

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



Г-457

24/10/75

P1 - 7925

1110/2-75

И.М.Гешков, П.К.Марков, Р.К.Траянов, В.Й.Заячки,  
Г.Вестергомби, В.И.Генчев, В.Г.Кривохижин,  
В.В.Кухтин, М.Ф.Лихачев, Х.-Э.Рызек, И.А.Савин,  
П.Т.Тодоров

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

МАТРИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА

РАСПАДА  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$   
L

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P1 - 7925

И.М.Гешков,<sup>1</sup> П.К.Марков,<sup>1</sup> Р.К.Траянов,<sup>1</sup> В.Й.Заячки,<sup>2</sup>  
Г.Вестергомби, В.И.Генчев, В.Г.Кривохижин,  
В.В.Кухтин, М.Ф.Лихачев, Х.-Э.Рызек, И.А.Савин,  
П.Т.Тодоров

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
МАТРИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА

РАСПАДА  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$   
L

Направлено на XVII Международную конференцию  
по физике высоких энергий (Лондон, 1-10 июля 1974 г.)

---

<sup>1</sup> Институт ядерных исследований и ядерной  
энергетики, София

<sup>2</sup> Высший химико-технологический институт, София

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Первичная информация о  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  распадах была зарегистрирована с помощью бесфильмового искрового спектрометра (рис.1), действующего в пучке нейтральных частиц серпуховского ускорителя. При этом основной целью эксперимента было исследование трансмиссионной регенерации  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$  - мезонов при энергиях выше 10 ГэВ <sup>/1,2/</sup>. Распады  $K^0$ -мезонов, которые происходили в гелиевом объеме длиной около 9 метров за регенератором (геометрия 2), регистрировались спектрометром по двум заряженным частицам (А и В). В качестве регенератора использовалась трехметровой длины мишень, наполненная жидким водородом, а при наборе статистики без регенератора использовался макет регенератора-мишени, откаченный до форвакуума. Распады  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ,  $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm K^\mp \nu$  и  $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$  идентифицировались с помощью мюонного и электронного детекторов <sup>/3,4/</sup>. Во время набора статистических данных направление поля спектрометрического магнита менялось периодически на противоположное.

Вся экспериментальная информация о 2,1 миллионах событий была записана на магнитные ленты. С помощью программы <sup>/5/</sup> гео-

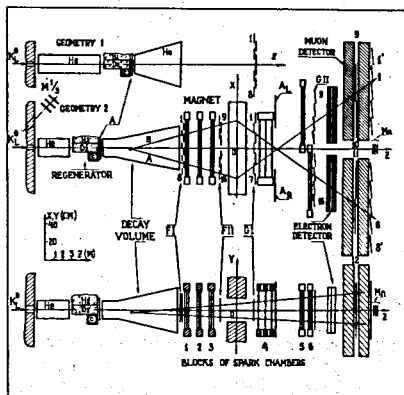


Рис.1. Принципиальная схема расположения элементов бесфильмового искрового спектрометра на пучке нейтральных частиц.

FI, FII, GI, GII - фотоскопические сцинтилляционные счётчики.

A, AL, AR - антисовпадательные сцинтилляционные счётчики, используемые в триггере.

MI, MI/3 - мониторные счётчики.

Остальные обозначения по тексту или очевидны.

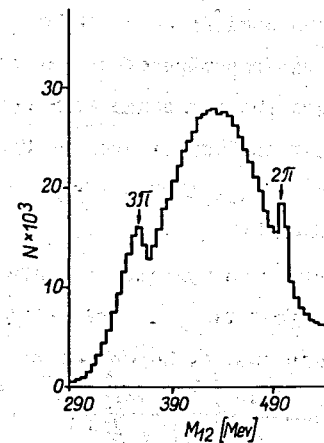


Рис.2. Распределение всех реконструированных событий по инвариантной массе двух пионов.

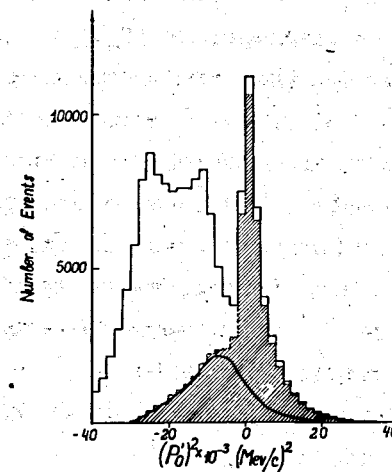


Рис.3. Распределение всех событий по  $(P_0')^2$ . Заштрихованные события удовлетворяют критериям отбора событий  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Сплошная кривая, найденная методом Монте-Карло, описывает фон от лептонных распадов.

метрической реконструкции событий было отобрано около 970 тысяч событий, которые могли интерпретироваться как распады  $K^0$ -мезонов.

На рисунке 2 показано распределение этих событий по инвариантной массе системы из двух заряженных пионов. Здесь видны три пика, соответствующие: первый -  $K_{3\pi}$ , второй -  $K_{e3}$  и  $K_{\mu 3}$  и третий -  $K_{2\pi}$  типам распада  $K^0$ -мезонов.

Отбор событий первого типа проведен с помощью процедуры, описанной в работе /6/. Предполагая, что все события представляют первый тип распада  $K^0$ -мезонов, мы вычислили квадрат импульса

$$(P'_0)^2 = \frac{(M_K^2 - M_{\pi^0}^2 - M_{12}^2)^2 - 4M_{12}^2 M_{\pi^0}^2 - 4M_K^2 P_T^2}{4(M_{12}^2 + P_T^2)}$$

где  $M_K$  и  $M_{\pi^0}$  - массы покоя каона и нейтрального пиона,  $P_T$  и  $M_{12}$  - поперечный импульс и масса заряженных частиц, интерпретируемых как пионы, С-1. На рис.3 показано распределение 149,5 тысяч событий в зависимости от  $(P'_0)^2$ , удовлетворяющих критериям: 1) точка распада лежит внутри распадного объема, 2)  $M_{12} \leq 400$  МэВ/с<sup>2</sup> и 3) энергия  $K^0$ -мезонов находится в интервале 20-50 ГэВ. Далее из этих событий были отобраны удовлетворяющие требованиям: 1) ни одна из обеих заряженных частиц не является мюоном, 2) поперечный импульс каждой заряженной частицы меньше чем 135 МэВ/с (кинематический предел для распадов  $K^0$ -мезонов на три пиона, включая ошибки эксперимента), 3) суммарный поперечный импульс обеих частиц  $P_T \leq 120$  МэВ/с (этот предел определен методом Монте-Карло) и 4)  $(P'_0)^2$  больше чем (-8000) и меньше чем 50000 (МэВ/с)<sup>2</sup>.

Заштрихованные события на рис.3 удовлетворяют всем этим требованиям за исключением одного последнего. Заштрихованные события при отрицательных величинах  $(P'_0)^2$  обусловлены главным образом

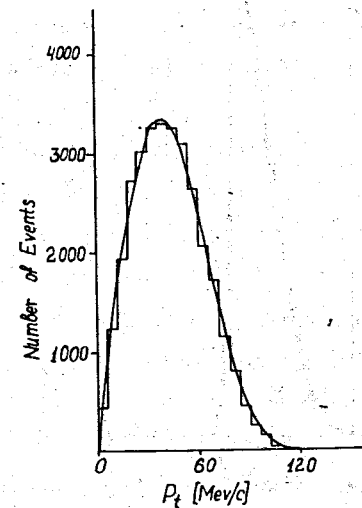


Рис.4. Распределение  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  событий в зависимости от поперечного импульса двух заряженных пионов. Гистограмма - эксперимент. Гладкая кривая вычислена методом Монте-Карло.

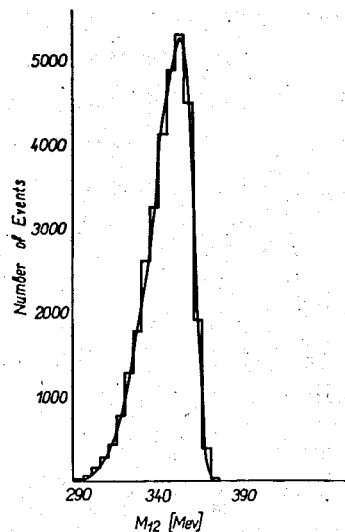


Рис.5. Распределение  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ -событий в зависимости от инвариантной массы двух заряженных пионов. Гистограмма - эксперимент. Гладкая кривая вычислена методом Монте-Карло.

лептонными распадами  $K^0$ -мезонов, интерпретированными как распады на три пиона.

Сплошная линия в области заштрихованных событий, полученная методом Монте-Карло, показывает, что в этой области фон лептонных событий составляет около 26% от распадов на три пиона. После вычитания этого фона только 32041 событие удовлетворяет всем вышеприведенным критериям и, следовательно, интерпретируются как распады  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ .

Для того чтобы определить плотность событий в далитц-плоте с определенной энергией пиона, необходимо знать импульсный спектр каонов и эффективность регистрации этого типа распада экспериментальной установкой. Импульсный спектр каонов был найден с помощью специальной процедуры /7/, использующей зарегистрированные (отобраные нами) распады  $K^0$ -мезонов на три пиона. Эффективность регистрации  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  распадов спектрометром была вычислена методом Монте-Карло с учетом эффективности регистрации события искровыми камерами, экспериментальных ошибок положения искр в искровых камерах, кулоновского рассеяния частиц в веществе установки и эффективности математических программ геометрической реконструкции событий.

На рис.4 и 5 показаны экспериментальные и полученные методом Монте-Карло распределения событий в зависимости от суммарного поперечного импульса частиц  $P_{\perp}$  и их инвариантной массы  $M_{12}$ , соответственно. Видно, что расчет методом Монте-Карло (плавные кривые) хорошо описывает экспериментальные данные. Для всех  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  событий получен спектр по кинетической энергии ( $T_0$ ) нейтрального пиона в системе покоя  $K^0$ -мезона. Аналогичный спектр получен методом Монте-Карло с равномерной плотностью в далитц-плоте.

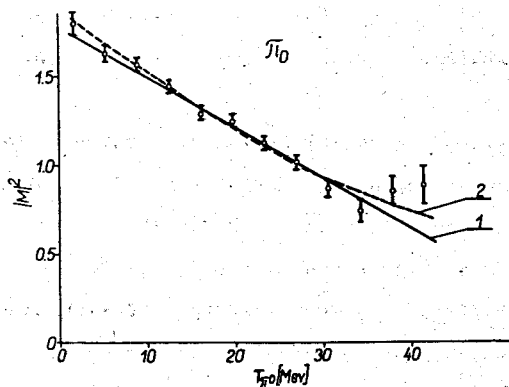


Рис.6. Зависимость  $|M|^2$  от кинетической энергии нейтрального пиона.

$\bar{\Gamma}$  - экспериментальные величины

Кривые:

1 - расчёт с учётом только линейной зависимости.

2 - расчёт с учётом линейной и квадратичной зависимости.

те. Из отношения этих двух спектров было найдено относительное количество событий на единицу фазового объема, которое пропорционально квадрату матричного элемента распада  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ . Эти данные были описаны с помощью следующих выражений: /8-12/

$$|M|^2 = 1 + 2a_1 X + a_2 X^2 \quad (1)$$

$$|M|^2 = (1 + a_1 X + a_2 X^2)^2 \quad (2)$$

$$|M|^2 = (1 + a_1 Y)^2 \quad (3)$$

$$|M|^2 = 1 + 2a_1 Y + a_2 Y^2 + a_3 Y^3 + a_4 Y^4 \quad (4)$$

где  $X = M_K \cdot (2T_0 - \frac{2}{3}Q) / M_{\pi^+}^2$ ,  
 $Y = (3T_0 - Q) / M_K$  и

$$Q = 83,54 \text{ МэВ}/c^2.$$

Результат показан на рис.6 и приведен в таблице I. Отсюда можно сделать вывод, что  $|M|^2$  достаточно хорошо описывается только линейной функцией, зависящей от кинетической энергии нейтрального пиона.

Наши данные находятся в согласии с данными, полученными в работе /11/, и со средними мировыми /13/.

Аналогичным способом были проанализированы спектры заряженных пионов. В этом случае, как известно, получается два решения для импульса  $K^0$ -мезона: высокое и низкое. Эти данные были описаны соотношением (1), где  $X = M_K \cdot (2T_{\pm} - \frac{2}{3}Q) / M_{\pi^+}^2$ . Результат представлен на рис.7+10 и в таблице 2.

Таким образом, отношение параметров наклонов квадрата матричного элемента нейтрального пиона к усредненному (по высокому и низкому решениям) заряженных пионов

$$a_2/a_1^2 = 2,15 \pm 0,30, \text{ что}$$

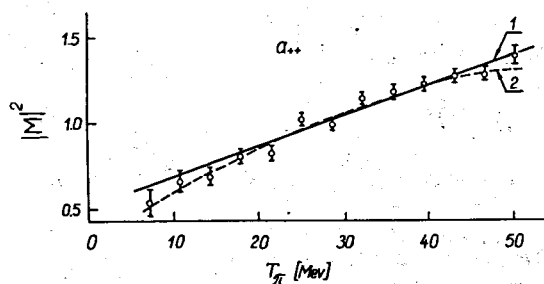


Рис. 7.

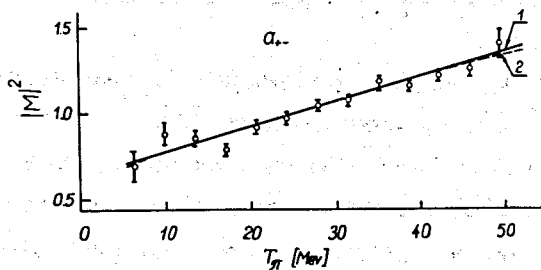


Рис. 8.

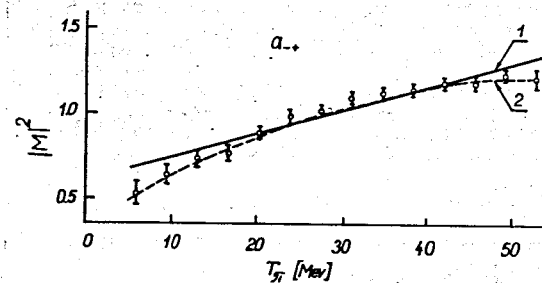


Рис. 9.

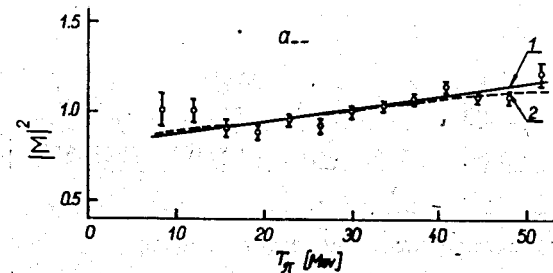


Рис. 10.

Рис.7-10. Зависимость матричного элемента от кинетической энергии заряженных пионов.

$\bar{Q}$  - экспериментальные величины.

Кривые:

1 - расчёт с учётом только линейной зависимости.

2 - расчёт с учётом линейной и квадратичной зависимости.

Значки при коэффициентах  $\alpha$  означают: первый - относительный знак заряда частицы, второй - если +, то берется решение с большим значением энергии  $K^0$ -мезона, если -, то берется решение с меньшим значением энергии  $K^0$ -мезона.



Таблица 1. Результаты определения зависимости матричного элемента в  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ -распадах от кинетической энергии нейтрального пиона для различных параметризаций. Ошибки только статистические.

Тип параметризации	$a_1^0$	$a_2^0$	$a_3^0$	$a_4^0$	$\chi^2/DF$
(1)	-0.280 $\pm$ 0.014	-	-	-	1.50
(1)	-0.238 $\pm$ 0.025	0.100 $\pm$ 0.049	-	-	1.20
(2)	-0.251 $\pm$ 0.013	-	-	-	1.17
(2)	-0.235 $\pm$ 0.025	0.017 $\pm$ 0.022	-	-	1.23
(3)	-2.13 $\pm$ 0.11	-	-	-	1.17
(3)	-2.02 $\pm$ 0.21	7.2 $\pm$ 3.5	-	-	1.20
(4)	-2.13 $\pm$ 0.23	18.8 $\pm$ 8.3	84 $\pm$ 54	-	1.06
(4)	-2.76 $\pm$ 0.84	17.8 $\pm$ 8.4	351 $\pm$ 161	1528 $\pm$ 869	0.77

Таблица 2. Результаты определения зависимости матричного элемента в  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ -распадах в зависимости от кинетической энергии заряженных пионов для параметризации (1). Ошибки только статистические.

Относительный знак заряда частицы	Тип решения для энергии $K^0$ -мезона	$a_1^\pm$	$a_2^\pm$	$\chi^2/DF$	
+	+	0.171 $\pm$ 0.009	-	2.48	
+	+	(высокое)	0.163 $\pm$ 0.010	-0.048 $\pm$ 0.013	1.55
+	-	0.140 $\pm$ 0.009	-	1.71	
+	-	(низкое)	0.141 $\pm$ 0.010	-0.055 $\pm$ 0.016	1.87
-	+	0.136 $\pm$ 0.008	-	2.44	
-	+	(высокое)	0.147 $\pm$ 0.008	-0.062 $\pm$ 0.012	3.05
-	-	0.072 $\pm$ 0.008	-	2.25	
-	-	(низкое)	0.067 $\pm$ 0.009	-0.017 $\pm$ 0.015	2.35

находится в согласии с предсказаниями из правила  $\Delta I=1/2$ , по которому это отношение должно быть 2.

Авторы благодарны члену-корреспонденту АН СССР профессору А.М.Балдину, академикам А.А.Логунову и Х.Я.Христову, профессору Д.И.Дмитрову и инженеру А.Курчиеву за поддержку этой работы, а также выражают глубокую благодарность своим коллегам А.С.Вовенко, В.Д.Кекелидзе, Р.Пиперову и Г.Г.Тахтамышеву за помощь в обработке данных.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С.Г.Басиладзе и др. ОИЯИ, Р1-5361, Дубна (1970).
2. В.К.Бирулев и др. ОИЯИ, Е1-6851, Дубна (1972).
3. К.-Ф.Альбрехт и др. ОИЯИ, I-7305, Дубна (1973).
4. В.К.Бирулев и др. ОИЯИ, I-7307, Дубна (1973).
5. Г.Вестергомби и др. ОИЯИ, Р10-7284, Дубна (1973).
6. D.Luers, I.S.Mitra et al. Phys.Rev., 135B, 1276 (1964).
7. R.C.Smith et al. Phys.Lett., 32B, 133 (1970).
8. Г.Г.Тахтамышев ОИЯИ, 2543, Дубна (1966).
9. M.G.Albrow et al. Phys.Lett., 33B, 516 (1970).
10. C.D.Buchanan et al. Phys.Lett., 33B, 623 (1970).
11. M.Metcalf et al. Phys.Lett., 40B, 703 (1972).
12. W.Krenz et al. Lett.Nuovo Cimento, 4, 213 (1972).
13. Particle Data Group, Rev. Mod. Phys., v.45, N 2, p.II, Suppl. (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 мая 1974 года.