

7858

В.И. Дзенецкий

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАД.

1 - 4858

Г.Г. Тахтамышев

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ К^о. МЕЗОНОВ

Специальность 040 - экспериментальная ядерная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1969

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук Э.О.Оконов

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Б.М.Головин,

доктор физико-математических наук Г.И.Копылов.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Московский инженерно-физический институт.

Автореферат разослан 15. I. 1970 г.

Защита диссертации состоится 19. II. 1970 г. на заседании Учёного совета Лаборатории высоких энергий.

Адрес: г.Дубна Московской области, конференц-зал ЛВЭ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке.

Учёный секретарь Совета


С.В.Мухин

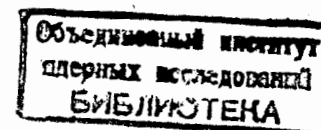
1 - 4858

Г.Г. Тахтамышев

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ К⁰-МЕЗОНОВ

Специальность 040 - экспериментальная ядерная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук



Изучение свойств K^0 -мезонов является одним из наиболее плодотворных направлений в физике элементарных частиц на протяжении последних пятнадцати лет. Распады K^0 -мезонов дают информацию о природе слабого взаимодействия, о CP-и CPT-симметриях, о правилах отбора $\Delta I = 1/2$ и $\Delta Q / \Delta S = 1$.

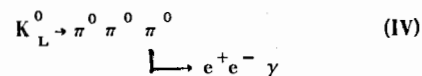
Большинство экспериментов с K^0 -мезонами в настоящее время ведется с помощью искровых камер. Особое место среди них занимают проволочные камеры, которые позволяют осуществлять съем информации непосредственно в ЭВМ. Эксперименты на линии с ЭВМ имеют два очевидных преимущества. Во-первых, облегчается процесс накапливания и обработки информации, во-вторых, появляется возможность вести контроль за работой аппаратуры и первоначальную обработку информации в процессе эксперимента.

Темой диссертации является практическое решение ряда задач математического обеспечения экспериментов с K^0 -мезонами.

Диссертация состоит из двух частей: первая часть написана на основе работ /1-5/, посвященных исследованию распадных свойств K^0 -мезонов с помощью камеры Вильсона. Предметом второй части является система программ, созданная для обслуживания установки "Скиф". Установка "Скиф" - это магнитный спектрометр для регистрации распадов $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ с проволочными искровыми камерами. Спектрометр работает на линии с ЭВМ БЭСМ-4.

Первая часть состоит из четырех глав. Глава первая - вводная - содержит краткий обзор применений метода Монте-Карло в современной физике элементарных частиц. За последние годы метод Монте-Карло стал основным методом, позволяющим учесть и исключить влияние детектора при обработке экспериментальных данных. Другими словами, метод Монте-Карло позволяет вычислять для данного детектора эффективность регистрации различных процессов с участием элементарных частиц. Необходимость учёта этой эффективности при получении конечного результата очевидна.

Во второй главе приводится описание экспериментальной установки. В качестве детектора использовалась камера Вильсона с полезным объемом $100 \times 60 \times 17 \text{ см}^3$ в магнитном поле ≈ 9000 эрстед. Камера экспонировалась в нейтральном пучке синхрофазотрона ОИЯИ. В ней наблюдались заряженные продукты распадов K_L^0 -мезонов:



K^0 -мезоны, рожденные на внутренней мишени синхрофазотрона, отбирались под углом $(90 \pm 2)^\circ$ к первичному пучку протонов с энергией 10 Гэв. Расстояние от мишени до середины камеры - 6,2 м.

Ввиду того, что мертвое время камеры составляло ≈ 100 сек, срабатывание происходило в каждом 10 цикле ускорителя.

Интенсивность пучка протонов, сбрасываемых на мишень, составляла $(1,5 + 2,5) \cdot 10^8$; при этом в среднем на 2,5 кадра приходилось одно V^0 -событие.

Всего за время экспозиции (1961-1965 г.г.) в камере было зарегистрировано $\approx 11000 V^0$ -событий.

В работах, на основе которых написана первая часть диссертации, проанализировано $\approx 4700 V^0$ -событий. Приблизительно 0,9 этого количества составляли вилки от распадов K_L^0 -мезонов.

Для измерения на полуавтоматах отбирались все события, треки которых имели длину проекции на пленке $l \geq 3$ мм и не были направлены параллельно базе стереофотоаппарата. Обсчёт измеренных событий проводился на ЭВМ М-20 по программам ^{6,7/}.

Для анализа распадов (I - III) отбирались события, удовлетворяющие следующим критериям:

- 1) угол вылета трека $0^\circ < \Theta_\pm < 70^\circ$;
- 2) длина трека в пространстве $L \geq 6$ см;
- 3) углы разлета $10^\circ < \omega < 160^\circ$;
- 4) импульсы $p_\pm < 700$ Мэв/с.

Для анализа на пары Далица события отбирались по следующим критериям:

- 1) длина горизонтальной проекции трека $L \geq 4$ см;
- 2) импульсы $p_1 \leq 80$ Мэв/с, $p_2 \leq 100$ Мэв/с;
- 3) угол наклона трека к плоскости фотографирования $\alpha \leq 45^\circ$;
- 4) угол вылета суммарного импульса $\Theta \geq 20^\circ$;
- 5) угол разлета $\omega \leq 70^\circ$.

Очевидно, что использование вышеперечисленных критериев отбора вносит определенные искажения в спектры вторичных частиц. Для учёта этих искажений была создана программа моделирования трехчастичного распада. В ней с помощью генератора случайных чисел получались следующие величины, описывающие трехчастичный распад:

- 1) $z = \cos \Theta_1$, где Θ_1 - угол вылета частицы 1 в системе центра масс;
- 2) ϕ_1 - азимутальный угол частицы 1;

3) e_1, e_2 - энергии частиц 1 и 2 в системе центра масс;

4) χ - угол поворота частицы 2 относительно частицы 1.

Энергия и направление движения распадающейся частицы либо задавались постоянными, либо тоже моделировались аналогичным путем.

С помощью всех этих параметров вычислялись компоненты вектор-импульсов вторичных частиц в лабораторной системе. Такая процедура применялась для моделирования распадов I-IV. Каждый моделированный случай проверялся по соответствующим критериям отбора. В результате определялась эффективность регистрации каждого распада и строились угловые и энергетические распределения для вторичных частиц.

В третьей главе излагаются методы проведения анализа трехчастичных распадов и приводятся полученные физические результаты.

Одной из основных задач исследования было вычисление вероятностей распадов I-IV.

1) Распад $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$. Как было сказано выше, этот распад регистрировался по e^+e^- -паре от дальнового распада одного из π^0 -мезонов.

На всей исследованной статистике K_L^0 -распадов было зарегистрировано и отобрано 16 пар Далица. Эффективность регистрации распадов I-III составляет $\epsilon_{\text{заряж.}} = 0,932$. Эффективность регистрации распада $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ есть произведение вероятности появления пары Далица в этом распаде ($\epsilon_1 = 0,037$) на вероятность ее регистрации ($\epsilon_2 = 0,345$). Величины $\epsilon_{\text{заряж.}}$ и ϵ_2 находились методом Монте-Карло. В результате было найдено:

$$R_{3\pi^0} = 0,28 \pm 0,08.$$

2) Распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Для анализа событий на распады $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$, $K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu$ проводился отбор по первой группе критериев (гл. 2 §2). Вероятности регистрации (с учётом этих критериев) вычислялись методом Монте-Карло.

Отделение распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ от лептонных распадов проводилось при помощи параметра

$$E'_5 = \frac{M_0^2 + M_t^2 - m_0^2}{2(M_t^2 + p_{\perp 0}^2)^{1/2}}, \quad (1)$$

где m_0 и M_0 - массы π^0 и K^0 -мезонов, M_t - суммарная масса заряженных частиц в предположении, что они являются π -мезонами, $p_{\perp 0}$ - поперечный импульс нейтральной частицы.

Моделированием соответствующих распадов было показано, что подавляющее большинство распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ дает значение этого параметра $E'_5 > 493$ Мэв, и наоборот, для лептонных распадов, в основном, $E'_5 < 493$ Мэв.

Зная общее количество случаев с $E'_5 > 493$ и эффективность регистрации распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, можно найти относительную вероятность этого распада:

$$R_{\pi^+\pi^-\pi^0} = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{заряж.})} = 0,194 \pm 0,023.$$

3) Распады $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$, $K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu$. Для них предполагалось соотношение вероятностей $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi e \nu) = 0,65$. Это дает

$$R_{\pi e \nu} = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi e \nu)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{заряж.})} = 0,48 \pm 0,06,$$

$$R_{\pi \mu \nu} = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{заряж.})} = 0,32 \pm 0,05.$$

Для анализа распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ отбирались события с $E'_5 > 493$ Мэв. Было построено распределение по кинетической энергии π^0 -мезона в системе центра масс и проводилось сравнение этого распределения с расчётными, построенными

в различных предположениях. Показано, что экспериментальное распределение не согласуется с фазовой кривой ($P(\chi^2) \ll 0,001$). Если использовать линейное приближение^{/8/}:

$$dN = (1 + a T_0 / M_0) d\Phi(T_0), \quad (2)$$

где $d\Phi(T_0)$ - элемент фазового объема, M_0 - масса K^0 -мезона, то наилучшее согласие ($P(\chi^2) = 0,30$) с экспериментальным распределением дает величина

$$a = -8,2 \begin{matrix} +1,3 \\ -0,9 \end{matrix}.$$

Если предположить, что распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ идет через некоторый дипионный резонанс σ , с массой M_σ и полушириной Γ_σ ^{/8/}, то распределение величины T_0 должно иметь вид:

$$dN = \frac{C d\Phi(T_0)}{[(A - T_0)^2 + B^2]}, \quad (3)$$

где $A = \frac{(M_0 - m_\pi)^2 - M_\sigma^2}{2M_0}$, $B = \frac{M_\sigma \Gamma_\sigma}{2M_0}$.

Наилучшее согласие с экспериментальным распределением ($P(\chi^2) = 0,30$) дают величины:

$$M_\sigma = 350 \pm 10 \text{ Мэв/с}^2, \quad \Gamma_\sigma = 75 \pm 15 \text{ Мэв/с}^2.$$

Исследование лептонных распадов K^0 -мезонов проводилось на группе событий с $E'_5 < 493$ Мэв. Для этих событий было построено распределение по суммарной массе двух заряженных частиц, в предположении, что они являются π -мезонами (M_{15}). Показано, что это распределение не согласуется с расчётным распределением, основанным на S-варианте взаимодействия ($P(\chi^2) \ll 0,001$).

При построении расчётных распределений для V-варианта было принято следствие т.н. μ -е - универсальности^{/10/}:

$$R = \Gamma(K_{\mu 3}) / \Gamma(K_{e 3}) = 0,651 + 0,126 \xi + 0,0189 \xi^2, \quad (4)$$

где $\xi = \frac{f_-}{f_+}$ - отношение двух формфакторов векторного варианта взаимодействия для лептонных распадов.

При таком предположении кривая χ^2 имеет два минимума, которым соответствуют следующие значения R и ξ :

$$R_1 = 0,76 \begin{matrix} +0,10 \\ -0,06 \end{matrix}, \quad \xi_1 = 0,8 \begin{matrix} +0,6 \\ -0,4 \end{matrix} \quad (P(\chi^2) = 0,12),$$

$$R_2 = 0,57 \begin{matrix} +0,10 \\ -0,09 \end{matrix}, \quad \xi_2 = -6 \begin{matrix} +1,2 \\ -0,8 \end{matrix} \quad (P(\chi^2) = 0,16).$$

Сравнение полученных значений R_1 и R_2 с экспериментальными данными, полученными прямыми методами ($R_{\text{ср}} = 0,73 \pm 0,04$ ^{/11/}), дает основание сделать выбор в пользу первого решения.

В четвертой главе описан метод построения спектра энергий K_L^0 -мезонов.

Для построения спектра использовались только распады $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, так как они легко отделяются от лептонных распадов.

Законы сохранения энергии и импульса позволяют получить для энергии K^0 -мезона уравнение второй степени:

$$a E_K^2 + b E_K + c = 0, \quad (5)$$

где $a = E_c^2 - p_c^2 \cos^2 \Theta$,

$$b = -E_c (M_K^2 - m_0^2 + E_c^2 - p_c^2),$$

$$c = \frac{(M_K^2 - m_0^2 + E_c^2 - p_c^2)^2}{4} + M_K^2 p_c^2 \cos^2 \Theta,$$

E_c, p_c - суммарная энергия и суммарный импульс двух заряженных частиц, Θ - угол между направлением K^0 -мезона и суммарным импульсом заряженных частиц, M_K, m_0 - массы K^0 -мезона и π^0 -мезона. Это уравнение имеет два решения, ни одним из которых нельзя пренебречь.

Таким образом, после обработки экспериментальных данных мы имеем двухмерную гистограмму $A = \|a_{ik}\|$, где a_{ik} - число случаев, в которых одно из решений уравнения (5) попало в i -й интервал, а второе - в k -й. Для нахождения истинного спектра $N = \|n_i\|$ нужно построить матрицу $G = \|g_{ik}\|$, элемент которой g_{ik} есть вероятность попадания ложного значения энергии в i -й интервал, при условии, что истинное значение лежит в k -ом интервале. Для вычисления элементов этой матрицы моделировались распады $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, полученные события проверялись по критериям отбора, затем определялось, в каком интервале находится ложное значение энергии, соответствующее этому случаю. Гистограмма величины E_L , при условии, что истинное значение энергии K^0 -мезона лежит в k -ом интервале, дает i -й столбец матрицы G .

Если искомым спектр истинных значений $N = \|n_i\|$ представить как диагональную матрицу, то, очевидно, должно выполняться соотношение:

$$A = NG + G^T N \quad (6)$$

или

$$a_{ik} = g_{ik} n_k + g_{ki} n_i \quad (i, k = 1, \dots, m).$$

Если предположить, что значения экспериментальной гистограммы a_{ik} имеют флуктуации, распределенные по закону Пуассона, то вероятность реализации матрицы A при некотором выбранном спектре N есть:

$$W = \prod_{i,k} \frac{\exp[-g_{ik} n_k - g_{ki} n_i] (g_{ik} n_k + g_{ki} n_i)^{a_{ik}}}{a_{ik}!} \quad (7)$$

Величина W достигает максимального значения при значениях n_i , определяемых системой уравнений:

$$\sum_k g_{jk} \left(\frac{a_{jk}}{g_{jk} n_k + g_{kj} n_j} - 1 \right) = 0 \quad (j = 1, \dots, m). \quad (8)$$

В работе^{/5/} приведен рассчитанный таким способом спектр энергий K_L^0 -мезонов.

Во второй части диссертации описана созданная система математического обеспечения эксперимента на линии с ЭВМ.

В первой главе отмечаются некоторые преимущества бесфильмовой методики и приводится описание установки с проволочными искровыми камерами. Установка, состоящая из 8 камер и работающая на линии с ЭВМ БЭСМ-3М, была создана и испытана в ЛВЭ в 1966 г.^{/12/}

Было показано, что камеры работают с эффективностью $\epsilon = 0,95 + 0,96$ и обеспечивают пространственное разрешение $\Delta x = 0,8$ мм.

В работе проверены схемы вывода информации и общая структура программного обеспечения. Одновременно была испытана линия двусторонней связи физической установки с ЭВМ. Для вывода информации с ЭВМ использовалась печатная машинка типа ЭУМ, находящаяся на установке.

Во второй главе описан магнитный искровой спектрометр, работающий на линии с ЭВМ БЭСМ-4 (установка "Скиф"). Спектрометр работает в нейтральном пучке синхрофазотрона ОИЯИ и предназначен для регистрации распадов $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Математическое обеспечение экспериментов на этой установке подразумевает создание следующих программ:

- 1) программы предварительного расчёта;
- 2) программы приема, записи и контроля;
- 3) программы обработки;
- 4) программы селекции и построения гистограмм.

Описанию этих программ посвящена третья глава.

Методом Монте-Карло рассчитаны основные характеристики установки, такие как геометрическая эффективность, точность восстановления массы и угла вылета распавшегося K^0 -мезона. На рис. 1 показаны кривые зависимости эффективности от местоположения регенератора для различных импульсов K^0 -мезонов.

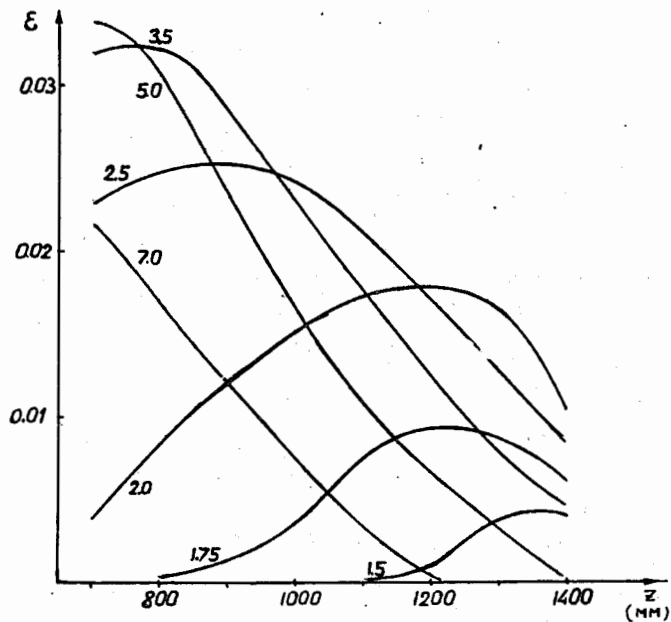


Рис. 1. Геометрическая эффективность регистрации распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ в зависимости от координаты регенератора, для различных импульсов K^0 -мезона.

Оценка точности определения массы и угла вылета K^0 -мезона дала значения

$$\Delta M = 6 \text{ Мэв/с}^2, \quad \Delta \theta = 2 \text{ мрад.}$$

Для учёта возможной имитации распада $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ были промоделированы трехчастичные распады $K^0 \rightarrow \pi e \nu$, $K^0 \rightarrow \pi \mu \nu$.

Для каждого случая вычислялась суммарная масса двух заряженных частиц в предположении, что они являются π^- -мезонами.

Анализ распределения по этому параметру показал, что при регистрации регенерированных K_S^0 -мезонов фон лептонных распадов пренебрежимо мал.

На рис. 2 показана блок-схема программ приема и обработки информации при работе на линии.

Блок ПИСК осуществляет прием информации с искровых камер во время сброса ускоренных протонов на мишень. Каждое событие принимается отдельно, для него формируется свой заголовок и затем оно переписывается в специальную буферную зону (БЗ-1), с которой происходит потом запись на магнитную ленту. После окончания работы блока ПИСК информация, принятая в последнем цикле ускорителя, переписывается во вторую буферную зону (БЗ-2). События из БЗ-2 потом обрабатываются для получения предварительных результатов в ходе эксперимента и для оперативного контроля за аппаратурой.

Информация с искровых камер поступает в ЭВМ в виде 14-разрядных адресов переброшенных ферритов. 5 двоичных разрядов отведены для номера камеры и 9 - для номера феррита в камере. В одном машинном слове содержится два таких адреса.

Обработка события начинается с перевода адресов в координаты. Все координаты события записываются в виде матрицы размером $m \times n$, где m - число камер, а $n-1$ - максимальное число переброшенных ферритов в одной камере. Первая строка матрицы предназначена для записи числа искр в каждой камере. Программы написаны для $m = 18$ и $n = 21$, т.е. рассчитаны на 18 камер и 20 переброшенных ферритов в каждой камере. На следующем этапе осуществляется переход от координат проволочек к координатам искр и затем переход от собственной системы камеры к некоторой общей системе координат.

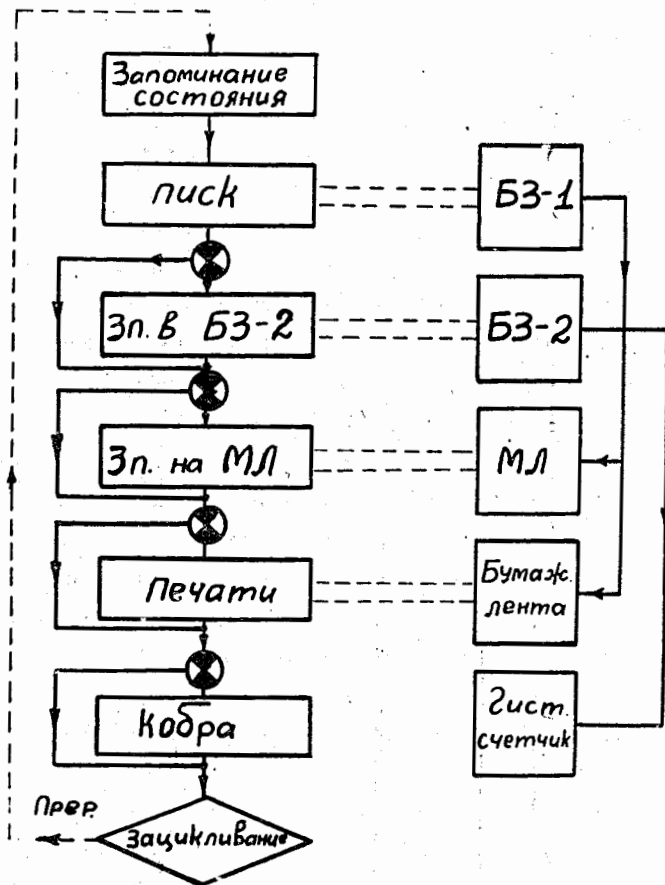


Рис. 2. Блок-схема программ, обеспечивающих прием, запись и обработку информации во время работы на линии.

Для контроля за аппаратурой использовались следующие программы:

- 1) контроль множественности;
- 2) контроль точности;
- 3) контроль эффективности;
- 4) распечатка (программа "Фот").

Контроль множественности заключается в подсчете среднего числа искр, приходящегося на один запуск в каждой камере, а также среднего числа переброшенных ферритов, приходящихся на одну искру.

С помощью программы контроля точности определяется пространственное разрешение камер.

Эффективность искровых камер является одной из основных характеристик установки.

Было создано и опробовано в эксперименте три варианта программ вычисления эффективностей. В одном из них эффективность определялась по прямым трекам, во втором – по трекам, прошедшим через магнитное поле, в третьем – по V^0 -событиям. Третий способ является основным при работе на линии.

При окончательной обработке материала вычислялась также эффективность каждой камеры в зависимости от числа искр в ней (см. рис. 3).

Программа распечатки используется для представления получаемой с камер информации в графическом виде.

Обработка события заключается в отборе координат и нахождении параметров V^0 -события.

Для отбора координат V^0 -события применяется следующий алгоритм. В одной ветви выбираются 4 камеры, две перед магнитом, и две – за магнитом. Перебираются все возможные комбинации искр в этих камерах и для каждой проверяется выполнимость критерия трека. Если для какого-то набора координат (x_1, x_2, x_3, x_4) этот критерий выполняется, то проводится поиск дополнительных искр, лежащих на найденном треке. Затем, по отобранному таким образом точкам методом наименьших квадратов находятся параметры V^0 -события.

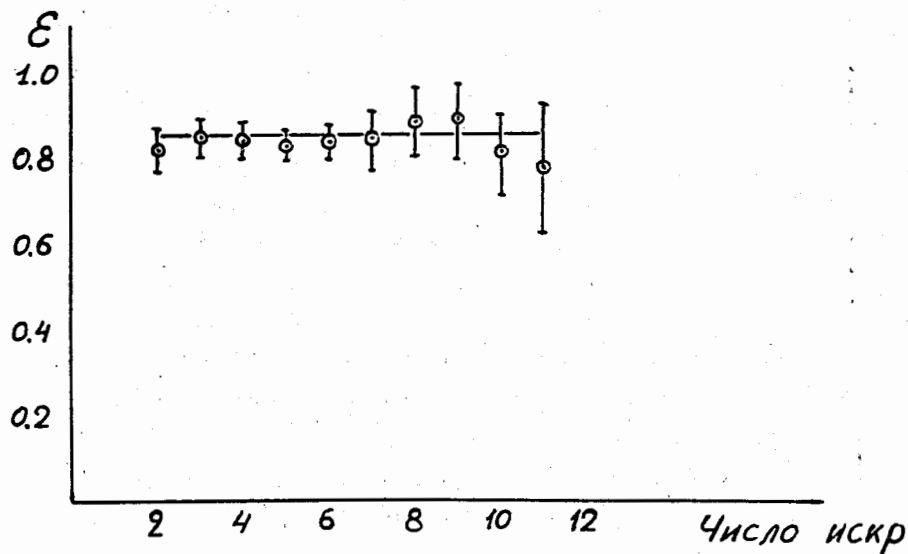


Рис. 3. Эффективность одной камеры в зависимости от числа искр.

В качестве параметров V^0 - события, по которым проводится минимизация функционала, выбраны следующие: λ_1, λ_2 - тангенсы углов наклона первого и второго треков в проекции на плоскость XOZ ; x_0, y_0, z_0 - координаты вершины; t_1, t_2 - тангенсы половины углов поворота первого и второго треков в магнитном поле. По этим параметрам вычисляются интересующие нас величины, такие как суммарная масса двух частиц, величина и направление суммарного импульса, распад-ный пробег и др.

Если событие удовлетворяет некоторым выбранным критериям, оно выдается на печать и записывается на магнитную ленту. В дальнейшем отбор по критериям и построение гистограмм производится с этой ленты при помощи специальных программ быстрой обработки.

В последней, четвертой, главе приводятся некоторые результаты экспозиции установки "Скиф" в нейтральном пучке. Эта экспозиция явилась завершающим этапом методической отладки установки.

Проверка в рабочих условиях показала, что программы являются достаточно надежными в работе и обеспечивают прием и запись всей поступающей информации, а также способны вести оперативный контроль за аппаратурой. Подключение программ окончательной обработки V^0 - событий дало возможность обработать $\approx 0,7$ всех событий в ходе эксперимента. Результаты предварительной обработки выдавались в виде гистограмм суммарной массы и угла, а также в виде индивидуальной печати каждого V^0 -события.

Последующая обработка всего накопленного материала дала возможность оценить точность восстановления массы и угла вылета K^0 -мезонов:

$$\Delta M = 7 \text{ Мэв}/c^2, \quad \Delta \Theta = 2 \text{ мрад.}$$

На рис. 4 показано распределение по суммарной массе. Распределение по углу вылета суммарного импульса представлено на рис. 5. Отчётливо виден пик когерентно-регенерированных K_S^0 -мезонов, полуширина которого определяется разрешением установки.

Для когерентно-регенерированных K_S^0 -мезонов был построен спектр энергий, который хорошо согласуется с расчётным.

Основные результаты:

1. Создана программа моделирования трехчастичного распада, использовавшаяся для исследования распадных свойств K_L^0 -мезонов с помощью камеры Вильсона. При помощи этой программы моделировались распады:

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}, \quad K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu},$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0, \quad K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \quad (\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma).$$

2. Методом Монте-Карло показана возможность отделения распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ от лептонных распадов и найдена эффективность его регистрации. На основе этих данных получена относительная вероятность:

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{заряж.})} = 0,194 \pm 0,023.$$

3. На основании соотношения μ - e универсальности найдено отношение вероятностей распадов

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi e \nu)} = 0,76 \begin{matrix} +0,10 \\ -0,06 \end{matrix}$$

и отношение формфакторов, входящих в матричный элемент лептонного распада:

$$\xi = \frac{f_-}{f_+} = 0,8 \begin{matrix} +0,6 \\ -0,4 \end{matrix}.$$

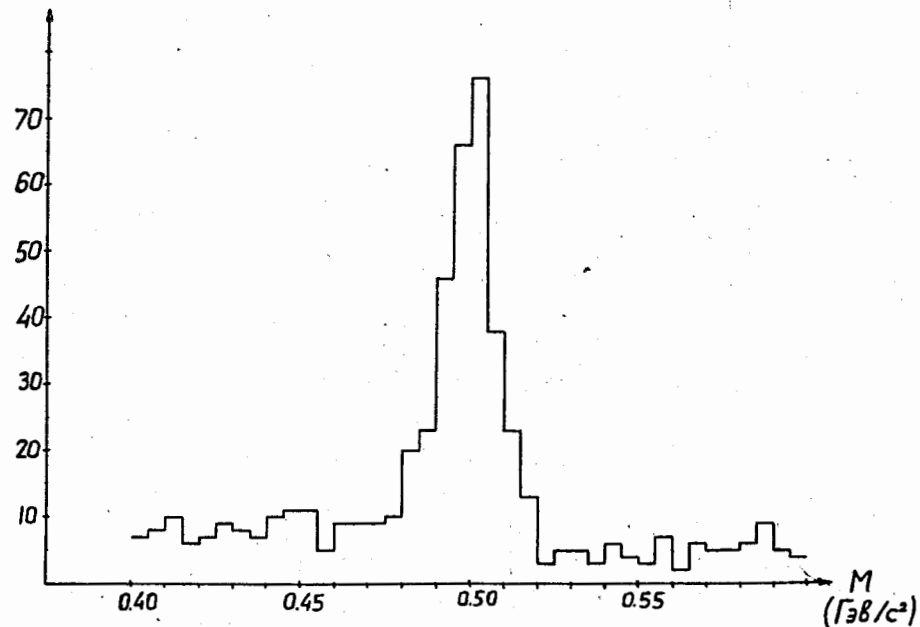


Рис. 4. Гистограмма суммарной массы двух заряженных частиц.

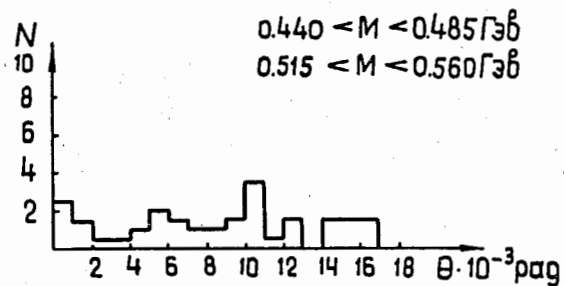
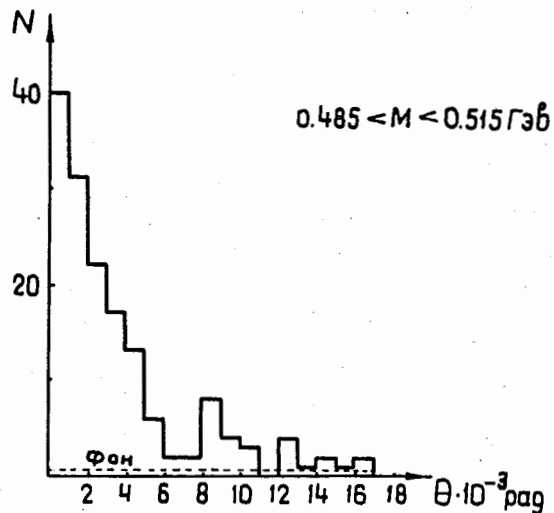


Рис. 5. Гистограммы проекции угла вылета суммарного импульса двух частиц на горизонтальную плоскость.

4. Моделированием распадов $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow e^+e^- \gamma$ получена эффективность регистрации распада $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ и оценена вероятность

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{заряж})} = 0,28 \pm 0,08.$$

5. Для распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ проанализировано распределение кинетической энергии π^0 -мезона в системе K_L^0 -мезона (T_0). Показано, что это распределение не может быть описано фазовой кривой. Для распределения, предложенного в работе /8/, найдено наилучшее значение параметра

$$\alpha = -8,2 \begin{matrix} +1,3 \\ -0,9 \end{matrix}.$$

Показано, что если этот распад идет с участием дипионного резонанса σ , то масса и полуширина этого резонанса должны иметь значения:

$$M_\sigma = 350 \pm 10 \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_\sigma = 75 \pm 15 \text{ МэВ}/c^2.$$

6. Предложен и реализован метод вычисления спектра энергий K^0 -мезонов по наблюдаемым продуктам распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

7. Создано программное обеспечение установки "Скиф", работающей на линии с ЭВМ, состоящее из:

- программы предварительного расчёта,
- программы приема, записи и контроля,
- программы окончательной обработки,
- программы селекции и построения гистограмм.

8. Методом моделирования найдено оптимальное размещение камер, счётчиков и регенератора для регистрации распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Рассчитана геометрическая эффективность регистрации этих распадов для различных импульсов K^0 -мезона. Получены оценки точности восстановления массы и угла вылета распадающегося K^0 -мезона.

8. В качестве окончательного этапа отладки установки проведена экспозиция в нейтральном пучке с регенератором. Программы проверены в рабочих условиях. Обработка накопленного материала позволила оценить реальные угловую и массовую точности установки:

$$\Delta M = 7 \text{ МэВ/с}^2, \quad \Delta \theta = 2 \text{ мрад.}$$

Показано, что энергетический спектр когерентно-регенерированных K^0 -мезонов согласуется с расчётным.

Л и т е р а т у р а

1. М.Аникина, Г.Варденга, М.Журавлева, Д.Котляревский, Ю.Лукстиньш, А.Мествиришвили, Д.Нягу, Э.Оконов, Г.Тахтамышев, У Цзун-фань, Л.Чхайдзе ЯФ, 2, 471, 1965.
2. М.Аникина, Г.Варденга, М.Журавлева, Д.Котляревский, Д.Нягу, Э.Оконов, Г.Тахтамышев, У Цзун-фань, Л.Чхайдзе. ЯФ, 2, 853, 1965.
3. М.Аникина, Г.Варденга, М.Журавлева, Д.Котляревский, А.Мествиришвили, В.Новиков, Д.Нягу, Э.Оконов, Г.Тахтамышев, У Цзун-фань, Л.Чхайдзе. ЯФ, 3, 316, 1966.
4. И.В.Поплавский, Г.Г.Тахтамышев. Препринт ОИЯИ, 1528, Дубна, 1964 г.
5. Г.Тахтамышев. Препринт ОИЯИ, 2543, Дубна, 1966.
6. Е.Кладницкая. Препринт ОИЯИ Р-796, Дубна, 1961.
7. Р.Мальшев, Д.Нягу. Отчёт ОИЯИ Б-3-1360, Дубна, 1963.
8. S. Weinberg. Phys.Rev.Lett., 4, 87 (1960).
Phys.Rev.Lett., 4, 1585 (1960).
9. R.F. Sawyer, K.C. Wali. Nuovo Cim., 17, 938 (1960).
10. D. Luers, I.S. Mitra, W.J. Willis, S.S. Yamamoto. Phys. Rev., 133, 1276 (1964).
11. F. R. Eisler, T.C. Bacon, H.W. Hopkins. Proc. Inter. Conf. on High Energy, Dubna, 1964.
X. De Bouard, D. Dekkers, B. Jozdan, R. Mermoud, T.R. Willits, K. Winter, P. Scharff, L. Valentin, M. Vivargent, M. Bott-Bodenhausen. Phys.Rev.Lett., 15, 58, (1965).
R.K. Adair, L.P. Leipuner. Phys.Lett., 12, 67 (1964).
12. М.Х.Аникина, Л.С.Барабаш, А.Г.Грачев, В.В.Ермолаев, В.Д.Инкин, Ю.А.Каржавин, И.Н.Кухтина, Ю.Р.Лукстиньш, Л.Г.Макаров, Э.О.Оконов, Г.Г.Тахтамышев, В.И.Устинов, С.А.Хорозов. Препринт ОИЯИ 1-3050, Дубна, 1966.
13. М.Х.Аникина, Л.С.Барабаш, И.А.Голутвин, А.Г.Грачев, Ю.В.Заневский, И.М.Иванченко, С.С.Кирилов, Ю.Т.Кирюшин, Л.В.Комогорова, В.Д.Кондрашов, И.Н.Кухтина, Ю.Р.Лукстиньш, И.Н.Мельниченко, Н.М.Никитюк, В.П.Пугачевич, Э.О.Оконов, Г.М.Сусова, Г.Г.Тахтамышев, Н.Ф.Трускова, С.А.Хорозов. Препринт ОИЯИ 13-4123, Дубна, 1968.
14. Г.Тахтамышев. "Материалы совещания по бесфильмовым искровым и стримерным камерам", стр. 141, Дубна, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел

16 декабря 1969 года.