

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

С 346
Л-843

1 - 4819

Ю.Р. Лукстиныш

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДОВ K_L^0 -МЕЗОНОВ

Специальность 040 - экспериментальная 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, профессор М.И.Соловьев
кандидат физико-математических наук, научный сотрудник

В.В.Вишняков

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР

Автореферат разослан " " 1969 г.

Защита диссертации состоится " " 19 года на заседании Ученого 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 - 4819

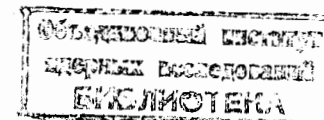
Ю.Р. Лукстиньш

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДОВ K_L^0 -МЕЗОНОВ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

6547 69



Диссертация содержит результаты исследования свойств распадов K_L^0 -мезонов (эксперименты с камерой Вильсона), исследования новых методов физического эксперимента (создание экспериментальных установок) и оценки экспериментальных возможностей созданных и создаваемых установок.

Основной экспериментальный материал получен в 1965 году при обработке фотографий большой камеры Вильсона ($100 \times 60 \times 17 \text{ см}^3$), которая экспонировалась в пучке медленных каонов в ЛВЭ ОИЯИ. При выводе под углом $90^\circ \pm 2^\circ$ относительно протонного пучка синхрофазотрона, средняя кинетическая энергия K_L^0 -мезонов равнялась 120 Мэв. Камера Вильсона была установлена в магните (8700 эрстед) в 6 м от мишени и регистрировала около 10 V^0 событий в час.

Камера эксплуатировалась совместно с группой физиков Института физики АН Грузинской ССР и ЛЯП ОИЯИ, часть материала была обработана в ЛВЭ (4330 K_L^0 - распадов). В процессе эксперимента решался широкий круг задач^{/1/}, некоторые из них, опубликованные в работе^{/2/}, являются основой диссертации.

В нашем эксперименте были четко идентифицированы π^0 -мезоны в распадах $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (по $e^+ e^-$ парам внутренней конверсии). Для надежной идентификации электронов необходимо было произвести ионизационные измерения, которые осуществлялись путем сравнения оптической плотности треков. Были установлены критерии применимости ионизационных измерений: допустимые конфигурации измеряемого трека и трека

сравнения (релятивистский мюон или электрон из конверсии фоновых γ -квантов). Было также установлено, что электрон и мюон, электрон и пион достаточно надежно (96%) разделяются в том случае, если импульсы соответственно $p_\mu \leq 85$ Мэв/с и $p_\pi \leq 105$ Мэв/с (рис. 1).

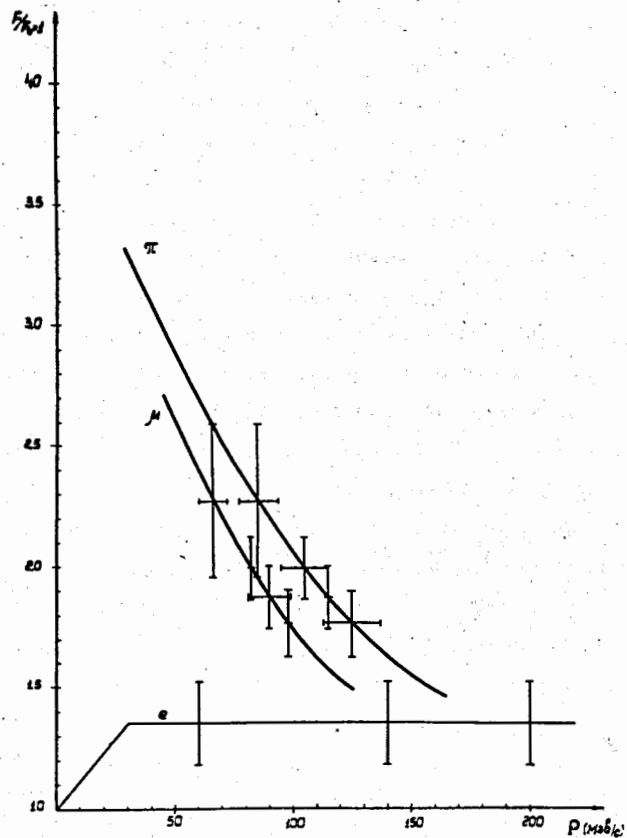


Рис. 1. Калибровочные кривые для ионизационных измерений. Относительные почернения треков различных ионизаций (по фотографиям метровой камеры Вильсона). За единицу принято почернение треков релятивистских мюонов.

Эти границы были определены на основании калибровочных кривых, полученных для относительных почернений треков релятивистских мюонов, электронов и медленных ($p_\pi < 200$ Мэв/с) пионов. Калибровочные кривые показали, что существует зависимость между отношением ионизации и отношением почернений $I/I_0 = (F/F_0)^k$, где I, I_0 - ионизация двух треков, F, F_0 - почернение тех же треков, k - постоянная. С другой стороны, калибровочные кривые позволили оценить ошибки ионизационных измерений, получить уже упомянутые граничные импульсы разделения частиц, и, следовательно, необходимые поправки при вычислении эффективности регистрации и относительной вероятности распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$.

Ионизационные измерения применялись также при идентификации $K_{e_3}^0$, $K_{3\pi}^0$ - распадов в тех случаях, когда импульс частиц был достаточно мал, или для выделения протона в некоторых распадах $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$. Однако, если для $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ фотометрирование треков $e^+ e^-$ являлось обязательной процедурой, то для $K_{e_3}^0$, $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ распадов (если не считать четырехлучевые события $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- (\gamma)$) ионизационные измерения являлись только дополнительным критерием идентификации. Тем не менее в некоторых распадах $K_{e_3}^0$ удалось идентифицировать электроны и получить в 1963 г. наиболее точную, по тому времени, величину зарядовой асимметрии в распадах $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$:

$$R_e = N_e^+ / N_e^- = 0,89 \pm 0,19.$$

Тем самым было показано, что нарушение CP-инвариантности не может быть значительным. Как теперь известно^{/4/}, только через несколько лет была достигнута необходимая точность (10^{-3}), чтобы заметить зарядовую асимметрию в лептонных распадах.

Для определения парциальных вероятностей заряженных мод распада K_L^0 -мезонов использовался статистический подход. Поскольку импульсы каона и нейтральных продуктов распада неизвестны, были построены распределения событий по параметру

$$E'_5 = \frac{M_0^2 + M_t^2 - m_0^2}{2(M_t^2 + P_{10}^2)^{1/2}},$$

где m_0 и M_0 - массы π^0 - и K_L^0 -мезонов, $M_t = (E_+ + E_-)^2 - (P_+ - P_-)^2$ - эффективная масса заряженных частиц, в предположении, что они являются π -мезонами; P_{10} - поперечный импульс нейтральной частицы и, следовательно, E'_5 - полная энергия K_L^0 -мезона в системе, в которой продольные составляющие импульсов вторичных заряженных частиц равны и противоположны друг другу. Моделирование показало весьма значительное различие параметра E'_5 для K_{e3}^0 , $K_{3\pi}^0$, $K_{\mu 3}^0$ -распадов, что позволило разделить парциальные вероятности соответствующих распадов (рис. 2).

$$W(K_{3\pi}^0) = \frac{\Gamma_L(\pi^+\pi^-\pi^0)}{\Gamma_L(\text{все заряженные})} = 0,194 \pm 0,023$$

$$W(K_{e3}^0) = \frac{\Gamma_L(\pi e \nu)}{\Gamma_L(\text{все заряженные})} = 0,48 \pm 0,06$$

$$W(K_{\mu 3}^0) = \frac{\Gamma_L(\pi \mu \nu)}{\Gamma_L(\text{все заряженные})} = 0,32 \pm 0,05$$

В 1965 году эти результаты являлись наиболее точными, и позже полностью подтвердились данными, полученными с помощью другой методики^{15/}. Результаты дали возможность проверить правило $\Delta I = 1/2$ в лептонных распадах K_L^0 -мезонов.

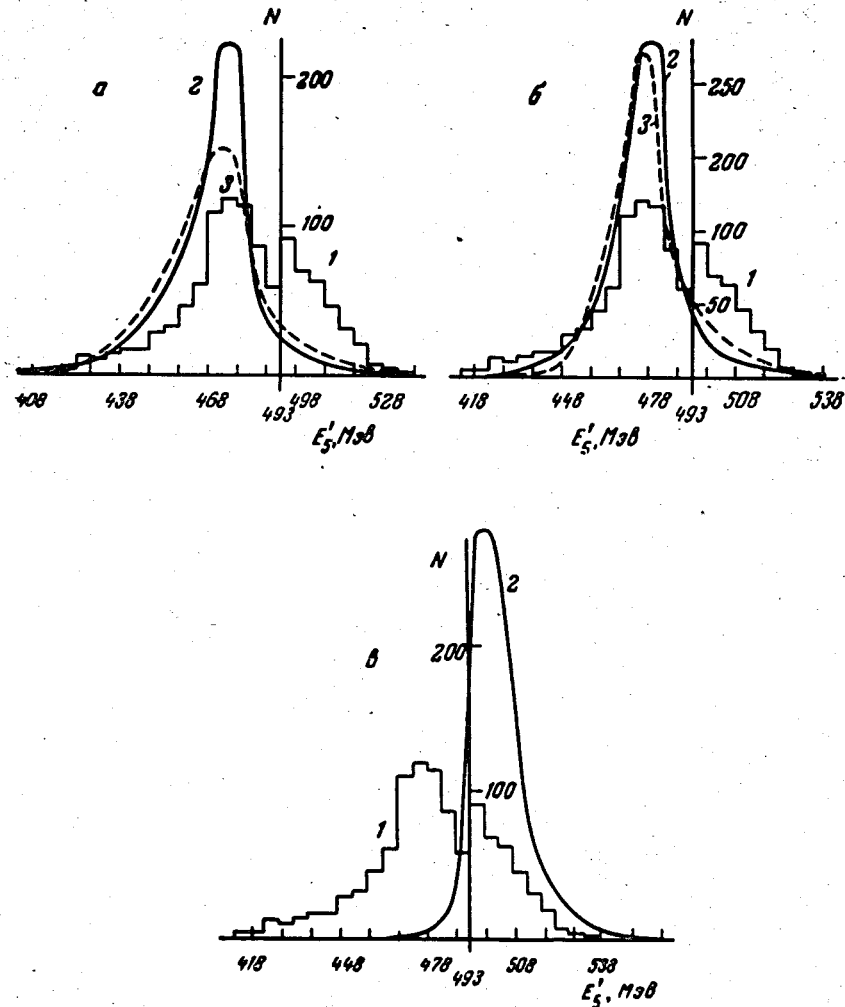


Рис. 2. Распределения по параметру E'_5 (графики а,б,в). 1 - гистограммы экспериментального распределения, 2,3 - кривые теоретических распределений, нормированные на полное число событий (1082). Кривые 2 (а,б) - V - вариант взаимодействия для K_{e3}^0 и $K_{\mu 3}^0$; кривая (в) получена в предположении постоянного матричного элемента перехода $K_L^0 \rightarrow 3\pi$; кривые 3 - аналогичные кривые для S - варианта взаимодействия.

Если последнее предсказывает отношение $\frac{\Gamma_L(\text{лептоны})}{\Gamma_+(\text{лептоны})} = 2$, то нами было получено $\Gamma_L(\text{лептоны}) / \Gamma_+(\text{лептоны}) = 1,96 \pm 0,34$ (Γ_L и Γ_+ — соответствующие ширины для K_L^0 - и K^+ -мезонов), что не противоречит правилу отбора $\Delta I = 1/2$.

Анализ по параметру E'_s дал возможность выделить ≈ 280 распадов $K_{3\pi}$ с примесью других мод $\leq 6\%$. Оказалось, что спектр π^0 -мезонов для этих распадов нельзя описать фазовой кривой, что свидетельствует в пользу взаимодействия в конечном состоянии $\pi^+\pi^-$ -системы. Однако такое отклонение недостаточно выражено, чтобы окончательно определить природу взаимодействия. Если предполагать, что это резонанс типа Брайта-Вигнера, то $M_{\pi\pi} = 350 \pm 10$ МэВ, $\Gamma = 75 \pm 15$ МэВ (рис. 3).

На основании анализа 229 событий $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ был определен верхний предел степени нарушения CP-инвариантности по энергетической асимметрии в π^+ и π^- -спектрах. Если $N(T_+ > T_-)$ — число событий, для которых энергия π^+ больше, чем энергия (T_-) π^- -мезона, то $N(T_+ > T_-) / N(T_+ > T_+) = 1,00 \pm 0,13$.

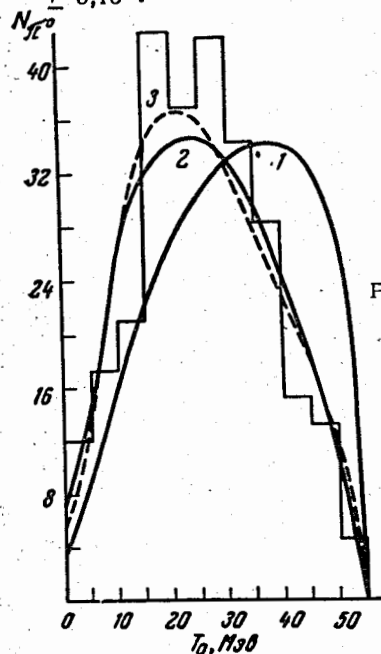


Рис. 3. Гистограмма для энергии π^0 -мезона в системе $K_L^0 - \pi^0$ -мезона. Кривые: 1 — фазовая кривая, исправленная на эффективность регистрации, 2 — линейное приближение вида $dN = (1 + \alpha T_0 / M_0) d\Phi$ с $\alpha = -8,2$; 3 — двухпионный резонанс с $M_{\pi\pi} = 350$ МэВ, $\Gamma = 75$ МэВ.

Когда Кронин и другие^{/6/} обнаружили распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, появилось множество попыток объяснить это явление без нарушения CP-инвариантности. Среди разных гипотез было и предположение о неэкспоненциальном характере закона распада частиц при больших временах жизни. Если наблюдаемый распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ был бы вызван неэкспоненциальностью в распадах нестабильных частиц, то в наших условиях в камере Вильсона можно было ожидать около десяти случаев распада "долгоживущего" Λ^0 -гиперона. Специальная проверка^{/7/} показала, что таких Λ^0 -распадов в камере обнаружено не было (фон — одно событие), следовательно, гипотеза неэкспоненциального распада при больших временах жизни неприменима для Λ^0 -гиперонов.

Далее в диссертации приведены характеристики каонного пучка и дается обзор различных методов регистрации и исследования распадов K_L^0 -мезонов, чтобы объяснить причины создания установки с искровыми камерами.

Камера Вильсона (несмотря на многие достоинства) не удовлетворяла тем, что набор статистики, особенно для редких мод распадов, был слишком медленным. Поэтому уже в 1963 году, еще во время облучения камеры Вильсона, были начаты работы по созданию установки с широкоазорными искровыми камерами в магнитном поле, которые могли бы на порядок увеличить скорость набора статистики для регистрации таких распадов как, например, $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$, $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ или $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$ и т.д. (Заметим, что камера Вильсона могла использовать только $0,02 \pm 0,03\%$ от максимальной интенсивности ускорителя). Однако об искровых камерах подобного типа в то время были получены только самые первые сообщения^{/8/}, поэтому было необходимо провести все методические исследования по настройке установки в рабочих условиях.

Были получены весьма важные для создания установки данные об эффективности регистрации (следование трека по траектории частицы при разных направлениях, при разных режимах высоковольтного питания, при разных задержках импульса, влияние состава наполнения и т.д.). Была доказана возможность запуска установки счётчиками Гейгера-Мюллера в условиях сильного радиационного фона. Искровые камеры были окружены 4 + 6 рядами счётчиков (по 20 счётчиков в ряду). Электроника позволяла отбирать одновременное срабатывание произвольного числа счётчиков (1,2,3 и т.д.) в каждом ряду и любые комбинации совпадений или антисовпадений импульсов от рядов - это дало возможность легко менять логику отбора событий. С другой стороны, система запуска, содержащая около 150 элементов, оказалась достаточно стабильной и надежной.

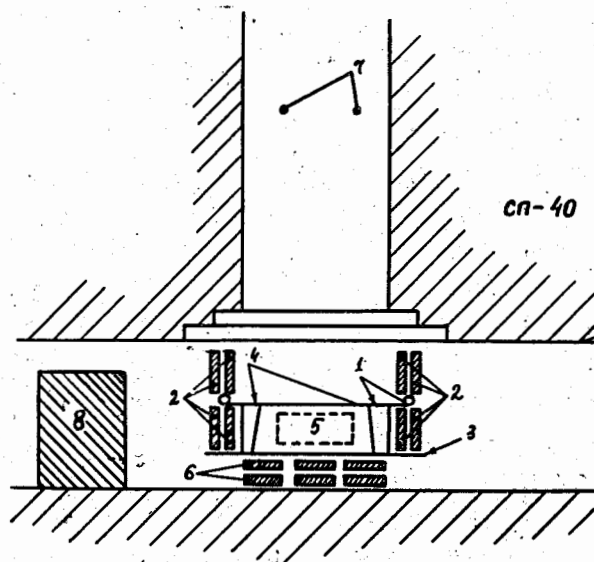


Рис. 4. Схема эксперимента со стримерной камерой (поперечное сечение) 1 - высоковольтный электрод, 2 - боковые счётчики, 3 - заземленный электрод-платформа, 4 - конверторы из тяжелого диэлектрика, 5 - распадный объем (сечение пучка), 6 - донные счётчики, 7 - объективы фотоаппарата, 8 - защита.

Пробные экспозиции установки на синхрофазотроне показали, что искровые камеры такого типа могут хорошо регистрировать V^0 - события, но значительно хуже - сложные много-частичные события, а также конверсионные e^+e^- - пары, треки которых в магнитном поле расходятся под разными углами относительно электрического поля в камерах, и яркость таких треков очень сильно различается.

Стало ясно, что для достаточно эффективной регистрации γ -квантов в радиационных распадах или для регистрации всех заряженных частиц в многочастичных распадах необходимо пользоваться более изотропным прибором. Искровые камеры были заменены стримерной камерой, а счётчики Гейгера-Мюллера - большими сцинтилляционными счётчиками. Стримерная камера установлена в том же месте, где работала камера Вильсона. Вокруг камеры размещены сцинтилляционные счётчики (см. рис. 4), которые регистрируют продукты распада K_L^0 - мезонов. Существенной деталью установки является конвертор для регистрации гамма-квантов, окружающий распадный объем в стримерной камере. Это позволяет вести поиски радиационных распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+e^-$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma$ и т.д. В то же время установка обладает хорошей эффективностью, чтобы исследовать "четырёхлучевые" распады $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-(\gamma)$. Вообще говоря, эффективность регистрации зависит от многих факторов: (схема включения счётчиков, напряженность магнитного поля, напряжения на ФЭУ, схема распада K_L^0 и т.д.), и для основных мод редких распадов она составляет 1-5%. Например, для показанной на рис. 4 схемы размещения счётчиков и для $H=6000$ гаусс, при запуске от трех заряженных частиц, выходящих из распадного объема, эффективность регистрации для распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (с конверсией одного γ -кванта) равна 0,02. Как показали первые экспозиции, за 100 часов работы ускорителя при интенсивности $6 \cdot 10^{10}$ протонов/цикл стримерная камера регист-

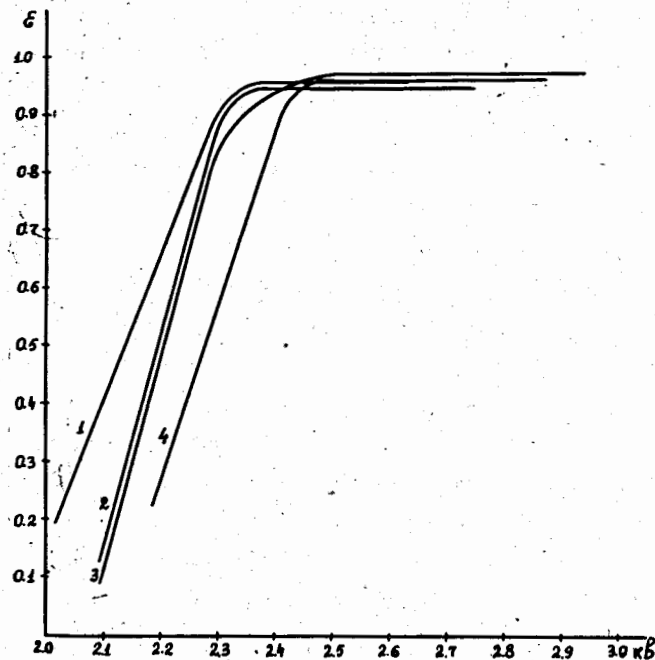


Рис. 5. Эффективность регистрации для двойного счётчика (зависимость от напряжения на ФЭУ-30) — кривая 4. Кривые 2 и 3 — для соответствующих разделенных счётчиков, кривая 1 — пучок проходит через сцинтиллятор на 0,5 м ближе (относительно ФЭУ), чем при снятии кривых 2,3,4.

рирует 450–500 V^0 — событий с конверсией одного гамма-кванта, ≈ 100 распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- (\gamma)$ и 3500 V^0 -событий без видимой конверсии γ -кванта (в основном $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ с конверсией γ -кванта в стенках камеры и счётчиках). Предварительные оценки показывают, что ожидаемая точность измерения импульса не хуже, чем в камере Вильсона ($\Delta p/p \approx 7\%$). Так как толщина конвертора равна 0,1 радиационной длины, точность измерения энергии γ -кванта будет в пределах $15 \approx 20\%$.

События в стримерной камере фотографируются на пленку 1500 ед. ГОСТ (МИР-1 ≈ 35 мм, отн. отверстие 1:2,8; масштаб 1:25), поэтому длина стримеров не меньше, чем 4–8 мм.

В диссертации весьма подробно описаны основные методические разработки и их результаты: изготовление монолитного литого конвертора, окружающего весь распадный объем

(75 x 25 x 16 см³) большой стримерной камеры (100 x 60 x 16 см³); большие двойные сцинтилляционные счётчики для запуска установки, а также методические исследования разных схем запуска (электроника и различные счётчики), формирования высоковольтного импульса и т.д. /9/.

Изготовленный нами конвертор хотя и имеет сложную форму (три плоскости с разным наклоном, неодинаковая толщина пластин, соединения под острым углом), но не вызывает искажений треков или других нарушений режима работы камеры. Конвертор отливается из смеси окиси свинца и эпоксидной смолы и может иметь любую заданную форму и толщину.

В эксперименте используется конвертор толщиной 4 и 6 мм (0,1 и 0,15 радиационной длины).

В условиях сильного радиационного фона (≈ 6 м от внутренней мишени ускорителя) для запуска установки успешно используются большие сцинтилляционные счётчики. Размер сцинтиллятора 1000 x 150 x 25 мм³, длина световодов 1,5 м (чтобы вывести ФЭУ-30 за пределы магнитного поля). Счётчики двойные, сигнал от каждого фотоумножителя в двойном счётчике подается на двойную схему совпадений. Это позволило в 200–400 раз уменьшить загрузку каналов мажоритарной схемы совпадений, отбирающей одновременное срабатывание любых 2,3,4 пар двойных счётчиков (в зависимости от настройки схемы) и запускающей установку. Для частиц минимальной ионизации эффективность регистрации двойным счётчиком не менее, чем 0,95. На работу счётчиков не влияет магнитное и импульсное электрическое поле (рис.5).

В последующих главах диссертации анализируются экспериментальные возможности метровой стримерной камеры, приводится проект установки с двухметровой стримерной камерой /10/ и проект эксперимента с такой установкой в пучке K_L^0 -мезонов на ускорителе У-70 (70 Гэв). Кроме того, рассмотрена возможность исследования многочастичных распадов K_L^0 -мезона на спектрометре с искровыми проволочными камерами /11/ в ходе основного эксперимента (регенерация K_S^0 -мезонов).

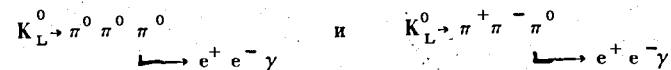
В последней главе диссертации указано на возможность создания "чистого пучка" K_S^0 -мезонов ^{/12/}. Нейтральные каоны с одинаковой вероятностью распадаются по каналам K_L^0 и K_S^0 . Поскольку время жизни K_S^0 мало, то уже в нескольких десятках сантиметров от точки рождения каонов пучок практически не содержит K_S^0 . Это существенно затрудняет поиски распадов типа $K_S^0 \rightarrow 3\pi$ и еще более - исследование интерференции $K_S^0 \rightarrow 3\pi$ и $K_L^0 \rightarrow 3\pi$. При двухмезонной аннигиляции остановившихся антипротонов ($\bar{p} \rightarrow K^0 \bar{K}^0$) образуется система каон-антикаон, которая может распадаться, как правило, по схеме $K_S^0 K_L^0$. Если в одном направлении регистрировать K_L^0 -мезоны и одновременно запускать детектор, например, стримерную камеру, регистрирующий частицы в противоположном направлении, то этот детектор будет регистрировать только K_S^0 -мезоны. Более того, можно так выбрать точку расположения запускающего детектора, что в противоположном направлении будут регистрироваться K_S^0 - и K_L^0 -мезоны в любой наперед заданной пропорции, что выгодно для наблюдения интерференции сильно различающихся по величине амплитуд. Например, если существует запрещенный CP-инвариантностью распад $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (орбитальный момент $L=0$), и запускающий детектор размещен на расстоянии $S = v \cdot T$ от точки аннигиляции (v - скорость каона), то в противоположном направлении вероятность наблюдения распада $K \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ определяется выражением

$$P_t(3\pi) = \{ |A_L(3\pi)|^2 e^{-\lambda_S T} e^{-\lambda_L t} + |A_S(3\pi)|^2 e^{-\lambda_L T} e^{-\lambda_S t} - \frac{\lambda_S + \lambda_L}{2} (T+t) + 2 |A_S(3\pi)| |A_L(3\pi)| e^{-\lambda_S T} e^{-\lambda_L t} [\cos(\Delta m T) \cos(\Delta m t + \Phi) + \sin(\Delta m T) \sin(\Delta m t + \Phi)] \}$$

Здесь $A_L(3\pi)$, $A_S(3\pi)$ - амплитуды распадов $K_L^0 \rightarrow 3\pi$, $K_S^0 \rightarrow 3\pi$ (в состоянии с орбитальным моментом $L=0$), Φ - относительная фаза этих амплитуд; λ_L , λ_S и m_L , m_S - постоянные распада и массы K_L^0 и K_S^0 -мезонов, соответственно, а Δm - разность их масс, t - время, характеризующее точку распада (расстояние R от точки аннигиляции - образования пары $K^0 \bar{K}^0$ - до точки распада равно $R = vt$).

Основные результаты, представленные в диссертации:

1. Разработан метод относительных ионизационных измерений треков в большой камере Вильсона ($100 \times 60 \times 17 \text{ см}^3$) для идентификации продуктов распада K_L^0 -мезонов. Это позволило надежно выделить конверсионные пары Далитца в распаде



и определить их относительную вероятность.

Идентификация K_{e3}^0 -распадов по ионизации позволила искать зарядовую асимметрию в электронных распадах

$$R_e = N_{e^+} / N_{e^-} = 0,89 \pm 0,18$$

2. На основании анализа K_{e3}^0 - и $K_{3\pi}^0$ -распадов, разделенных статистически, были получены следующие результаты:

а) парциальные вероятности заряженных мод распада

K_L^0 -мезона:

$$W(K_{3\pi}^0) = \frac{\Gamma_L(\pi^+ \pi^- \pi^0)}{\Gamma_L(\text{все заряженные})} = 0,194 \pm 0,023$$

$$W(K_{e3}^0) = \frac{\Gamma_L(\pi e \nu)}{\Gamma_L(\text{все заряженные})} = 0,48 \pm 0,06$$

$$W(K_{\mu 3}^0) = \frac{\Gamma_L(\pi \mu \nu)}{\Gamma_L(\text{все заряженные})} = 0,32 \pm 0,05$$

б) экспериментальные данные не противоречат правилу отбора $\Delta I = 1/2$ в лептонных распадах;

в) на основании анализа 280 распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ обнаружено $\pi^+ \pi^-$ -взаимодействие в конечном состоянии. В предположении, что это эффект резонанса в системе $\pi^+ \pi^-$, было получено $M_{\pi\pi} = 350 \pm 10$ Мэв, $\Gamma = 75 \pm 15$ Мэв, однако определить окончательно природу $\pi\pi$ -взаимодействия нельзя по причине слабости эффекта;

г) получена оценка верхнего предела нарушения СР-инвариантности в $K_{3\pi}$ -распадах, коэффициент асимметрии в спектрах $\pi^+(\pi^-)$ -мезонов равен $1,00 \pm 0,13$.

3. Для проверки одной из гипотез, объясняющей распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, были проведены поиски "долгоживущих" Λ^0 -гиперонов. Результат противоречит гипотезе о том, что распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ вызван неэкспоненциальностью в распадах нестабильных частиц.

4. Создана установка с искровыми камерами в магнитном поле и определены рабочие характеристики камер - трековая эффективность, зависимость ее от направления траектории, время памяти и т.д. Была достигнута хорошая трековая эффективность искровых камер для простых конфигураций регистрируемых частиц (при работе в магнитном поле) и доказана возможность регистрации V^0 -событий ($K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$; $\pi \mu \nu$ и т.д.).

5. Создана и испытана в пучке установка с метровой стримерной камерой с γ -конвертором для регистрации и изучения редких и радиационных мод распада долгоживущего каона, а также для изучения взаимодействия \bar{K}^0 -мезона. Такая установка для исследования K -мезонов используется впервые.

В результате экспозиций установлено: конвертор не вызывает искажений треков или каких-либо изменений работы камеры; вероятность регистрации распадов типа $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ в установке - около 0,02 (вероятность конверсии гамма-кванта $0,1 \pm 0,2$).

Запуск установки осуществляется специально разработанными большими (сцинтиллятор $1000 \times 150 \times 25$ мм³) счётчиками, работающими в сильном магнитном (до 10000 эрстед), электрическом (до 20 кв/см) и радиационном (в 6 м от внутренней мишени ускорителя) полях. Счётчики и выбранная после ряда методических исследований система запуска отличаются простотой, небольшим числом элементов и надежностью, а также универсальностью. Скорость набора статистики при интенсивности $6 \cdot 10^{10}$ протонов/цикл равна $450-500 V^0$ -событий с конверсией одного γ -кванта; ≈ 100 распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- (\gamma)$; $3500 V^0$ -событий (в основном ($K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$)) без видимой конверсии γ -кванта за 100 часов работы установки. Получена стабильная работа метровой стримерной камеры ($100 \times 60 \times 16$ см³). Длина стримеров - 4 ± 8 мм, диаметр ≈ 1 мм.

6. Разработан проект двухметровой стримерной камеры и рассмотрены возможные эксперименты по изучению редких мод распада K_L^0 -мезона.

7. Показана возможность выделения "чистого пучка" K_S^0 -мезонов в двухмезонной аннигиляции антипротона ($\bar{p} \rightarrow K\bar{K}$) Указано на возможность поиска нарушения СР-инвариантности в распадах $K_S^0 \rightarrow 3\pi$ и наблюдения интерференции в канале трехпионных распадов $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, а также проверки предсказанного СРТ-инвариантностью равенства сечений регенерации $\sigma(K_L^0 \rightarrow K_S^0) = \sigma(K_S^0 \rightarrow K_L^0)$.

Л и т е р а т у р а

1. Э.Оконов, Н.Петров, А.Розанова, В.Русаков. ЖЭТФ 39, 67 (1960). Д.М.Котляревский, А.Н.Мествиришвили, Д.Нягу, Э.О.Оконов, Н.И.Петров, В.А.Русаков, Л.В.Чхаидзе, У Цзунь-фань, ЯФ 1, 1035 (1965).
2. М.Аникина, Г.Варденга, М.Журавлева, Д.Котляревский, Ю.Лукстиньш, А.Мествиришвили, Д.Нягу, Э.Оконов, Г.Тамышев, У Цзунь-фань, Л.Чхаидзе. ЯФ 2, 471 (1965).

3. Ю.Лукстиньш. Дипломная работа. Дубна (1963).
4. S. Bennet, D. Nygren, H. Saal, J. Steinberger, J. Sunderland. Phys.Rev.Lett., 19, 993 (1967).
5. N. Barash-Schmidt, A. Barbaro-Galtieri, L.R. Price, A.H. Rosenfeld, P. Soding, Ch.G. Wohl, M. Roos, G. Conforto. Rev.Mod.Phys., 41, 109 (1969).
6. J. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turley. Phys.Rev.Lett., 13, 138 (1964).
7. М.Аникина, Г.Варденга, М.Журавлева, Д.Когляревский, Ю.Лукстиньш, Э.Оконов, Г.Тахтамышев, С.Хорозов, Л.Чхидзе. ЯФ 5, 1042 (1967).
8. А.И.Алиханян. Вопросы физики элементарных частиц, III, стр. 553-572 (1963).
9. Г.Л.Варденга, В.Ф.Вишневский, Ю.Р.Лукстиньш, Л.Г.Макаров, Э.О.Оконов, С.А.Хорозов. Препринт ОИЯИ 13-4527, стр. 36-37, Дубна 1969.
10. М.Х.Аникина, Г.Л.Варденга, Ю.Р.Лукстиньш, Э.О.Оконов, С.А.Хорозов. Препринт ОИЯИ 13-4527, стр. 11-16, Дубна 1969.
11. 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.М.Мельниченко, И.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.
12. Ю.Лукстиньш, Э.Оконов, ЯФ, 4, 217 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
25 ноября 1969 года.