

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Б.П. КОНСТАНТИНОВА

УДК 539.121.34

На правах рукописи

Микиртычянц Сергей Михайлович

Прецизионное измерение времени жизни
 π^+ - и K^+ -мезонов

01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Гатчина
2006

Работа выполнена в Отделении физики высоких энергий Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук
В.П. Коптев.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Н.Н. Николаев,
доктор физико-математических наук,
профессор Я.А. Бердников.

Ведущая организация: Институт аналитического
приборостроения РАН.

Защита состоится “_____” _____ 2006 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д-002.115.01 в Петербургском институте ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН по адресу: 188300, г. Гатчина Ленинградской обл., Орлова роща, ПИЯФ РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке ПИЯФ РАН.

Автореферат разослан “_____” _____ 2006 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета



И.А. Митропольский

Общая характеристика работы

Актуальность

Прогресс в физике элементарных частиц идет как за счет наблюдения новых частиц, так и за счет прецизионных измерений, позволяющих проверять теорию на уровне радиационных поправок. Общеизвестна роль прецизионной спектроскопии в открытии лэмбовского сдвига и аномального магнитного момента электрона, что сыграло фундаментальную роль в становлении квантовой электродинамики и квантовой теории поля вообще. Пионы играют совершенно выделенную роль в сильных взаимодействиях. Согласно современным представлениям, пионы с массой, которая аномально мала по сравнению с массами других адронов ($m_\pi/m_N \sim 1/7$), являются псевдогольдстоуновскими мезонами со спонтанно и явно нарушенной киральной симметрией первого поколения кварков u и d . Представление о спонтанном нарушении симметрии однозначно фиксирует вид взаимодействия пионов с пионами, нуклонами и другими адронами. В киральной теории сильных взаимодействий фундаментальным параметром является константа f_π , связывающая пионное поле с аксиальным током. Процессом, в котором измеряется эта константа, является распад заряженного пиона $\pi \rightarrow \mu\nu$. В нулевом приближении, без радиационных поправок, ширина этого распада $\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)$, практически полностью определяющего время жизни заряженного пиона, равна

$$\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu) = \frac{1}{8\pi} G_\mu^2 V_{ud}^2 f_\pi^2 m_\pi m_\mu^2 \left[1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right].$$

Многие приложения требуют извлечения f_π уже с учетом радиационных поправок, знание которых принципиально для проверок предсказаний киральной теории возмущений. Однако радиационные поправки к ширине распада $\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)$ содержат модельную зависимость, и сегодня именно эта модельная зависимость, а не точность измерения времени жизни заряженного пиона ограничивает точность извлечения f_π . Модельная зависимость в значительной степени исчезает в отношении ширин распадов $\pi \rightarrow e\nu$ и $\pi \rightarrow \mu\nu$. Хотя в идеальном эксперименте отношение двух ширин может быть измерено независимо от времени жизни заряженного пиона, на мезонных фабриках TRIUMF и PSI в экспериментах с остановившимися в мишени пионами при достигнутых точностях порядка 0,3% извлечение относительной ширины распада $\pi^+ \rightarrow e^+\nu$ из экспериментальных данных становится чувствительным

к времени жизни заряженного пиона, и для достижения в извлечении этого отношения точности теоретических предсказаний $\sim 0,08\%$ требуется знание времени жизни заряженного пиона с точностью не хуже $0,01\%$. Широко обсуждаемые приложения таких измерений отношения ширин распадов $\pi \rightarrow e\nu$ и $\pi \rightarrow \mu\nu$ позволят проводить проверки фундаментальных выводов Стандартной модели: мюон-электронной универсальности, τ - μ -универсальности сравнением ширин распадов $\pi \rightarrow \mu\nu$ и $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$, ограничения на возможные псевдоскалярное и тензорное взаимодействия, а также на вклад в амплитуду распада $\pi \rightarrow e\nu$ обмена скалярными (нижний предел на массу 1.3 ТэВ) и векторными (нижний предел на массу 220 ТэВ) лептокварками или заряженными хиггсовскими частицами (нижний предел на массу 2 ТэВ; все приведенные ограничения на массу отвечают максимальной константе связи). Очевидно, что при достижении теоретического предела точности в отношении ширин распадов уточнение времени жизни пиона станет критически важным.

Измерение времени жизни K^+ -мезона также представляется актуальным, поскольку наблюдается отличие в три стандартных ошибки в усредненных значениях величины τ_K , измеренных различными методами (на лету и в остановках). Новые измерения времени жизни K^+ -мезона, возможно, помогут выяснить причину этого различия.

Цель работы

Из рассмотренного выше следует, что новые прецизионные измерения времени жизни положительно заряженного пиона будут важным звеном в определении фундаментальной константы f_π , связывающей пионное поле с аксиальным током. Проведение эксперимента по измерению времени жизни π^+ -мезона с точностью, превышающей почти на порядок всю раннюю совокупность мировых данных, было основной целью представляемой работы. Кроме того, дальнейшее развитие предложенного в этой работе нового метода измерения времени жизни π^+ -мезона, основанного на технике поверхностных мюонов, было целью для измерения времени жизни K^+ -мезона с точностью на уровне мировых данных.

Научная новизна

- Развита новый метод измерения времени жизни π^+ - и K^+ -мезонов.
- Разработан математический и аппаратный алгоритм подавления статистических искажений при измерении временных распределений периодического пуассоновского потока событий.
- Впервые измерено время жизни π^+ -мезона с точностью $0,02\%$.

Положения, выносимые на защиту

1. Разработан и впервые применен новый метод измерения времени жизни π^+ - и K^+ -мезонов, основанный на использовании периодичности микроструктуры пучка протонов, взаимодействующих с мишенью, и на детектировании положительно заряженных мюонов из распада π^+ - и K^+ -мезонов, рожденных и остановившихся в этой мишени.
2. Создана экспериментальная установка, позволяющая проводить измерения времени жизни π^+ - и K^+ -мезонов с относительной систематической точностью $7,5 \cdot 10^{-5}$ и $5,5 \cdot 10^{-4}$, соответственно.
3. Разработан измеритель временных интервалов ИВИ с системами абсолютной временной калибровки и подавления статистических искажений, суммарный вклад которых в относительную ошибку результатов измерений τ_{π^+} и τ_{K^+} не превышает $3,5 \cdot 10^{-5}$.

4. Измеренные значения времени жизни π^+ -мезона на различных мишенях

$$\begin{aligned}\tau_{\pi^+}(\text{C}) &= 26,0349 \pm 0,0078 \text{ нс}, \\ \tau_{\pi^+}(\text{Cu}) &= 26,0329 \pm 0,0076 \text{ нс}, \\ \tau_{\pi^+}(\text{SiO}_2) &= 26,0418 \pm 0,0096 \text{ нс}\end{aligned}$$

согласуются между собой в пределах ошибок и дают по суммарному спектру значение времени жизни π^+ -мезона

$$\tau_{\pi^+} = 26,0361 \pm 0,0052 \text{ нс}, \chi^2 = 0,97, C.L. = 0,60.$$

Точность измерения почти на порядок превосходит точность предыдущих работ и полученное значение является определяющим в мировых данных.

5. Значения времени жизни K^+ -мезона, измеренные для медной и урановой мишеней

$$\begin{aligned}\tau_{K^+}(\text{Cu}) &= 12,368 \pm 0,041 \text{ нс} (\chi^2 = 1,06 \text{ } C.L. = 0,66) \text{ и} \\ \tau_{K^+}(\text{U}) &= 12,451 \pm 0,030 \text{ нс} (\chi^2 = 1,07 \text{ } C.L. = 0,63),\end{aligned}$$

отличаются друг от друга на две стандартные ошибки и дают средневзвешенное значение :

$$\tau_{K^+} = 12,415 \pm 0,024 \text{ нс},$$

которое подтверждает значение времени жизни K^+ -мезонов, измеренное ранее методом остановок.

Практическая и научная ценность диссертации

Развитая в этой работе методика привела к улучшению на один порядок точности измерения времени жизни π^+ -мезона. Табличное значение времени жизни π^+ -мезона, приводимое Particle Data Group, основано именно на результатах этой работы в совокупности с результатом, полученным на мезонной фабрике TRIUMF на основе нашей методики. Измеренное в данной работе время жизни K^+ -мезона также входит в группу самых точных измерений, определяющих табличное значение, цитируемое Particle Data Group.

Разработанная методика выделения K^+ -мезонов путем регистрации задержанных мюонов с успехом применяется в экспериментах на спектрометре ANKE ускорителя COSY в экспериментах по исследованию реакций с образованием каонов.

Апробация

Основные результаты работы были представлены на IV Всесоюзном семинаре “Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР” (Звенигород, 1985 г.), а также на Международном симпозиуме по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом “Мезоны в веществе - 87” (Дубна, 1987 г.). Измеренные в данной работе значения времени жизни π^+ - и K^+ -мезонов входят в группу самых точных измерений, цитируемых Particle Data Group.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения и содержит 89 страниц, 41 рисунок, 5 таблиц и 62 библиографических ссылки.

Содержание работы

Введение содержит формулировку основной цели работы и подчеркивает ее актуальность.

Глава 1 содержит обзор и сравнение достижимой точности известных методов измерения времени жизни заряженных элементарных частиц на примере π^+ -мезона. Показаны достоинства и недостатки измерения времени жизни методами пролета и в остановках. Новый метод измерения времени жизни π^+ - и K^+ -мезонов отличается от ранее используемых. Предложенный метод основан на использовании периодичности временной микроструктуры пучка протонов ускорителя, взаимодействующих с мишенью, в которой рождаются π^+ - или K^+ -мезоны, и на детектировании положительно заряженных мюонов из распада

π^+ - или K^+ -мезонов, рожденных и остановившихся в этой же мишени и отобранных магнитным спектрометром. Временная микроструктура выведенного из ускорителя протонного пучка представляет собой периодическую последовательность микробанчей конечной ширины с малой вероятностью появления протонов во временных интервалах между микробанчами. Следовательно, протоны, попадая в мишень, в преобладающем числе случаев рожают π^+ - или K^+ -мезоны в течение микробанчей. Мгновенно после образования часть π^+ - или K^+ -мезонов останавливается в той же мишени и затем, во временных промежутках между микробанчами, экспоненциально распадаются на нейтрино и μ^+ с импульсами 29,8 МэВ/с (π^+ -распад) или 236 МэВ/с (K^+ -распад). Вылетая из глубины мишени, μ^+ теряют за счет ионизационных потерь импульс и приобретают импульсный разброс. Результирующее временное распределение интенсивности положительно заряженных мюонов имеет экспоненциальный вид с характерным измеряемым временем жизни τ во временном интервале Δt , ограниченном переходной областью, величина которой зависит от длительности протонного микробанча и разброса мюонов по времени пролета от мишени до детектора, определяемым импульсом, на который настроен спектрометр, и его импульсным разрешением.

Основой рассмотренного метода измерения времени жизни частиц является, фактически, наблюдение за изменением популяции (количества) исследуемых частиц в некотором объеме, определяемом угловым захватом (акцептансом) спектрометра. Если частица распадается по нескольким каналам, то даже один экспериментально наблюдаемый канал несет полную информацию об изменении популяции (количества) исследуемых частиц в просматриваемом спектрометром объеме. Относительная вероятность детектируемого канала влияет лишь на скорость набора статистики. Возможным процессом, изменяющим популяцию частиц в фиксированном объеме, является диффузия. Однако для остановившихся в веществе частиц с энергией порядка тепловых ($T = 0,05$ эВ/ K°) за время порядка десятков наносекунд глубина диффузии составляет порядок микронов, внося вклад в измерение времени жизни менее 10^{-5} . Величина других ошибок измерения времени жизни π^+ - или K^+ -мезонов зависит от вклада фоновых процессов и особенностей работы электроники.

В **главе 2** описывается экспериментальная установка для измерения времени жизни π^+ - или K^+ -мезонов.

Работа выполнена на синхроциклотроне ПИЯФ РАН. Временная микроструктура выведенного из ускорителя протонного пучка представ-

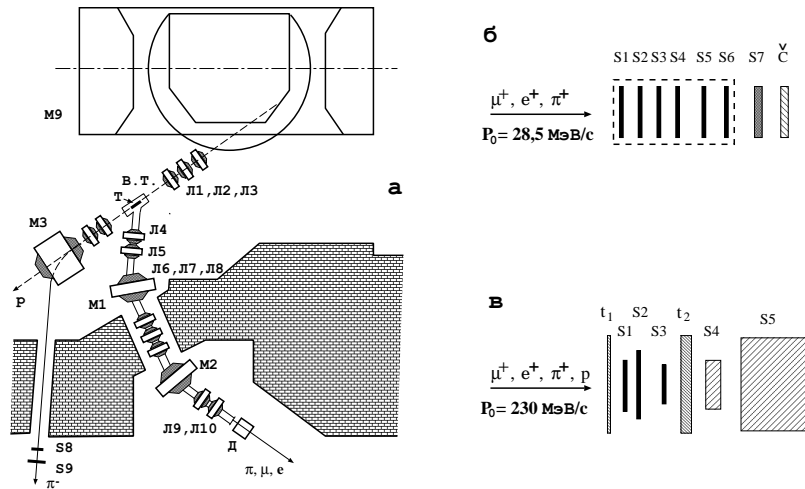


Рис. 1: Схема расположения аппаратуры (а) и детекторов (б и в) для регистрации мюонов от π^+ - и K^+ -распадов

ляет собой последовательность микробанчей с шириной на полувысоте 5 нс и периодом следования $T_0 = 75$ нс. Вероятность появления протонов во временном интервале $\Delta t = 35$ нс между микробанчами не превышала 10^{-6} . Протоны, попадая в мишень (Т на рис. 1а), рождают π^+ - или K^+ -мезоны, которые в той же мишени останавливаются и распадаются на моноэнергетические мюоны. Вылетая из глубины мишени, мюоны теряют за счет ионизационных потерь импульс и приобретают импульсный разброс, который в условиях проведенных экспериментов был равен $0 \div 29,8$ МэВ/с или $215 \div 236$ МэВ/с. Часть этих мюонов вылетает под углом $60^\circ \pm 5^\circ$ к направлению протонного пучка и отбирается магнитным спектрометром с импульсным разрешением 5%, в качестве которого использовался канал π^-2 (М1, М2, Л4-Л10 на рис. 1а) синхротронного ПИЯФ РАН (М9). Средний импульс, на который настроен спектрометр, выбирался равным 28,5 МэВ/с (π^+ -распад) или 230 МэВ/с (K^+ -распад). Спектрометр захватывает и фоновые мюоны, которые образуются от π^+ -мезонов, вылетевших из мишени в направлении спектрометра и распавшихся в головной его части. Однако практически все фоновые мюоны образуются в течение 5 нс после момента взаимодействия протонов с мишенью и не попадают во временной интервал Δt , используемый для измерения времени жизни.

Мишень помещена в вакуумную камеру (В.Т.) спектрометра, за тонким (0,1 мм майлара) выходным окном которой на расстоянии 8 м от

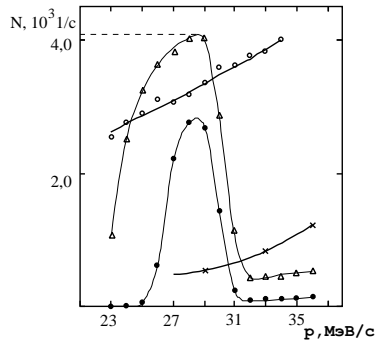


Рис. 2: Зависимость от импульса скорости счета позитронов (\circ), π^+ -мезонов (\times), регистрируемых совпадениями счетчиков S1÷S2, мюонов (Δ), регистрируемых счетчиком S1 и мюонов (\bullet), регистрируемых совпадением счетчиков S1÷S4. Пунктиром указан импульсный спектр "запаздывающих" мюонов из толстой мишени (углерод толщиной 5 мм)

мишени расположен детектор. Детекторы (Д на рис. 1а) для регистрации мюонов от π^+ - и K^+ -распадов, состоящие из телескопов сцинтилляционных счетчиков, показаны на рис. 1б и рис. 1в, соответственно.

В разделе 2.1 рассматривается **спектрометр**, в качестве которого использовался пи-мезонный канал малых энергий (канал $\pi - 2$) в симметричной ахроматической схеме с триплетом в роли полевой линзы для получения малых размеров пучка на выходе при импульсном разрешении $\Delta P/P \sim 5\%$.

В разделе 2.2 описаны **детекторы мюонов** и приведен анализ **фоновых частиц** для π^+ - и K^+ -распадов.

π^+ -распад. Детектор положительно заряженных мюонов (рис. 1б) состоит из четырех счетчиков (S1, S2, S3, S4) с тонкими радиаторами, изготовленными из сцинтиллирующей пластмассы с повышенным световым выходом. Толщина радиаторов равна (0,06 ÷ 0,1) мм при диаметре 65 мм. Суммарная толщина детектора не превышает 0,075 г/см², что позволяет регистрировать только одним первым счетчиком (S1) мюоны с импульсами, большими 23 МэВ/с (рис. 2). Сборка из четырех счетчиков регистрирует лишь небольшую часть всего импульсного спектра "запаздывающих" мюонов в диапазоне импульсов (25 ÷ 29,8) МэВ/с (энергия мюонов ~ 4 МэВ).

Все основные измерения времени жизни π^+ -мезонов были выполнены при импульсе 28,5 МэВ/с, соответствующем максимуму регистрируемого спектра мюонов. Импульс, на который настроен спектрометр, определяет среднюю глубину x , а импульсное разрешение спектрометра — ширину слоя Δx мезонообразующей мишени, в котором происходит образование "задержанных" мюонов, регистрируемых детектором. Весь остальной объем мишени излучает только фоновые частицы,

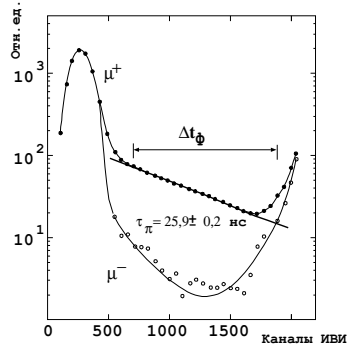


Рис. 3: Временные спектры μ^+ и μ^- , регистрируемых детектором с включением всех критериев отбора мюонов при импульсе $P = 28,5$ МэВ/с. Измерения выполнены с майларовым фильтром толщиной 0,4 мм на входе спектрометра $L_{\Phi} = 20$ см. Выполнено суммирование по 50 каналам, но начальная нумерация каналов сохранена

основной поток которых составляют позитроны. Поскольку ионизационные потери e и μ отличаются приблизительно в 10 раз, то выбором порогов дискриминации счетчиков S1÷S4 можно уменьшить эффективность регистрации e^+ каждым из счетчиков до уровня $0,005 \div 0,01$ при практически стопроцентной эффективности регистрации мюонов. Четырехкратные совпадения счетчиков S1÷S4 позволяют уменьшить эффективность регистрации e^+ до величины $< 10^{-8}$ и полностью устранить влияние позитронов на результаты измерений. Эффективность регистрации e^+ счетчиками S1÷S4 измерялась по совпадениям с черенковским счетчиком \check{C} и счетчиком S7, детектирующими только позитроны.

Другим источником возможных систематических ошибок являются π^+ -мезоны, отбираемые спектрометром и не успевшие распасться. При импульсе 28,5 МэВ/с доля их не велика ($\sim 0,2\%$), но в спектре по времени пролета они должны образовывать узкий пик, попадающий в середину рабочего временного интервала Δt . И хотя эти π^+ -мезоны останавливаются в середине детектора, проходя радиаторы только первых двух счетчиков (S1 и S2), мюоны от их распада могут быть зарегистрированы в счетчиках S3 и S4, имитируя полезные события. Небольшая часть положительно заряженных мюонов от π^+ -мезонов с импульсом 28,5 МэВ/с, распавшихся на лету после магнита M2, имеет импульс > 35 МэВ/с и по времени пролета находится в рабочем интервале Δt . Для подавления рассмотренных источников фона были применены узкие кривые задержанных совпадений (≤ 10 нс) для S2 и S3 (подавление ложных $\pi^+ - \mu^+$ -совпадений), антисовпадения с сигналами дискриминаторов верхнего порога D_1^* и D_2^* счетчиков S1÷S2 (подавление π^+ -мезонов) и антисовпадения с сигналами счетчиков S5 и S6, регистрирующими фоновые мюоны с импульсом > 35 МэВ/с.

Пороги и D_1^* D_2^* можно выбрать только в рабочих условиях, то есть

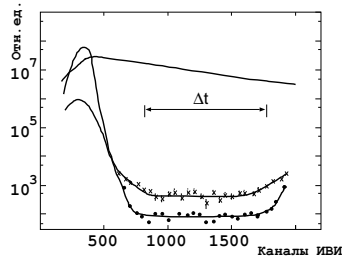


Рис. 4: Временные распределения “запаздывающих” мюонов (—), фоновых мюонов (×) и π^- -мезонов (•) с импульсом 600 МэВ/с, вылетающих из мезонообразующей мишени под углом 0° .

на положительно заряженных частицах и при импульсе 28,5 МэВ/с, уменьшив в ~ 1000 раз поток мюонов от распада π^+ -мезонов, остановившихся в мишени, с помощью тонкого фильтра ($\sim 0,1$ г/см²), установленного между мезонообразующей мишенью и первым поворотным магнитом М1. Фоновые частицы (e^+ , μ^+ и π^+) имеют значительно более широкие импульсные спектры, которые практически не изменяются после прохождения частицами этого тонкого фильтра.

Временной спектр положительно заряженных мюонов, зарегистрированный счетчиками S1÷S4 с применением всех критериев отбора мюонов, приведен на рис. 3. Таким образом видно, что фон частиц в рабочем временном интервале Δt связан только с краями пика ($> 4\sigma_\mu$) фоновых мюонов, что подтверждает измеренный временной спектр отрицательно заряженных мюонов при импульсе 28,5 МэВ/с (см. рис. 3).

Анализ вклада фоновых частиц в рабочем временном интервале Δt показывает, что фон не должен превышать величины, составляющей $(1,5 \div 2) \cdot 10^{-4}$ от счета запаздывающих мюонов из мишени. Все фоновые компоненты присутствуют неискаженными в спектре мюонов, полученном при измерении с фильтром толщиной 0,4 мм на входе спектрометра. Этот спектр был использован нами как фоновый и вычитался при обработке результатов измерения. Обработка фонового спектра (рис. 3) в интервале Δt_ϕ с вычитанием из него спектра отрицательно заряженных мюонов дала значение $\tau_\pi = (25,9 \pm 0,2)$ нс, которое в пределах ошибок измерений совпадает с табличным значением времени жизни π^+ -мезона. Окончательное соотношение фон—эффект, полученное во время сеанса по измерению времени жизни π^+ -мезонов, приведено на рис. 4. Микроструктура протонного пучка измерялась непрерывно с помощью счетчиков S8, S9 по π^- -мезонам, вылетающим из мезонообразующей мишени под углом $\theta_\pi = 0^\circ$. Приведенные выше фоновые характеристики позволяют проводить измерения времени жизни π^+ -мезонов с относительной точностью $\lesssim 10^{-4}$.

K^+ -распад. Применённый в данной работе метод регистрации рас-

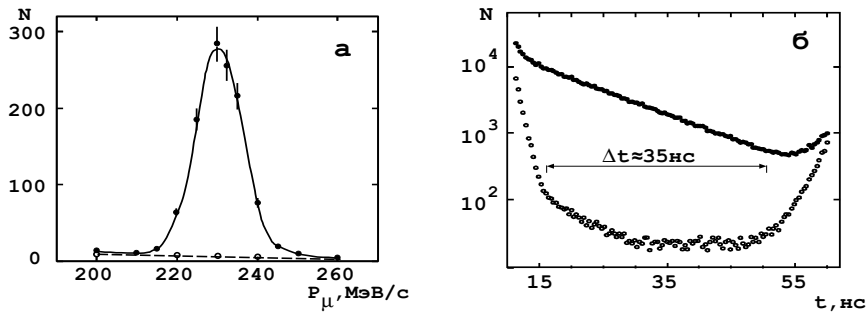


Рис. 5: Импульсные спектры мюонов (а), отобранных во временном интервале Δt и часть временного распределения (за пределами переходной области) мюонов (б) с импульсом 230 МэВ/с (верхняя кривая) и суммарный фоновый спектр мюонов с импульсами 210 МэВ/с и 260 МэВ/с

пада исследуемой частицы (π^+ - или K^+ -мезона) основан на регистрации одного из продуктов её двухчастичного распада: положительно заряженного мюона. Для K^+ -мезонов относительная вероятность такого канала распада ($K^+ \rightarrow \mu^+\nu$) с образованием моноэнергетичных мюонов ($P_\mu=236$ МэВ/с) составляет величину 0,63. Вылетая из глубины мишени, мюоны за счет ионизационных потерь приобретают импульсный разброс и теряют импульс. Измерения времени жизни K^+ -мезона были выполнены с медной и урановой мишенями толщиной ~ 10 г/см², при этом средний импульс мюонов составлял 230 МэВ/с. Детектор (рис. 1б) на выходе спектрометра состоит из телескопа сцинтилляционных счетчиков S1÷S5 и фильтра t_2 для разделения пионов и мюонов по пробегам. Тонкий медный фильтр t_1 толщиной 2,5 г/см² останавливал протоны и более тяжелые частицы на входе в детектор. Применение магнитного спектрометра и $(\Delta E, E)$ -метода в сочетании с фильтрами позволило надежно выделять мюоны от распада $K^+ \rightarrow \mu^+\nu$ на уровне фона позитронов, пионов и других частиц того же импульса, составляющего $\sim 10^5$.

Подтверждением того, что наблюдаемое импульсное распределение мюонов формируется именно распадом $K^+ \rightarrow \mu^+\nu$, является отсутствие аналогичного пика в импульсном спектре отрицательно заряженных мюонов (рис. 5а). Это связано, во-первых, с особенностями методики регистрации, так как остановившиеся в мишени K^- -мезоны будут захватываться ядрами до момента распада, и, во-вторых, рождение K^- -

мезонов при энергии протонов $T_p \sim 1000$ МэВ невозможно из-за существенно более высокого порога этой реакции.

Практически все фоновые мюоны образуются во время протонного микробанча и определяют величину переходной области, а мюоны от распада остановившихся K^+ -мезонов имеют в рабочей области Δt экспоненциально спадающее распределение, определяемое временем жизни K^+ -мезона. Возможными источниками ошибок, связанными с микроструктурой протонного пучка, являются:

- крутизна спада интенсивности на краях микробанча и
- вывод протонов в промежутке между микробанчами.

В то время, как первый источник возможных ошибок приводит лишь к уменьшению величины рабочего интервала Δt , второй источник не поддается коррекции и может полностью исказить результат. В связи с этим непрерывно в течение набора статистики уровень фона, связанный с микроструктурой протонного пучка, контролировался сцинтилляционными счетчиками S8 и S9 (рис. 1) по π^- -мезонам, вылетающим из мезонообразующей мишени под углом $\theta_\pi = 0^\circ$, и во временном окне 40 нс составлял не более $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ от количества протонов в банче. Измеренное временное распределение мюонов с импульсом 230 МэВ/с приведено на рис. 5б. Вклад фона мюонов от $\pi \rightarrow \mu^+ \nu$ -распада, измеренных при импульсах $P_\mu = 210$ МэВ/с и 260 МэВ/с, во временном интервале $\Delta t = 35$ нс не превышает 10^{-3} . Достигнутые фоновые характеристики позволяют измерять время жизни K^+ -мезонов с относительной точностью $\sim 10^{-3}$.

В разделе 2.3 рассмотрены вопросы измерения временных распределений и, в частности, их аппаратурные искажения. Задача измерения времени жизни π^+ - и K^+ -мезонов сводится к накоплению спектра временных интервалов между сигналами, зарегистрированными детектором пуассоновского периодического потока (распадные мюоны), и периодическими реперными сигналами, привязанными к определенной фазе ускоряющего ВЧ-напряжения ускорителя с периодом $T_o = 75$ нс, определяющими моменты рождения π^+ - и K^+ -мезонов.

Систематические ошибки, связанные с искажением формы исходного временного распределения, возникают из-за мертвых времен в электронных схемах канала регистрации: дискриминаторах, схемах совпадений (τ_M), и в измерителе временных интервалов (T_M). Искажения формы оказываются тем больше, чем больше величина τ_M и плотность исходного потока λ (среднее число частиц в интервале T_o). Искажения формы временного распределения, связанные с мертвым временем детектора τ_M , могут быть уменьшены до величины $\sim (\lambda \tau_M / T_o)^2$, если из

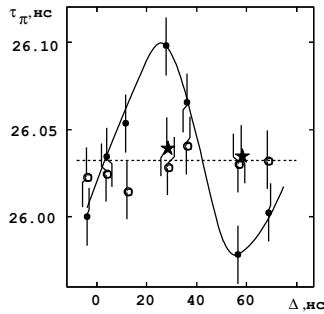


Рис. 6: Зависимость результата измерений τ_{π} от Δ для $T_M = k_i T_0 + \Delta$ при (●) $\lambda = 2 \cdot 10^{-2}$ (нерастянутый пучок) и (★) при $\lambda = 4 \cdot 10^{-4}$ (растянутый пучок). ○ — восстановленные расчетным путем значения τ_{π} для $\lambda = 2 \cdot 10^{-2}$; пунктир — результат основных измерений τ_{π}

потока событий выбрать лишь те, до которых в интервале, кратном T_0 , не было предыдущего события. Отбор по такому критерию осуществляется блоком охраны на базе одновибратора с продлевающимся мертвым временем.

Наибольшие искажения формы временного распределения возникают при отборе сигналов на измерение. Они связаны с плавающим мертвым временем T_M измерителя временных интервалов ИВИ, средняя величина которого составляет ~ 15 мкс.

Если разрешать измерение в той же фазе периода T_0 (конец интервала T_M или снятие T_M), в которой было начато предыдущее измерение (начало интервала $T_M = k_i T_0$), то процедура измерения в интервале T_0 будет непрерывна, т.е. эффективное мертвое время измерителя становится нулевым, и, следовательно, искажения отсутствуют. Однако даже небольшое изменение Δ условия кратности $T_M = k_i T_0 + \Delta$ приводит к значительным искажениям, зависящим от λ . Экспериментальное исследование при $\lambda \sim 1$ влияния способов снятия T_M позволило развить и проверить математический аппарат¹ и применить для основных измерений времени жизни простой способ — случайное снятие T_M , обеспечивающий случайный запуск ИВИ и дающий искажения $\sim 1/3$, которые учитывались расчетным путем¹ при обработке временных спектров. Контрольные измерения времени жизни τ_{π} при загрузках, отличающихся в 50 раз (рис. 6), дали при использовании этой методики совпадающие результаты. Основные измерения были выполнены на растянутом пучке со случайным запуском ИВИ. Относительная систематическая ошибка, связанная с нестабильностью λ , составляла не более $2 \cdot 10^{-5}$.

В следующих подразделах приведено описание измерителя вре-

¹Н.К. Абросимов, В.П. Коптев. Статистические искажения при измерении формы временных распределений периодических пуассоновских потоков сигналов. Препринт ЛИЯФ-1119, Л., (1985), 50 стр.

менных интервалов и системы сбора данных, построенных на базе разработанных в ПИЯФ преобразователя время—код и линейки модулей специализированных контроллеров накопления данных в автономной памяти, выполненных в стандарте КАМАК. В подразделе 2.3.4 описаны способы контроля метрологических параметров ИВИ.

В главе 3 рассмотрена процедура измерения для π^+ - и K^+ -распадов. Во время измерений непрерывно контролировались:

- загрузки детектора и среднее количество мюонов λ ,
- амплитуды ВЧ-наводок,
- фон между микробанчами N_{Δ}/N_{π^-} в рабочем интервале Δt ,
- параметры ИВИ: средняя ширина канала Δt_k и функция нелинейности f_n .

Для выявления возможных дополнительных источников систематических ошибок измерения были выполнены с мезонообразующими мишенями из графита (С) и меди (Cu). Замена мишени приводила к изменению многих условий эксперимента: менялись загрузки детектора и λ (в 2 раза), количество e^+ (в 10 раз), ширина рабочего слоя мишени. В случае использования комбинированных мишеней меньше изменяется загрузка детектора, но остается неизменным количество e^+ . Комбинированная мишень была составлена из медной, являющейся основным поставщиком π^+ -мезонов и электронов, и приставленной к ней вплотную (со стороны спектрометра) тонкой мишени из графита (С) или кварца (SiO_2), в которой и происходила остановка π^+ -мезонов с образованием “задержанных” мюонов. Измерения τ_{π} выполнялись сериями длительностью ~ 90 мин. Статистика в каждой серии была достаточной ($\sim 1,5 \cdot 10^7$ событий) для обеспечения относительной точности измерения τ_{π} лучше чем 10^{-3} . Фоновые спектры измерялись для каждой из мишеней. Относительное мониторирование проводилось по π^- -мезонам (счетчики S8, S9 на рис. 1) для определения величины коэффициента вычитания фона.

Измерения времени жизни K^+ -мезона были выполнены на медной (Cu) и урановой (U) мишенях во время двух сеансов общей продолжительностью ~ 400 часов. В первом сеансе была набрана основная статистика для медной мишени, а во втором – для урановой. Такое планирование эксперимента было направлено на исключение возможных систематических ошибок, связанных с работой синхроциклотрона ПИЯФ. Фоновые измерения проводились при импульсах 210 МэВ/с и 260 МэВ/с для каждой из мишеней с соответствующим изменением толщины фильтра t_2 для сохранения оптимальных условий сепарации мюонов при фоновых измерениях.

В главе 4 описывается процедура обработки временного распределения

$$N_{\text{эфф}}(I) = (N_{\text{эксп}}(I) - \alpha N_{\text{ф}}(I)) \cdot 1/(f_{\text{н}}(I) \cdot \eta(I)),$$

где $N_{\text{эксп}}(I)$ — спектр, измеренный в рабочих условиях (эффект + фон) и $N_{\text{ф}}(I)$ — фоновый спектр. Коэффициент вычитания фона α определялся относительным мониторингом $N_{\text{эксп}}$ и $N_{\text{ф}}$. Для каждого канала I спектра $N_{\text{эфф}}(I)$ учитывались нормированные на единицу функция нелинейности $f_{\text{н}}(I)$ и функция искажений $\eta(I)$ формы временного распределения за счет $T_{\text{м}}$. Центр тяжести каждого канала (время) спектра $N_{\text{эфф}}(I)$ с учетом $f_{\text{н}}$ и средней шириной канала $\Delta t_{\text{к}}$ определялся как

$$t_I = 1/2 \cdot (I \cdot f_{\text{н}}(I) + (I + 1) \cdot f_{\text{н}}(I + 1)) \cdot \Delta t_{\text{к}}.$$

Временное распределение $N_{\text{эфф}}(I)$ аппроксимировалось функцией $N(I) = N_o \exp((t_o - t_I)/\tau)$. Параметры N_o и τ и их ошибки определялись методом наименьших квадратов программой FUMILI из пакета CERN Library. На этом этапе обработки при вычислении ошибок τ и N_o учитывались только статистические ошибки спектров $N_{\text{эксп}}(I)$, $N_{\text{ф}}(I)$ и $f_{\text{н}}(I)$.

Для получения окончательных результатов обрабатывались данные в рабочем временном интервале Δt . Приблизительное его положение в спектре было определено из фоновых измерений. Затем один из старших каналов закреплялся как максимальный канал интервала Δt и находился набор значений τ^i в зависимости от длительности интервала Δt варьированием минимального канала. По равенству в пределах точности значений τ^i определялась левая граница (начало) интервала Δt . Далее с этой фиксированной границей аналогичной процедурой определялась правая граница (конец) рабочего интервала Δt . Для полученного набора значений τ^i находилось квадратичное средневзвешенное значение

$$\tau = \sqrt{\sum(\tau^i/\delta^i)^2 / \sum(1/\delta^i)^2},$$

которое и принималось за окончательный результат измерений.

Включение в усреднение $+50 \div -150$ каналов за пределами выбранного интервала Δt приводило к изменению τ_{π} не более, чем на $6 \cdot 10^{-5}$, что можно рассматривать как дополнительную систематическую ошибку $\delta_{\Delta t}$ в измерении τ_{π} за счет неточности определения рабочего временного интервала.

Для выяснения систематических ошибок, связанных с вычитанием фонового спектра, данные обрабатывались по аналогичной процедуре

Таблица 1: Результаты измерений τ_{π^+} для различных мишеней

| Мишень | τ_{π} , нс | χ^2 | <i>C.L.</i> |
|------------------|----------------------|----------|-------------|
| C | $26,0349 \pm 0,0078$ | 0,98 | 0,86 |
| Cu | $26,0329 \pm 0,0076$ | 0,89 | 0,44 |
| SiO ₂ | $26,0418 \pm 0,0096$ | 1,04 | 0,73 |

для различных величин коэффициента вычитания фона α . При точности определения α , равной 10%, систематическая ошибка измерения τ_{π} равна $2 \cdot 10^{-5}$. В качестве статистической ошибки использовалась ошибка δ_F , получаемая в результате обработки данных в рабочем интервале Δt .

В главе 5 приведены результаты измерений времени жизни π^+ - и K^+ -мезонов. При вычислении результирующей относительной ошибки измерений $\delta\tau$ учитывалась как относительная статистическая ошибка δ_F , вычисляемая с помощью программы FUMILI, так и суммарная систематическая ошибка δ_c . В последнюю включались относительные ошибки как общие для π^+ - и K^+ -мезона:

- ВЧ-наводки $1 \cdot 10^{-5}$;
- мертвые времена (τ_M и T_M) $2 \cdot 10^{-5}$;
- калибровка и нелинейность $2,5 \cdot 10^{-5}$;

так и индивидуальные:

- | | | |
|---|-------------------|-----------------------|
| | π^+ распад | K^+ распад |
| • вычитание фона | $3 \cdot 10^{-5}$ | $2,3 \cdot 10^{-4}$; |
| • неточность определения рабочего интервала Δt | $6 \cdot 10^{-5}$ | $5 \cdot 10^{-4}$. |

Таким образом, суммарная систематическая ошибка δ_c равнялась $7,5 \cdot 10^{-5}$ для π^+ распада и $5,5 \cdot 10^{-4}$ для K^+ распада. Результирующая относительная ошибка $\delta\tau = \sqrt{\delta_F^2 + \delta_c^2}$. Ошибка $\Delta\tau = \tau \cdot \delta\tau$ приводится в дальнейшем как результирующая ошибка измерений времени жизни.

При измерении времени жизни π^+ -мезона в каждой серии при величине ошибки $\sim(0,02 \div 0,03)$ нс не наблюдается никакой зависимости значений τ_{π} от условий эксперимента. Результаты обработки суммарных спектров для различных мишеней приведены в таблице 1. Видно, что и при относительной точности измерений $3 \cdot 10^{-4}$ значения τ_{π} , полученные при работе с разными мишенями, совпадают в пределах ошибок эксперимента. Поэтому результирующее значение времени жизни π^+ -мезонов было получено после обработки просуммированного по всем сериям спектра и составляет

$$\tau_{\pi^+} = 26,0361 \pm 0,0052 \text{ нс}, \chi^2 = 0,97, \text{ C.L.} = 0,60.$$

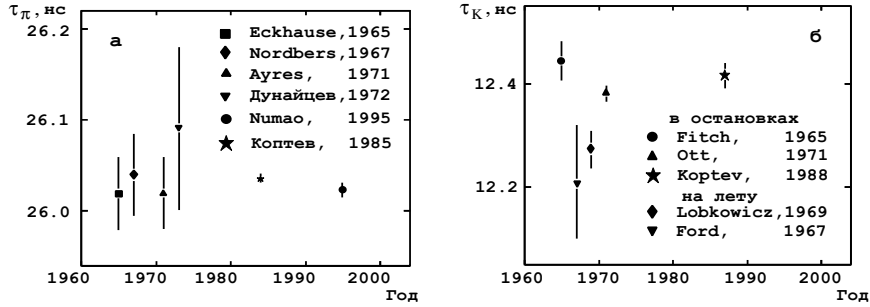


Рис. 7: Сравнение результатов измерений времени жизни π^+ -мезона (а) и K^+ -мезона (б), выполненных различными группами

Достигнутая относительная точность измерений времени жизни π^+ -мезона ($\delta\tau_\pi = 2 \cdot 10^{-4}$) определяется, в основном, накопленной статистикой.

Обработка измерений времени жизни K^+ -мезонов проводилась по той же методике, которая использовалась для получения τ_{π^+} . Суммарное количество событий для медной и урановой мишеней, полученное во время двух сеансов измерений во временном интервале $\Delta t = 35$ нс равно соответственно $1,5 \cdot 10^5$ и $2,5 \cdot 10^5$. Результирующие значения для каждой мишени, полученные как средневзвешенное по сеансам

$$\tau_{K^+} = \sum (\tau_{K^+}^i / \delta_i) / \sum (1 / \delta_i),$$

составляют

$$\tau_{K^+}(\text{Cu}) = 12,368 \pm 0,041 \text{ нс}, \chi^2 = 1,06, C.L. = 0,66,$$

$$\tau_{K^+}(\text{U}) = 12,451 \pm 0,030 \text{ нс}, \chi^2 = 1,07, C.L. = 0,63$$

и отличаются друг от друга на две стандартные ошибки. Точность полученных результатов ограничена, в основном, статистикой. Средневзвешенное значение этих величин

$$\tau_{K^+} = 12,415 \pm 0,024 \text{ нс},$$

подтверждает значение времени жизни K^+ -мезонов, ранее измеренное методом остановок, а точность находится на уровне мировой. Отмечается, что величина времени жизни K^+ -мезонов τ_{K^+} (рис. 7б), измеренная пролетным методом, на три стандартных отклонения меньше результатов, полученных методом остановок.

В **заключении** перечислены основные результаты диссертации.

Основные результаты диссертации

Целью представляемой работы было проведение эксперимента по прецизионному измерению времени жизни π^+ -мезона с точностью, превышающей почти на порядок точность, достигнутую в предыдущих экспериментах, вошедших в совокупность мировых данных.

Разработан и применен новый метод измерения времени жизни π^+ - и K^+ -мезонов, основанный на использовании периодичности микроструктуры пучка протонов, взаимодействующих с мишенью, и на детектировании положительно заряженных мюонов из распада π^+ - и K^+ -мезонов, рожденных и остановившихся в этой мишени.

Разработан и применен математический и аппаратный алгоритм подавления статистических искажений при измерении временных распределений периодического пуассоновского потока событий.

Создана экспериментальная установка, позволяющая проводить измерения времени жизни π^+ - и K^+ -мезонов с относительной систематической точностью $7,5 \cdot 10^{-5}$ и $5,5 \cdot 10^{-4}$, соответственно.

Разработан измеритель временных интервалов ИВИ с системами абсолютной временной калибровки и подавления статистических искажений, вклад которых в относительную ошибку результатов измерений τ_{π^+} и τ_{K^+} не превышает $3,5 \cdot 10^{-5}$.

Комплекс программного обеспечения, созданного для этой работы, позволяет вести непрерывный контроль непосредственно в ходе эксперимента метрологических параметров ИВИ, определяющих высокую точность измерений, а на этапе обработки накопленных временных спектров учитывать искажения, связанные с фоном, влиянием мертвых времен различных узлов регистрирующей аппаратуры, а также с нелинейностью ИВИ.

Измеренные значения времени жизни π^+ -мезона на различных мишенях и согласующиеся в пределах ошибок дают по суммарному спектру значение времени жизни π^+ -мезона

$$\tau_{\pi^+} = 26,0361 \pm 0,0052 \text{ нс}, \chi^2 = 0,97 \text{ C.L.} = 0,60.$$

Точность измерения почти на порядок превосходит точность предыдущих работ, и полученное значение является определяющим в мировых данных.

Значения времени жизни K^+ -мезона, измеренные для медной и урановой мишеней, отличающиеся друг от друга на две стандартные ошибки, дают средневзвешенное значение этих величин:

$$\tau_{K^+} = 12,415 \pm 0,024 \text{ нс},$$

которое подтверждает значение времени жизни K^+ -мезона, ранее измеренное методом остановок.

Достигнутая в работе относительная точность измерений времени жизни π^+ -мезона ($\delta\tau_\pi = 2 \cdot 10^{-4}$) и K^+ -мезона ($\delta\tau_K = 2 \cdot 10^{-3}$) определяется, в основном, накопленной статистикой. Разработанный метод может быть применен на сильноточных циклических ускорителях (мезонные фабрики) для измерения времени жизни π^+ -мезона. Однако энергия протонных пучков ($T_p \sim 600$ МэВ) ускорителей такого типа существенно ниже порога рождения K^+ -мезона. В этой связи следует отметить уникальность синхроциклотрона ПИЯФ, имеющего, во-первых, период повторения протонных микробанчей $T_0 = 75$ нс, что соответствует трем временам жизни π -мезона, в промежутках между которыми количество протонов подавлено до уровня 10^{-6} , и, во-вторых, энергии протонного пучка ($T_p = 1$ ГэВ) достаточно для подпорогового рождения K^+ -мезона.

Развитая в этой работе методика привела к улучшению на один порядок точности измерения времени жизни π^+ -мезона. Табличное значение времени жизни π^+ -мезона, приводимое Particle Data Group, основано на результатах именно этой работы в совокупности с результатом¹, полученным на мезонной фабрике TRIUMF на основе нашей методики. Измеренное в данной работе время жизни K^+ -мезона также входит в группу самых точных измерений, определяющих табличное значение, цитируемое Particle Data Group².

Разработанный математический и аппаратный алгоритм подавления статистических искажений временных распределений с успехом применяется в исследованиях вещества μ SR-методом на синхроциклотроне ПИЯФ.

Развитая в работе методика выделения K^+ -мезонов путем регистрации задержанных мюонов, успешно применяется на спектрометре ANKE ускорителя COSY в экспериментах по исследованию реакций с образованием каонов.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах

1. В.А. Волченков, В.А. Гордеев, ..., С.М. Микиртычьянц и др. Пи-мезонный канал малых энергий на синхроциклотроне ЛИЯФ (канал $\pi - 2$). Препринт ЛИЯФ-612, Л., 1980, 27 с.

¹T. Numaо, J. A. Macdonald, G. M. Marshall et al. Phys. Rev. D **52**, pp. 4855-4859 (1995).

²Review of Particle Physics. Phys. Lett. B **592**, (2004).

2. Н.К. Абросимов В.А. Волченков, В.П. Коптев, ..., С.М. Микиртычьянц и др. Измерение времени жизни π^+ -мезонов. Препринт ЛИЯФ-1073, Л., 1985, 50 с.
3. А.Л. Геталов, В.П. Коптев, С.М. Микиртычьянц и др. Установка для измерения времени жизни π^+ -мезонов. Препринт ЛИЯФ-1405, Л., 1988, 30 с.
4. В.П. Коптев, С.М. Микиртычьянц, Г.В. Щербаков и др. Измерение времени жизни π^+ - и K^+ -мезонов // Письма в ЖЭТФ **61**, с. 865-868 (1995); JETP Lett. **61**, pp. 877-882 (1995).
5. В.П. Коптев, С.М. Микиртычьянц, М.М. Нестеров и др. Подпороговое рождение K^+ -мезонов в протон-ядерных взаимодействиях // ЖЭТФ **94**, с. 1-14 (1988); JETP **67**, pp. 2177-2184 (1988).
6. S.G. Varsov, A.L. Getalov, ..., S.M. Mikirtychiants et al. Investigation of superconductivity and magnetism in ceramic $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ // Hyperfine Int. **63**, pp. 161-168 (1990).
7. S.G. Varsov, A.L. Getalov, ..., S.M. Mikirtychiants et al. Anisotropy of magnetic properties of textured superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+x}$ // Hyperfine Int. **63**, pp. 87-92 (1990).
8. А.Л. Геталов, С.Г. Барсов, ..., С.М.Микиртычьянц и др. Изучение магнитных фазовых переходов в неупорядоченных магнетиках мюонным методом // Известия РАН, сер. физическая, **56**, №7, с. 173-176 (1992).
9. С.Г. Барсов, А.Л. Геталов, ..., С.М.Микиртычьянц и др. Наблюдение линии Габея-Тулуса в упорядоченном сплаве $\text{Fe}_{0.6}\text{Mn}_{0.4}\text{Pt}_3$ // Письма в ЖЭТФ **60**, с. 784-786 (1994).
10. S.G. Varsov, A.L. Getalov, ..., S.M. Mikirtychiants et al. Study of the CMR manganites $\text{La}_{0.82}\text{Ca}_{0.18}\text{MnO}_3$ and $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ by μSR method // Physica B **289-290**, pp. 81-84 (2000).
11. S.G. Varsov, A.L. Getalov, ..., S.M. Mikirtychiants et al. Evidence for a new magnetic phase in polycrystalline $\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x$ alloy by μSR // Physica B **289-290**, pp. 221-224 (2000).
12. С.Г. Барсов, А.Л. Геталов, ..., С.М.Микиртычьянц и др. Изучение магнитных характеристик гомогенных медно-марганцевых сплавов. Препринт ПИЯФ-2631, Гатчина, 2005, 14 с.

13. S. Barsov, U. Bechstedt, ..., S. Mikirtychiants et al. ANKE, a new facility for medium energy hadron physics at COSY-Jülich // Nucl. Instr. Meth. A **462**, pp. 364-381 (2001).
14. V. Koptev, M. Büscher, ..., S. Mikirtychiants et al. Forward K^+ -Production in Subthreshold pA Collisions at 1.0 GeV // Phys. Rev. Lett. **87**, 022301 (2001).
15. M. Büscher, H. Junghans, ..., S. Mikirtychiants et al. Identification of K^+ -Mesons from Subthreshold pA Collisions with ANKE at COSY-Julich // Nucl. Instr. Meth. A **481**, pp. 378-396 (2002).
16. M. Nekipelov, M. Büscher, ..., S. Mikirtychiants et al. Evidence of kaon nuclear and Coulomb potential effects on soft K^+ production from nuclei // Phys. Lett. B **540**, pp. 207-212 (2002).
17. V. Koptev, M. Nekipelov, ..., S. Mikirtychiants et al. Observation of K^+d correlations from pA collisions // Eur. Phys. J. A **17**, pp. 235-240 (2003).
18. V.Kleber, M. Büscher, ..., S. Mikirtychiants et al. $a_0^+(980)$ -resonance production in $pp \rightarrow dK^+K^{\bar{0}}$ reactions close to threshold // Phys. Rev. Lett. **91**, 172304 (2003).
19. M. Büscher, V. Koptev, ..., S. Mikirtychiants et al. Inclusive K^+ -meson production in proton-nucleus interactions // Eur. Phys. J. A **22**, pp. 301-317 (2004).