



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-459

P1-95-459

В.Ю.Батусов, Г.В.Велев, И.П.Либа, Н.Л.Русакович,
Г.А.Члачидзе

ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
ПО ИССЛЕДОВАНИЮ РАСПАДОВ К-МЕЗОНОВ
НА СПЕКТРОМЕТРЕ ГИПЕРОН-2

1995

Введение

В 1990-1993 годах на спектрометре ГИПЕРОН-2 в Серпухове выполнялся эксперимент по исследованию распадов K^+ -мезонов /1/. Установка представляет собой модифицированный спектрометр ГИПЕРОН, построенный для изучения гиперзарядообменных реакций. В состав установки (рис.1) входят поворотный СП-129 и спектрометрический МС-12 магниты, 39 пропорциональных камер и два электромагнитных калориметра ЛГД1 и ЛГД2 (ливневые годоскопические детекторы), черенковские и сцинтилляционные счетчики.

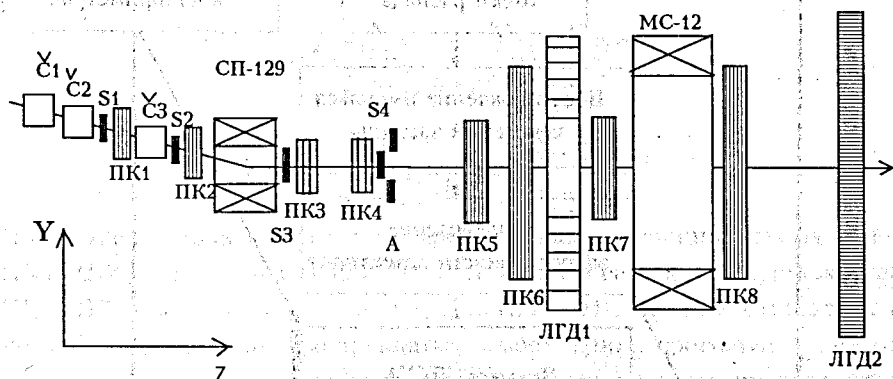


Рис.1

Схема спектрометра ГИПЕРОН-2

Для анализа полученной информации нами были созданы пакеты программ реконструкции событий, калибровки калориметров, определения пространственного положения детекторов и расчета эффективности регистрации. Разработанные методики и алгоритмы позволяют применять эти программы для других установок, содержащих аналогичные детекторы. Программы написаны на языке FORTRAN-77, системно независимы и могут быть поставлены на любом компьютере. При создании пакета были использованы написанные ранее для спектрометра ГИПЕРОН программы. Комплекс программ реконструкции событий разбит на две части с записью промежуточной ленты суммарных результатов (ЛСР). Здесь мы кратко опишем алгоритмы основных этапов обработки данных. Более подробную информацию можно найти в соответствующих ссылках. Блок-схема полного пакета приведена на рис.2.

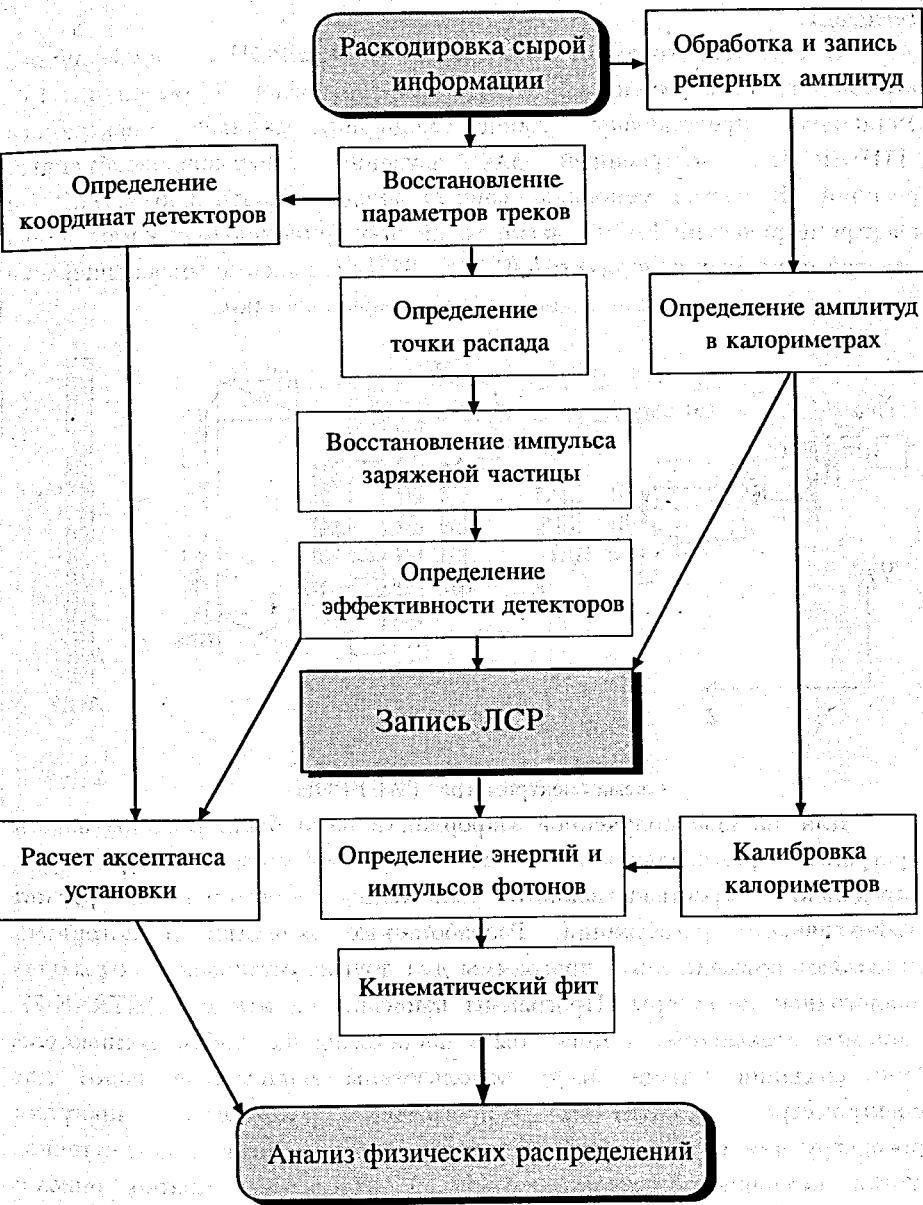


Рис.2. Блок-схема пакета программ обработки данных на установке ГИПЕРОН-2

Нахождение треков заряженных частиц

Треки заряженных частиц задаются параметрическими уравнениями:

$$x = a_x z + b_x, \quad y = a_y z + b_y.$$

Параметры треков определялись методом минимизации функционала

$$L = \sum (c_i - a_c z_i - b_c) \cdot w_i,$$

где $c_i = x_i (y_i)$ - координата проволочки, z_i - z координата камеры, i - номер камеры, $w_i = 1/\sigma_i^2$, σ_i - координатное разрешение. Отсюда для параметров получаются формулы

$$a_c = \frac{\sum w_i \sum c_i z_i w_i - \sum c_i w_i \sum z_i w_i}{\sum w_i \sum z_i^2 w_i - (\sum z_i w_i)^2};$$

$$b_c = \frac{\sum c_i w_i \sum z_i^2 w_i - \sum c_i z_i w_i \sum z_i w_i}{\sum w_i \sum z_i^2 w_i - (\sum z_i w_i)^2}.$$

Поиск треков производился в четырех группах пропорциональных камер: ПК1-ПК2 до магнита СП-129, ПК3-ПК4 перед распадным промежутком, ПК5-ПК7 после него и ПК8 после магнита МС-12. Мы отказались от метода, при котором координаты сработавших проволочек должны находиться в коридоре около прямой, проведенной через проволочки на двух крайних камерах $/2/$. При небольшом числе камер и малом угле вылета вторичной частицы это может привести к большим ошибкам при определении точки распада. Мы рассматривали все сработавшие проволочки. При срабатывании более чем одной проволочки на камере из всех возможных комбинаций проволочек выбиралась одна с наименьшим χ^2 при условии срабатывания заданного числа камер. Для оставшихся проволочек процедура повторяется, чтобы найти другие треки. Рис.3 иллюстрирует преимущество этого метода в наших условиях. На рисунках изображена разность между смоделированной и восстановленной z-координатами точки распада. Смоделированные методом Монте-Карло треки восстанавливались двумя способами, при втором способе требовалось $\chi_{\min}^2 \leq 3$. Точка распада определяется как место, где расстояние между треками является наименьшим и не превышает 3мм. При реконструкции "методом коридора" количество неверно восстановленных точек распада гораздо больше.

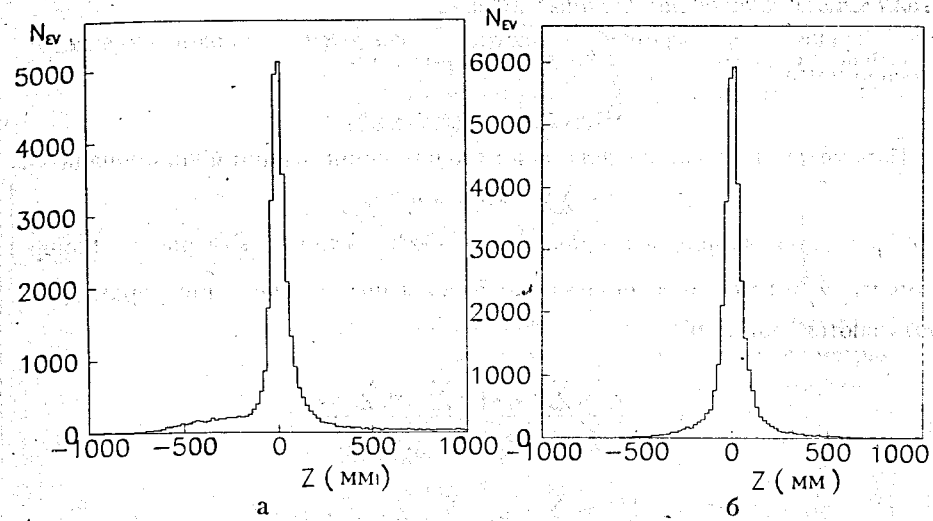


Рис.3

Разность между смоделированной и восстановленной z-координатами точки распада: а) треки восстановлены "методом коридора", б) отбор по χ^2 с учетом всех сработавших проволочек

Определение положения детекторов

Определение положения детекторов установки выполнялось в два этапа. Сначала на установке проводились геодезические измерения, затем измеренные координаты уточнялись программным методом. Для определения координат пропорциональных камер набиралась специальная экспозиция с заряженными частицами проходящими через всю установку с выключенным магнитом. На этих данных выполнялась процедура минимизации отклонения координат проволочек от прямой линии восстановленного трека /3/.

Привязка ЛГД2 основана на том, что при попадании частицы на границу между двумя радиаторами они должны давать одинаковый отклик /4/.

Определение импульса заряженной частицы

При определении импульса заряженных продуктов распада использовалась карта поля спектрометрического магнита МС-12, измеренная в 20x37x224 точках. Процедура основана на решении уравнений движения частицы с импульсом p и зарядом q ($q = \pm 1, \pm 2, \dots$) /5/

$$x'' = c\sqrt{(1+x'^2+y'^2)} \cdot [B_x \cdot x' \cdot y' - B_y \cdot (1+x'^2) + B_z \cdot y'];$$

$$y'' = c\sqrt{(1+x'^2+y'^2)} \cdot [B_x \cdot (1+y'^2) - B_y \cdot x' \cdot y' + B_z \cdot x'];$$

где $c = aq|p|$, $x' = dx/dz$, $x'' = d^2x/dz^2$, a - константа (0.2998 для нашего магнита), B_i -компоненты поля (в гауссах).

Интегрирование проводилось методом Рунге-Кутты. В качестве начального значения импульса берется значение $p_0 = const/\theta$, где θ -угол поворота частицы в магните. Рассчитанный для данного импульса угол выхода из магнита θ_{cal} сравнивается с углом, измеренным в пропорциональных камерах θ_{pc} , после чего к импульсу добавляется поправка $\Delta p = p \cdot (\theta_{cal} - \theta_{pc})/\theta_{pc}$. Процедура заканчивается, когда значение $(\theta_{cal} - \theta_{pc})/\theta_{pc}$ достигает требуемой точности. В нашем случае точность 0.5% вполне достаточна, так как ошибка измерения угла выхода в пропорциональных камерах составляет от 1% до 2%. В типичном случае результат достигается за 2-3 итерации.

Средний импульс пучкового K^+ -мезона определялся этим же способом из специальной экспозиции, в которой регистрировались частицы, прошедшие без распада через установку.

Калибровка электромагнитных calorиметров

$N_{ev}/2MэВ$

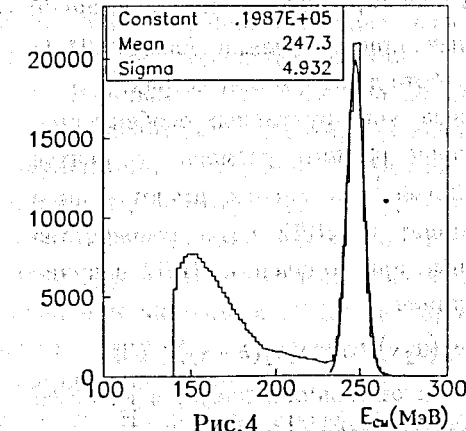


Рис.4

Энергия заряженной частицы в системе центра масс K^+ -мезона

Для калибровки calorиметров использовался распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, выделяемый по энергии π^+ -мезона в системе центра масс (рис.4). Мы выбрали события, для которых $E_{CM} = 248 \pm 10$ МэВ. Калибровка производилась методом подгонки эффективной массы пары γ -квантов к массе π^0 -мезона. Дрейф отклика calorиметра во времени контролировался реперными сигналами от светодиодов. Их амплитуды обрабатывались отдельно, в

результате чего создавался файл со значениями реперных амплитуд, усредненными по каждому пятидесяти сбросам ускорителя. Измеренная амплитуда корректировалась на изменение реперного сигнала по сравнению с его величиной в начале эксперимента.

Восстановление энергий и координат γ -квантов

Программа восстановления энергий и координат γ -квантов в ЛГД1 описана в работах /6,7/. Алгоритм основан на подгонке реальных данных к заданной модели электромагнитного ливня. Полагая, что энергия E_i , выделившаяся в каждой ячейке, имеет нормальное распределение и пропорциональна полной энергии E γ -кванта или позитрона $E_i = E \cdot f_i(x, y)$, а также учитывая, что при размере ячейки $10 \times 10 \text{ см}^2$ один ливень может захватить не более четырех соседних ячеек, можно факторизовать функции $f_i(x, y)$ в виде:

$$\begin{aligned} f_1(x, y) &= R_1(x) \cdot R_1(y), \\ f_2(x, y) &= R_2(x) \cdot R_1(y), \\ f_3(x, y) &= R_1(x) \cdot R_2(y), \\ f_4(x, y) &= R_2(x) \cdot R_2(y). \end{aligned} \quad (1)$$

Функции

$$\begin{aligned} R_1(x) &= 1 - 6.8 \cdot 10^{-4} \cdot \exp(-0.128dx); \\ R_2(x) &= 0.33 \arctg(0.35dx - 18) + 0.5, \end{aligned} \quad (2)$$

где $dx = |x - x_0|$, x_0 - координата центра ячейки, являются аппроксимацией экспериментальных данных, полученных при облучении макета ЛГД1 пучком позитронов. Все координаты в работе даны в миллиметрах.

Этот метод не работает в ЛГД2 из-за конструктивных особенностей calorimetра. Он состоит из радиаторов разного размера: в центре находятся 64 ячейки размером $42.5 \times 42.5 \text{ мм}^2$, остальные имеют размер $85 \times 85 \text{ мм}^2$. Для восстановления координат в ЛГД2 нами разработана новая методика /8/. Данные, полученные при облучении ЛГД2 в пучке позитронов, мы аппроксимировали функцией

$$R(x, h) = R_L(x, h) - R_R(x, h) = a_1 \cdot (\arctg(a_2 x) - \arctg(a_2(h - x))), \quad (3)$$

где $R_L(x, h)$ - доля энерговыделения слева от колонки ячеек, в которую попал позитрон, $R_R(x, h)$ - доля энерговыделения справа, h - размер ячейки, в которую попала частица, x - расстояние от точки входа частицы

до левой границы ячейки, $a_1 = 0.346$, $a_2 = -0.16$. Координата частицы определяется из обратной функции

$$x(R) = \frac{a_2 h \cdot \arctg(b_1 R) - 2 + \sqrt{4 + a_2^2 h^2 \cdot \arctg^2(b_1 R) - 4 \arctg^2(b_1 R)}}{2 a_2 \cdot \arctg(b_1 R)}, \quad (4)$$

где $b_1 = 1/a_1$, $x(R=0) = h/2$.

Метод можно применять и в случае развития ливня на границе ячеек разного размера. Эта особенность в сочетании с тем, что ширина ячейки является параметром формул, позволяет использовать их для широкого класса электромагнитных calorimetров. Для использования при моделировании электромагнитных ливней в ЛГД2 распределения $R_L(x, h)$ и $R_R(x, h)$ были аппроксимированы по отдельности:

$$\begin{aligned} R_L(x) &= -0.41 \arctg(0.163x) + 0.0005x + 0.57, \\ R_R(x) &= -0.406 \arctg(0.162(h - x)) - 0.0005x + 0.61. \end{aligned} \quad (5)$$

Мы учитывали влияние угла влета частицы в calorimetр. Разность Dx между реальной координатой, измеренной по пропорциональным камерам и восстановленной по формуле (4) можно аппроксимировать функцией

$$Dx(\alpha) = a_1 \cdot h(a_2 \alpha + a_3) + a_4, \quad (6)$$

где $a_1 = 14.$, $a_2 = 21.6$, $a_3 = 0.898$, $a_4 = 10.5$, $[\alpha] = \text{мрад}$.

Учет этой поправки позволяет избежать систематической ошибки при определении координат γ -квантов.

Важным моментом является дискриминация адронных и электромагнитных ливней, особенно при изучении лептонных и полулептонных распадов. Импульс частицы попавшей в ЛГД1 нам неизвестен, поэтому подавить адронные ливни можно только введением энергетического порога (обычно $E > 1 \text{ ГэВ}$). Дискриминация по ширине ливня при таком размере ячейки (100мм) малоэффективна. При попадании частицы в ЛГД2 она проходит через магнит. В этом случае можно требовать совпадения импульса с энергией, выделенной в calorimetре. Однако в обоих случаях примесь адронных ливней остается. Нами были проведены измерения интенсивности черенковского излучения от адронов в зависимости от их энергии. Полученные общие формулы /9/ позволяют оценить вероятность адрону оставить в calorimetре энергию выше данного порога.

Кинематическая идентификация

Идентификация событий производилась с помощью процедуры кинематического фита, основанного на методе наименьших квадратов. Программа, написанная для исследования распада K_{e3} , была доработана с тем, чтобы можно было идентифицировать распады с двумя π^0 -мезонами в конечном состоянии. Кроме того, для анализа систематических ошибок и правильности оценки погрешностей измеряемых параметров, мы строили для каждого параметра распределение величины

$$p_i = \frac{x_{\text{exp}}^i - x_{\text{fit}}^i}{\sqrt{V_{ii}}}$$

где x_{exp}^i - измеренное значение параметра, x_{fit}^i - значение после фита, V_{ii} - элемент ковариационной матрицы $/10/$. При отсутствии систематической ошибки и правильной оценке погрешности измерения величина p_i ("пул") должна иметь нормальное распределение со средним значением 0 и дисперсией 1. Распределение для импульса вторичной заряженной частицы приведено на рис.5. При изучении распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ выбор пар γ -квантов, образующих π^0 -мезоны, определялся результатом кинематического фита: из трех возможных комбинаций выбиралась та, для которой событие удовлетворяло гипотезе $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ с наименьшим χ^2 . Моделирование показало, что случаи неверного выбора составляют около 1%, тогда как при отборе пар γ -квантов "вручную", по их эффективным массам, ошибка происходит в 7% случаев. На рис.6 приведено распределение эффективных масс пар γ -квантов для событий, в которых измерены энергии и импульсы всех четырех фотонов.

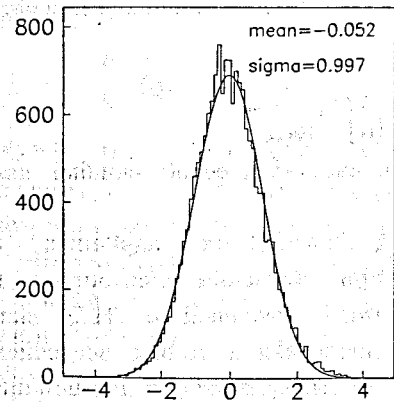


Рис.5

"Пул" для импульса вторичной заряженной частицы. Аппроксимирован нормальным распределением

рис.6 приведено распределение эффективных масс пар γ -квантов для событий, в которых измерены энергии и импульсы всех четырех фотонов.

На рис.7 дано распределение полных эффективных масс $M_{\text{eff}}(\pi\gamma\gamma\gamma)$ для этих же событий. Спектры аппроксимированы распределениями Гаусса, параметры которых даны на рисунках.

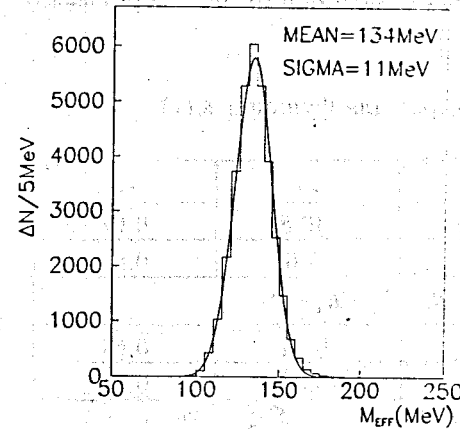


Рис.6

Распределение эффективных масс пар γ -квантов в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$

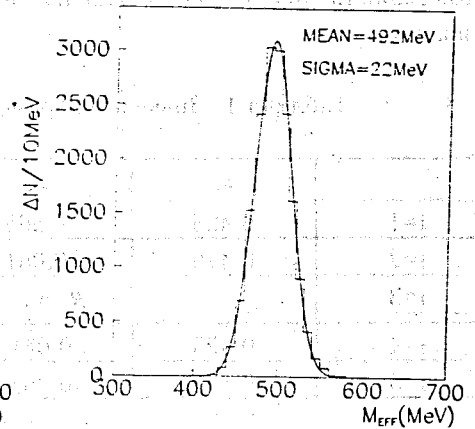


Рис.7

Распределение эффективных масс $M_{\text{eff}}(\pi\gamma\gamma\gamma)$ в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$

Одномерные физические распределения можно аппроксимировать, используя пакет PAW, однако до последнего времени эта система не позволяла правильно вычислять ошибки при работе с двумерными гистограммами. Поэтому диаграммы Далитца аппроксимировались с помощью программы FITD $/11/$.

Эффективность регистрации

Расчет эффективности регистрации (аксеитанса) выполнен методом Монте-Карло. Исследуемый процесс моделировался по алгоритму каскадного распада $/12/$. Далее имитировалась регистрация всех частиц в спектрометре с учетом эффективности детекторов и триггерных условий. Моделирование электромагнитных ливней выполнялось в соответствии с функциями (2) и (5) в ЛГД1 и ЛГД2 соответственно.

Для моделирования отклика калориметра на попадание адрона было экспериментально изучено распределение энергии выделения по ячейкам в зависимости от координаты входа адрона в матрице 5×5 ячеек с центром в ячейке, в которую попал адрон. Оно описывается функциями

$$R_i = a_1 \cdot \arctg[a_2 \cdot (x - h) + a_3] + a_4,$$

где i - номер колонки ячеек в матрице слева направо, x - расстояние от левой границы ячейки до точки входа адрона, h - ширина ячейки. Значения параметров приведены в таблице 1. Учитывалась также возможность прохождения адрона через калориметр без образования ливня.

Таблица 1. Значения параметров для функций $R_i(x)$

	a_1	a_2	a_3	a_4
$i=1$	0.425	-0.365	-40.8	0.67
$i=2$	0.425	-0.061	-5.6	0.64
$i=3$	$R_3 = 1 - R_1 - R_2 - R_4 - R_5$			
$i=4$	0.425	0.051	-0.54	0.64
$i=5$	0.425	0.365	-9.84	0.67

Энергия, выделенная адроном в калориметре, моделировалась в соответствии с распределениями, приведенными в работе /9/.

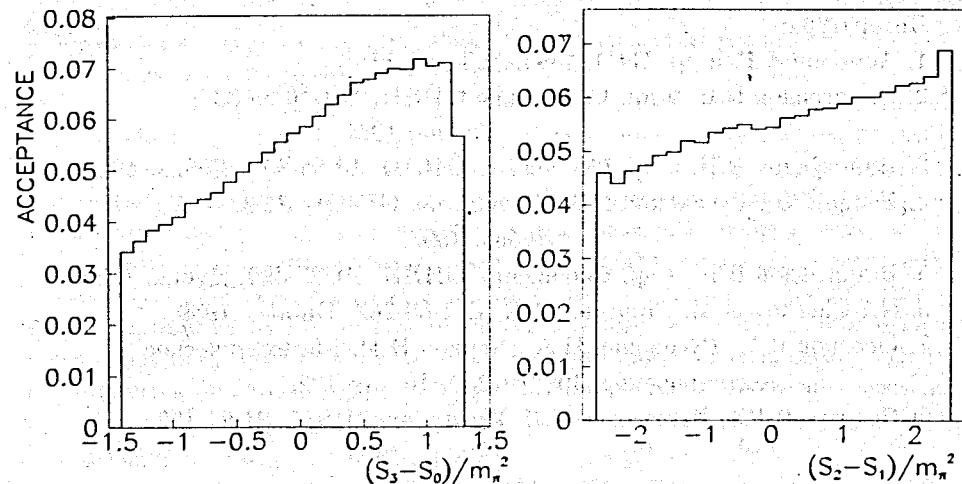
Смоделированное событие обрабатывалось по программе реконструкции с учетом всех требований, предъявляемых к реальному событию. На рис.8 представлены распределения акцептаса по переменным X и Y , в которых строится диаграмма Далица для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$.

$$X = (s_3 - s_0) / m_{\pi^+}^2; \quad Y = (s_2 - s_1) / m_{\pi^+}^2;$$

$$s_0 = (m_K^2 + m_{\pi^+}^2 + 2m_{\pi^0}^2) / 3;$$

$$s_i = (p_K - p_i)^2; \quad p_i - i\text{-импульс}; \quad i=3 \text{ для } \pi^+ \text{ мезона.}$$

Здесь учитывались только те события, в которых был измерен импульс π^+ -мезона и зарегистрированы все четыре γ -кванта от распадов π^0 -мезонов. Величина акцептаса зависит от порога регистрации частиц в калориметрах, устанавливаемого в триггере, поэтому может меняться, но характер распределений при этом не меняется. Резкое падение эффективности регистрации при $X > 1.2$ объясняется тем, что мы отбрасывали события с углами вылета π^+ -мезона $\theta \leq 4$ мрад (соответствующими большим X) из-за возможных больших ошибок в определении точки распада.



а)

б)

Рис.8

Распределения акцептаса по переменным диаграммы Далица для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$: а) распределение по $X = (s_3 - s_0) / m_{\pi^+}^2$; б) распределение по $Y = (s_2 - s_1) / m_{\pi^+}^2$.

Заключение.

Описанный в работе пакет программ применяется при обработке данных, полученных на спектрометре ГИПЕРОН-2 в 1990-1993 годах для исследования различных мод распадов К-мезонов: $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$, $K^+ \rightarrow e^+ \pi^0 \nu$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ и других. Методики и алгоритмы, использованные при создании программ, позволяют применять эти программы на других установках, задавая конфигурацию и размеры детекторов как входные данные.

В настоящее время обработано около 7 миллионов сырых событий и подготовлены ленты суммарных результатов. Из этих лент мы восстановили около 33000 распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$. Результаты анализа диаграммы Далица для этого распада будут опубликованы в отдельной статье.

Авторы благодарны В.Б.Флягину, Ю.А.Будагову, Ю.Ф.Ломакину, Р.В.Цепову, В.И.Романовскому и А.М.Блику за помощь и полезные обсуждения, а также всем сотрудникам коллаборации "Серпухов-167", участвовавшим в проведении эксперимента.

Литература:

1. Асмолов А.Г. и др. ПТЭ, 1994, №3, стр.13.
2. Виноградов В.Б. и др. Сообщение ОИЯИ, Б-1-10-85-837, Дубна, 1985.
3. Виноградов В.Б. и др. Сообщение ОИЯИ, 13-84-805, Дубна, 1984.
4. Велев Г.В., Русакович Н.Л. Сообщение ОИЯИ, P1-92-376, Дубна, 1992.
5. Виноградов В.Б. и др. Сообщение ОИЯИ, P1-83-390, Дубна, 1983.
6. N.I.Chernov et al. Preprint JINR, E11-89-262, Dubna, 1989.
7. Ососков Г.А., Русакович Н.А., Чернов Н.И. Математическое моделирование, 1990, т.2, №10, стр.132.
8. Батусов В.Ю., Русакович Н.Л. Препринт ОИЯИ, P1-95-423, Дубна, 1995.
9. Велев Г.В. и др. ПТЭ, 1991, №5, стр.65.
10. Blobel V. Least Square Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation with Special Emphasis on High Energy Physics, vol.3, European Physical Society, CERN, 1984.
11. Велев Г.В., Маниев В.М., Русакович Н.А. Препринт ОИЯИ, P11-89-329, Дубна, 1989.
12. Бюклинг Е., Каянти К. Кинематика элементарных частиц, "Мир", Москва, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 ноября 1995 года.