно ее модуль и фаза, в интервале импульсов  $14 \div 50$  ГэВ/с.

2/ Модуль модифицированной амплитуды регенерации и дифференциальное сечение трансмиссионной регенерации уменьшаются с увеличением импульса по законам /5,7/ с константами, указанными в табл. 2, что соответствует предсказаниям модели КУМ/8/ для случая выполнимости теоремы Померанчука.

3/ Установлено, что фаза амплитуды трансмиссионной регенерации  $\phi_{21}^0$  не зависит от энергии каонов в интервале  $14 \div 50$  ГэВ и ее средняя величина равна  $\phi_{21}^0 = -132^\circ \pm 5^\circ$ . Если рассмотреть всю совокупность экспериментальных данных в мире по регенерации на водороде, то можно видеть /рис. 6а/, что эта фаза в пределах ошибок не зависит от энергии /или зависит очень слабо/ даже в интервале  $1,5 \div 50$  ГэВ, где ее средняя величина есть  $\phi_{21}^0 = -133 \pm 3,2$ . Полученная нами величина  $\phi_{21}^0$  хорошо совпадает с предсказаниями/8/ модели КУМ с учетом вклада в амплитуду  $\omega$ - и  $\rho$ -полюсов и выполнимости теоремы Померанчука.

4/ Таким образом, измерения как фазы, так и модуля амплитуды регенерации в данном интервале энергий в пределах погрешностей эксперимента исключают возможность сильного нарушения теоремы Померанчука в рассеянии каонов и антикаонов на протонах, обсуждавшуюся в литературе/46/ в 1969-1971 г.г. Если степень нарушения теоремы характеризовать величиной  $\Delta\sigma(\infty)$ -разностью полных сечений взаимодействий при бесконечной энергии, то сравнение наших данных с моделью/8/ дает  $\Delta\sigma(\infty) < 0,2$  мбн.

5/ Свойства аналитичности и перекрестной симметрии амплитуды рассеяния накладывают определенные ограничения на энергетическую зависимость ее мнимой и действительной частей. Основываясь на этих свойствах, можно показать /см./42-45/, что, если модуль амплитуды регенерации имеет степенную энергетическую

зависимость вида  $\frac{2|f_{21}^0(p)|}{k} \approx p^{-n}$ , то фаза амплитуды

регенерации строго определена и не зависит от энергии, а именно

$$\phi_{21}^{\circ} \text{ теор.} = \frac{\pi}{2}n - \pi = -\pi(1 - \frac{n}{2}). \quad /20/$$

Подставляя в /20/ полученное нами значение  $n = 0,5 \pm 0,15$  /см. табл. 2/, будем иметь  $\phi_{21}^{\circ} \text{ теор.} = -135 \pm 13$ , что находится в хорошем согласии с экспериментально определенной величиной  $\phi_{21}^{\circ}$ . Таким образом, установленные нами закономерности энергетического поведения модуля и фазы амплитуды регенерации свидетельствуют о том, что безотносительно к какой-либо модели амплитуда регенерации действительно удовлетворяет требованиям аналитичности и перекрестной симметрии.

6/ Разность полных сечений взаимодействий каонов и антикаонов на протонах  $\Delta\sigma_T(p) = \sigma_T(K^+p) - \sigma_T(K^0p)$ , вычисленная на основании полученных нами данных, уменьшается с увеличением импульса по закону  $A \cdot p^{-n}$  с константами, указанными в табл. 2. Этот результат находится в хорошем согласии с прямыми измерениями разности полных изотопически инвариантных сечений взаимодействий  $K^+$ - и  $K^-$ -мезонов на нейтронах /16/ /см. рис. 7/. Степень согласия этих данных является одновременно экспериментальной проверкой изоспининвариантности для реакций с участием  $K^-$ -мезонов. Например, при 50 ГэВ/с различие в определении разности сечения по данным настоящей работы и работы /16/ составляет около 6% от  $\Delta\sigma$  и около 0,3% от величины любого из сечений.

Уменьшение с ростом импульса в интервале /10 ± 50/ ГэВ/с разности полных сечений взаимодействий каонов и антикаонов вместе с постоянством полных сечений взаимодействий отрицательных каонов /14/ независимо от прямых измерений /16/ устанавливали факт роста полных сечений взаимодействий положительных каонов при тех же энергиях.

Опираясь на установленный нами закон изменения разности полных сечений  $\Delta\sigma_T(p)$  и выполнимость теоремы Померанчука, а также принимая во внимание данные по полным сечениям  $K^+n$ -взаимодействий в области до 55 ГэВ/с, можно предсказать возрастание полного

сечения  $K^-n$ -взаимодействия уже в области 100 ± 200 ГэВ/с, что подтвердилось в недавно выполненной работе /35/.

В свою очередь, наблюдавшийся в работе /35/ закон изменения разности полных сечений  $K^+n$ -взаимодействий в области 23 ± 280 ГэВ/с хорошо согласуется с нашими данными в перекрывающемся интервале импульсов /см. табл. 2/. Следовательно, можно ожидать, что установленные нами при 14 ± 50 ГэВ/с закономерности изменения модуля и фазы амплитуды регенерации на водороде будут справедливы и в более широкой области энергий, по крайней мере вплоть до 300 ГэВ.

7/ Из измерений амплитуды трансмиссионной регенерации на водороде согласно упрощенной модели КУМ можно определить значение траектории  $\omega$ -полуса при нулевом переданном импульсе, если этот полус определяет вклад в амплитуду. Как видно из формул /6/ и /7/, измерения  $\phi_{21}^{\circ}$  и  $[d\sigma/dt]_{t=0}$  в этом случае должны давать одно и то же значение  $\alpha(0)$ . Из нашей средней величины фазы следует, что  $\alpha(0) = 0,47 \pm 0,05$ , а из энергетической зависимости сечения регенерации  $\alpha(0) = 0,48 \pm 0,14$  /при  $|\eta_{+-}| = 2,35 \cdot 10^{-3}$  /. Таким образом, видно, что в данной области энергий два независимых метода определения величины  $\alpha(0)$  дают согласующиеся результаты, которые, в свою очередь, согласуются с величиной  $\alpha(0) = 0,5$ , имеющейся в литературе /8, 16/.

Следует заметить, что в работе /34/ в области 1,5 ± 10 ГэВ/с получена несколько отличная от нашей энергетическая зависимость дифференциального сечения регенерации под нулем, приводящая к величине  $\alpha(0) = 0,33 \pm 0,03$ . В то же время из измерения фазы амплитуды регенерации в этой области следовало, что  $\alpha(0) = 0,49 \pm 0,05$ . Авторы работы /34/, таким образом, делают вывод, что имеет место нарушение зависимости фазы от энергии, предсказываемой моделью КУМ. Из наших данных таких указаний не следует. Более того, вычисления  $[d\sigma/dt]_{t=0}$  и  $\phi_{21}^{\circ}$  с использованием общего вида амплитуды  $f_{21}^{\circ}(p)$  /4/ и параметров вклада полюсов  $\omega$  и  $\rho$ , определенных из других экспериментов /8, 14/, показали /см. рис. 6/ хорошее согласие всех данных по регенерации на водороде с предсказаниями модели КУМ.

8/ В рамках моделей КУМ наблюдавшийся в Серпухове рост полных сечений взаимодействий  $K^+$ -мезонов можно объяснить разными способами<sup>/10/</sup>. Эти же модели дают разные предсказания и для амплитуды регенерации на водороде. Их сравнение с нашими экспериментальными данными показало, что в пределах экспериментальных погрешностей предпочтение следует отдать модели, учитывающей только вклад в амплитуду полюсов  $\omega$  и  $\rho$ . Как энергетический ход сечения регенерации, так и отношения реальных и мнимых частей амплитуды регенерации не требуют более сложных моделей, в которых учитываются диполи, комплексно-сопряженные полюса и другие особенности.

В заключение мы благодарим профессоров А.М. Балдина и А.А. Логунова за постоянную поддержку и внимание в данном эксперименте.

#### Литература

1. R.H. Good et al. *Phys. Rev.*, 124, 1223 (1961).
2. А.С. Вовенко и др. ОИЯИ, Б2-1-5362, Дубна, 1970.
3. Э.О. Оконов. ОИЯИ, Р1-3788, Дубна, 1968.
4. K. Winter. *Vorschlag zum Bau Eines 40 BeV Proton Synchrotrons, Kernforschungszentrum Karlsruhe Institut fur Experimentelle Kernphysik, Juli (1967)*.
5. И.Г. Азнаурян и Л.Д. Соловьев. ЯФ, 12, 638 /1970/.
6. M. Lusignoli, M. Restignoli, G. Violini. *Nuovo Cim.*, 45A, 792 (1966). *Phys. Lett.*, 24B, 296 (1967).
7. М.Е. Вишневецкий и др. ЯФ, 13, 855 /1971/.
8. V.I. Lisin et al. *Nucl. Phys.*, B40, 298 (1972).
9. V. Barger, R. Phillips. *Phys. Lett.*, 33B, 425 (1970).
10. G. V. Dass, C. Michel, R. Phillips. *Nucl. Phys.*, B9, 549 (1969).
11. И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 34, 725 /1968/.
12. *Review of Particle Properties. Phys. Lett.*, 50B, 1 (1974).
13. J.V. Allaby. *Proc. of the XV Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev (1970), Kiev, Naukova Dumka, 1972, p. 11.*

14. J.V. Allaby et al. *Phys. Lett.*, 30B, 500 (1969).
15. G. Giacomelli. *Proc. of the Amsterdam Intern. Conf. on Elementary Particles (1971); North-Holland, Amsterdam, 1972.*  
В.К. Бирулев и др. ЯФ 15, 959 /1972/;  
*Phys. Lett.*, 38B, 452 (1972).
16. Ю. Горин и др. ЯФ, 17, 309 /1973/.
17. G. Giacomelli. *Proc. of the XVI Int. Conf. on High Energy Phys., Chicago-Batavia (NAL, Batavia, 1972, v. 3, p. 319).*
18. V.K. Birulev et al. *JINR, E1-6851, Dubna, 1972.*
19. С.Г. Басиладзе и др. ОИЯИ, Р1-5361, Дубна, 1970.
20. А.С. Вовенко и др. ОИЯИ, Р10-7460, Дубна, 1973.
21. Т.С. Григалашвили и др. ОИЯИ, Р3-5324, Дубна, 1970.
22. X. de Bouard et al. *Nuovo Cim.*, 52A, 662 (1967).
23. В.К. Бирулев и др. ОИЯИ, 1-6660; 1-6665, Дубна, 1972.
24. К.-Ф. Альбрехт и др. ОИЯИ, 1-7305, Дубна, 1973.
25. В.К. Бирулев и др. ОИЯИ, 1-7307, Дубна, 1973.
26. Л.Б. Голованов и др. ОИЯИ, 8-5416, Дубна, 1970.
27. Г. Веспергомби и др. ОИЯИ, Р10-7284, Дубна, 1973.
28. V.K. Birulev et al. *Proc. of 1973 Int. Conf. on Instrum. for High Energy Phys., Frascati, Italy (Laboratori Nazionali del CNEN, Frascati, 1973) 688-706.*
29. Г. Веспергомби и др. ЯФ, 20, 371 /1974/.
30. К.-Ф. Альбрехт и др. ОИЯИ, 1-7549, Дубна, 1973.
31. И.Н. Силин, Д-810, Дубна, 1961.
32. C. Geweniger et al. *Phys. Lett.*, 48B, 487 (1974).
33. R. Messner et al. *Phys. Rev. Lett.*, 30, 876 (1973).
34. G.W. Brandenburg et al. *Phys. Rev.*, D8, 1978 (1973).
35. A.S. Carroll et al. *Fermi National Accelerator Laboratory Preprint FERMILAB-PUB-75/51-EXP.*
36. A. Firestone et al. *Phys. Rev. Lett.*, 16 (1966), 556; 17 (1966) 116.
37. L. Leipunet et al. *Phys. Rev.*, 132, 2285 (1963).
38. P. Darriulat et al. *Phys. Lett.*, 33B, 433 (1970).
39. C. Buchman et al. *Phys. Lett.*, 37B, 213 (1971).
40. D. Freytag et al. *Phys. Rev. Lett.*, 35, 412 (1975).
41. R.E. Hendrick et al. *Phys. Rev.*, D11, 536 (1975).
42. A.A. Logunov et al. *Ann. of Phys.*, 31, 203 (1965); *Phys. Lett.*, 213, 71 (1969).
43. Нгуен Ван Хьеу. ТМФ, 8, 354 /1971/.
44. Р. Иден. Соударения элементарных частиц при высоких энергиях. М., Наука, 1970, стр. 254-260.
45. Я. Фишер, П. Коларж. Препринт ФИ ЧСАН, Прага, P-FZU 75/1.
46. V.N. Gribov et al. *Phys. Lett.*, 32B, 129 (1970).  
А.А. Ансельм и др. ЯФ, 11, 896 /1970/.

*D.Horn. Phys.Lett., 31B, 30 (1970).*

*R.J.Eden. Phys.Rev., 2D, 529 (1970).*

*S.M.Roy. Phys.Lett., 34B, 407 (1971).*

*С.С.Герштейн и др. Письма в ЖЭТФ, 11, 72 /1970/.*

*J.Finkelstein. Phys.Lett., 34B, 322 (1971);*

*см. также ссылки /8,9/.*

47. *V.G.Krivokhizhin, I.A.Savin. JINR Preprint, E1-9394, Dubna, 1975; submitted to Phys.Lett.*

*Рукопись поступила в издательский отдел  
5 января 1976 года.*