

С 346.55  
К-90

ЖЭТФ, 1967, т.53,  
в.1(7), с.28-40

2/II.1967г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 3098



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Л.А. Кулюкина, А.Н. Мествиришвили, Д. Нягу,  
Н.И. Петров, В.А. Русаков, У Цзун-фань

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ  
ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ВЕРОЯТНОСТЕЙ РАЗЛИЧНЫХ  
ВЕТВЕЙ РАСПАДА  $K_2^0$  - МЕЗОНОВ

1967.

P1 - 3098

Л.А. Кулюкина, А.Н. Мествиришвили<sup>x/</sup>, Д. Нягу,  
Н.И. Петров, В.А. Русаков. У Цзун-фань

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ  
ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ВЕРОЯТНОСТЕЙ РАЗЛИЧНЫХ  
ВЕТВЕЙ РАСПАДА  $K_2^0$  - МЕЗОНОВ

Направлено в ЖЭТФ

---

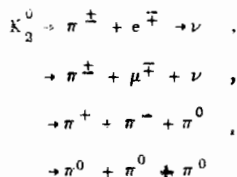
<sup>x/</sup> Тбилисский государственный университет.

4753/1  
мр.

Измерение относительных вероятностей лептонных и челептонных распадов:

K-мезонов представляет особый интерес с точки зрения проверки правила отбора  $\Delta I = 1/2$  по изотопическому спину. В данном случае для нелептонных распадов в принципе возможно измерение относительных интенсивностей переходов с изменением изотопического спина на  $\Delta I = 3/2$  и  $\Delta I = 5/2$ , знание которых необходимо для установления механизма нарушения правила отбора

$\Delta I = 1/2$ ; определения того, обусловлено ли это нарушение виртуальными фотонами, или же оно заложено в природе слабых взаимодействий. В настоящей работе измерение относительных вероятностей распадов  $K_2^0$ -мезонов



выполнено на основе обработки 9400  $\nu^0$ -событий от распада  $K_2^0$ -мезонов, зарегистрированных магнитными камерами Вильсона в пучках нейтральных частиц синхрофазотрона Объединенного института ядерных исследований. Постановка опытов подробно описана ранее /1,2/.

### 1. Относительная вероятность $K_{e2}^0$ -распада

Впервые относительная вероятность  $K_{e2}^0$ -распада была определена в ОИЯИ в 1960 г. с помощью магнитной камеры Вильсона диаметром  $\phi = 400$  мм /1/.

В этой работе  $K_{\pi^0}^0$ -распады идентифицировались на основе измерения потери импульса распадными частицами при прохождении через свинцовую пластинку толщиной  $5,8 \text{ г/см}^2$ , помещенную в ряде экспозиций в середине рабочего объема камеры. В дальнейшем при развитии исследований свойств  $K_2^0$ -мезонов в ОИЯИ с помощью метровой магнитной камеры Вильсона производилось уточнение величины этой вероятности<sup>х/</sup> с применением той же самой методики отбора  $K_{\pi^0}^0$ -распадов, как и в работе<sup>/1/</sup>. В случае метровой камеры (для которой средняя ошибка измерения потери импульса распадными частицами равна 17%) при отборе электронов в качестве минимальной потери импульса использовалось значение  $\frac{\Delta p}{p} = 50\%$ , т.е. к электронам относились те проходящие через пластинку частицы, которые имели потери  $\frac{\Delta p}{p} > 50\%$ . При этом из числа частиц, имеющих потери импульсов более 50%,  $\pi$ - и  $\mu$ -мезоны исключались путем сравнения измеренных и вычисленных ионизационных потерь. Поскольку  $\pi$ - и  $\mu$ -мезоны, которые при указанном минимальном значении потери импульса могут имитировать электроны, имеют импульс не более 100 Мэв/с, дополнительным критерием для их идентификации служило также измерение плотности почернения следа проходящей частицы до и после пластинки. Для того, чтобы обеспечить лучшие условия для регистрации прохождений распадных частиц через пластинку и надежность измерения потери импульса, отбирались только  $V^0$ -события, у которых:

- а) длина следа проходящей частицы до пластинки не менее 10 см, а после пластинки — не менее 5 см;
- б) величина стрелы, прогиба проекции следа на плоскость снимка  $\Sigma > 0,06 \text{ мм}$ ;
- в) вершина  $V^0$ -события расположена в хорошо освещаемой части рабочего объема камеры (высотой 15 см).

Чтобы определить полное число  $K_{\pi^0}^0$ -распадов среди  $V^0$ -событий, у которых одна или обе частицы проходят через свинцовую пластинку, в число прохождений электронов с потерей импульса  $\frac{\Delta p}{p} > 50\%$  вводилась поправка на прохождения электронов с потерей импульса  $\frac{\Delta p}{p} \leq 50\%$ , а также поправка на прохождения с ливнями, в которых энергия электронов не превышает 8 Мэв. Введение второй поправки диктовалось тем обстоятельством, что по условиям освещения и фоновой загрузки около свинцовой пластинки надежно регистрировались только ливневые электроны с энергией более 8 Мэв.

---

<sup>х/</sup> Определения вероятности, сделанные по части материала с метровой камеры, опубликованы в работах<sup>/3,4/</sup>.

При введении первой поправки использовалась формула для разброса потерь энергии электронами на излучение, полученная в работе /5/ Эйгса. При этом для единицы радиационной длины в свинце принималось значение

$X_0 = 6,4 \text{ г/см}^2$ , вычисленное Довженко и Поманским /6/ с учетом последних данных по сечениям тормозного излучения электронов и образования пар протонами. Этому значению радиационной единицы длины приписывалась ошибка 6%. В результате было найдено, что доля прохождений электронов с потерей импульса  $\frac{\Delta p}{p} > 50\%$ , усредненная по длинам путей этих частиц в свинцовой пластинке, равна  $(74 \pm 4)\%$ .

Вторая поправка вводилась по данным экспериментальной работы /7/, в которой было установлено, что для электронов с начальной энергией  $E_0 = 300 \text{ Мэв}$ , при толщине пластинки в одну  $X_0$ -единицу, доля ливней с энергией электронов  $E \leq 8 \text{ Мэв}$  составляет 4%. Поскольку средняя энергия проходящих электронов в нашем опыте мало отличается от величины  $E = 300 \text{ Мэв}$ , толщина пластинки близка к одной  $X_0$ -единице, используя данные указанной работы, мы не сделали сколько-нибудь заметной ошибки.

В итоге измерения  $\nu^0$ -событий и введения поправок было найдено:

а) полное число  $\nu^0$ -событий с прохождением одной или обеих распадающих частиц через пластинку  $N = 1095$ ;

б) количество проходящих электронов с учетом поправок на потери импульса  $\frac{\Delta p}{p} \leq 50\%$  и на ливни с энергией частиц  $E \leq 8 \text{ Мэв}$   $n = 191,4$ .

Подстановка этих данных в формулу

$$W = \frac{n(P_{\pi 1} + P_{\mu 1})\{(P_{\mu 2} + P_{\pi 2}) + W_{3\pi}[(P_{\pi 3} + P_{\nu 3}) - (P_{\mu 2} + P_{\pi 2})]\}}{[n(P_{\pi 1} + P_{\mu 1}) - n(P_{\pi 1} + P_{\mu 1})](P_{\pi 1} + P_{\mu 1}) + n(P_{\pi 1} + P_{\mu 1})(P_{\mu 2} + P_{\pi 2})}$$

дает для относительной вероятности  $K^0$ -распада значение

$$\frac{W(K_2^0 + \pi^\pm + e^\mp + \nu)}{W(K_2^0 - \text{заряженные продукты})} = (51 \pm 6)\%.$$

В формуле приняты следующие обозначения:

$P_{\pi 1}$  и  $P_{\mu 1}$  - расчетные вероятности прохождения электронов и  $\pi$ -мезонов от  $K_{s3}^0$ -распада через пластинку, равные 14,90% и 19,12% соответственно;

$P_{\mu 2}$  и  $P_{\pi 2}$  - расчетные вероятности прохождения  $\mu$  и  $\pi$ -мезонов от  $K_{\mu 3}^0$ -распада, равные 22,57% и 24,35% соответственно;  
 $P_{\pi 3}$  - расчетная вероятность прохождения  $\pi$ -мезонов от  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ -распада, равная 32,90%;  
 $W_{3\pi}$  - относительная вероятность распада  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ .

Расчетные вероятности прохождения распадных частиц через пластинку получены на основе 3000 испытаний в каждом случае  $x/$ .

Приведенная ошибка определения вероятности, кроме статистических отклонений, включает также неточности, связанные с введением поправок, и неопределенность, с которой измерена вероятность заряженного  $K_{e3}^0$ -распада, равная, по нашим данным,  $w = (16,7 \pm 1,6)\%$ . Величина относительной вероятности  $K_{e3}^0$ -распада, полученная аналогичным путем по данным с камеры Вильсона диаметром  $\phi = 400$  мм, составляет  $W_{K_{e3}^0} = 0,46 \pm 0,11$ . Средне-взвешенное значение вероятности равно:  $W_{K_{e3}^0} = (49,8 \pm 5,2)\%$ .

## 2. Относительная вероятность распада

$$\underline{K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0}$$

Для определения вероятности распада  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$  использовался статистический метод разделения ветвей распада (предложенный в работе <sup>/8/</sup>), не требующий идентификации распадных частиц. Этот метод основан на согласовании расчетных распределений  $V^0$ -событий по параметру

$$F'_0 = \frac{M_k^2 - m_{\pi^0}^2 + M_t^2}{2 \sqrt{M_t^2 - P_N^2}}$$

(где  $M_t$  - эффективная масса заряженных продуктов распада, вычисленная в предположении, что все распадные частицы являются  $\pi$ -мезонами;  $P_N^2$  - перпендикулярная составляющая импульса нейтральной распадной частицы) с соответствующим экспериментальным распределением путем нахождения мини-

---

$x/$  Все вычисления теоретических характеристик распадов производились по методу Монте-Карло с учетом условий отбора  $V^0$ -событий и энергетического спектра  $K_2^0$ -мезонов.

мума функции  $\chi^2$ . Параметр  $E'_s$  представляет собой энергию распавшегося  $K^0_2$ -мезона в системе, в которой продольная составляющая импульса заряженных распадных частиц равна нулю.

В данном случае для анализа использовались только  $V^0$ -события, вершины которых расположены в хорошо освещаемом объеме камеры (высотой 12 см) и у которых длины проекций следов на плоскость снимка  $l \geq 10$  см, а глубинные углы следов  $\alpha \leq 60^\circ$ . Расчетные эффективности такого отбора для  $K^0_{e3}$  -  $K^0_{\mu3}$  - и  $K^0_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  - распадов соответственно равны: 0,249; 0,330 и 0,464. Общее количество отобранных событий составляет 1402. Их распределение по параметру  $E'_s$  представлено на рис. 1. Пунктирной линией на этом рисунке показано расчетное распределение для случая, когда относительная вероятность распада  $w(K^0_2 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)$  равна 16,2%.

Расчетное распределение представляет собой сумму распределений для  $K^0_{e3}$ ,  $K^0_{\mu3}$  - и  $K^0_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  распадов. При составлении суммарного распределения отношение между вероятностями  $K^0_{e3}$  - и  $K^0_{\mu3}$  - распадов принималось равным 1 : 0,65.

На рис. 2 сплошной линией показан экспериментальный спектр  $\pi^0$ -мезонов, полученный по  $V^0$ -событиям с  $E'_s > 493$  Мэв и исправленный расчетным путем на вклад от  $K^0_{e3}$  - и  $K^0_{\mu3}$  -распадов. Как видно из рисунка (пунктирная линия на котором изображает спектр  $\pi^0$ -мезонов для постоянного матричного элемента), экспериментальный спектр заметно отличается от расчетного. Если соотношение между частотами событий в экспериментальном ( $\Delta N$ ) и расчетном ( $\Delta \Phi$ ) спектрах представить в виде

$$\Delta N = (1 + a \frac{\Gamma_{\pi^0}}{M_{K^0_2}}) \Delta \Phi,$$

где  $\Gamma_{\pi^0}$  есть кинетическая энергия  $\pi^0$ -мезона, то коэффициент  $a = 7,8 \pm 0,9$ .

Чтобы учесть отличие матричного элемента для распада  $K^0_2 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$  от постоянной величины, была применена следующая процедура вычисления распределения по параметру  $E'_s$ . В предположении постоянного матричного элемента вычислялись распределения, соответствующие интервалам кинетической энергии  $\pi^0$ -мезона шириной  $\Delta E = 10$  Мэв, начиная с нулевой энергии. Затем эти распределения складывались с весами, равными весам соот-

ветствующих энергетических интервалов в экспериментальном спектре  $\pi^0$ -мезонов. При расчете распределений для лептонных распадов предполагается векторный вариант взаимодействия. Расчетные распределения для  $K_{e3}^0$ -,  $K_{\mu 3}^0$ - и  $K_{\pi^+ \pi^- \pi^0}^0$ -распадов получены на основе 1250, 830 и 625 отдельных испытаний соответственно; в распределениях учтена средняя экспериментальная ошибка измерения параметра  $E'_5$ . Зависимость значения функции  $\chi^2$  от величины относительной вероятности распада  $W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)$  представлена в таблице 1. Ожидаемое значение функции  $\chi^2$  равно 10.

Т а б л и ц а 1

$W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0) (\%)$	Значение функции $\chi^2$
10,0	44,7
13,75	21,3
15,0	16,2
16,25	15,0
17,50	16,0
18,75	17,8

Минимуму функции  $\chi^2$  соответствует величина вероятности  $W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0) = 16,4\%$ . Найденная величина вероятности является несколько заниженной по причине того, что рассеяние  $K_2^0$ -мезонов до акта распада "переводит" часть  $K_{\pi^+ \pi^- \pi^0}^0$ -распадов в  $K_{e3}^0$ - и  $K_{\mu 3}^0$ -распады. Это занижение составляет около 1,5 - 2%. Исправленное значение вероятности равно

$$\frac{W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)}{W(K_2^0 \rightarrow \text{заряженные частицы})} = (16,7 + 1,6)\%$$

Приведенная ошибка определения вероятности включает статистические отклонения и неопределенность, связанную с неточностью определения средней ошибки измерения параметра  $E'_5$ . Вследствие того, что распределения по параметру  $E'_5$  для  $K_{e3}^0$ - и  $K_{\mu 3}^0$ -распадов близки между собой, величина



отношения между вероятностями этих распадов практически не сказывается на величине вероятности  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ -распада. Поэтому найденное значение вероятности при данной ошибке измерения не зависит от сделанного нами предположения о численном значении отношения вероятностей лептонных распадов.

Несколько ранее аналогичным путем вероятность  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ -распада определена в работе /9/ параллельной группы. По сравнению с указанной работой мы использовали более строгие критерии отбора  $V^0$ -событий и дополнительно учли зависимость матричного элемента для  $K_{\pi^+\pi^0}^0$ -распада от энергии  $\pi^0$ -мезона.

### 3. Относительная вероятность $K_{\mu\pi}^0$ -распада

Вероятность  $K_{\mu\pi}^0$ -распада определена по измеренным вероятностям  $K_{e\pi}^0$  и  $K_{\pi^+\pi^-\pi^0}^0$ -распадов как величина, дополняющая их суммарную вероятность до единицы.

$$W(K_{\mu\pi}^0) = (33,5 + 5,5)\%$$

Таким образом, измеренное отношение вероятностей лептонных распадов составляет

$$\frac{W(K_{\mu\pi}^0)}{W(K_{e\pi}^0)} = 0,67 + 0,13.$$

Значения параметра  $\xi = \frac{f_-}{f_+}$  (где  $f_-$  и  $f_+$  -формфакторы по сильному взаимодействию для лептонных распадов), найденные из приведенного отношения вероятностей, равны

$$\xi_1 = 0,2 \begin{matrix} +0,8 \\ -1,2 \end{matrix}, \quad \xi_2 = -7,0 \begin{matrix} +1,1 \\ -0,9 \end{matrix}.$$

#### 4. Относительная вероятность распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$

Первое экспериментальное указание<sup>/1/</sup> о существовании распада  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$  было получено в ОИЯИ с помощью камеры Вильсона диаметром 400 мм. Тогда были зарегистрированы четыре электронно-позитронные пары, происхождение которых было трудно объяснить другими процессами, кроме распада  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$ . Позднее при продолжении этих исследований с помощью метровой камеры Вильсона на основе наблюдения 11 электронно-позитронных пар было показано существование рассматриваемого распада и сделана оценка его относительной вероятности<sup>/10/</sup>.

При завершении обработки экспериментального материала нами было зарегистрировано 29 электронно-позитронных пар, удовлетворяющих следующим критериям отбора:

- импульс одного из электронов пары  $p \leq 80$  Мэв/с, а второго электрона  $p \leq 100$  Мэв/с;
- длины проекций следов пары на плоскость снимка  $l \geq 40$  мм;
- угол раствора пары  $\theta \leq 70^\circ$ ;
- угол вылета пары  $\theta_v > 20^\circ$ ;
- глубинный угол направления импульса пары  $\alpha_v \leq 45^\circ$ .

С целью обеспечения хороших условий для измерения плотности относительно-го почернения следов  $\nu^0$ -событий высота объема, в котором регистрировались пары, была взята равной 12 см. Кроме того, в объем регистрации не включались области толщиной 50 мм, прилегающие к боковым стенкам и свинцовой пластинке. Внутри выделенного объема найдено 7250  $\nu^0$ -событий.

Идентификация электронов по измерению плотности почернения следов подробно описана в<sup>/10/</sup>. Согласно расчету относительная доля пар, удовлетворяющих критериям отбора, составляет для метровой камеры 0,396. Расчет выполнен на основе функции распределения пар, полученной Кроллом и Вада<sup>/11/</sup>. Характеристики отобранных пар приведены в таблице 2. Средние ошибки измерения величин, приведенных в таблице, следующие: импульсов - не более 6%; углов вылета и глубинных углов - около  $1,5 - 2^\circ$  и углов раствора -  $2,5 - 3^\circ$ .

На рис. 3 и 4 производится сравнение экспериментальных распределений пар по квадрату отношения эффективной массы пары к массе  $\pi^0$ -мезона и углу раствора с соответствующими расчетными распределениями для пар Далица от распада  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ . Величина эффективной массы  $X$  пары равна:

Т а б л и ц а 2

N	$P_+$ (МэВ/с)	$P_m$ (МэВ/с)	$\theta_t$ (град.)	$\alpha_t$ (град.)	$\omega$ (град.)
1	50	40	116	28	8
2	17	8	39	11	10
3	16	60	34	6	7
4	50	33	77	32	20
5	29	103 $\pm$ 18	33	10	3
6	52	7	62	24	16
7	62	53	28	25	18
8	54	52	77	42	12
9	53	63	76	28	52
10	82	61	30	12	28
11	62	57	50	11	27
12	26	73	51	12	4
13	98	18	84	28	5
14	61	61	39	20	6
15	66	26	26	21	5
16	58	31	36	26	3
17	77	36	33	30	2
18	81	49	48	42	5
19	35	26	164	16	13
20	64	91	38	29	43
21	29	85	41	19	11
22	53	48	54	31	48
23	27	55	53	7	27
24	58	41	41	33	4
25	21	34	84	22	5
26	55	42	65	10	7
27	67	31	77	34	5
28	13	39	82	32	5
29	52	20	82	19	42
30	30	60	101	42	23
31	92	44	108	67	6
32	42	53	66	59	12

$$X = [(E_+ + E_-) - (\bar{P}_+ + \bar{P}_-)^2]^{1/2},$$

где  $E_+$ ,  $\bar{P}_+$  и  $E_-$ ,  $\bar{P}_-$  — энергия и импульс позитрона и электрона. С целью некоторого увеличения статистики в экспериментальные распределения включены три пары (NN 30,31 и 32), не удовлетворяющие критериям отбора по глубинному углу и месту нахождения вершины пары. Как показал расчет, эти два критерия практически не влияют на рассматриваемые распределения. Ввиду того, что ошибки опыта в несколько раз превосходят ошибки расчета, на рис.3 и 4 показаны только экспериментальные ошибки. Как видно из рис. 3 и 4, между экспериментальными и расчетными распределениями имеется вполне удовлетворительное согласие. Оно показывает (см. работу /10/), что вклад в отобранные пары от пар внешней конверсии мал. Расчетная оценка этого вклада равна 13,6%.

В таблице 3 производится сравнение экспериментального  $x'$  и расчетного распределений пар по параметру  $\gamma$

$$\gamma = \frac{|E_+ - E_-|}{P_t},$$

где  $P_t$  — абсолютная величина импульса пары.

Т а б л и ц а 3

$\Delta\gamma$	Количество пар (%)	
	о п ы т	р а с ч е т
0,0 - 0,2	41,6 ± 9,4	24,8
0,2 - 0,4	25,0 ± 7,3	23,7
0,4 - 0,6	25,0 ± 7,3	20,9
0,6 - 0,8	6,3 ± 3,6	17,4
0,8 - 1,0	2,1 ± 2,1	13,2

Поскольку распределения пар Далитца и пар внешней конверсии по параметру  $\gamma$  (в отличие от распределений по эффективной массе и углу раствора) близки между собой, указанное сравнение нельзя использовать для установления природы отобранных пар. Однако в условиях нашего опыта оно (сравнение)

$x'$  В экспериментальное распределение, кроме пар, приведенных в табл.2, включены 16 пар, рассматриваемых в работе /17/.

оказалось очень полезным для определения эффективности регистрации пар Далица при визуальном просмотре снимков по отношению к эффективности регистрации  $V^0$ -событий от заряженных распадов  $K_2^0$ -мезонов. Из таблицы видно, что экспериментальное и расчетное распределения в данном случае не согласуются между собой. Действительно, если экспериментальное распределение разбить на два интервала  $\Delta Y_1 = (0,0-0,6)$  и  $\Delta Y_2 = (0,6-1,0)$ , то количества пар в них отличаются от расчетных более чем на три стандартных отклонения.

Так как теоретическое распределение по параметру  $Y$  для пар Далица от распада  $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$  хорошо согласуется с экспериментальным распределением, полученным в работе /12/ на основе регистрации свыше 3000 пар, то следует сделать заключение, что наблюдаемое расхождение распределений в условиях нашего опыта связано с малой эффективностью регистрации пар, у которых одна из частиц имеет небольшой импульс. Причиной пропуска таких пар, очевидно, является наличие фона посторонних частиц в камере <sup>x/</sup>. Как видно из таблицы 4, пропуск пар, у которых одна из частиц имеет небольшой импульс, практически не сказывается на распределении пар по эффективной массе и углу разлета. Во втором и третьем столбцах этой таблицы приведены расчетные распределения (показанные на рис. 3 и 4), а во втором и третьем столбцах - полученные из них распределения путем исключения всех пар, у которых импульс одной из частиц не превышает 15 Мэв/с.

Т а б л и ц а 4

$\Delta \left( \frac{X}{m_{\pi^0}} \right)^2$	Количество пар (%)		$\Delta \omega$	Количество пар (%)	
	$p > 0$	$p > 15$ Мэв/с		$p > 0$	$p > 15$ Мэв/с
$10^{-5} - 10^{-3}$	41,3	40,3	$0-15^\circ$	62,2	70,2
$10^{-3} - 10^{-2}$	32,1	33,7	$15-30^\circ$	18,9	17,9
$10^{-2} - 10^{-1}$	21,2	19,4	$30-45^\circ$	12,5	11,5
$10^{-1} - 1,0$	5,4	6,6	$45-70^\circ$	6,4	1,6

Дополнительным подтверждением того, что указанное расхождение распределений пар по параметру  $Y$  действительно имеет место и не обусловлено ошибками расчета или недостаточностью статистики, является наблюдение

<sup>x/</sup> Малая эффективность регистрации пар Далица, у которых импульс одной из частиц мал, ранее наблюдался в работах /13-15/.

аналогичной картины в распределениях 36 пар внешней конверсии и 17 пар Далицца из четырехлучевых распадов  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ . Поэтому предположение о равенстве эффективности регистрации пар Далицца и  $\nu^0$ -событий от заряженных распадов  $K_2^0$ -мезонов, которое делалось нами ранее при определении вероятности распада  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$  (работы /10,17/), является неправильным. Чтобы ввести поправку на указанное различие эффективностей регистраций, мы считаем, что в интервале  $\Delta Y = 0,0 - 0,6$ , где нет явного расхождения между экспериментальными и расчетными распределениями, вероятность регистрации пар Далицца равна вероятности регистрации  $\nu^0$ -событий от заряженных распадов  $K_2^0$ -мезонов. Основанием для такого заключения является то обстоятельство, что найденная по результатам независимых просмотров вероятность регистрации  $\nu^0$ -событий, отнесенных при предварительной (визуальной) идентификации в разряд "похожих" на пары Далицца (среди которых фактически нет событий с импульсами частиц менее 40 Мэв/с), оказалась в пределах ошибок определения равной эффективности регистрации остальных  $\nu^0$ -событий. Введенная таким образом поправка приводит к увеличению количества пар Далицца на фактор  $1,32^{+0,10}_{-0,07}$ . Указанная ошибка введения поправки учитывает расчетные ошибки, а также возможность того, что граница области, внутри которой эффективности регистрации пар Далицца и остальных  $\nu^0$ -событий одинаковы, может находиться около значения  $Y = 0,4$ . Величина относительной вероятности, найденная в результате наблюдения 29 пар Далицца с учетом поправки на эффективность регистрации равна  $\frac{xx}{}$

$$\frac{w(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)}{w(K_2^0 \rightarrow \text{заряженные частицы})} = (31^{+7}_{-6})\%.$$

## 5. Обсуждение результатов

Экспериментальные данные по относительным и абсолютным вероятностям различных ветвей распада  $K_2^0$ -мезонов, опубликованные к моменту написания настоящей работы, сведены в таблицу 5. Для полноты картины в

$x/$  Подробнее об эффективности регистрации пар см. в работе /16/.

$xx/$  При определении вероятности учтено, что для камеры Вильсона диаметром  $\phi = 400$  мм доля отбираемых пар Далицца несколько ниже, чем для метровой камеры.

эту таблицу также включены результаты трех последних и наиболее точных измерений абсолютной вероятности  $K_2^0$ -распада. Средневзвешенная абсолютная вероятность  $K_2^0$ -распада равна  $\Gamma_{K_2^0} = (18,4 \pm 1,3) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ . Соответствующее ей среднее время жизни  $K_2^0$ -мезона составляет  $\tau_{K_2^0} = (5,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-8} \text{ сек}$ . Из таблицы видно, что в нашей работе по сравнению с работами других авторов получены наиболее полные данные по относительным вероятностям различных ветвей  $K_2^0$ -распада и что они находятся в хорошем согласии с аналогичными результатами других работ.

В первом столбце таблицы 6 приведены измеренные нами относительные вероятности  $K_2^0$ -распадов; а во втором столбце - абсолютные вероятности тех же распадов, вычисленные по данным первого столбца с использованием указанного выше среднего времени жизни  $K_2^0$ -мезонов. В третьем столбце и четвертом столбцах этой таблицы даны относительные и абсолютные вероятности  $K_2^0$ -распадов, вычисленные <sup>x/</sup> на основе правила  $\Delta I = 1/2$  по относительным вероятностям  $K^+$ -распадов <sup>/33/</sup> с использованием среднего времени жизни  $K^+$ -мезонов, равного  $\tau_{K^+} = (1,224 \pm 0,013) \cdot 10^{-8} \text{ сек}$ .

Из сравнения экспериментальных и расчетных данных следует, что в пределах ошибок опыта правило отбора  $\Delta I = 1/2$  хорошо выполняется как для лептонных, так и для нелептонных распадов. Ввиду того, что расчетные значения вероятностей для  $K_{2\pi^0}^0$ -распада получены из соотношения

$$\frac{w(K^0 \rightarrow 3\pi^0)}{w(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)} = 1,33 ,$$

которое справедливо для случая, если имеют место переходы только в полностью симметричное состояние с изотопическим спином  $I = 1$ , и которое нечувствительно к примеси переходов с  $\Delta I = 3/2$ , согласие экспериментальных и расчетных вероятностей в данном случае следует рассматривать как подтверждение известного факта, что в конечном состоянии трех распадных  $\pi$ -мезонов преобладает полностью симметричное состояние с  $I = 1$ .

Найденная в опыте величина параметра  $a$ , описывающего в линейном приближении спектр  $\pi$ -мезонов в распаде  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ , хорошо

<sup>x/</sup> При вычислении вероятностей введены поправки на различие статистических весов.

Т а б л и ц а 5

Ветвь распада	Относительная вероятность(%)	Ссылка на литературу	Абсолютная вероятность, $10^{-6}\text{сек}^{-1}$	Ссылка на литературу
$K_{e3}^0$	$48,7 \pm 5$	/18/	$7,7 \pm 1,2$	/19/
	$50,3 \pm 5,3$	наст.раб.		
$K_{\mu 3}^0$	$35,6 \pm 7$	/18/		
	$33,0 \pm 5,5$	наст.раб.		
$K_{\pi^+\pi^-\pi^0}^0$	$18,5^{+3,8}_{-3,4}$	/8/	$2,75 \pm 0,60$	/20/
	$15,7 \pm 3,0$	/18/	$3,26 \pm 0,77$	/21/
	$15,1 \pm 2,0$	/22/	$2,62^{+0,28}_{-0,27}$	/23/
	$15,9 \pm 1,5$	/24/		
	$19,4 \pm 2,3$	/9/		
	$16,2 \pm 1,5$	/25/		
	$17,8 \pm 1,7$	/27/		
	$14,4 \pm 0,4$	/26/		
	$16,7 \pm 1,6$	наст.раб.		
$K_{\pi^+\pi^+\pi^-}^0$	$28 \pm 8$	/17/	$5,55 \pm 0,44$	/28/
	$20 \pm 6$	/29/	$5,22^{+1,03}_{-0,84}$	/23/
	$31^{+7}_{-6}$	наст.раб.		
$K_{e3}^0 + K_{\mu 3}^0 + K_{\pi^+\pi^-\pi^0}^0$			$15,8 \pm 1,9$	/30/
$K_{e3}^0 + K_{\mu 3}^0 + K_{3\pi}^0$			$20,8 \pm 2,0$	/30/
			$16,4^{+4,2}_{-3,2}$	/31/
			$19,0 \pm 2,0$	/32/



Т а б л и ц а 6

Ветвь распада	О п ы т		Р а с ч е т	
	Относит. вероятность (%)	Абсолют. вероятность, $10^6$ сек $^{-1}$	Относит. вероятность (%)	Абсолют. вероятность, $10^6$ сек $^{-1}$
$K_{e3}^0$	$49,8 \pm 5,2$	$7,5 \pm 1,1$	$49,1 \pm 3,2$	$7,7 \pm 0,5$
$K_{\mu 3}^0$	$33,5 \pm 5,5$	$4,7 \pm 1,0$	$31,4 \pm 5,2$	$4,9 \pm 0,8$
$K_{\pi^+ \pi^- \pi^0}^0$	$16,7 \pm 1,6$	$2,5 \pm 0,4$	$19,5 \pm 1,9$	$3,0 \pm 0,3$
$K_{\pi^0 \pi^0 \pi^0}^0$	$31,0 \begin{matrix} +7 \\ -6 \end{matrix}$	$4,5 \pm 1,6$	$35,6 \pm 3,7$	$5,6 \pm 0,6$

согласуется с другими определениями <sup>/9,18,22,34,35,26,27/</sup> этого параметра, а также (в соответствии с требованием правила отбора  $\Delta I = 1/2$ ) совпадает в пределах ошибок с его значением для спектра  $\pi^+$ -мезонов в  $K^+ \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^+$  распаде <sup>/36-38/</sup>. Для нелептонных распадов возможная величина  $I_3$  амплитуды перехода с изменением изотопического спина на  $\Delta I = 3/2$  (взятая по отношению к величине амплитуды перехода с  $\Delta I = 1/2$ ), по нашим данным, равна:

$$\text{Re} I_3 = \frac{2\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^+) - 0,97\Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)}{4\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^+) + 0,97\Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)} = 0,04 \pm 0,04.$$

Эта оценка примеси переходов с  $\Delta I = 3/2$  получена в приближении, когда считается, что преобладают переходы с  $\Delta I = 1/2$  в полностью симметричное состояние с изотопическим спином  $I = 1$ ; но переходы с  $\Delta I = 3/2$  могут происходить и в несимметричные состояния с  $I = 1$ .

Очевидно, что из-за очень большой неопределенности сделанная оценка может определять только порядок величины амплитуды перехода с  $\Delta I = 3/2$ , не превышающей, по-видимому, 4-5%. Однако к этой оценке надо относиться с известной осторожностью, так как она получена в предположении о CP-инвариантности распадного взаимодействия, в то время как имеющиеся данные

опытов /39,40,23/ по исследованию временной зависимости лептонных и нелептонных распадов  $K^0$ -мезонов в пределах ошибок не исключают полностью возможности заметного проявления нарушения  $CP$ -инвариантности в указанных распадах.

В заключение авторы выражают благодарность научным сотрудникам Д.Котляревскому, Э. Оконову, Г. Тахтамышеву и Л. Чхайдзе за помощь в работе и большой группе лаборантов за обслуживающие экспериментальной установки и измерение фотоснимков.

### Л и т е р а т у р а

1. Д.В. Нягу, Э.С. Оконов, Н.И. Петров, А.М. Розанова, В.А. Русаков. ЖЭТФ, 40, 1818 (1961).
2. Д.М. Котляревский, А.Н. Мествиришвили, Д. Нягу, Э.О. Оконов, Н.И. Петров, В.А. Русаков, Л.В. Чхайдзе, У Цзун-фань. ЯФ, 1, 1035 (1965).
3. Г.Н. Варденга, Д.М. Котляревский, А.Н. Мествиришвили, Д.В. Нягу, Э.О. Оконов, Н.И. Петров, В.А. Русаков, У Цзун-фань. Препринт ОИЯИ Р-1920, Дубна, 1964.
4. А.Н. Мествиришвили, Д. Нягу, Н.И. Петров, В.А. Русаков, У Цзун-фань. Препринт ОИЯИ, Р-2448, Дубна, 1965.
5. L. Euges. Phys. Rev., 76, 264 (1949).
6. О.И. Довженко, А.А. Поманский. ЖЭТФ, 45, 268 (1963).
7. Ch. A. d'Andlay, Le Gornal de Physique et le Radium, 16, 176 (1955). Ch. A. d'Andlay. Nuovo Cim., 12, 859 (1954).
8. A. Astier, L. Blaskovic, M.M. De Courreges et al. Proceedings of the Aix-en-Provence. International Conference on Elementary Particles 1961 (Centred Etudes, Nucleares de u Saelay, Seine et Oise), 1961, p. 227.
9. М. Аникина, Г. Варденга, М. Журавлева, Д. Котляревский и др. Препринт ОИЯИ, Р-2065, Дубна, 1965.
10. М.Х. Аникина, М.С. Журавлева, Д.М. Котляревский, З.Ш. Манджavidзе и др. ЖЭТФ, 46, 59 (1964).
11. N. Kroll, W. Wada. Phys. Rev., 98, 1355 (1955).
12. N.P. Samios, R. Plano, A. Prodel, M. Schwartz, J. Steinberger. Phys. Rev., 126, 1844 (1962).
13. В.М. Anand. Proc. Roy. Soc., A 220, 183 (1953).
14. Ю.Н. Будагов, С. Виктор, В.П. Джелепов, П.Ф. Ермолов, В.И. Москалев. ЖЭТФ, 38, 1047 (1960).

15. C.P. Sargent, R. Cornelius, M. Rinehart, L.M. Lederman, K. Rogers. Phys. Rev., 98, 1349 (1955).
16. А. Мествиришвили, Д. Нягу, Н. Петров, В. Русаков, У Цзун-фань. Препринт ОИЯИ, P-2450, Дубна, 1965.
17. М.Х. Аникина, М.С. Журавлева, Д.М. Котляревский и др. Препринт ОИЯИ, P-2090, Дубна, 1965.
18. D. Luers, I.S. Mitra, W.I. Willis, S.S. Yamamoto. Phys. Rev., 133B, 1276 (1964).
19. B. Aubert, L. Behr, J.P. Lowqs, P. Mittner, C. Pascaud.  
Материалы XII Международной конференции по физике высоких энергий, том 2, стр. 110, 1966, Атомиздат.
20. L. Behr, B. Aubert, Y. Brisson, J.P. Lowqs, P. Mittner et al.  
Материалы XII Международной конференции по физике высоких энергий, том 2, стр. 112, 1966, Атомиздат.
21. J.A. Anderson, F.S. Grawford, K.L. Goldly et al. Phys. Rev. Lett, 14, 1475 (1965).
22. R.K. Adair, L.R. Leipuner. Physics Letters, 12, 167 (1964).
23. L. Behr, Y. Brisson, P. Petlay, E. Bellotti, A. Pullia, et al. Physics Letters, 22, 540 (1966).
24. P. Astburg, A. Michelini, C. Verkerk et al. Physics Letters, 16, 175 (1965).
25. C.J.B. Hawkins. Physics Letters, 21, 238 (1966).
26. H.W.K. Hopkins, T.C. Bakon, F.R. Eisler. Proc. Intern. Conf. on Weak Interaction, Argonne, p. 67 (1965).
27. P. Cuidoni, V. Barnes, H.W. Foelshe et al. Proc. Intern. Conf. on Weak Interaction, Argonne, 1965, p. 49.
28. Y. Brisson, L. Behr, P. Petian, B. Aubert et al.  
Материалы XII Международной конференции по физике высоких энергий, том 2, стр. 113, 1966, Атомиздат.
29. А. Алексаян, А. Алиханян, А. Гальпер, Р. Кавалов и др. Препринт ФИАН им. П.Н. Лебедева, А-75, Москва, 1964.
30. L. Auerbach, K. Lande, A.K. Mann et al. Phys. Rev. Lett., 14, 192 (1965).
31. P. Astburg, A. Michelini, C. Verkerk, F. Verkerk et al. Physics Letters, 18, 178 (1965).
32. T. Fujii, J. Jovanovich, F. Turkot et al.  
Материалы XII Международной конференции по физике высоких энергий, том. 2, стр. 149, 1966, Атомиздат.
33. S. Francis et al. Phys. Rev., 136, 1423 B. (1964).
34. A. Abashian, R. J. Abrams, I.W. Carpenter et al. Phys. Rev. Lett., 13, 243 (1964).

35. L. Behr, Y. Brisson, P. Petlay, E. Bellotti, A. Pullia et al. Physics Letter Letters, 22, 540 (1966).
36. G. Giacomelli et al. Physics Letters, 3, 346 (1963).
37. G.E. Kalmus. Phys. Rev. Lett., 13, 99 (1964).
38. V. Bisi et al. Nuovo Cim., 35, 768 (1965).
39. B. Aubert, L. Behr, F.L. Canavan et al. Physics Letters, 17, 59 (1965).
40. M. Baldo-Ceolin, E. Calimati, C. Giampolillo et al. Nuovo Cim., 38, 684 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 января 1967.

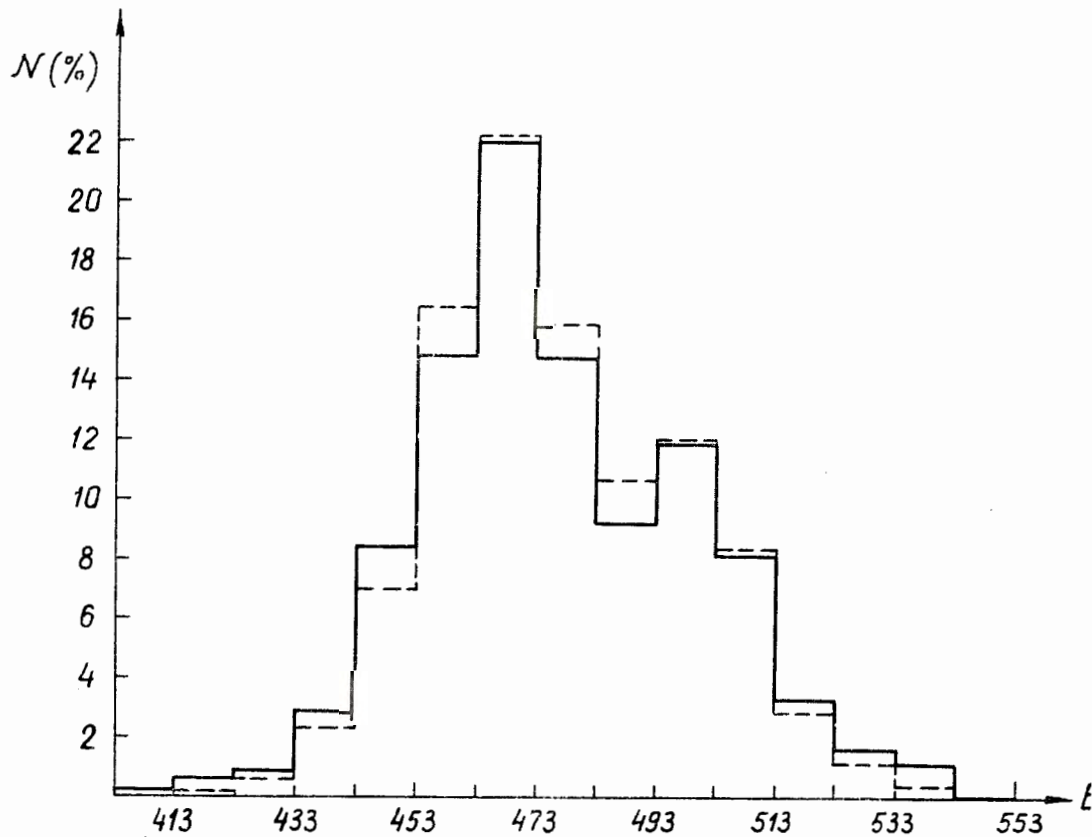


Рис.1. Экспериментальное распределение  $N$  - событий по параметру  $t$ .  
 Пунктиром показано расчетное распределение для  $W_{n+n-n} = 16,2\%$ .

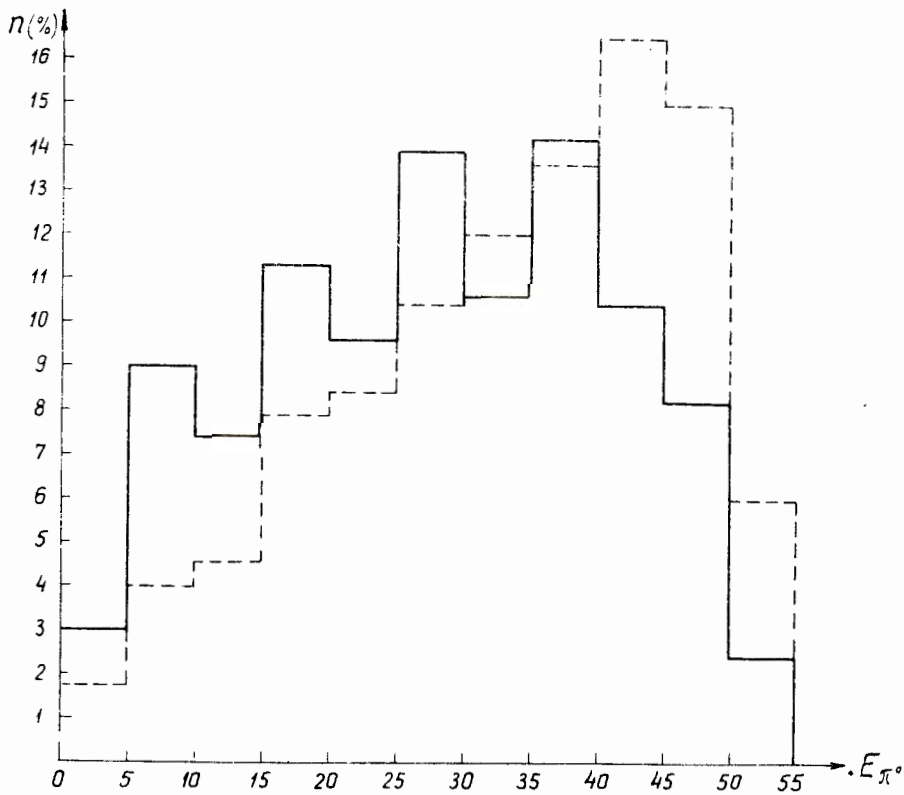


Рис.2. Энергетический спектр  $\pi^0$ - мезонов.  
Пунктиром показано расчетное распределение.

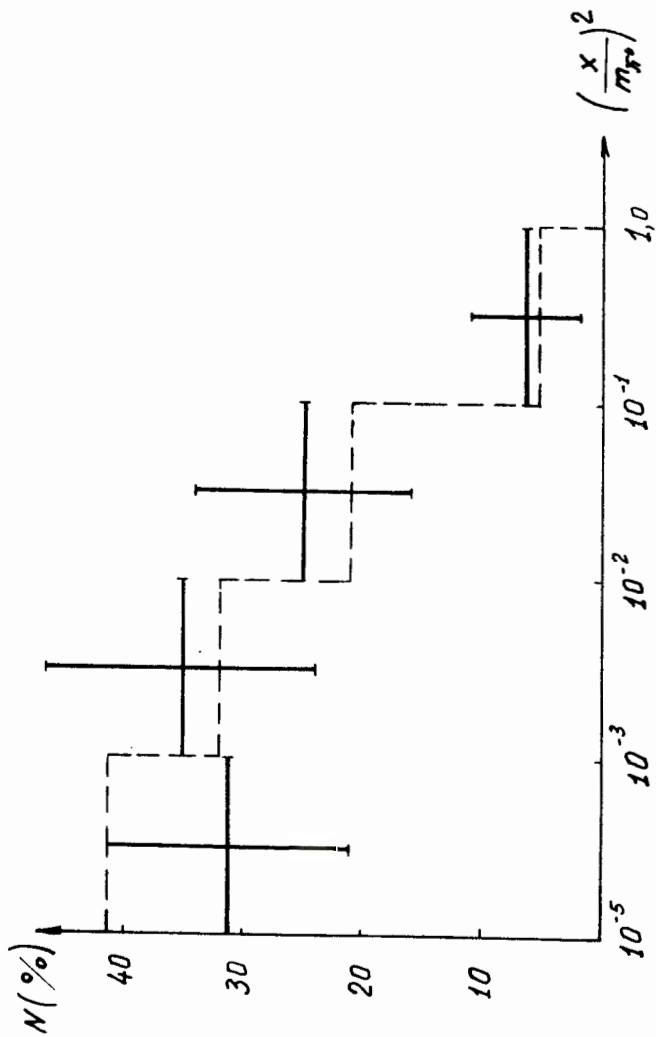


Рис.3. Распределение отобранных пар по параметру  $(\frac{x}{m_{\pi^0}})^2$ .  
Пунктиром показано расчетное распределение.

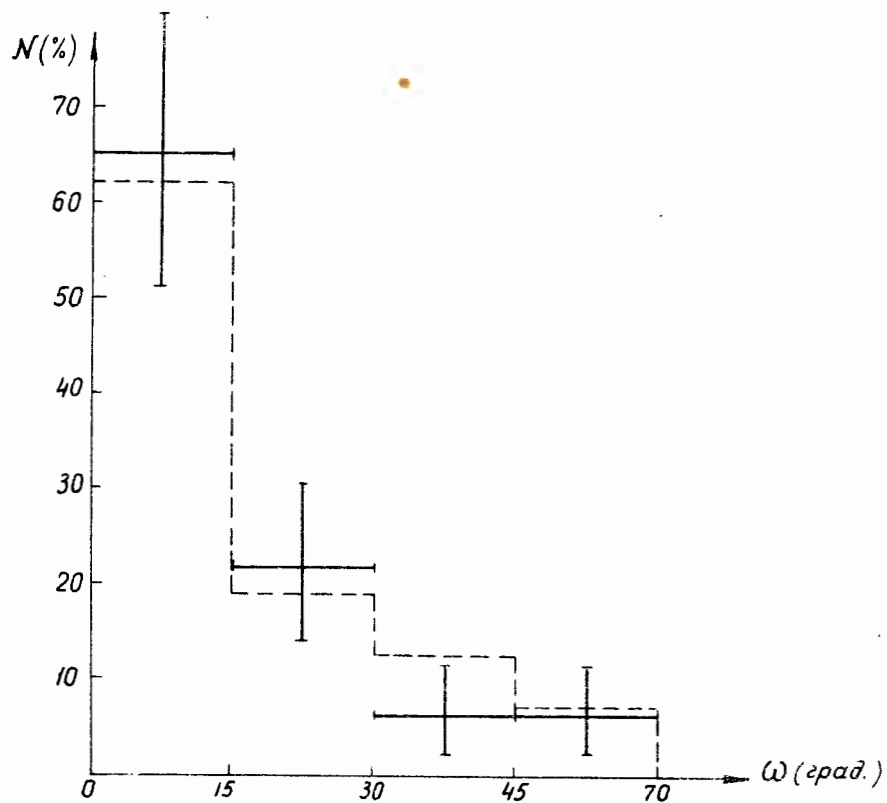


Рис.4. Распределение отобранных пар по углу раствора. Пунктиром показано расчетное распределение.