ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ π^+- И K^+-МЕЗОНОВ И СЕЧЕНИЙ "ПОДПОРОГОВОГО" РОЖДЕНИЯ K^+-МЕЗОНОВ

В.П.Коптев, С.М.Микиртычьянц, Г.В.Щербаков

Времена жизни π^+- и K^+-мезонов (τ_{π^+}, τ_{K^+}) являются очень важными характеристиками элементарных частиц. Несмотря на то, что современное состояние теории не позволяет вычислить значение τ_{π^+} и τ_{K^+} с высокой точностью, их знание дает возможность определить распадные константы f_π и f_K, которые используются во многих вычислениях и могут считаться важными фундаментальными константами. Точное знание τ_{π^+} и τ_{K^+} важно и при проверке $e-\mu$-универсальности, вытекающей из соотношения распадов π^+- и K^+-мезонов на $e^+\nu$ или $\mu^+\nu$. Теоретически это соотношение предсказывается с точностью $5\cdot10^{-4}$. Экспериментально это соотношение известно значительно хуже, в первую очередь, из-за неточности измерения времени жизни π^+- и K^+-мезонов. И, наконец, для K^+-мезонов возможно существует еще одна проблема: τ_{K^+}, измеренное двумя различными методами ("в остановках" и "налету"), различается на $(2\div3)\%$.

Цель данной работы состоит в измерении τ_{π^+} и τ_{K^+} новым методом, предложенным и разработанным в Гатчине на синхроциклотроне ПИЯФ [1].

В данной работе впервые для точного измерения времени жизни π^+- и K^+-мезонов использованы принцип получения пучка положительных мюонов (μ^+) из распадов остановившихся в мезонообразующей мишени π^+-мезонов (A.E.Pifer et al., Nucl.Instr.//1976. V.135. P.39.) и периодичность временно́й микроструктуры протонного пучка синхроциклотрона ПИЯФ РАН. Временна́я микроструктура выведенного из ускорителя протонного пучка представляет собой последовательность микробанчей с шириной на полувысоте 5 нс и периодом следования $T_0 = 75$ нс. Вероятность появления протонов во временны́х интервалах $\Delta t = 40$ нс и 35 нс между микробанчами не превышала, соответственно, $5\cdot10^{-6}$ и 10^{-6}. Следовательно, протоны, попадая в мишень, в преобладающем числе случаев рождают π^+- или K^+-мезоны в течение длительности протонных микробанчей. Мгновенно после образования часть π^+- или K^+-мезонов останавливается в той же мишени и затем, во временны́х промежутках между микробанчами, экспоненциально распадается 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, который в условиях проведенных экспериментов был равен 0–29.8 МэВ/с или 215–236 МэВ/с. Часть этих μ^+ вылетает под углом $60^\circ \pm 5^\circ$ к направлению протонного пучка и отбирается состоящим из двух магнитов и семи квадрупольных линз магнитным спектрометром с импульсным разрешением 5% [2]. Средний импульс, на который настроен спектрометр, выбирался равным 28.5 МэВ/с или 230 МэВ/с. Спектрометр захватывает и фоновые μ^+, которые образуются от π^+-мезонов, вылетевших из мишени в направлении спектрометра и распавшихся в головной его части. Однако практически все фоновые μ^+ 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 спектрометра, за тонким (0.1 мм майлара) выходным окном которой на расстоянии 8 м от мишени расположен детектор. Детектор μ^+ с импульсом 230 МэВ/с, состоящий из сцинтилляционных счетчиков, описан в работе [2]. Детектор μ^+ с импульсом 28.5 МэВ/с [3,4] состоял из четырех счетчиков с пластическими сцинтилляторами размером $\oslash 65\times0.1$ мм^3 и двух счетчиков антисовпадений с пласти-

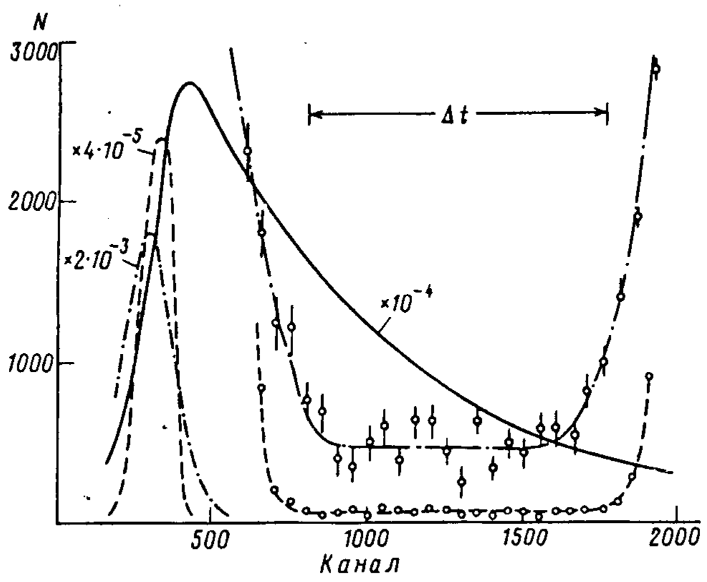

Рис.1. Временны́е распределения μ^+ с импульсом 28.5 МэВ/с (—), π^--мезонов с импульсом 600 МэВ/с (∘ ∘ ∘; – – –), фоновых μ^+ с импульсом 28.5 МэВ/с (∘ ∘ ∘; — · —). Сплошная кривая и узкие пики, отмеченные пунктирной и штрих-пунктирной кривыми, проведены по экспериментальным точкам (экспериментальные точки не приведены) и умножены на коэффициенты 10^{-4}, $4{\cdot}10^{-5}$ и $2{\cdot}10^{-3}$, соответственно. Выполнено суммирование по 50 каналов, но начальная нумерация каналов ИВИ сохранена. 1000 каналов ИВИ соответствуют (39.1764 ± 0.0008) нс.

ческими сцинтилляторами размером ⊘65×0.3 мм^3. Использование $\Delta E/\Delta x$ критериев и быстрой логики отбора (мертвое время 15 нс) обеспечили низкую ($< 10^{-8}$) эффективность регистрации захватываемых магнитным спектрометром позитронов и π^+–мезонов при близкой к 100% эффективности регистрации положительных мюонов. Среднее число μ^+, зарегистрированных детектором в периоде T_0 , не превышало $8 \cdot 10^{-4}$. Сигналы от детектора поступали на измеритель временны́х интервалов (ИВИ) после отбора только тех событий, до и после которых во временны́х интервалах T_0 не было других событий. Среднее значение цены канала ИВИ ($(391764 \pm 8) \cdot 10^{-7}$ нс/канал) во временно́м интервале $\Delta t = 40$ нс и интегральная ($3 \cdot 10^{-4}$) и дифференциальная (10^{-3}) нелинейности ИВИ измерялись во время экспериментов в промежутках между циклами вывода протонного пучка. Это выполнялось с помощью импульсов от кварцевого генератора и случайных сигналов от сцинтилляционного счетчика, облучаемого радиоактивным источником ^{90}Sr.

С помощью ИВИ измерялись временны́е распределения положительных мюонов относительно реперных сигналов, связанных с определенной фазой высокочастотной синусоиды генератора В.Ч. ускорителя и определяющих моменты прохождения протонов через мишень (рис.1 и 2). Временны́е распределения положительных мюонов из распадов остановившихся в мишени π^+- или K^+-мезонов имеют вид, аналогичный сплошной кривой на рис.1. Плавно спадающий правый склон такой кривой в интервале Δt подчиняется закону:

$$N(t) = N_o exp(-t/\tau),$$

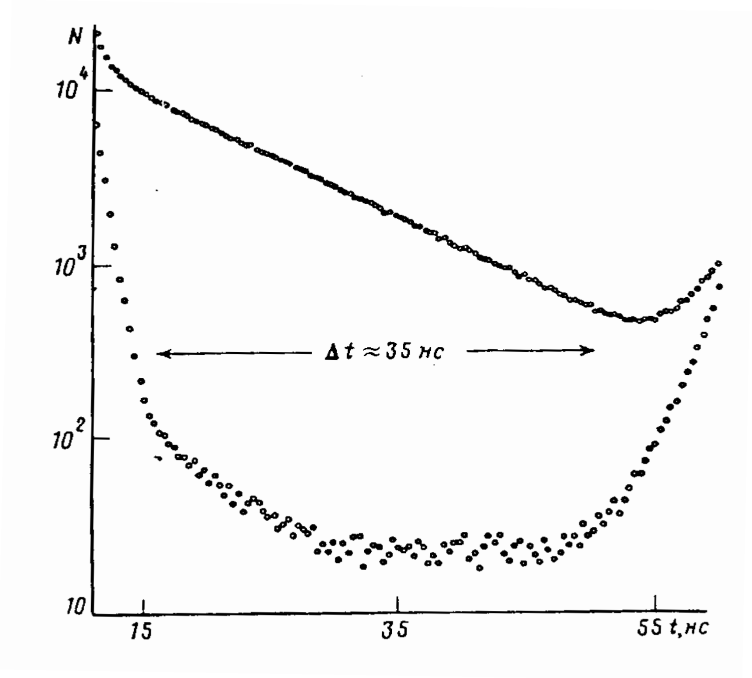

Рис.2. Часть временнóго распределения (за пределами переходной области) μ^+ с импульсом 230 МэВ/с (верхняя кривая) и суммарный, фоновый спектр μ^+ с импульсами 210 МэВ/с и 260 МэВ/с.

где t – время жизни π^+- или K^+-мезонов. Ее крутой подъем слева характеризует переходную область, протяженность которой определяется длительностью протонного микробанча, телесным углом, импульсным разрешением и длиной спектрометра. В течение переходной области происходит накопление останавливающихся в мишени π^+- или K^+-мезонов, а также образование фоновых μ^+ (узкий штрих-пунктирный пик на рис.1).

Чтобы определить временной интервал Δt, в течение которого вклад фоновых процессов минимален, были выполнены фоновые измерения для μ^+ с импульсами 210 МэВ/с и 260 МэВ/с (K^+-распад) и μ^+ и μ^- с импульсами 28.5 МэВ/с (π^+-распад). Для μ^+ с импульсом 28.5 МэВ/с фоновый временной спектр был измерен после майларового фильтра толщиной 0.4 мм, помещенного в вакуумную камеру спектрометра на расстоянии 20 см от мишени и поглощающего все положительные мюоны от остановившихся в мишени π^+-мезонов. После вычитания небольшой доли положительных мюонов от распада π^+-мезонов, остановившихся в фильтре, был получен временной спектр фоновых μ^+ , идентичный временнóму распределению μ^- с импульсом 28.5 МэВ/с, измеренному без фильтра и после переполюсовки всех магнитных элементов спектрометра. Необходимое для вычитания фоновых спектров мониторирование протонного пучка, а также верхняя оценка доли его интенсивности в интервале Δt между микробанчами осуществлялись с помощью π^--мезонов с импульсом 600 МэВ/с, вылетающих из мишени под углом 0° .

В данных экспериментах фоновые условия были таковы, что доля фоновых процессов во временнóм интервале Δt не превышала $2{\cdot}10^{-4}$ (π^+-распад) или $3{\cdot}10^{-3}$ (K^+-распад), так что относительная систематическая ошибка результатов измерения, связанная с вычитанием фона, равна $\delta_f \approx 3 \cdot 10^{-5}$ для π^+-распада и $2 \cdot 10^{-4}$ для K^+-распада.

Относительная ошибка результатов измерений, связанная с неточностью учета калибровки ИВИ, его функции нелинейности и статистических искажений исходного временно́го распределения [5], не превышает $\delta_k \approx 3.5 \cdot 10^{-5}$.

Значение τ определялось путем обработки по методу наименьших квадратов скорректированных на фон и нелинейность временны́х спектров в интервале Δt, выбранном таким образом, чтобы значения τ для меньших интервалов, заключенных в границах области Δt, совпадали между собой в пределах ошибок измерений. Возможная относительная систематическая ошибка за счет произвола в выборе рабочего интервала Δt равна $\delta_{\Delta t} = 6 \cdot 10^{-5}$ (π^+-распад) и $5 \cdot 10^{-4}$ (K^+-распад).

Суммарная относительная систематическая ошибка

$$\delta_c = \sqrt{\delta_f^2 + \delta_k^2 + \delta_{\Delta t}^2}$$

равнялась $7.5 \cdot 10^{-5}$ для π^+-распада и $5.5 \cdot 10^{-4}$ для K^+-распада и складывалась квадратично с полученной в результате обработки скорректированных на фон и нелинейность спектров относительной статистической ошибкой, которая в данных экспериментах была определяющей. Условия эксперимента были таковы, что результаты, получаемые без вычитания фона или без учета функции нелинейности, отличались от истинных не более, чем на одну статистическую ошибку.

С целью исключения возможных неучтенных систематических ошибок, связанных с условиями эксперимента, измерения времени жизни π^+-мезона были выполнены для мишеней из меди, углерода и кварца; это приводило к изменению потока фоновых позитронов (в 10 раз) и π^+-мезонов (в 2 раза), а также загрузки детектора положительными мюонами (в 2 раза). Измерения, выполненные на различных мишенях, дали согласующиеся в пределах ошибок значения:

$$\tau_{\pi^+}(\mathrm{C}) = 26.0349 \pm 0.0078 \text{ нс},$$
$$\tau_{\pi^+}(\mathrm{Cu}) = 26.0329 \pm 0.0076 \text{ нс},$$
$$t_{\pi^+}(\mathrm{SiO_2}) = 26.0418 \pm 0.0096 \text{ нс}.$$

Суммарный спектр от всех трех мишеней содержит $1.5 \cdot 10^8$ событий в $\Delta t = 38$ нс. Полученное из его обработки значение времени жизни π^+-мезонов:

$$\tau_{\pi^+} = 26.0361 \pm 0.0052 \text{ нс} \qquad (\chi^2 = 0.97, \quad \mathrm{C.L.} = 0.60)$$

имеет точность в 4 раза выше точности усредненных известных результатов [6].

Время жизни K^+-мезонов было измерено для медной и урановой мишеней. Количество событий во временно́м интервале $\Delta t = 35$ нс равно, соответственно, $1.5 \cdot 10^5$ и $2.5 \cdot 10^5$. Полученные значения

$$\tau_{k^+}(\mathrm{Cu}) = 12.368 \pm 0.041 \text{ нс} \quad (\chi^2 = 1.06 \quad \mathrm{C.L.} = 0.66) \quad \text{и}$$
$$\tau_{k^+}(\mathrm{U}) = 12.451 \pm 0.030 \text{ нс} \quad (\chi^2 = 1.07 \quad \mathrm{C.L.} = 0.63)$$

отличаются друг от друга на две стандартные ошибки. Средневзвешенное значение этих величин

$$\tau_{k^+} = 12.415 \pm 0.024 \text{ нс}$$

подтверждает значение времени жизни K^+-мезона, измеренное ранее методом остановок [6].

Используемый для измерения времени жизни K^+-мезона метод идентификации K^+-мезонов, остановившихся в мезонообразующей мишени, позволил впервые измерить полные сечения образования K^+-мезонов в протон-ядерных соударениях в диапазоне энергий $800 \div 1000$ ГэВ [2]. Поскольку для данного диапазона энергий протонов в реакциях $pA \to K^+ \cdots$ рождаются, в основном, низкоэнергетические K^+-мезоны, то выбором размеров мезонообразующей мишени удается остановить в мишени не менее 95% полного потока K^+-мезонов, сохранив при этом в импульсном спектре μ^+-мезонов узкий пик, соответствующий μ^+-мезонам от распада остановившихся в мишени K^+-мезонов (рис.3).

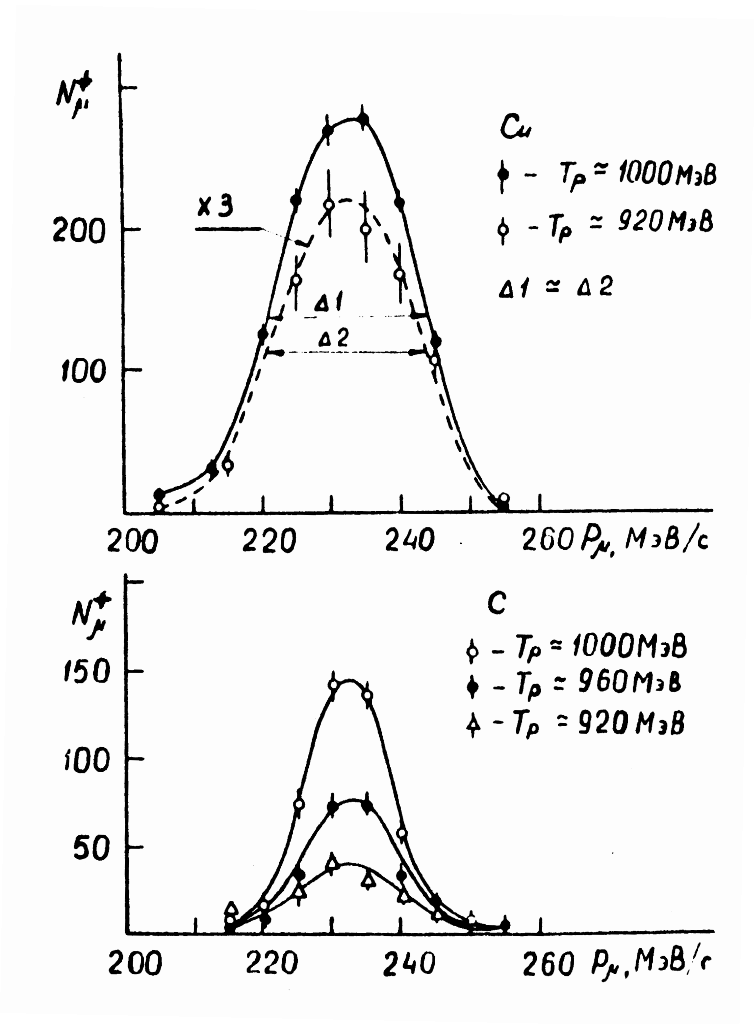

Рис.3. Импульсные спектры μ^+-мезонов, измеренные для различных мишеней и энергий протонов во временно́м окне 35 нс, в промежутке между протонными микробанчами вблизи импульса μ^+-мезонов от распада остановившихся в мишени K^+-мезонов.

Таблица 1

Полные сечения образования K^+-мезонов в реакциях $pA \to K^+ \dots$

A	T_p, МэВ	$\sigma \cdot 10^{33}$, см^2	A	T_p, МэВ	$\sigma \cdot 10^{33}$, см^2
Be	990	21.0 ± 1.0	C	990	39.0 ± 2.0
	975	15.7 ± 1.2		975	24.9 ± 1.1
	960	9.2 ± 1.1		960	18.5 ± 2.1
	947	8.4 ± 0.8		947	16.2 ± 1.9
	935	7.0 ± 0.8		935	10.9 ± 1.2
	929	4.6 ± 0.4		929	10.5 ± 0.7
	918	3.9 ± 0.4		918	7.8 ± 0.8
	907	2.7 ± 0.4		912	5.5 ± 0.8
	905	2.8 ± 0.4		905	6.0 ± 0.5
	900	2.2 ± 0.4		900	4.9 ± 0.4
	892	2.34± 0.45		885	3.7 ± 0.1
	878	1.47± 0.28		870	1.8 ± 0.3
	864	0.43± 0.28		842	1.1 ± 0.3
	842	0.82± 0.41			
	835	0.25± 0.21			
Cu	988	298 ± 15	Pb	988	550 ± 18
	973	201 ± 14		979	491 ± 21
	959	141 ± 15		973	443 ± 30
	945	119 ± 12		973	396 ± 26
	927	81 ± 5		960	328 ± 25
	916	48 ± 6		959	323 ± 14
	903	48 ± 4		946	220 ± 20
	898	46 ± 3		945	248 ± 13
	853	12 ± 2		933	156 ± 18
	840	8.1 ± 0.9		932	150 ± 14
Sn				927	151 ± 9
	988	405 ± 22		918	97 ± 10
	979	340 ± 12		916	112 ± 21
	973	335 ± 16		910	77 ± 11
	959	231 ± 21		905	81.4± 4.9
	945	170 ± 11		903	77 ± 6
	927	108 ± 13		898	63 ± 5
	916	86 ± 14		890	38.1± 3.1
	910	75 ± 7		883	28.0± 5.1
	903	50 ± 9		876	24.8± 2.3
	898	49 ± 4		868	28.0± 6.0
	883	24 ± 3		861	15.7± 1.5
	868	24 ± 5		847	10.8± 2.6
	840	8.1± 2.4		840	10.0± 3.0
				833	6.7± 1.2
				804	2.3± 1.2

Абсолютные величины полных сечений образования K^+-мезонов были получены путем нормировки на измеренные нами ранее сечения образования π^+-мезонов [7], вылетающих из той же мезонообразующей мишени в телесный угол того же магнитного спектрометра и параллельно с регистрацией μ^+-мезонов, регистрируемых тем же детектором.

Основная цель этих измерений состояла в возможности исследования так называемых кумулятивных явлений, т.е. процессов, происходящих на малых расстояниях в течение коротких временны́х интервалов. Полученные экспериментальные данные (табл.1) измерены при энергии протонов существенно ниже порога образования K^+-мезонов в нуклон-нуклонных соударениях (1.58 ГэВ) и позволяют достичь рекордной степени кумулятивности в "подпороговых" процессах. Если предположить, что K^+-мезоны образуются в прямом, одноступенчатом процессе, то для случая протон-нуклонных реакций требуется импульс внутриядерного нуклона не менее $(300 \div 600)$ МэВ/с. В случае, если рождение происходит при взаимодействии протонов с группой коррелированных нуклонов (типа кварковых мешков), то необходимая масса таких корреляций должна быть не менее $3 \div 6$ масс нуклона.

Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов, выполненных по различным теоретическим моделям, учитывающим только прямые процессы, позволяло, в лучшем случае, удовлетворительно описать энергетическую зависимость полных сечений, но предсказывало абсолютные значения сечений в $10 \div 100$ раз меньше измеренных.

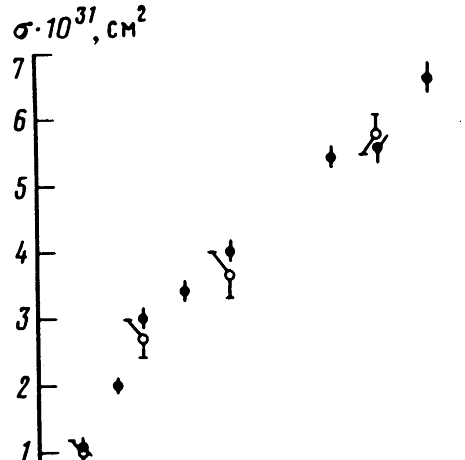

Рис. 4. Зависимость сечения образования K^+ -мезонов от массового числа ядра-мишени: • – экспериментальные точки при энергии протонов 0.99 ГэВ; ∘ – результаты расчетов.

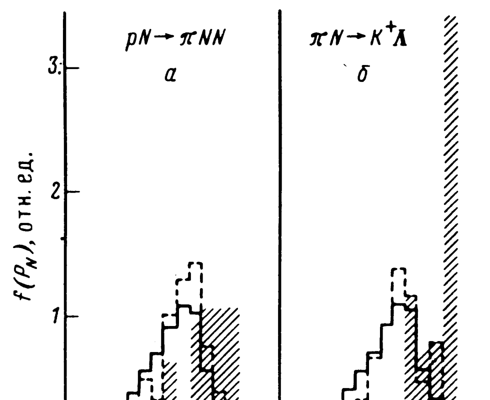

Рис. 5. Импульсное распределение нуклонов в ядре: сплошная гистограмма – исходное; пунктир – для нуклонов ядра, участвующих в реакции при энергии начальных протонов 1 ГэВ; заштрихована область импульсов нуклонов при начальной энергии 830–850 МэВ. *а* – для первой стадии реакции ($pN \to \pi NN$), *б* – для второй стадии ($\pi N \to K^+\Lambda$).

При теоретическом описании полученных данных впервые был рассмотрен и другой, двухступенчатый, механизм рождения K^+-мезонов. На первой стадии процесса рождения

K^+-мезона образуется промежуточный π-мезон в результате реакций $pN \to \pi NN$ или $pN \to \pi d$. Вклад двухчастичных реакций с образованием дейтрона составляет не менее 25%. K^+-мезон образуется на второй ступени в реакциях $(\pi N \to K^+\Lambda)$ взаимодействия промежуточного π–мезона с соседним внутриядерным нуклоном. Простая каскадная модель, представляющая ядро в виде обычного ферми-газа, с учетом двухступенчатого механизма [8] дает хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными (рис.4).

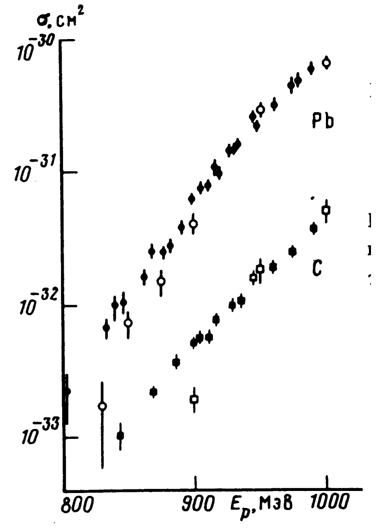

Рис. 6. Зависимость сечения образования K^+-мезонов от энергии начальных протонов для ядер Pb и C: ● ■ – экспериментальные точки; ○ □ – результаты расчетов.

В диапазоне энергий $0.9 \div 1.0$ ГэВ (рис.6) достаточно использовать импульсное распределение Томаса-Ферми с максимальным импульсом внутриядерного нуклона менее 300 МэВ/с. При энергиях ниже 900 МэВ требуется учет высокоимпульсной компоненты движения внутриядерного нуклона, особенно при рассмотрении второй стадии $(\pi N \to K\Lambda)$ двухступенчатого процесса (рис.5).

Дальнейшие теоретические расчеты (W.Cassing et.al. // Phys.Lett., 1990. V.B238. P.25.) полностью подтвердили доминирующий вклад двухступенчатого механизма, который в настоящее время достаточно широко используется при теоретическом рассмотрении ядерных реакций, например, рождения η-мезона при взаимодействии протонов с легкими ядрами.

Необходимость учета двухчастичной реакции $(pN \to \pi d)$ на первой стадии двухступенчатого процесса была подтверждена в работе: A.A.Sibirtsev and M.Buescher.// Z.Physik, 1994. V.A347. P.191. Авторами было показано, что измерение K^+-мезонов в совпадении с дейтронами может являться прямым доказательством существования двухступенчатого механизма, т.к. образующиеся в результате двухступенчатого процесса дейтроны вылетают вперед в узком угловом конусе (менее $10°$) с импульсами 850 ± 50 МэВ/с, в то время как фоновые дейтроны, образовавшиеся в последующих реакциях подхвата, имеют более изотропные угловое и импульсное распределения.

Прямым продолжением данных экспериментальных и теоретических работ является подготовка совместного Российско-Германского эксперимента COSY–18 по исследованию "подпорогового" рождения K^+-мезонов в протон-ядерных соударениях в диапазоне энергий $0.8 \div 1.5$ ГэВ на ускорителе COSY, национального центра KFA, в г.Юлихе, Германия. В рамках этого эксперимента, с помощью магнитного спектрометра (общая длина менее 5 метров), многопроволочных пропорциональных камер и телескопов сцинтилляционных и черенковских счетчиков будут измерены импульсные спектры K^+-мезонов, вылетающих в угловом диапазоне менее $10°$ как инклюзивно, так и в корреляциях с протонами и дейтронами.

К настоящему времени созданы и проверены на мезонных и протонных пучках ПИЯФ, ИТЭФ и KFA прототипы основных узлов спектрометра. Монтаж экспериментального оборудования и первые калибровочные эксперименты планируется начать весной–летом 1997г.

Список литературы

[1] *В.П.Коптев, С.М.Микиртычьянц, Г.В.Щербаков, Н.К.Абросимов, В.А.Волченков, С.Г.Барсов, А.Л.Геталов, В.А.Елисеев, Е.М.Иванов, С.П.Круглов, Ю.А.Малов, Е.М.Орищин, Г.А.Рябов, Л.Н.Уваров, Л.Ф.Шевель.* // Письма в ЖЭТФ, 1995. Т.61 (Вып.11). С.856.

[2] *В.П.Коптев, С.М.Микиртычьянц, М.М.Нестеров, Н.А.Тарасов, Г.В.Щербаков, Н.К.Абросимов, В.А.Волченков, А.Б.Гриднев, В.А.Елисеев, Е.М.Иванов, С.П.Круглов,Ю.А.Малов, Г.А.Рябов.* // ЖЭТФ, 1988. Т.94 (Вып.11). С.1.

[3] *Н.К.Абросимов, В.А.Волченков, В.А.Елисеев, Е.М.Иванов, В.П.Коптев, С.П.Круглов С.М.Микиртычьянц, Ю.А.Малов, Е.М.Орищин,Г.А.Рябов, Л.Н.Уваров, Г.В.Щербаков, Л.Ф.Шевель.* Препринт ЛИЯФ–1073, Гатчина, 1985. 50с.

[4] *А.Л.Геталов, В.П.Коптев, С.М.Микиртычьянц, Е.М.Орищин, В.А.Скнарь, И.И.Ткач, Л.Н.Уваров, Г.В.Щербаков.* Препринт ЛИЯФ–1405, Гатчина, 1988. 30с.

[5] *Н.К.Абросимов, В.П.Коптев.* Препринт ЛИЯФ–1119, Гатчина, 1985. 50с.

[6] Review of particle properties. // Phys.Rev. 1994. V.D50. P.1446, 1523.

[7] *V.V.Abaev, E.P.Fedorova-Koval, A.B.Gridnev, V.P.Koptev, S.P.Kruglov, Yu.A.Malov, G.V.Shcherbakov, I.I.Strakovsky, N.A.Tarasov.* // J.Phys.G., 1988. V.14. P.903.

[8] *Н.А.Тарасов, В.П.Коптев, М.М.Нестеров.* // Письма в ЖЭТФ, 1986. Т.43. С.217.