

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ46.58

Б-648

2715/2-74

1 - 7899

В.К.Бирулев, Д.Вестергомби, А.С.Вовенко,
В.Генчев, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов, Ф.Деак,
В.Кекелидзе, В.Г.Кривохижин, В.В.Кухтин,
А.Л.Любимов, М.Ф.Лихачев, П.Марков, М.Новак,
Х.Рызек, И.А.Савин, Ю.И.Саломатин,
Л.В.Сильвестров, В.Е.Симонов, Г.Г.Тахтамышев,
П.Т.Тодоров, Л.Урбан

ПОИСКИ РАСПАДОВ КОРОТКОЖИВУЩИХ КАОНОВ
НА ДВА МЮОНА

Сотрудничество Берлин-Будапешт-Дубна-Прага-София

1974

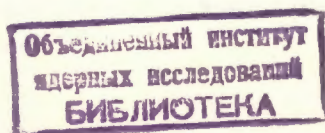
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 7899

В.К.Вирулев, Д.Вестергомби, А.С.Вовенко,
В.Генчев, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов, Ф.Деак,
В.Кекелидзе, В.Г.Кривохижин, В.В.Кухтин,
А.Л.Любимов, М.Ф.Лихачев, П.Марков, М.Новак,
Х.Рызек, И.А.Савин, Ю.И.Саломатин,
Л.В.Сильвестров, В.Е.Симонов, Г.Г.Тахтамышев,
П.Т.Тодоров, Л.Урбан

ПОИСКИ РАСПАДОВ КОРОТКОЖИВУЩИХ КАОНОВ
НА ДВА МЮОНА

Сотрудничество Берлин-Будапешт-Дубна-Прага-София



Бирулев В.К., Вестергомби Д., Вовенко А.С., Генчев В.,
Григалашвили Т.С., Гуськов Б.Н., Деак Ф., Кекелидзе В.Д.
и др.

1 - 7899

Поиски распадов короткоживущих каонов на два мюона

С помощью бесфильмового искрового спектрометра на пучке нейтральных частиц серпуховского ускорителя проведен кратковременный сеанс по поиску распада короткоживущего нейтрального каона на два мюона.

Получена верхняя граница отношения ширины распадов нейтрального короткоживущего каона на два мюона к полной ширине распада, равная $1,6 \cdot 10^{-4}$.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1974

После опубликования в 1971 г. результатов экспериментов по поиску распадов нейтральных долгоживущих каонов на два мюона /1/ возникла так называемая "проблема $K^0-2\mu$ ". Теоретические аспекты этой проблемы подробно проанализированы в обзорных работах /2,3/, выводами которых мы здесь пользуемся.

Суть проблемы сводилась к тому, что полученная в эксперименте /1/ верхняя граница отношения ширины распадов долгоживущих каонов на 2 мюона к полной ширине оказалась равной

$$R_L(\mu\mu) \equiv \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu\mu)}{\Gamma_L} \leq 1,8 \cdot 10^{-9},$$

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

Теоретическая граница соответствует оценке величины мнимой части амплитуды указанного распада в предположении, что распад идет только через промежуточное состояние с двумя гамма-квантами. В основу расчета были положены такие довольно общие физические предположения, как унитарность S-матрицы, выполнимость СРТ-системы, отсутствие наблюдавшихся распадов K^0 -мезонов на неизвестные новые частицы, отсутствие anomalно 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 $K^0-2\mu$ " было предложено много гипотез для ее объяснения. Почти все они исходили 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 $K^0-2\mu$ и/или K^0-2 гамма-распадах;

3/ предположение о нарушении фундаментальных принципов физики, таких, как CPT-теорема и унитарность S-матрицы.

Вторая и третья группы не требуют нарушения CP-инвариантности.

Из всех этих гипотез первая оказалась теоретически наиболее простой и интенсивно обсуждалась. Ее впервые высказали Крист и Ли /5/, предположившие, что подавление $K_L^0-2\mu$ 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 :

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

где $|\epsilon| = 2 \cdot 10^{-3}$. Такая интерференция возможна с учетом малости ϵ , если амплитуда $K_1^0 \rightarrow 2\mu$ достаточно велика и распад происходит с нарушением CP-четности.

Проверка этой гипотезы состоит в поисках anomalно большой ширины распада $K_S^0 \rightarrow 2\mu$, оценка которой находится в пределах от $10^{-6}\Gamma_s$ до $10^{-7}\Gamma_s$ 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 · 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 табл. 1.

Из табл. 1 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 $K^0 \rightarrow \gamma\gamma$ дает более низкую границу. Добавление

к CP-неинвариантности аномальных /неизвестных/ $\pi\pi \rightarrow \gamma\gamma$ и $\pi\pi \rightarrow \mu\mu$ взаимодействий приводит к еще более низкой границе.

До недавнего времени в литературе было известно всего 3 эксперимента, в которых определялась величина $R_S(\mu\mu)$ /18-20/ /см. табл. 2/.

Результаты этих экспериментов далеки от теоретических оценок. Совсем недавно в связи с проблемой $K^0-2\mu$ был поставлен специальный эксперимент /9/ по поиску распада $K_S^0 \rightarrow 2\mu$ с помощью современной установки - спектрометра с пропорциональными камерами. Полученная в нем величина уже исключает большинство моделей, перечисленных в табл. 1. Однако, как отмечалось в рапортерском докладе Б.Штеха на конференции в Экс-ан-Провансе /10/, поиски распада $K_S^0 \rightarrow 2\mu$ являются пока единственной возможностью обнаружить слабые CP-нарушающие эффекты в распадах $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$. Б.Штех призвал продолжить эти эксперименты, несмотря на то, что появилась другая работа /11/, в которой величина $R_L(\mu\mu) = /12_{-4}^{+8} / \cdot 10^{-9}$, по-видимому, согласуется с указанной выше теоретической оценкой и проблема $K-2\mu$ приобретает другую /экспериментальную/ окраску.

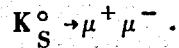
В декабре 1971 года нами было предложено /12/ провести эксперимент по поиску распада $K_S^0 \rightarrow \mu\mu$ на ускорителе Института физики высоких энергий /Серпухов/ на энергиях 70 ГэВ с помощью бесфильмового искрового спектрометра, использовавшегося для исследования регенерации нейтральных каонов /13/. 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^0 -мезонов предлагалось использовать реакцию неупругого рождения K^0 -мезонов в нейтрон-ядерных взаимодействиях, сформировав для этого пучок нейтронов, ориентированный под углом O° к внутреннему пучку протонов в ускорителе. Использование нейтронного пучка под O° имеет следующие преимущества:

1/ На основании данных экспериментов при энергии 29 ГэВ /14/ и применения масштабного преобразования

Таблица 1

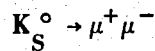
Теоретическая оценка нижней границы скорости распада



Предположение	$R_S(\mu\mu) \equiv \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \mu\mu)}{\Gamma_S}$	Ссылка
1. CP-инвариантность 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 аномальное CP-инвариантное взаимодействие $\pi\pi \rightarrow \mu\mu$	$\geq 3 \cdot 10^{-7}$	/2/
4. CP-неинвариантность в распадах $K \rightarrow \gamma\gamma$, дополнительное аномальное CP-инвариантное взаимодействие $\pi\pi \rightarrow \mu\mu$ и $\pi\pi \rightarrow \gamma\gamma$	$\geq 1,6 \cdot 10^{-7}$	/8/
5. CP-инвариантность в распадах $K \rightarrow \mu\mu$	$\geq 5 \cdot 10^{-11}$	/6/

Таблица 2

Экспериментальное определение скорости распада



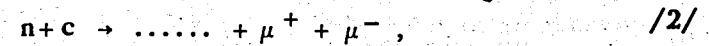
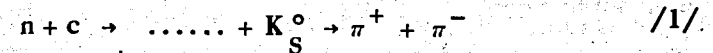
	$R_S(\mu\mu) \equiv \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \mu\mu)}{\Gamma_S}$	Ссылка
1.	$\leq 7,3 \cdot 10^{-5}$ 90% у.д.	/18/
2.	$\leq 9,7 \cdot 10^{-5}$ 68% у.д.	/19/
3.	$< 0,7 \cdot 10^{-5}$ 90% у.д.	/20/
4.	$\leq 16 \cdot 10^{-5}$ 90% у.д.	Данная работа
5.	$\leq 3,1 \cdot 10^{-7}$ 90% у.д.	

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 /15/, показывают, что при интенсивности протонов, сбрасываемых за цикл работы ускорителя на алюминиевую мишень длиной 2 см, равной $3 \cdot 10^{11}$, 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 рис. 1. В качестве мишени, где рождались K_S^0 , был выбран полиэтилен /18 г/см², и 33 г/см² /.



первый из которых был мониторирующим и позволял оценить поток K_S^0 экспериментально. Второй - рабочий процесс, определяющий скорость запуска установки и фоновые условия при выделении $K \rightarrow 2\mu$ -событий. В обоих случаях для запуска установки требовалось прохождение через нее двух заряженных частиц, одна из которых пролетает слева, а другая - справа от оси канала. Во втором случае в триггер включались счетчики детектора мюонов.

Нормировка измерений с разными типами запусков осуществлялась с помощью нейтронного монитора, расположенного вблизи последнего формирующего коллиматора. Установка работала при интенсивности нейтронов около $1,0 \cdot 10^7$ за цикл работы ускорителя. Это соответствовало сбросу на внутреннюю мишень около 10^{11} протонов за цикл. При этом скорость запуска установки для процессов /1/ и /2/ была 1000 и 3 события за цикл, соответственно.

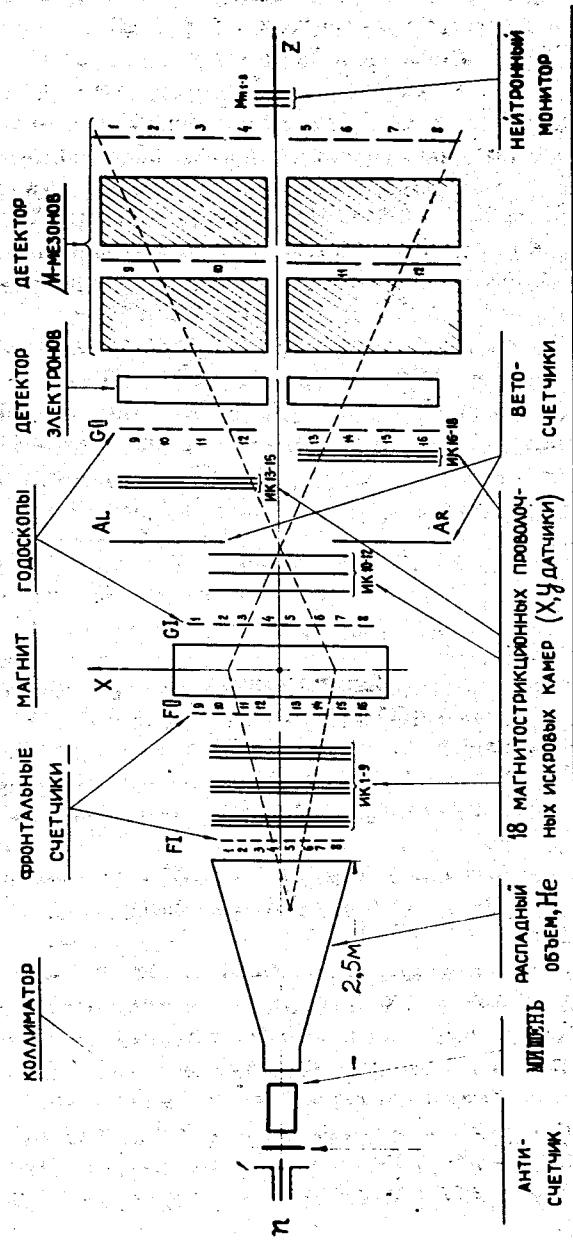


Рис. 1. Схема расположения аппаратуры при проведении пробного эксперимента по поиску распадов $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Геометрическая программа /16/ восстанавливала V^0 -события /"вилки"/, вызвавшие запуск установки.

На рис. 2а показано распределение числа найденных программой вилок в зависимости от Z-координаты вершин внутри распадного объема при запуске установки процессом /1/. Видно, что подавляющее большинство вилок исходит непосредственно из мишени и около 2% - из области за мишенью. На рис. 2б представлено суммарное распределение числа всех вилок по эффективной массе, вычисленной в предположении, что обе частицы есть пионы. В области массы K_S^0 мезона виден пик, обусловленный распадами $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Если рассмотреть только те вилок, которые возникли в области за мишенью /рис. 2в/, то на распределении по эффективным массам фон резко падает и пик $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ распадов проявляется очень четко. На рис. 2г представлено распределение событий в зависимости от угла вылета K^0 -мезона относительно оси пучка. Как и ожидалось из вычислений методом Монте-Карло, это распределение должно доходить до углов 8-10 мрад. Спектр наблюдаемых K_S^0 представлен на рис. 3 в сравнении со спектром K_L^0 из эксперимента /17/. Как видно, они достаточно близки.

Определяя число наблюдавшихся K_S^0 в разных условиях работы установки и зная ее эффективность, 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 , наблюдавшихся в распадной области, оказалось равным $8,5 / \text{цикл}$, что соответствует $400 / \text{цикл}$, рожденным в мишени.

Часть времени пробного эксперимента была отведена на изучение процесса /2/. Полученные при этом V^0 -события интерпретировались как $\mu\mu$ -пары. На рис. 4 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 счетчиков с остальными. Вероятность такого совпадения оценивается на уровне $3 \cdot 10^{-3}$. Этот пик находится

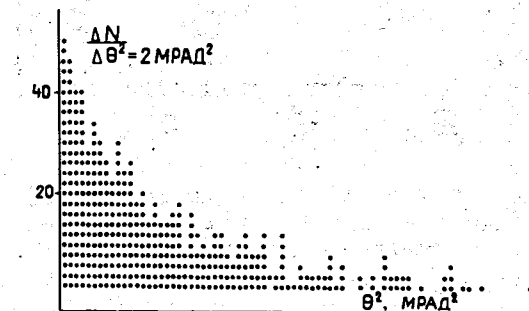
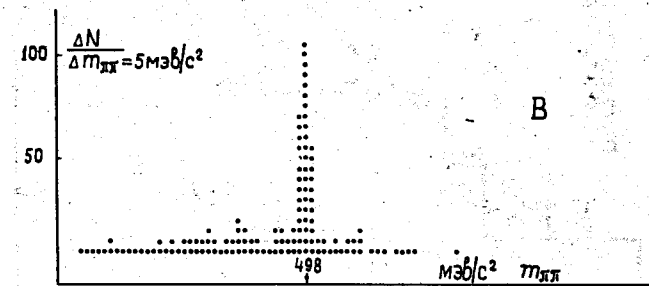
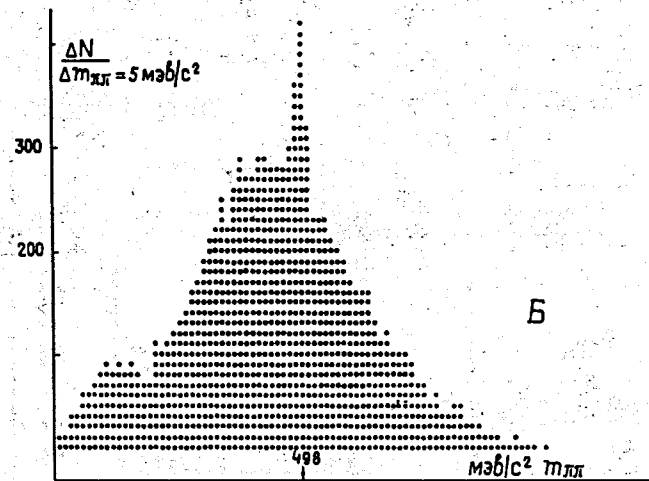
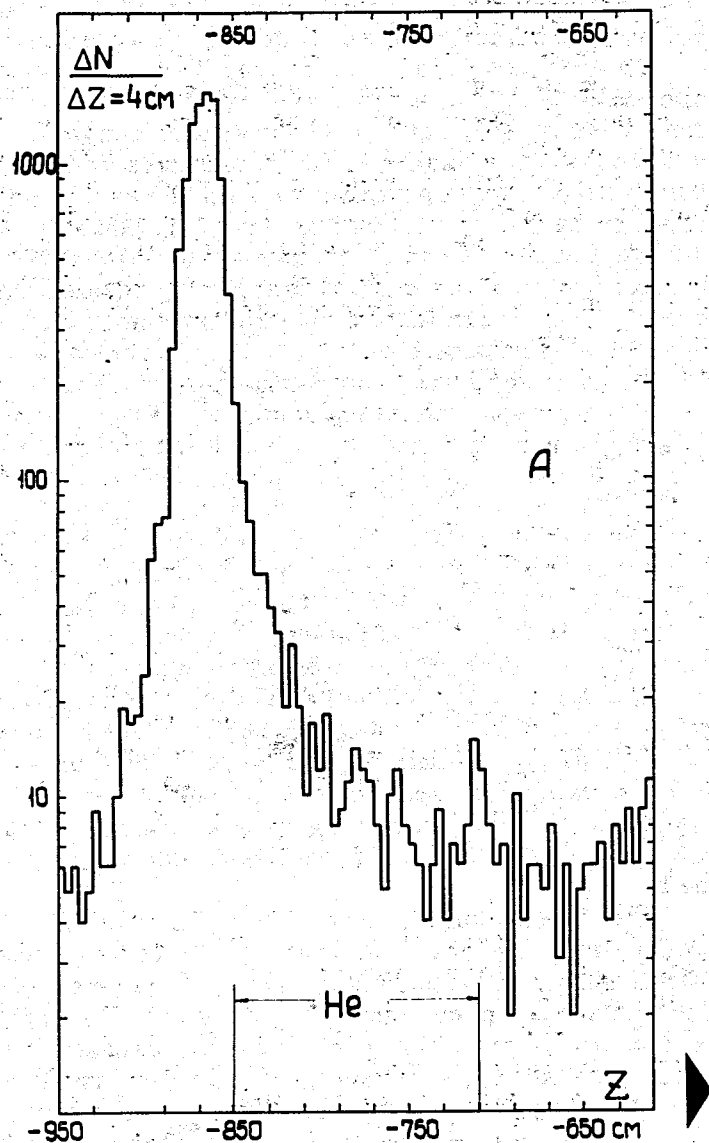


Рис. 2. Исследование реакции $p + s \rightarrow \dots + K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Распределение всех найденных программой V^0 -событий по а/расстоянию вершины от центра магнита; б/ по эффективной массе; в/ по же, что б/, но с обрезанием по Z; г/ по углу вылета из мишени с обрезанием по массе $m_{\pi\pi} = 498 \pm 10$ МэВ.

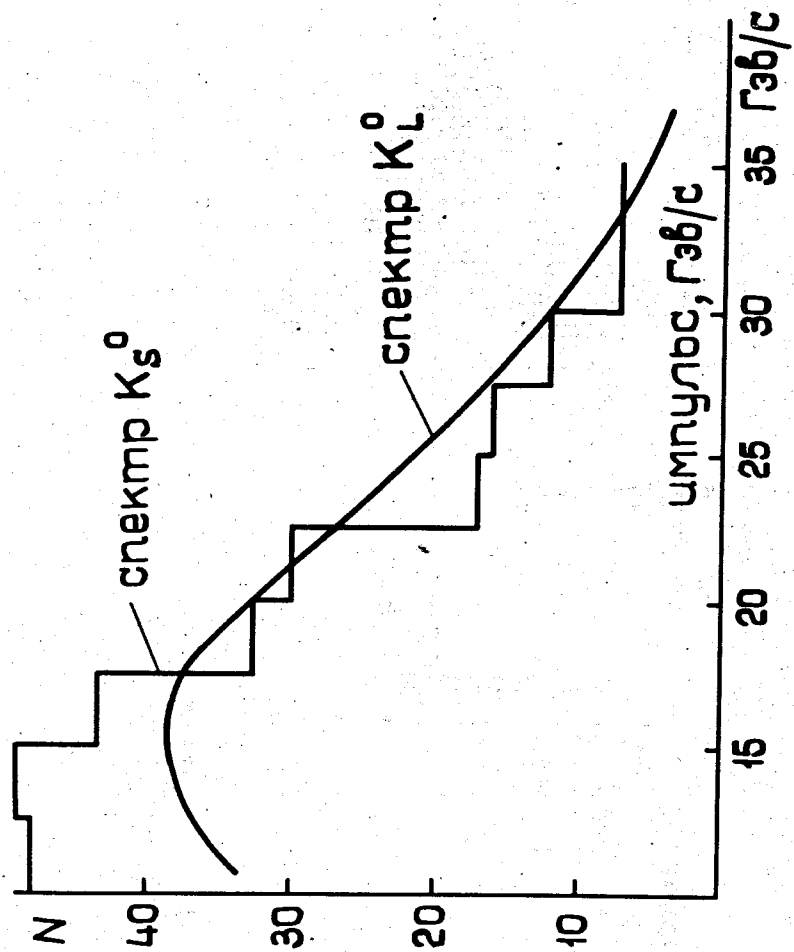


Рис. 3. Импульсный спектр наблюдавшихся K_S^0 .

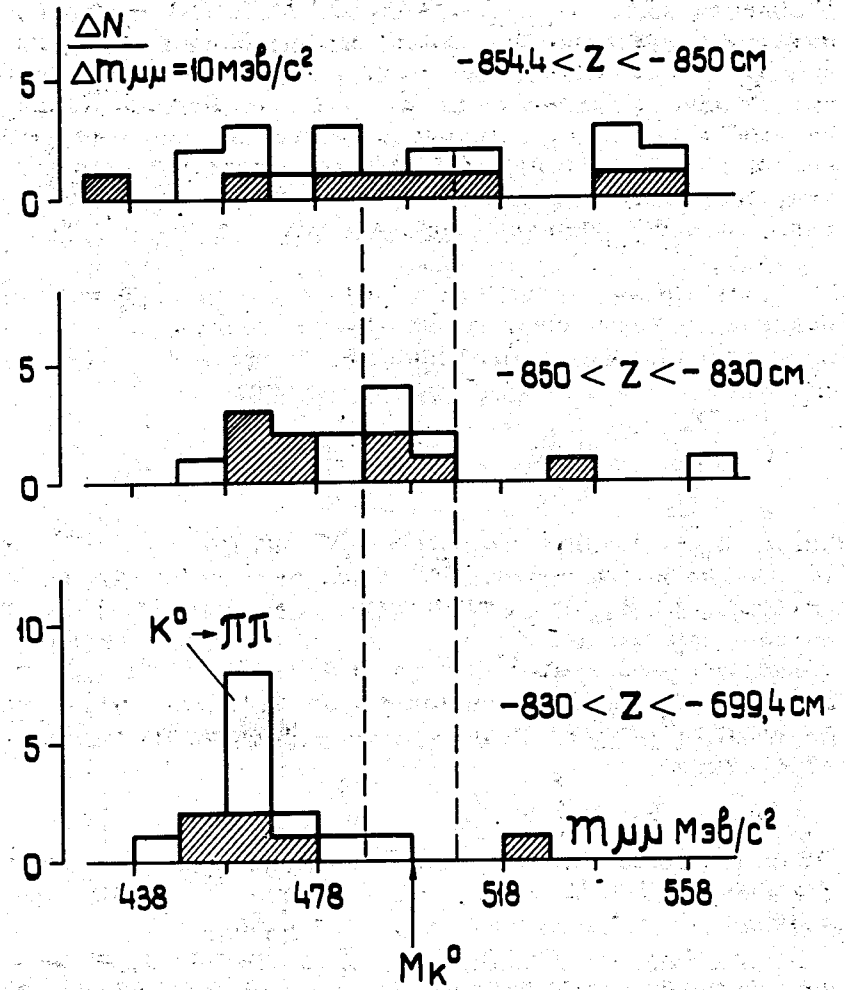


Рис. 4. Исследование реакции $p + c \rightarrow \dots \mu^+ \mu^-$. Распределение событий по эффективной массе $\mu\mu$ -системы для разных областей распадной зоны.

в области масс $m_{\mu\mu} = /463 \pm 10/ \text{ МэВ. } /10 \text{ МэВ}$ соответствует примерно 3 стандартным ошибкам в определении $m_{\mu\mu}$. В области же масс $m_{\mu\mu} = /498 \pm 10/ \text{ МэВ}$ нет ни одного кандидата на $K_S^0 \rightarrow 2 \mu\mu$ -распад. Кандидатами в $K_S^0 \rightarrow \mu\mu$ -распады считались события, для которых $m_{\mu\mu} = /498 \pm 10/ \text{ МэВ}$ и координаты треков частиц, экстраполированных на плоскость мюонного детектора, соответствовали координатам сработавших мюонных счетчиков.

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 наблюдавшихся 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 $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ и $K_S^0 \rightarrow \mu\mu$. Число наблюдавшихся $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ распадов равно 217. Для получения результата на 90%-уровне достоверности полагаем $N_{\mu\mu} = 2,2$, 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 /18/ и даже превосходит опубликованный результат работы /19/.

С учетом итогов пробного эксперимента нами предложена новая схема расположения аппаратуры для поиска распадов $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, изображенная на рис. 5, а также схема нового канала нейтральных частиц /рис. 6/, созданного на серпуховском ускорителе. Данное расположение обладает следующими преимуществами по сравнению с предыдущим: 1/ использование двух магнитов M_1 , как показывает опыт, существенно уменьшает фоновую загрузку искровых камер; 3/ использование про-

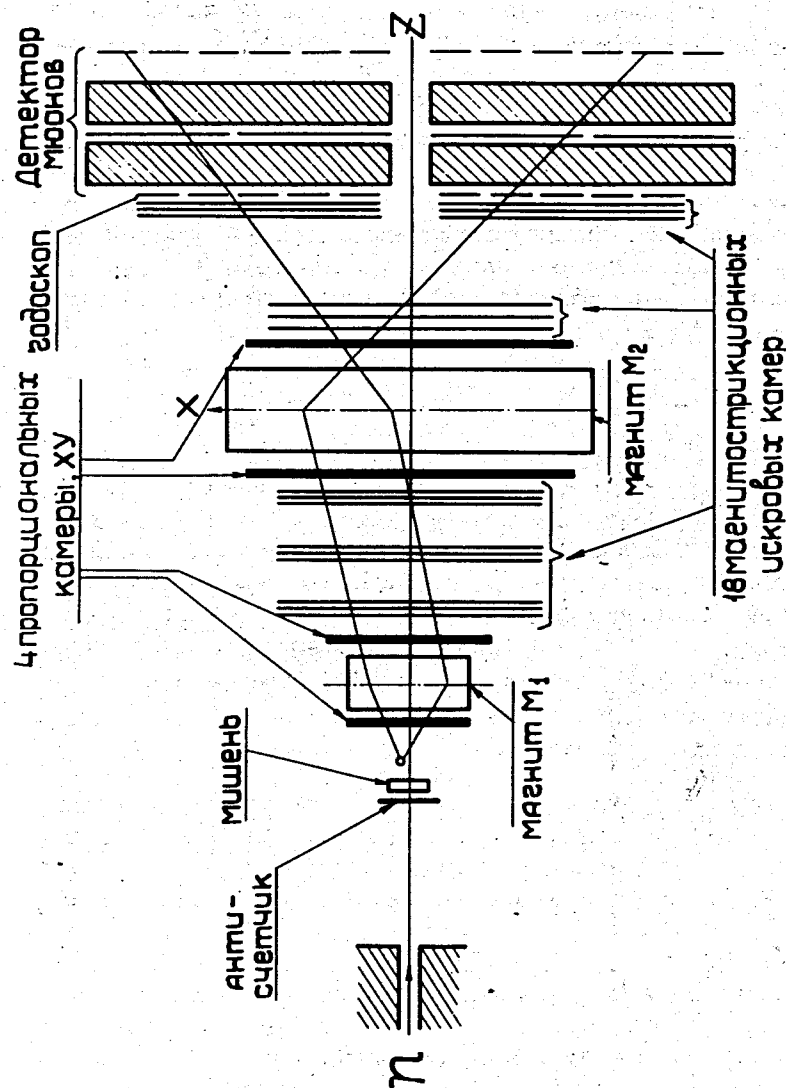


Рис. 5. Схема расположения экспериментального оборудования для поиска распадов $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$.

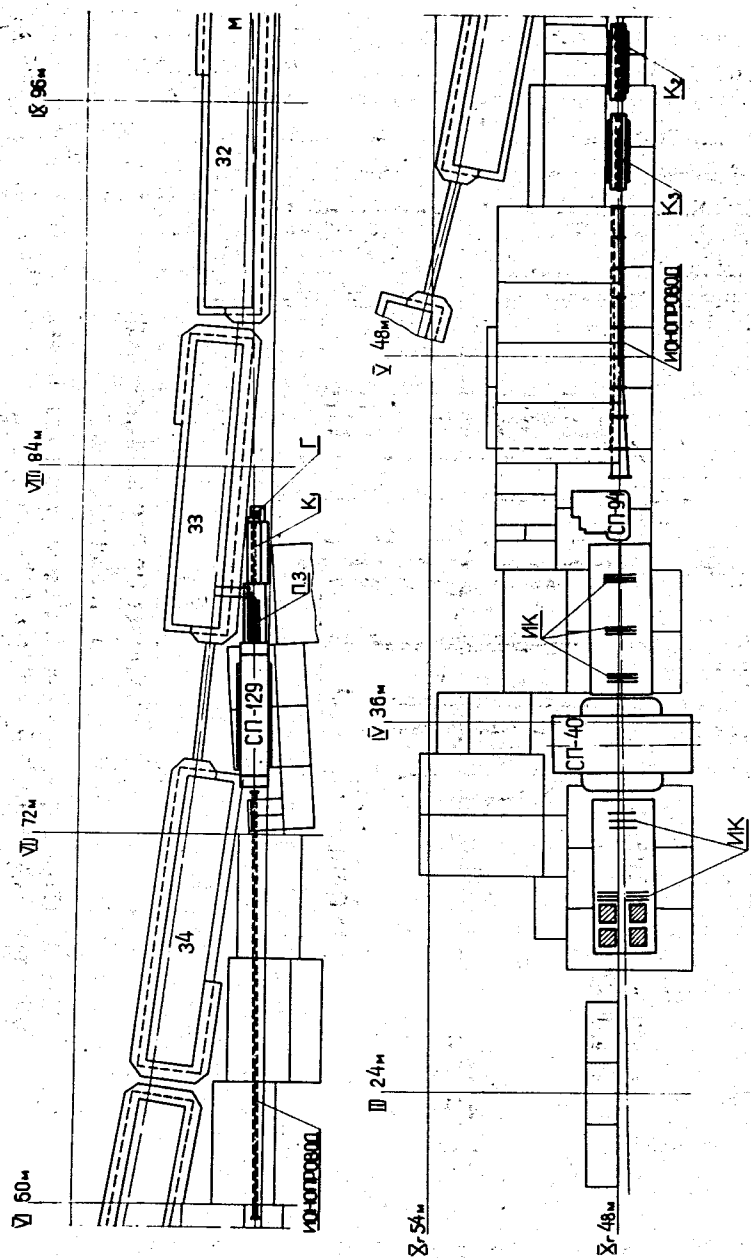


Рис. 6. Схема канала нейтральных частиц для экспериментов с нейтральными каонами.

порциональных камер и двух магнитов позволяет увеличить используемый поток падающих нейтронов; 4/ более компактное расположение аппаратуры за магнитом M_2 также увеличивает эффективность установки и уменьшает фон от распадов $K^0 \mu_3$, а также от $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Оценки показывают, что при данном расположении можно выиграть в числе регистрируемых за цикл K_S^0 в $10 \div 20$ раз.

Используя экспериментальную оценку регистрируемого потока K_S^0 , указанный фактор увеличения эффективности регистрации за счет 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 $5 \cdot 10^{-8}$ Г может быть достигнута за 1000 часов работы ускорителя.

При оценке времени ускорителя, которое необходимо для поиска распада $K_S^0 \rightarrow 2\mu$ на уровне $5 \cdot 10^{-8}$ Г, считалось, что фоновые процессы подавлены до такой степени, что они практически не дают событий с эффективной массой, лежащей в области массы K^0 -мезона.

К числу главных фоновых процессов относятся взаимодействия нейтронов в газе распадного объема, распады пионов, возникших от $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, и распады $K^0 \rightarrow \mu \pi \gamma$, где второй мюон возник от распада π . Для того, чтобы эти процессы не затрудняли существенно проведение эксперимента, необходимо устранить вещество из распадного объема, иметь достаточно большое количество плоскостей регистрации для обнаружения точки распада $\pi-\mu$ и достаточно хорошее разрешение по углу и инвариантной массе.

Литература

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. S.Gjesdal et al. *Phys.Lett.*, 44B, 217 (1973).
10. B.Stech. *Supplement au journal de physique*, tome 34, fase 11-12, C1-79 (1973).
11. Caruthers et al. *Phys.Rev.Lett.*, 30, 1336 (1973).
12. В.К. Бирулев и др. Депонированное сообщение ОИЯИ, Б1-1-6529, Дубна, 1972.
13. С.Г. Басиладзе и др. Сообщение ОИЯИ, Р1-5361, Дубна, 1970.
14. L.W. Jones et al. *Phys.Lett.*, 36B, 509 (1971).
15. H.Grote et al. *Atlas of Particle Production Spectra. CERN Preprint* (1970).
16. Д. Вестергомби и др. Сообщение ОИЯИ, Р10-7284, Дубна, 1973.
17. V.K. Birulev et al. *Phys.Lett.*, 38B, 452 (1972).
18. M. Bott-Bodenhamsen et al. *Phys.Lett.*, 24B, 194 (1967).
19. R.P. Stutzke et al. *Phys.Rev.*, 177, 2009 (1969).
20. B.D. Hyams et al. *Phys.Lett.*, 29B, 521 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
26 апреля 1974 года.