

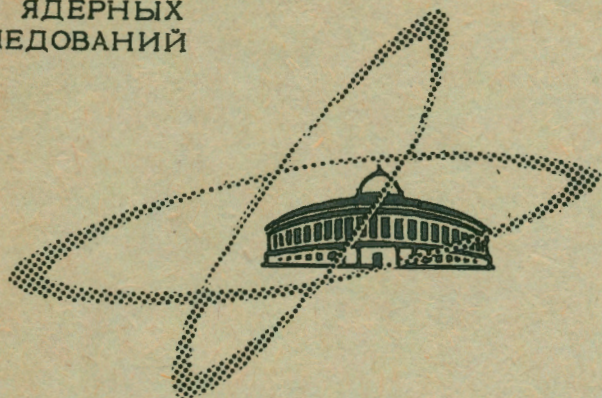
3862

УКЗ. ЧИТ. ЗАЛ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 3862



В.И.Петрухин, В.И.Рыкалин, Д.М.Хазинс, З.Цисек

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

СРАВНЕНИЕ ВРЕМЕН ЖИЗНИ
ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ

1968

P1 - 3862

В.И.Петрухин, В.И.Рыкалин, Д.М.Хазинс, З.Цисек

**СРАВНЕНИЕ ВРЕМЕН ЖИЗНИ
ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ**

Направлено в ЯФ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

В последние годы в связи с обнаружением нарушения CP -инвариантности в распаде долгоживущих K^0 -мезонов проявляется интерес к экспериментальной проверке инвариантности различных типов взаимодействий относительно C , P -и T -преобразований, а также их комбинаций CP и CPT . Как показано в работе Ли/1/, для сильного, электромагнитного и не-лептонной части слабого взаимодействия, сохраняющей странность ($\Delta S = 0$), существует очень хорошее экспериментальное доказательство выполнения CPT -теоремы (разность масс K_1^0 и K_2^0 не превышает величины 10^{-14} ш.з.). Значительно хуже проверено выполнение CPT -теоремы для лептонной части слабого взаимодействия. Одна из возможностей экспериментальной проверки CPT -инвариантности такого типа взаимодействия состоит в сравнении времен жизни π^+ -и π^- -мезонов.

Такой опыт был поставлен на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. В нашей постановке эксперимента сравнение времен жизни π^+ -и π^- -мезонов производится относительным методом и состоит в измерении ослабления пучков π^+ -и π^- -мезонов из-за распада их на лету в условиях одинаковой геометрии. Чтобы избежать абсолютных измерений, необходимо выполнить несколько условий:

- 1) получить достаточно хорошо сформированные (узкие) пучки мезонов обоих знаков;
- 2) выделить из пучка от ускорителя (содержащего π^- -мезоны, мюоны и электроны) π^- -мезоны с одинаковым для частиц обоих знаков средним импульсом;
- 3) свести к минимуму выбывание π^- -мезонов из пучка, не связанное с их распадом (многократное рассеяние, ядерное взаимодействие).

Формирование пучка осуществляется с помощью системы коллиматоров и отклоняющего магнита. Сформированный пучок проходит распадную длину в вакууме. Идентификация π -мезонов производится по времени пролета. Равенство средних импульсов для пучков π^+ и π^- -мезонов достигается установкой магнитного поля отклоняющего магнита по ядерному магнитному резонансу и контролируется по спектрам времени пролета.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка создана на основе спектрометра по времени пролета, описанного в работе^{/2/}. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Пучок π -мезонов с импульсом $p \approx 180$ Мэв/с от синхроциклотрона (1) проходит через коллиматоры (2 и 3), отклоняется анализирующим магнитом (4) и проходит через коллиматор (5) диаметром 22 мм, находящийся на выходе из 3-метровой защитной стены. Пройдя через сцинтилляционные счётчики S_1, S_2, S_3 , пучок попадает в вакуумный тракт внутренним диаметром 150 мм. Длина тракта менялась в пределах 6,6 м + 13,5 м. В тракте поддерживается вакуум не хуже чем 0,5 мм Hg. На расстоянии 4,5 м от первой группы счётчиков (S_1, S_2, S_3) в вакууме помещены два сцинтиллятора счётчиков антисовпадений (A_4 и A_5) представляющие собой диски толщиной 10 мм (A_4) и 20 мм (A_5) и диаметром 140 мм, имеющие отверстие в центре диаметром 22 мм. На выходе тракта частицы регистрируются счётчиками S_6, S_7, S_8 . За счётчиком S_8 расположен медный фильтр толщиной 25 г/см², поглощающий π -мезоны и пропускающий мюоны и электроны, которые отключаются счётчиком антисовпадений A_9 .

Сцинтилляторы счётчиков S_1, S_2, S_3 имеют толщины 0,5 мм, 5 мм, 0,5 мм, соответственно, и поперечные размеры 35 x 35 мм². Толщины этих сцинтилляторов выбраны достаточно малыми, с тем чтобы уменьшить эффект многократного рассеяния в них. Размеры сцинтилляторов счётчиков S_6, S_7 и A_9 200 x 200 x 10 мм³ (каждого). Сцинтиллятор счётчика S_8 выполнен в виде диска диаметром 160 мм и толщиной 45 мм; он "просматривается" двумя фотоумножителями для получения хорошего временного разрешения^{/2/}.

Счётчики S_2 и S_8 являются "базовыми" для измерений по времени пролета. В них используются фотоумножители типа XP-1020.

Блок-схема электроники приведена на рис. 2. Три быстрых схемы совпадений, имеющих разрешение $2\tau = 5$ нсек, СС1, СС2, СС3, образуют логическую схему $(S_1 + S_2 - A_4) + (S_2 + S_3 - A_5)$, которая служит для выделения центральной части пучка и одновременно является монитором. СС4 выделяет события по схеме $(S_6 + S_7 + S_8 - A_9)$.

Сигналы с выходов схем СС3 и СС4 включены на совпадение в схемах "ворот" СВ1 и СВ2. Появление сигналов с выходов СВ1 и СВ2 означает в первом приближении, что частица прошла весь телескоп счётчиков таким образом, что расстояние частицы от стенки тракта всегда больше 15 мм и что она остановилась в фильтре Ф. Эти сигналы через смесители (ИЛИ) и усилители запускают схемы пропускания (СП1, СП2, СП3) через которые сигналы с "базовых" счётчиков проходят на два время-амплитудных преобразователя^{x/}. Сигналы с выходов преобразователей складываются в сумматоре^{/2/}, и суммарный сигнал подается на амплитудный анализатор АИ4096. Кроме сигналов от частиц, на анализатор поступают сигналы от генератора, задающие реперный интервал времени (два реперных пика во времяпролетном спектре) с большой точностью. Способ подачи реперных сигналов описан в работах^{/2,3/}. В отличие от этих работ в настоящей работе не используется обратная связь для стабилизации спектрометра.

Для регистрации скорости счёта монитора и контроля работы электроники используется 6 пересчётных схем ПП1 + ПП6. По условиям эксперимента необходимо регистрировать скорость счёта монитора только в течение "живого" времени анализатора. Для этого в цепь пересчётных схем ПП4, ПП5, ПП6 введена трехканальная схема блокировки (СБ), которая работает следующим образом. Когда на анализатор приходит сигнал от исследуемого события, на СБ поступает сигнал управления анали-

^{x/}Здесь применены две схемы "ворот", регистрирующие одни и те же события, с той целью чтобы сигналы, проходящие через схемы пропускания, имели постоянную задержку относительно сигналов запуска схем пропускания независимо от времени пролета частицы.

затором и блокирует все три канала. Деблокировка производится сигналом конца регистрации анализатора, когда анализатор снова готов к приему следующего сигнала. Счет монитора производится схемой ПП4.

Разрешение спектрометра в данной постановке опыта составляет $2\tau = 0,65$ нсек (ширина пика электронов на полувысоте), что несколько хуже разрешения, указанного в работе^{/2/} (0,44 нсек), и связано с уменьшением толщины сцинтиллятора базового счетчика S_2 до 5 мм.

С анализатора времяпролетные спектры записывались на магнитную ленту^{/4/} и выводились на печать.

Формирование пучка

Коллиматор (5) формирует пучок, который образует пятно диаметром 25 мм в месте расположения первых счетчиков. Общее количество вещества, которое вносится в пучок первой группой счетчиков, — около $0,8 \text{ г/см}^2 \text{ Сн}$. Угловая расходимость пучка π -мезонов после первых счетчиков $\approx 1^\circ$. Отверстия в счетчиках антисовпадений пропускают пучок, диаметр которого на конце тракта не превышает 111 мм (внутренний диаметр тракта — 150 мм). Таким образом, основная часть регистрируемого пучка проходит, не касаясь стенок тракта. Однако существует несколько причин, приводящих к попаданию некоторой части π -мезонов, проходящих через отверстия в счетчиках антисовпадений, на стенки тракта.

1. Рассеяние на оставшемся воздухе тракта приводит к увеличению диаметра пучка (на максимальной базе до ≈ 117 мм). В результате на стенки тракта попадает не более 10^{-7} доли π -мезонов, проходящих через отверстия в счетчиках антисовпадений.

2. π -мезоны, попадающие на стенки тракта до счетчиков антисовпадений и на коллиматор (7) (рис. 1), могут рассеяться и пройти через отверстия в счетчиках антисовпадений. Такие π -мезоны будут попадать на стенки тракта на различном расстоянии от счетчиков антисовпадений. На основании известной угловой расходимости после первых счетчиков, сечения упругого рассеяния π -мезонов на ядрах и величины телесного угла, под которым видны отверстия антисовпадений, можно найти, что доля таких π -мезонов $< 5 \cdot 10^{-4}$.

3. π -мезоны рассеиваются на краях сцинтилляторов антисовпадений ограничивающих отверстия, без регистрации их в счетчиках антисовпадений. Рассматриваются такие случаи, когда π -мезон попадает на сцинтиллятор счетчика антисовпадений в непосредственной близости от отверстия, проходит небольшой путь в нем и за счет рассеяния выходит из сцинтиллятора. При этом количество света, которое дает π -мезон, может оказаться недостаточным для срабатывания схемы антисовпадений. Расчет показывает, что доля таких π -мезонов $\leq 3 \cdot 10^{-3}$. (Предполагается, что количество света, соответствующее $1/3$ от света, даваемого π -мезоном при прохождении всей толщины сцинтиллятора, уже достаточно для срабатывания схемы антисовпадений).

4. Неэффективность антисовпадений, для обоих счетчиков не превышала (в случае π -мезонов) значения $2 \cdot 10^{-4/2/}$. Однако, учитывая отношение числа π -мезонов, попадающих в отверстие антисовпадений, к числу проходящих через их сцинтилляторы, можно сделать вывод, что доля π -мезонов, прошедших через сцинтиллятор антисовпадений и не отключенных от числа π -мезонов, прошедших через отверстие, $\approx 1\%$. Эта величина нами измерялась экспериментально (см. ниже раздел "Измерения") и оказалась близкой к расчетной.

Таким образом, доля π -мезонов, попадающих на стенки тракта, от числа π -мезонов, проходящих через отверстия в счетчиках антисовпадений, $\approx 1\%$ и обусловлена в основном рассеянием на краях сцинтилляторов антисовпадений и неэффективностью антисовпадений. В нашей постановке эксперимента, однако, не столь важно абсолютное число частиц, выбывающих из пучка по указанным выше причинам, сколько разность этих величин для пучков π^+ и π^- -мезонов. Что касается эффекта рассеяния на краях сцинтилляторов антисовпадений, то здесь различие в выбывании π^+ и π^- -мезонов может быть обусловлено только различием в сечениях рассеяния из-за интерференции кулоновского и сильного взаимодействия. Оценки показывают, что этот эффект дает вклад в отношение времен жизни π^+ и π^- -мезонов $< 10^{-4}$. Вклад от неэффективности антисовпадений измерялся для π -мезонов обоих знаков и на различных расстояниях от счетчиков антисовпадений. Соответствующие поправки обсуждаются ниже.

Кроме указанных причин, различие в выбывании π^+ и π^- -мезонов из пучков может быть обусловлено различием в траекториях π^+ и π^- -мезонов из-за магнитного поля Земли и рассеянных магнитных полей в экспериментальном зале. Для оценки этого эффекта и юстировки вакуумного тракта изучался профиль пучков π^+ и π^- -мезонов на различных базах по вертикали и горизонтали. Для этого в счётчике S_6 использовался сцинтиллятор $20 \times 20 \times 1,5 \text{ мм}^3$, а сам счётчик помещался на дистанционно управляемую тележку.

На рис. 3. приведена топография пучка по горизонтальной оси на максимальной базе. Эти кривые удовлетворительно согласуются с расчетным размером пучка (с учётом размеров сцинтиллятора подвижного счётчика). Измерение центров тяжести (\bar{x}) кривых распределения пучков π^+ и π^- -мезонов дает

$$\bar{x}_{\pi^+} = (-0,5 \pm 1,2) \text{ мм}; \quad \bar{x}_{\pi^-} = (-2,9 \pm 1,2) \text{ мм}.$$

Отсюда различие траекторий на максимальной базе составляет

$$(\bar{x}_{\pi^+} - \bar{x}_{\pi^-}) = (2,4 \pm 1,7) \text{ мм}.$$

Такая разница в траекториях дает вклад в отношение времен жизни π^+ - и π^- -мезонов $< 10^{-4}$.

Измерения

Подготовка к измерениям производилась в следующей последовательности. Сначала подбирались ток отклоняющего магнита (4) и апертура коллиматора (2) (см. рис. 1) так, чтобы получить максимальную интенсивность при достаточно малом импульсном разбросе. Затем с помощью подвижного счётчика снималась топография пучка по горизонтальной и вертикальной осям на максимальной базе $V = 13,45 \text{ м}$ (расстояние между счётчиками S_2 и S_8) и на базе $V = 9,93 \text{ м}$ и соответственно юстировался вакуумный тракт. После этого подбирался фильтр Φ так, что дискриминация мюонов составляла $\approx 99\%$, а дискриминация π^- -мезонов не превышала 5% . В результате этой процедуры мы имели следующие параметры пучков: импульс 180 Мэв/с , импульсный

разброс $\pm 1,5\%$, интенсивность π^- -мезонов обоих знаков на максимальной базе $\approx 10 \text{ сек}^{-1}$, отношение числа регистрируемых мюонов к числу π^- -мезонов $\approx 0,01$, соответствующее отношение для электронов $\approx 0,79$ (для e^-) и $0,01$ (для e^+).

Цикл измерений состоял в получении временных спектров частиц обоих знаков при трех положениях последней группы счётчиков ($V = 6,61 \text{ м}$, $V = 9,93 \text{ м}$ и $V = 13,45 \text{ м}$). В каждом временном спектре набиралось по $(30 + 60) 10^4$ π^- -мезонов. При переходе от частиц одного знака к частицам другого знака поле отклоняющего магнита контролировалось по ядерному магнитному резонансу с относительной точностью $\pm 2 \cdot 10^{-4}$. Всего было проведено 15 циклов измерений. При этом было зарегистрировано около $6 \cdot 10^6$ π^- -мезонов обоих знаков.

Фон в эксперименте определялся перекрыванием пучка в счётчиках A_4 и A_5 , для чего в отверстия сцинтилляторов этих счётчиков вставлялся латунный стержень длиной 200 мм ($\approx 170 \text{ г/см}^2$) и диаметром, отличающимся от отверстия в сцинтилляторах антисовпадений на $0,1 \text{ мм}$. При этом загрузка последней группы счётчиков изменялась незначительно (\approx на 20%) и, таким образом, регистрировался весь фон, связанный с неэффективностью антисовпадений и случайными совпадениями (малую часть частиц, проходящих в щель между стержнем и сцинтилляторами в данном случае можно не учитывать).

Определенные затем из спектров по времени пролета отношения

$\frac{\text{фон}}{\text{эффект}}$ приведены в следующей таблице:

	$V = 13,45 \text{ м}$	$V = 6,61 \text{ м}$
π^+	$(0,056 \pm 0,016)\%$	$(0,88 \pm 0,025)\%$
π^-	$(0,097 \pm 0,019)\%$	$(0,92 \pm 0,03)\%$

На минимальной базе ($V = 6,61$) фон существенно больше из-за большего вклада неэффективности антисовпадений. Интересующая нас величина — разница в фонах для разных знаков частиц. Как видно из таблицы, она $\approx 0,04\%$ на обеих базах, что связано с большей интенсивностью отрицательного пучка и, следовательно, с большим числом случайных совпадений.

Разница в фонах в 0,04% мала по сравнению со статистической ошибкой опыта и в дальнейшем мы ею пренебрегаем.

Обработка результатов измерений

Результаты измерений получаются в виде временных спектров частиц пучков, содержащих π^+ -и π^- -мезоны (см. рис. 4).

Целью обработки этих спектров является 1) выделение π^+ -и π^- -мезонов с одинаковой эффективностью из соответствующих спектров (это требование относится только к выделению π^- -мезонов на одной и той же базе, эффективность выделения π^+ -мезонов на разных базах может быть различна); 2) определение средней скорости π^- -мезонов и разности скоростей π^+ -и π^- -мезонов.

Выделение π^- -мезонов. Наличие небольшой доли медленных мюонов ($\approx 1\%$), которые не отключаются антисовпадениями (A_0), а также фона случайных совпадений не позволяет выделить из временных спектров абсолютное количество зарегистрированных π^- -мезонов с необходимой точностью. В связи с этим в π^- -мезонном пике учитывалась только та его часть, которая прилегает к центру тяжести пика и форма которой идентична для π^+ -и π^- -мезонов. Для этого сначала были найдены центры тяжести пиков π^+ -и π^- -мезонов. Точность определения центра тяжести равнялась $\pm 0,03$ канала (≈ 3 псек) и была обусловлена в основном некоторой асимметрией временного распределения и наличием фона случайных совпадений. Затем гистограмма временного распределения перестраивалась таким образом, чтобы центр тяжести пика находился точно на границе между кавалами. Перестроенные спектры

π^+ -и π^- -мезонов, полученные на одной и той же базе, совмещались так, чтобы совпадали их центры тяжести. Зависимость отношения числа отсчетов π^+ -мезонов к числу отсчетов π^- -мезонов в некотором канале от номера этого канала (α_1) характеризует разницу в формах двух спектров. Чувствительность такого метода сравнения форм пиков можно видеть из рис. 5, где представлена типичная „ α -кривая“ для базы $B = 6,61$ м. Провал на „ α -кривой“ в районе 109 канала связан с раз-

личием в доле зарегистрированных мюонов^{x/} ($\approx 1\%$ от числа π^- -мезонов). Подъем кривой в районе 101-го канала происходит из-за наличия некоторого пика во временных спектрах, число частиц в котором составляет $1 + 2\%$ от количества π^- -мезонов в положительном пучке и раза в 2 + 3 меньше в отрицательном. Наличие этого пика хорошо видно при лучшем временном разрешении ($2\tau = 0,44$ нсек), однако происхождение его пока непонятно.

Тем не менее, в районе центра тяжести имеется участок, охватывающий $\approx 90\%$ площади пика, где величина α не меняется. Для дальнейших расчетов из спектра π^- -мезонов бралась та его часть, которая содержится в десяти центральных каналах перестроенного спектра, как это показано на рис. 5, линиями $-g$ и $+g$ ($g = 5$).

Определение средней скорости π^- -мезонов. Средняя скорость π^- -мезонов (β_π) определялась по смещению положения пиков на времяпролетном спектре при изменении пролетной базы. Причем изменение пролетной базы производилось таким образом, чтобы положение π^- -мезонного пика на меньшей базе (L) совпадало примерно с положением электронного пика на большей базе ($L - \Delta L$). Полагая скорость электронов $\beta_e = 1$ (при импульсе $p = 180$ Мэв/с, $\beta_e = 0,999996$), можно написать

$$\beta_\pi = 1 - \frac{\Delta L}{L(1 + \delta)}$$

где

$$\delta = \frac{t_L^e - t_{L-\Delta L}^\pi}{t_L^\pi - t_L^e}$$

Здесь t_L^e , t_L^π , $t_{L-\Delta L}^\pi$ - означают временное положение центров тяжести электронного и π^- -мезонного пиков на базах L и $L - \Delta L$.

^{x/} В отрицательном пучке мюонов \approx в 2 раза больше, чем в положительном.

Для определения величины δ необходима калибровка шкалы спектрометра. С этой целью в канал 1-го "базового" счётчика (S_2) вводилась задержка 900 псек. При этом все пики смещались на одинаковую по времени величину. Такие сдвиги производились на каждой из трех баз. Полученная кривая зависимости цены канала от его номера приведена на рис. 6. Ошибка каждой точки определялась в основном временным дрейфом спектрометра и составляла примерно 2%. Величина δ находилась как отношение площадей под кривой, ограниченных абсциссами $t_L^\circ, t_{L-\Delta L}^\pi$ и t_L^π, t_L° . Для $L = 13,45$ м и $\Delta L = 3,523$ м было получено $\delta = 0,248 \pm 0,009$. Отсюда $\beta_\pi = 0,7901 \pm 0,0014$. Указанная ошибка обусловлена в основном ошибками в измерении калибровочной кривой. Ошибки, связанные с определением центра тяжести (± 3 псек), измерением длин L и ΔL , а также разностью амплитуд сигналов со счётчиков от π -мезонов и электронов, дают существенно меньший вклад в ошибку определения β_π ($< 3 \times 10^{-4}$).

Сравнение скоростей π^+ - и π^- -мезонов. С этой целью для каждого спектра определялась величина

$$\gamma = \frac{t^\circ - t^\pi}{t_{P_2} - t_{P_1}},$$

где $t^\circ, t^\pi, t_{P_2}, t_{P_1}$ - центры тяжести пиков электронов, π -мезонов и реперов. Очевидно, что в первом приближении величина γ не зависит от временного дрейфа спектрометра. Сравнение величин γ , соответствующих спектрам, полученным на одной и той же базе и при одном знаке частиц, но снятым в разное время, дает разброс величины γ , равный $\pm 0,4\%$ (в соответствии с точностью определения центров тяжести). Среднее же значение величин γ для π^+ -мезонов ($\bar{\gamma}_+$) и для π^- -мезонов ($\bar{\gamma}_-$) отличаются на величину

$$\frac{\bar{\gamma}_+}{\bar{\gamma}_-} - 1 = (-0,2 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}.$$

Это соответствует разности в скоростях π^+ - и π^- -мезонов

$$\frac{\beta_+}{\beta_-} - 1 = (0,5 \pm 2,4) \cdot 10^{-4}.$$

Вычисление разности времен жизни π^+ - и π^- -мезонов. Если известны ослабление пучка π^- -мезонов ($\frac{N_\ell^-}{N_0^-}$) на длине пролета ℓ и разность времен пролета π^- -мезонов и электронов (t) на базе L , то на основании экспоненциального закона распада можно получить расчётную формулу для отношения времен жизни π^\pm -мезонов в покое:

$$\frac{r_+}{r_-} - 1 = \sqrt{\frac{\frac{ct_+}{L} + \frac{1}{2} \left(\frac{ct_+}{L} \right)^2}{\frac{ct_-}{L} + \frac{1}{2} \left(\frac{ct_-}{L} \right)^2}} \cdot \frac{\ln \frac{N_0^-}{N_\ell^-}}{\ln \frac{N_0^+}{N_\ell^+}} \quad (1)$$

(Разностью скоростей электронов и света пренебрегаем). Исходя из величины отношения $\bar{\gamma}_+ / \bar{\gamma}_-$ и учитывая пропорциональную зависимость $t = \gamma$, получаем, что подкоренное выражение в формуле (1) отличается от единицы на величину $(-0,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$.

При использовании значений N_0^\pm и N_ℓ^\pm , полученных с помощью процедуры выделения π^- -мезонов, описанной выше, для отношения времен жизни π^\pm -мезонов было получено:

$$\frac{r_+}{r_-} - 1 = (-0,14 \pm 0,29)\%.$$

В приведенную ошибку основной вклад вносит статистика отсчёта π^- -мезонов. Для того чтобы оценить систематическую ошибку, связанную с различием в эффективностях выборки π^+ - и π^- -мезонов, для десяти циклов измерений была подсчитана величина r_+ / r_- для различных значений g (от 1 до 11). Результат этих расчётов приведен на рис. 7. Видно, что величина r_+ / r_- меняется слабо для $g \geq 5$. Отсюда возможная систематическая ошибка, связанная с процедурой выборки π^- -мезонов, не превышает 0,15%.

Чтобы сравнить величину разности времен жизни заряженных пионов, найденную в данной работе, с наиболее точными результатами, полученными другими авторами, ниже приводится таблица:

$\frac{r_+ / r_- - 1}{(0,4 + 0,7)\% / 5/}$
$(0,23 \pm 0,4)\% / 6/$
$(0,56 \pm 0,28)\% / 7/$
$(-0,14 \pm 0,29)\%$ - настоящая работа

Довольно грубая оценка абсолютного времени жизни π^- -мезона, которая получена из этих измерений, дает

$$r_- = (2,48 \pm 0,04) \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

Авторы благодарны В.Г.Зинову, И.Бриссо и В.М.Суворову за весьма ценные замечания; З.В.Крумштейну и Г.Н.Дудкину за помощь в проведении измерений; Ю.П.Мерекосу за помощь в оформлении работы.

Л и т е р а т у р а

1. T.D.Lee. Proc. Oxford Int. Conf. on Elementary Particles, 225(1965).
2. В.Г.Лапшин, В.И.Петрухин, В.И.Рыкалин, Д.М.Хазинс, З.Цисек. Препринт ОИЯИ, P13-3549, Дубна, 1967.
3. В.Г.Лапшин, М.П.Омельяненко, В.И.Рыкалин, А.Н.Синаев, В.Г.Хромов, З.Цисек. Препринт ОИЯИ, P13-3343, Дубна, 1967.
4. Ю.П.Прокофьев, А.Н.Синаев, Н.А.Чистов. Препринт ОИЯИ, 10-3795, Дубна, 1968.
5. M.Bardon, U.Dore, D.Dorfan, M.Krieger, L.Lederman, E.Schwarz. Phys. Rev. Lett., 16, 775 (1966).
6. F.Lobkowicz, A.C.Melissinos, Y.Nagashima, J.D.Fox, S.Tewksbury, H.Von Briesen. Jr. Phys. Rev. Lett., 17, 548 (1966).

7. D.S.Ayres, D.O.Caldwell, A.J.Greenberg, R.W.Kenney, R.J.Kurz, B.F.Stearns. Phys. Lett., 24B, 483 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел

7 мая 1968 года.

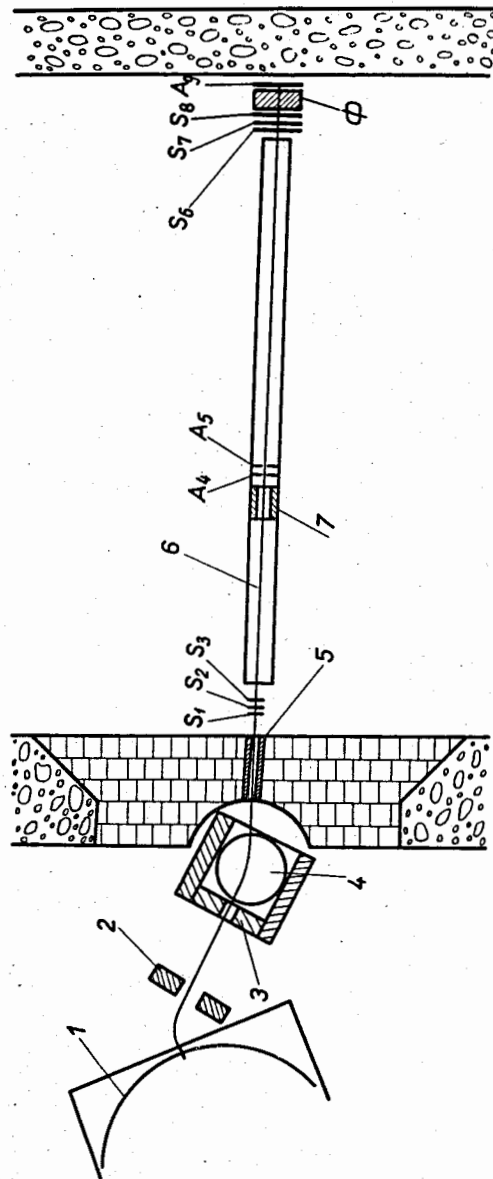


Рис. 1. Экспериментальная установка. 1 - камера синхроциклотрона; 2, 3, 5 и 7 - коллиматоры; 4 - отклоняющий магнит; 6 - вакуумный тракт; $S_1 - S_8$, A_4 , A_5 и A_9 - сцинтилляционные счётчики; Φ - медный фильтр.

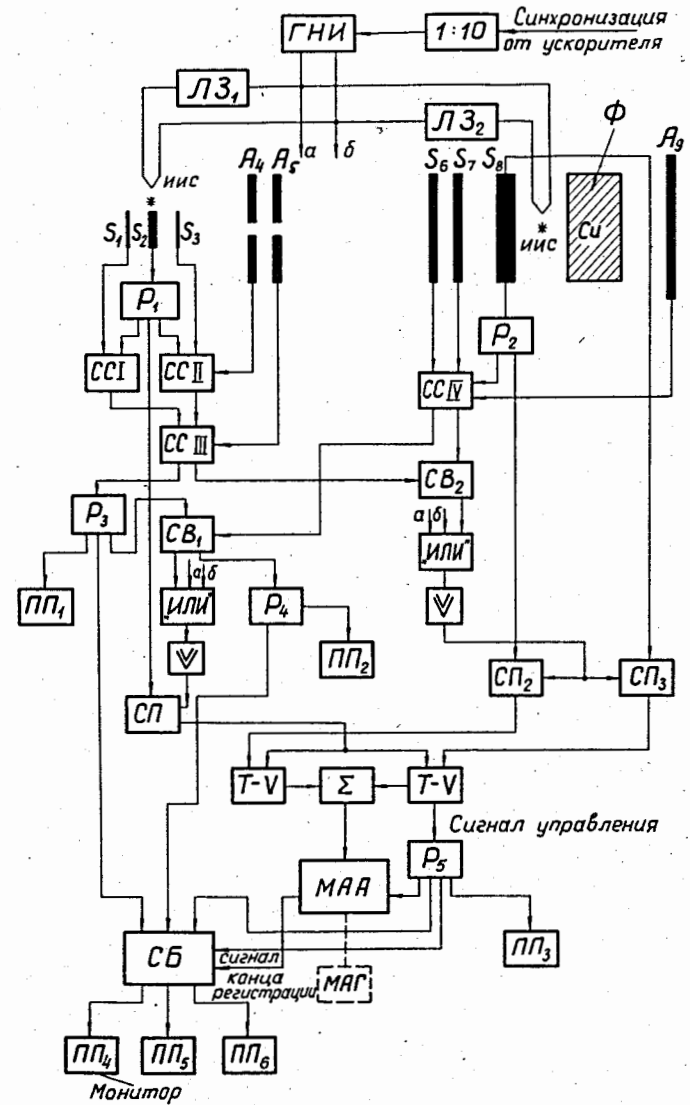


Рис. 2. Блок-схема электроники. ГНИ - двухканальный генератор наносекундных импульсов; ИИС - импульсные источники света; ЛЗ - кабельная линия задержки; Р - разветвитель; СС - схема совпадений; СВ - схема "ворот"; ИЛИ - смеситель; У - усилитель; СП - линейная схема пропускания; Т-V - время-амплитудный преобразователь; Σ - сумматор; МАА - многоканальный амплитудный анализатор; СБ - схема блокировки; МАГ - четырехдорожечный магнитофон; ПП - пересчетные схемы.

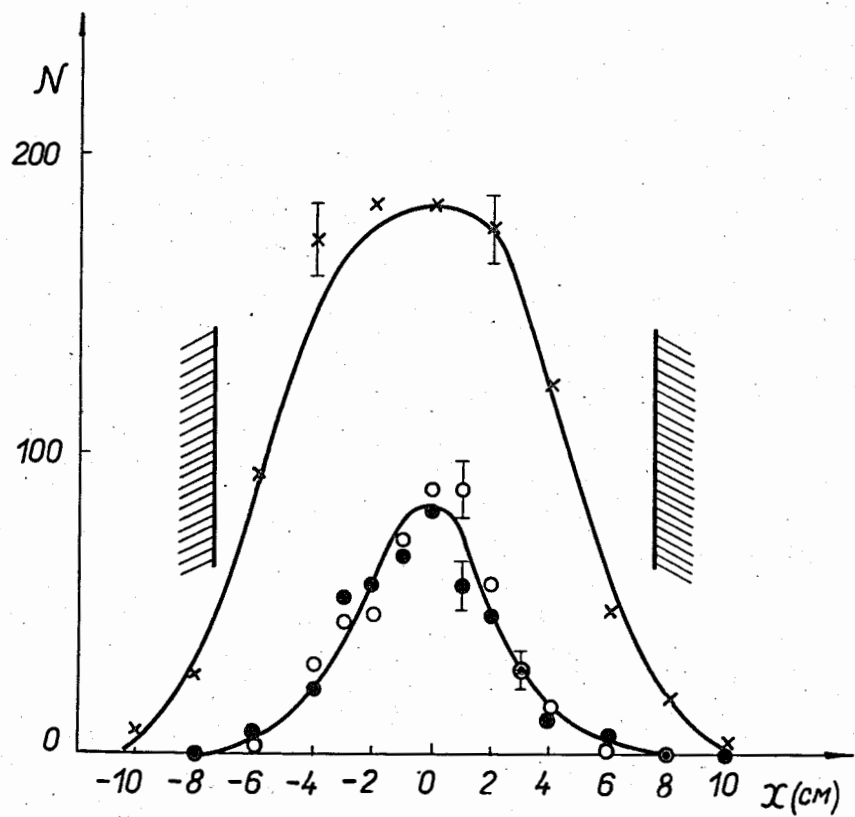


Рис. 3. Топография пучка по горизонтальной оси на максимальной базе ($V = 13,45$ м). Верхняя кривая получена при отключенных счётчиках антисовпадений A_4 и A_5 , нижняя - при включении счётчиков A_4 и A_5 . Светлыми кружочками на ней отмечены точки, соответствующие π^+ -мезонам, темными - π^- -мезонам. На рисунке показаны стенки трубы, ограничивающие вакуумный тракт.

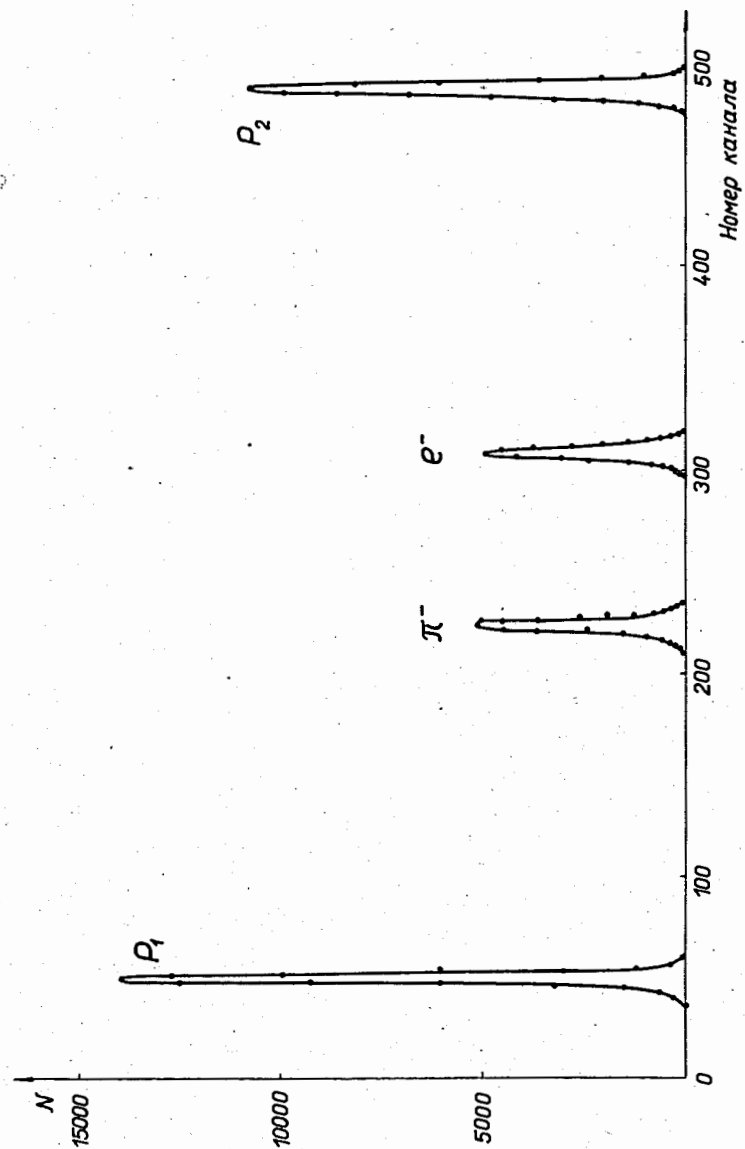


Рис. 4. Спектр отрицательного пучка по времени пролета на базе $V = 9,93$ м, P_1 и P_2 - реперные пики.

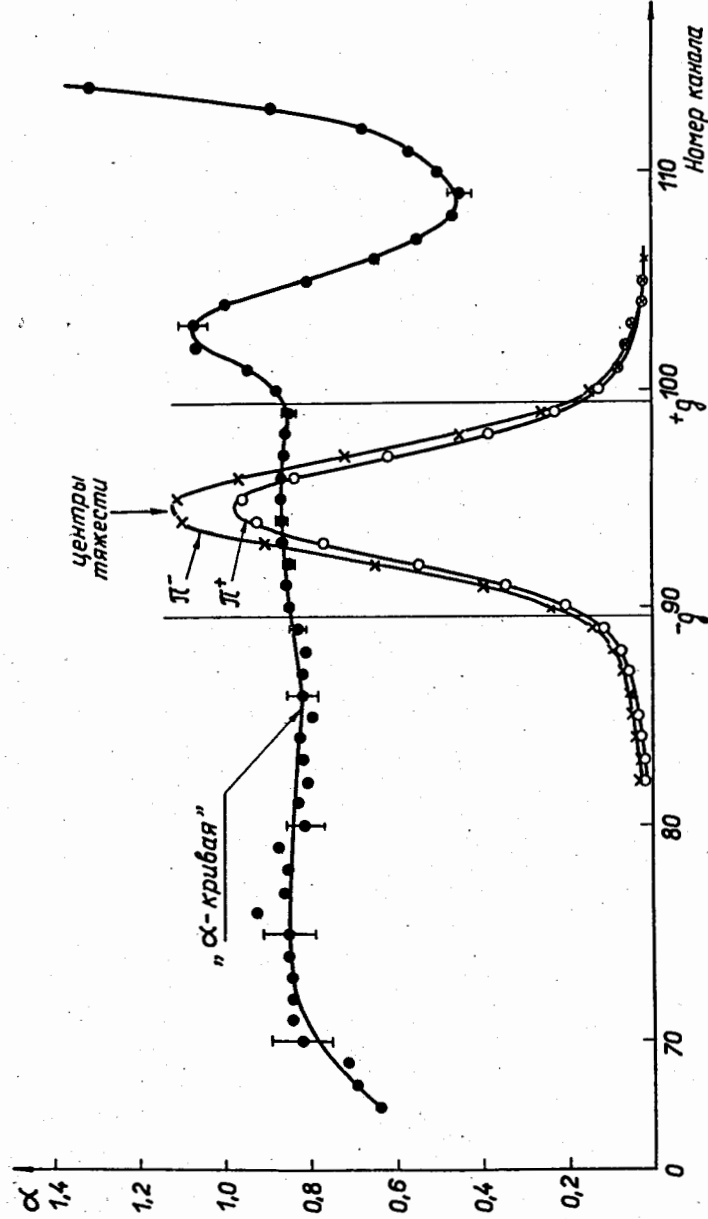


Рис. 5. "α-кривая". Для сравнения показаны распределения по времени пролета π^+ и π^- -мезонов, -g и +g - границы, в которых производилась обработка спектров.

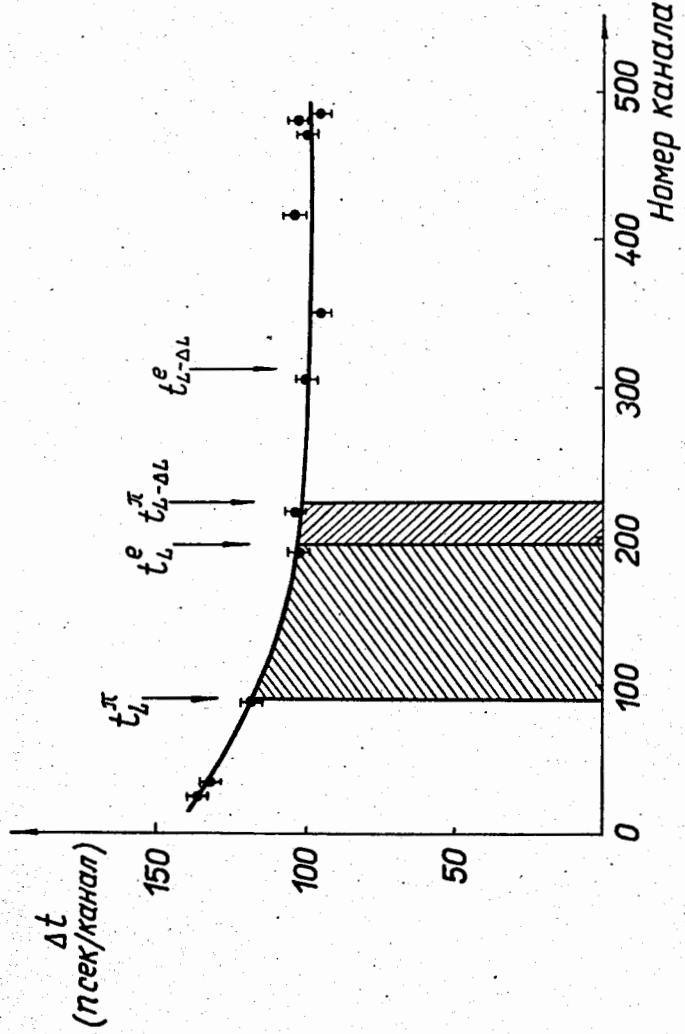


Рис. 6. Калибровочная кривая спектрометра по времени пролета. Стрелками показаны положения пиков π^- -мезонов и электронов на базе $V=L(13,45 \text{ м})$ и на базе $V=L-\Delta L(9,93 \text{ м})$. Затенены области, отношение площадей которых входит в определение скорости π^- -мезонов.

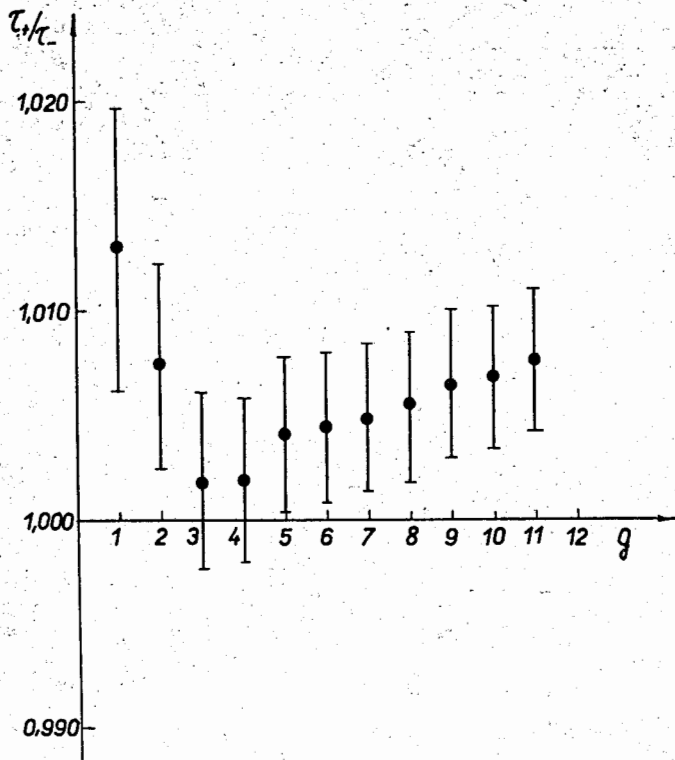


Рис. 7. Зависимость отношения времен жизни π^+ и π^- -мезонов (τ_+/τ_-) от границ $(-g, +g)$, в которых производилась обработка спектров. (Величина g отсчитывается в числе каналов от центра тяжести распределения π^- -мезонов по времени пролета).