

С346.58

A-564

+

АЛЬБРЕХТ, К.Ф. и др.

Б5-1-6699.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б5-1-6699

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1972

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Берлин-Будапешт-Дубна-Прага-София сотрудничество.

с34658
А-564

К.Ф.Альбрехт, В.К.Бирулёв, Д.Вестергомби, А.С.Зовенко,
Я.Вотруба, В.Генчев, Я.Гладки, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов,
Ф.Деак, В.Кекелидзе, Д.Киш, В.Г.Кривохижин, В.Э.Кухтин, А.Л.Любимов
М.Ф.Лихачёв, А.Майер, П.Марков, Э.Надь, М.Новак, А.Прокеш,
Х.Рызек, И.А.Савин, Д.И.Саломатин, Л.В.Сильвестров, В.Е.Симонов,
Г.Г.Тахтамышев, П.Т.Тодоров, Л.Урбан.

Б5-1-6699

ПОИСКИ РАСПАДОВ КОРОТКОЖИВУЩИХ КАНОНОВ
НА ДВА МЭОНА
(проект эксперимента на ускорителе
в Серпухове).

с. ф. 3393

Руководитель лаборатории
В институте...
6 октября 72

г. Дубна, 1972 г.

I. ВВЕДЕНИЕ

После опубликования в 1971 году результатов экспериментов по поиску распадов нейтральных долгоживущих каонов на два мюона /1/ возникла так называемая "проблема $K^0-2\mu$ ", или "загадка $K^0-2\mu$ ", решение которой может привести к серьезным физическим последствиям. Теоретические аспекты этой проблемы проанализированы в обзорных работах /2,3/, выводами которых мы пользуемся.

Суть проблемы сводится к тому, что в эксперименте /1/ получена верхняя граница отношения ширины распадов долгоживущих каонов на 2 мюона к полной ширине

$$R_L(\mu\mu) \equiv \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu\mu)}{\Gamma_L} \leq 1.8 \cdot 10^{-9},$$

которая в три с лишним раза меньше теоретической нижней границы этой величины, вычисленной несколькими авторами /4/ - $(6 \pm 1, 2) \cdot 10^{-9}$.

Теоретическая граница получена на основании вычислений мнимой части амплитуды указанного распада, согласно диаграмме на рис.1, в предположении, что распад идет только через промежуточное состояние с двумя гамма-квантами. В основу расчёта положены довольно общие физические предположения также, как унитарность S - матрицы, выполнимость CPT - теоремы, отсутствие ненаблюдаемых распадов K^0 - мезонов на неизвестные новые частицы, отсутствие аномально сильного взаимодействия между частицами в промежуточном состоянии.

Все эти предположения опробованы многократно, и поэтому степень достоверности теоретической оценки величины $R_L(\mu\mu)$ не подвергалась сомнению.

Со времени появления "проблемы $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ " было предложено много гипотез для её объяснения. Почти все эти гипотезы исходят из существования некоторого механизма, частично компенсирующего вклад двухфотонного промежуточного состояния. Эти гипотезы можно разбить на 3 группы:

1) введение новых взаимодействий с нарушением CP-инвариантности в $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ и/или $K^0 \rightarrow 2$ гамма распадах;

2) предположение существования новых частиц;

3) предположение нарушения фундаментальных принципов физики таких, как CPT - теорема и унитарности S - матрицы. Вторая и третья группы не требуют нарушения CP-инвариантности.

Из всех этих гипотез первая кажется теоретически наиболее простой и она наиболее интенсивно обсуждается. Ее впервые высказали Крист и Ли ^{/5/}, предположившие, что подавление $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ распада вызвано деструктивной интерференцией между распадами на два мюона K_1^0 и K_2^0 - состояний, входящих в волновую функцию K_L^0 и K_S^0 :

$$|K_L^0\rangle = |K_2^0\rangle + \epsilon |K_1^0\rangle$$

$$|K_S^0\rangle = |K_1^0\rangle + \epsilon |K_2^0\rangle,$$

где $|\epsilon| \approx 2 \cdot 10^{-3}$.

Такая интерференция возможна с учётом малости ϵ , если амплитуда $K_1^0 \rightarrow 2\pi^0$ достаточно велика и распад происходит с нарушением CP-чётности.

Проверка этой гипотезы состоит в поисках аномально большой ширины распада $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, оценка которой находится в пределах от $10^{-6}\tau_S$ до $10^{-7}\tau_S$ в зависимости от механизма нарушения CP-инвариантности, что на много порядков больше соответствующей величины в случае сохранения CP в распадах K_S^0 на два мюона ($5 \cdot 10^{-11}$) ^{/6/}.

Возможные механизмы CP-нарушения в распадах K^0 на два мюона

или на два гамма-кванта подробно рассмотрены в работах /2,3,7,8/.
Соответствующие оценки скорости распада $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ приведены в
таблице I.

Из таблицы I видно, что наибольшее значение для парциальной
ширины распада короткоживущего каона на два мюона получается в
случае допущения CP-неинвариантности в распадах $K^0 \rightarrow \mu \mu$. Такое
же допущение для распадов $K^0 \rightarrow \gamma \gamma$ даёт более низкую границу.
Добавление к CP-неинвариантности аномальных (неизвестных)
 $\pi\pi \rightarrow \mu\mu$ и $\pi\pi \rightarrow \gamma\gamma$ взаимодействий приводит к ещё более низкой
границе.

Обнаружение распадов $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ на одном из предсказываемых
выше уровней может открыть дверь в неизвестную ещё область физи-
ки слабых взаимодействий, и, в частности, привести к пониманию
механизма нарушения CP-инвариантности. Экспериментальное же уста-
новление верхней границы вероятности этого распада на уровне
 $10^{-7}\%$ исключит из рассмотрения всю группу гипотез, связанных с
CP-несохранением.

II. Обзор экспериментальных данных по распадам $K_S^0 \rightarrow \mu \mu$.

В настоящее время в литературе известно всего 3 эксперимента,
в которых определялась величина $R_S(\mu\mu)$ /9-II/. Результаты этих
работ приведены в таблице 2.

Результат работы /9/ был получен, как побочный продукт
эксперимента по обнаружению интерференции в $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ распадах
за регенератором. Источником K_S^0 - мезонов в этой работе
являлся процесс регенерации K_L^0 - K_S^0 в углеводе.

В работе /10/, хотя и поставленной специально для опре-
деления указанной величины, не удалось понизить ее верхнюю

границу вследствие низкой светосилы установки и низкой интенсивности π^- мезонного пучка (10^5 за цикл ускорителя), использованного для рождения каонов в пион-протонных взаимодействиях.

В работе /11/ был получен экспериментальный результат, входящий ныне в таблицы Розенфельда. K_S^0 -мезоны, распады которых изучались, рождались в π^-p -взаимодействиях при 11 Гэв/с.

Установка, с помощью которой детектировались распады, имела высокую эффективность, вследствие того, что при большой первичной энергии мезонные пары вылетали в основном вперед.

Все три эксперимента выполнены с помощью техники фильмовых искровых камер.

III. Пробный эксперимент по поиску распада $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$.

В декабре 1971 г. нами было предложено /16/ провести эксперимент по поиску распада $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ на 70 Гэв ускорителе Института физики высоких энергий с помощью бесфильмового искрового спектрометра, использовавшегося для исследования регенерации нейтральных каонов /12/. Благодаря наличию в составе спектрометра детекторов мюонов и близости кинематики $K^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ распадов, эта установка пригодна для изучения распадов $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$.

В качестве источника K_S^0 -мезонов предлагалось использовать реакцию неупругого рождения K^0 -мезонов в нейтрон-ядерных взаимодействиях, сформировав для этого пучок нейтронов, ориентированный под углом 0° к внутреннему пучку протонов в ускорителе. Использование нейтронного пучка под 0° имеет следующие преимущества.

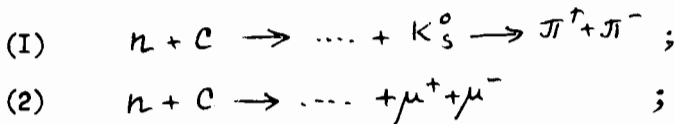
1) На основании экспериментальных данных при энергии 29 Гэв/с /13/ и применения масштабного преобразования можно ожидать, что спектр нейтронов, рожденных 70 Гэв протонами под углом 0° , будет иметь острый пик при средней энергии 64 Гэв с полушириной 8 Гэв.

2) Оценки интенсивности нейтронов указанного спектра под углом 0° , сделанные на основании статистической теории /14/, показывают, что при интенсивности протонов $3 \cdot 10^{11}$, сбрасываемых за цикл работы ускорителя на алюминиевую мишень длиной 2 см, можно ожидать поток нейтронов до $5 \cdot 10^7$ в телесном угле 10^{-6} стер.

3) Спектр рожденных K^0 -мезонов и их интенсивность будут мало отличаться от случая рождения их внутренним пучком протонов.

Для проверки идеи данной постановки эксперимента, оценки интенсивности нейтронов и каонов, а также для выяснения ряда методических вопросов был проведен пробный эксперимент с аппаратурой, расположенной по схеме, изображенной на рис.2. Использовался пучок нейтральных частиц, в котором проводились эксперименты по регенерации нейтральных каонов /12,15/. В качестве мишени был выбран полиэтилен (18 г/см^2 и 33 г/см^2).

Изучались два типа процессов



Первый процесс является мониторирующим и позволяет оценить поток K_S^0 экспериментально. Второй – рабочий процесс, позволяющий оценить скорость запуска установки и фоновые условия при выделении $\mu^+\mu^-$ – событий. В обоих случаях для запуска установки требовалось прохождение двух заряженных частиц, одна из которых слева, а другая справа от оси канала. Во втором случае в триггер включались счётчики детектора мюонов.

Нормировка измерений с разными типами запусков осуществлялась с помощью нейтронного монитора, расположенного вблизи последнего формирующего коллиматора.

Первой задачей пробного эксперимента был подбор максимально допустимой по фоновым условиям в искровых камерах интенсивности падающих нейтронов. Допустимым считался уровень – 4 искры на каждый искровой промежуток до магнита. В экспериментах по регенерации /15/ было показано, что при этом геометрическая программа реконструкции событий работает с удовлетворительной эффективностью. После подбора и определения интенсивности нейтронов оказалось, что установка способна работать при интенсивности нейтронов $1,5 \cdot 10^7$ за цикл. Это соответствовало сбросу на внутреннюю мишень около $1 \cdot 10^{11}$ протонов за цикл.

При интенсивности нейтронов $\sim 1 \cdot 10^7$ была определена скорость запуска установки для процессов (1) и (2). В первом случае это было 1000 запусков за цикл. Включение в триггер мюонных счётчиков снижало скорость запуска в 300 раз.

Исследование реакции (1) проводилось при разных уровнях интенсивности нейтронов и двух указанных выше толщинах мишени. Информация, записанная на магнитные ленты, была обработана по геометрической программе, близкой к использованной в экспери-

менте /15/. Программа находила V^0 - события ("вилки"), вызвавшие запуск установки.

На рис.3а показано распределение найденных программой вилок по длине распадной зоны. Видно, что подавляющее большинство вилок исходит непосредственно из мишени и ~2% из области за мишенью.

На рис.3б представлено суммарное распределение всех вилок по эффективной массе, вычисленной в предположении, что обе частицы есть пионы. В области массы K^0 -мезона виден пик, обусловленный распадами $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Если рассмотреть только те вики, которые возникли в области за мишенью (рис.3в), то на распределении по эффективным массам фон резко падает и пик $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ -распадов проявляется очень четко.

На рис.3г представлено распределение событий с массой в районе массы K^0 -мезона по углу вылета относительно оси пучка. Как и ожидалось из вычислений методом Монте-Карло (рис.4) это распределение должно доходить до углов 8-10 мрад. Спектр наблюдаемых K_S^0 представлен на рис. 5 в сравнении со спектром K_L^0 из эксперимента /15/. Как видно, они достаточно близки.

Определяя число наблюдаемых K_S^0 в разных условиях по интенсивности и длине мишени, а также зная эффективность установки, можно оценить поток рожденных K_S^0 . При толщине мишени 33 г/см^2 и интенсивности нейтронов $10^7/\text{цикл}$ число распадов K_S^0 , наблюдаемых в распадной области, оказалось равным 8,5/цикл, что соответствует 400/цикл, рожденным в мишени. Оценки по статистической теории /14/ в аналогичных условиях дают величину 1200/цикл. Расхождение может быть отнесено за счёт неэффективности работы геометрической программы в плохих фоновых условиях и неточности расчетов. /14/

Часть времени пробного Эксперимента была отведена на изучение процесса (2). Полученные при этом V^0 -события интерпретировались как $\mu^+\mu^-$ -пары.

На рис.6 представлено распределение событий по эффективной массе $\mu\mu$ -системы в трех областях распадного объема, первая из которых включает торец мишени. В областях, находящихся целиком внутри объема, заполненного гелием, виден пик распадов $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, зарегистрированных вследствие случайного совпадения сигналов от мюонных счётчиков с остальными. Вероятность такого совпадения оценивается на уровне $\sim 3 \cdot 10^{-3}$. Этот пик находится в области масс $m_{\mu\mu} = (463 \pm 10)$ Мэв. В области же масс $m_{\mu\mu} = (498 \pm 10)$ Мэв нет ни одного кандидата на $K_S^0 \rightarrow 2\mu$ -распад. Кандидатами в $K_S^0 \rightarrow \mu\mu$ -распады считались события, для которых $m_{\mu\mu} = (498 \pm 10)$ Мэв и координаты треков частиц, экстраполированных на плоскость мюонного детектора, соответствовали координатам сработавших мю-счётчиков.

Полученные Экспериментальные данные позволяют оценить нижнюю границу ширины распада $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, предполагая, что эффективность программного поиска $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ распадов одинакова:

$$R_S(\mu\mu) = \frac{N_{\mu\mu} \cdot R_{\pi\pi}}{N_{\pi\pi}} \cdot \frac{M_{\pi\pi}}{M_{\mu\mu}} \cdot \frac{\epsilon_{\pi\pi}}{\epsilon_{\mu\mu}}$$

Здесь $R_{\pi\pi}$ - вероятность распада K_S^0 по моде $\pi^+\pi^-$, $N_{\pi\pi}$ и $N_{\mu\mu}$ - число наблюдаемых K_S^0 в реакциях (1) и (2) соответственно, $M_{\mu\mu}/M_{\pi\pi} = 53$ отношение соответствующих потоков нейтронов, $\epsilon_{\pi\pi}/\epsilon_{\mu\mu} = 1.25$ - отношение эффективностей регистрации $K^0 \rightarrow \pi\pi$ и $K^0 \rightarrow \mu\mu$. Число наблюдаемых $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ распадов равно 217.

Для получения результата на 90% уровне достоверности полагаем

$N_{\mu\mu} = 2.3$, откуда

$$R_S(\mu\mu) \leq 1,6 \cdot 10^{-4}.$$

Этот результат получен за 7 часов работы установки. Он всего в 2 раза хуже, чем в работе /9/ ($\approx 0,7 \cdot 10^{-4}$) и даже превосходит опубликованный результат работы /10/.

IV. Схема предлагаемого эксперимента.

С учётом итогов пробного эксперимента предлагается схема расположения аппаратуры для поиска распадов $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, изображённая на рис. 7, а также схема канала нейтральных частиц (рис. 8).

Данное расположение обладает следующими преимуществами по сравнению с предыдущим:

1) использование двух магнитов позволяет увеличить эффективность установки;

2) магнит M_1 , как показывает опыт, существенно уменьшит фоновую загрузку искровых камер;

3) использование пропорциональных камер и двух магнитов позволит увеличить используемый поток падающих нейтронов;

4) более компактное расположение аппаратуры на магните M_2 также увеличивает эффективность установки и уменьшает фон от распадов $K_{\mu 3}^0$, а также от $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Оценки показывают, что в данном расположении можно ожидать выигрыш в числе регистрируемых за цикл K_S^0 на фактор 8-12.

Используя экспериментальную оценку регистрируемого потока

K_S^0 , указанный фактор улучшения за счёт нового расположения, а также возможность улучшения геометрической программы реконструкции можно показать, что оценка верхней границы ширины распада $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ на уровне $10^{-7} \Gamma_S$ может быть достигнута за 500 - 1000 часов работы ускорителя. Напомним, что экспериментальный результат Γ был получен за 5000 часов работы ускорителя. Около 2000 часов затрачено на получение неопубликованного результата ЦЕРНа (см.табл.2).

У . Фоновые процессы, имитирующие распад $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

При оценке времени ускорителя, необходимого для поиска распада $K_S^0 \rightarrow 2\mu$ на уровне $10^{-7} \Gamma_S$ считалось, что фоновые процессы подавлены до такой степени, когда они практически не дают событий с эффективной массой, лежащей в области массы K^0 -мезона.

Рассмотрим ряд процессов, могущих имитировать искомый распад.

1. Фон от взаимодействия нейтронов.

Пары пионов, рожденные во взаимодействиях нейтронов с газом в распадной области могут дать фон в области эффективной массы K^0 -мезона. Это подтверждается рис.3б, где видно, что распределение эффективных масс $\pi^+ \pi^-$ -системы, обусловленное, в основном, неупругим взаимодействием нейтронов в CH_2 -мишени, простирается до 700 мэв.

При анализе пробного эксперимента было установлено, что если распадный объем 2,5 метра заполнить гелием, то на один зарегистрированный $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ распад ожидается около $1 \cdot 10^{-5}$ мюонных пар от нейтронных взаимодействий в газе, инвариантная масса

которых лежит в области массы каона. Чтобы устранить этот фон, распадный объем необходимо откачать до форвакуума.

2. Фон от распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

$K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ распады, возникающие в распадном объеме, могут имитировать $K^0 \rightarrow \mu\mu$ распады с вероятностью $\sim 10^{-3}$ за счёт наличия случайных срабатываний детектора мюонов. В этом случае $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ распады дадут пик в эффективной массе $\mu\mu$ - системы при 465 мэв. При экспериментальном разрешении по массе ± 3 мэв (см. рис. 3в) этот пик не может дать заметного вклада в область массы K^0 - мезона, поскольку он отстоит от нее на 8 стандартных ошибок.

$K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ распады могут имитировать $K^0 \rightarrow \mu\mu$, если оба пиона распадутся на мюоны, которые попадут в мю-детектор. Особенно опасны распады пионов после магнита, поскольку направление полёта мюона мало отличается от направления полёта распавшегося π -мезона (~ 3 мрад). Вероятность возникновения таких распадов составляет около 10^{-4} .

Как показывает опыт работы /1/ фон от распадов $\pi-\mu$ можно существенно подавить за счёт тщательного анализа распределений искр вдоль траекторий распадных частиц.

3. Фон от $K_L^0 \rightarrow \pi\mu\nu$ распадов.

Потенциальным источником фона являются также долгоживущие K^0 - мезоны, присутствующие в нейтральном пучке и распадающиеся по моде $K_L^0 \rightarrow \pi\mu\nu$. Поток K_L^0 под 0^0 был оценен при проведении пробного эксперимента и оказался равным $\sim 10^{-3}$ от потока нейтронов.

Исходя из этого можно показать, что за время работы установки при определении ширины распада $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ около 10^{-7} Гс будет зарегистрировано 8×10^4 $K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu$ распадов.

В эксперименте по регенерации ^{/15/} было зарегистрировано $1,2 \cdot 10^5$ K_{M3}^0 - распадов, из которых $2,70 \times 10^3$ имели два сработавших мв-счётчика. На рис.9 представлено распределение этих событий по эффективной массе $\mu\mu$ - системы, откуда видно, что фон от этого процесса в области массы каона отсутствует.

VI. В а к л ю ч е н и е

Эксперимент по поиску распада $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ хотя и весьма трудно, но возможно провести на ускорителе ИФЭЭ за разумное время. Возможно, что за это же время будут проведены аналогичные эксперименты на других ускорителях. Однако мы хотели бы заметить, что "проблема К-2мв" настолько важна, а эксперименты настолько трудны, что потребуются их неоднократное повторение. Кроме того, в составе установки и предлагаемого метода проведения экспериментов заложены возможности проведения дополнительно эксперимента по поиску распадов $K_S^0 \rightarrow \gamma \gamma$, а также повторения эксперимента ^{/1/} по поиску распада $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ на том же уровне.

Таблица I

Теоретическая оценка нижней границы скорости
распада $K^0_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$

	Предположение	$R_s(\mu\mu) \equiv \frac{\Gamma(K^0_s \rightarrow \mu\mu)}{\Gamma_s}$	Ссылка
1	CP-неинвариантность в распадах $K \rightarrow \mu\mu$	$\geq 10 \cdot 10^{-7}$	/2/
2	CP-неинвариантность в распадах $K \rightarrow \gamma\gamma$	$\geq 6 \cdot 10^{-7}$	/2/
3	CP-неинвариантность в распадах $K \rightarrow \gamma\gamma$, дополнительное anomальное CP-инвариантное взаимодействие $\Pi \rightarrow \mu\mu$	$\geq 3 \cdot 10^{-7}$	/2/
4	CP-неинвариантность в распадах $K \rightarrow \gamma\gamma$, дополнительное anomальное CP-инвариантное взаимодействие $\Pi \rightarrow \mu\mu$ и $\Pi \rightarrow \gamma\gamma$	$\geq 1,6 \cdot 10^{-7}$	/8/
5	CP-инвариантность в распадах $K \rightarrow \mu\mu$, $K \rightarrow \gamma\gamma$	$\geq 5 \cdot 10^{-11}$	/6/

Таблица 2

Экспериментальное определение скорости
распада $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

№ п/п	$R_{\mu}(\mu\mu) \equiv \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \mu\mu)}{\Gamma_S}$	ССЫЛКА
I ^p	$\leq 7,3 \cdot 10^{-5}$ 90% у.д.	/9/
2	$\leq 9,7 \cdot 10^{-5}$ 68% у.д.	/10/
3	$\leq 0,7 \cdot 10^{-5}$ 90% у.д.	/11/
4	$\leq 16 \cdot 10^{-5}$ 90% у.д.	Дубна Данная работа
5	$\leq 0,15 \cdot 10^{-5}$ 90% у.д.	ЦЕРН неопубли- ковано

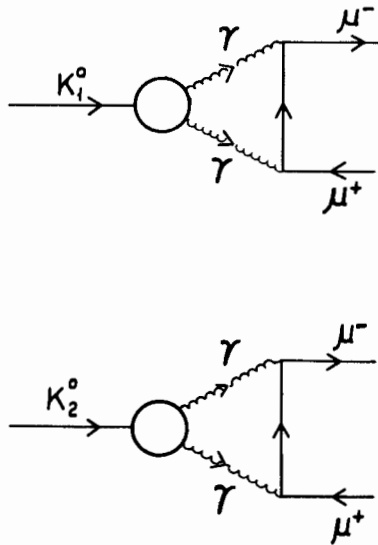


Рис.1. Диаграммы для расчёта вероятности распада $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

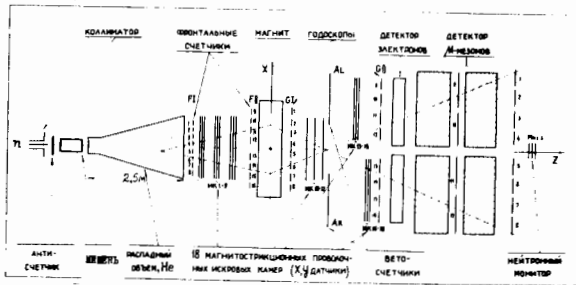


Рис.2. Схема расположения аппаратуры при проведении пробного эксперимента по поиску распадов $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

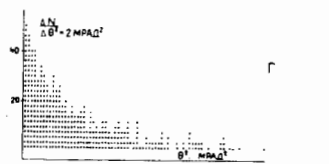
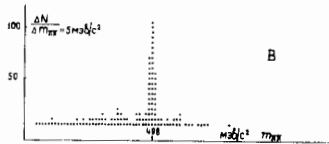
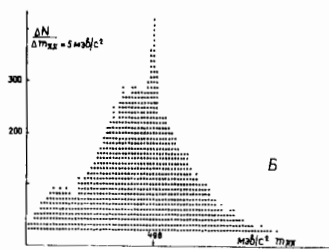
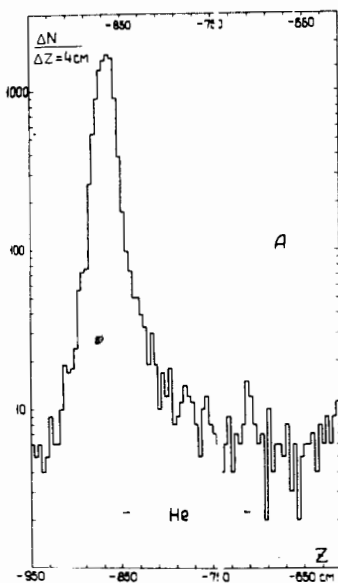


Рис.3. Исследование реакции $n + C \rightarrow \dots + K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Распределение всех найденных программой V^0 -событий по а) расстоянию вершины от центра магнита; б) по эффективной массе; в) тоже, что б), но с обрезанием по χ ; г) по углу вылета из мишени с обрезанием по массе $m_{\pi\pi} = 498 \pm 10$ Мэв.

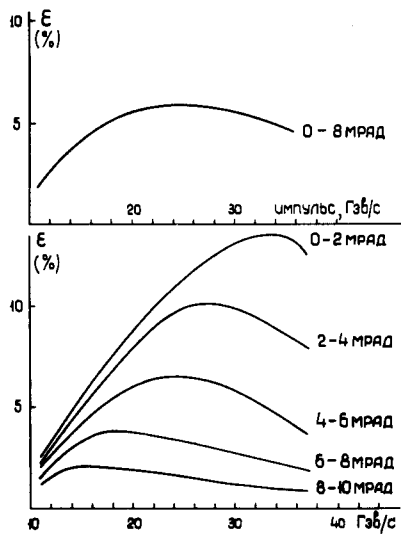


Рис.4. Эффективность установки к распадам $K_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ для разных углов вылета K_s^0 из мишени.

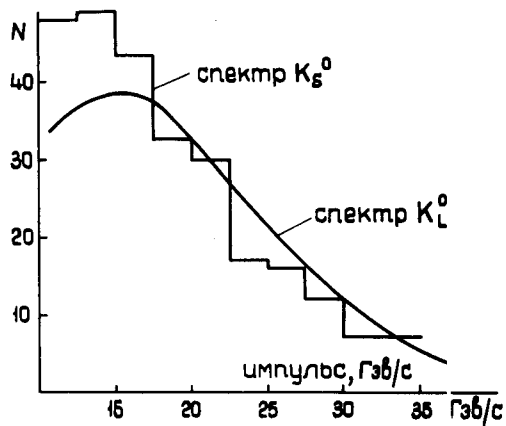


Рис.5. Импульсный спектр наблюдаемых K_s^0 .

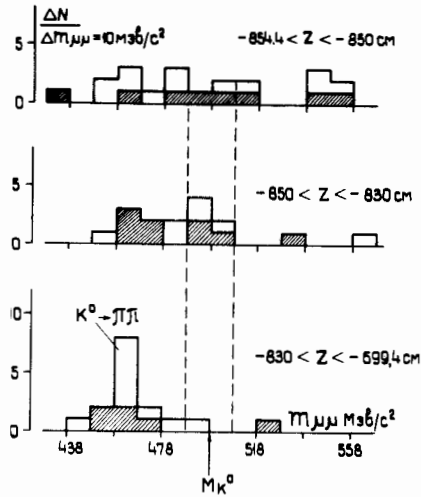


Рис.6. Исследование реакции $\pi + C \rightarrow \dots + \mu^+ + \mu^-$.
 Распределение событий по эффективной массе $\mu\mu$ - системы для разных областей распадной зоны.

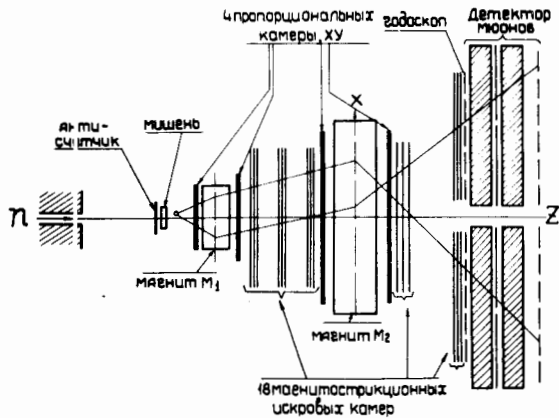


Рис.7. Схема расположения экспериментального оборудования для поиска распадов $K_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

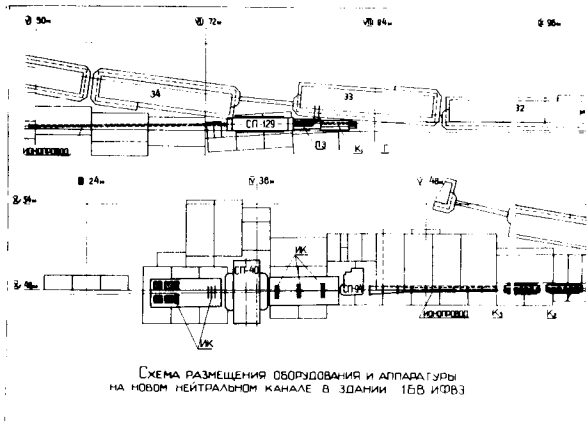


Рис.8. Схема канала нейтральных частиц для экспериментов с нейтральными каонами.

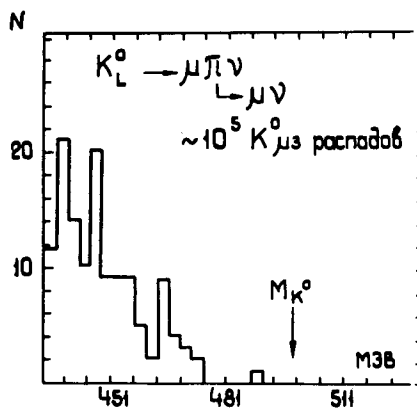


Рис.9. Распределение по эффективной массе $\mu\pi$ - системы K_{μ}^0 событий, наблюдаемых в эксперименте /15/.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A.L. Clark et al. Phys.Rev.Lett. 26, 1667 (1971).
2. A.D. Dolgov et al. Preprint ITEP No 924 (1972).
3. H. Stern, M.K. Gaillard. CEN-SACLAY, 1.
4. L.M. Sehgal. Phys.Rev. 183, 1511 (1969).
5. N. Christ, T.D. Lee. Phys.Rev. 4D, 209 (1971).
6. B.R. Martin, E. de Rafael, J. Smith. Phys.Rev. D2, 179 (1970).
7. G.V. Dass, L. Wolfenstein. Phys.Lett. v. 38B, 435 (1972).
8. M.K. Gaillard. Phys.Lett. 36B, 114 (1971).
9. M. Bott-Bodenhausen et al. Phys.Lett. 24B, 194 (1967).
10. R.P. Stutzke et al. Phys.Rev. 177, 2009 (1969).
11. B.D. Hyams et al. Phys.Lett. 29B, 521 (1969).
12. С.Г.Басиладзе и др. Сообщение ОИЯИ PI-536I (1970)
13. L.W. Jones et al. Phys.Lett. 36B, 509 (1971).
14. H. Grote et al. Atlas of Particle Production Spectra, CERN
Preprint (1970).
15. V.K. Birulev et al. Phys.Lett. 38B, 452 (1972).
16. В.К.Бирулев и др. Депонированное сообщение ОИЯИ
№ БИ-I-6529,1972.