

# МЮОНЫ И ЯДРА, ИЛИ ПРИКЛЮЧЕНИЯ МЮОНА В ЯДРЕ

*Б. М. Сабиров\**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Описаны результаты экспериментов с совершенно разными и независимыми подходами к решению проблемы взаимодействия мюонов с ядрами. Рассмотрены различные пути захвата мюонов ядрами и последующие пути вторичных процессов: безрадиационный захват с последующим делением ядра, возбуждение ядра с вылетом частиц (нейтронов и заряженных), возбуждение ядерных уровней с вылетом гамма-квантов. Экспериментальные данные требуют уточнения, в частности, в отношении спектроскопии фрагментов деления, спектроскопии вторичных частиц, а также статистической точности. Все описанные экспериментальные методы опираются на интерпретацию в рамках теоретических моделей. Улучшение каждой из этих частей будет стимулировать уточнения или новые пути в последующих исследованиях.

The paper describes the results of quite different and independent experimental approaches to solving the problem of interaction of muons with nuclei. Different paths of muon capture by nuclei and subsequent paths of secondary processes are considered: radiationless capture followed by nuclear fission, excitation of the nucleus with the escape of particles (neutrons and charged ones), excitation of nuclear levels with the escape of gamma quanta. The experimental data require refinement, in particular, with respect to the spectroscopy of fission fragments, the spectroscopy of secondary particles, and statistical accuracy. All of the experimental methods described rely on interpretation within theoretical models. Improvement in each of these parts will stimulate refinements or new paths in subsequent research.

PACS: 23.40.–s; 14.60.Ef

*Посвящаю моей супруге Вере Павловне,  
верному другу, надежному тылу*

## ИСТОРИЧЕСКАЯ СПРАВКА

Из всех открытых элементарных частиц  $\mu$ -мезоны с самого начала были наиболее доступны для экспериментального изучения, так как основная часть космического излучения на уровне моря и даже на горных высотах состоит из сильно проникающих  $\mu$ -мезонов, которые проходили значительные слои тяжелого вещества, теряя при этом энергию только на

---

\* E-mail: sabirov@jinr.ru

ионизацию. Эта частица была открыта в 1936 г. и вначале была названа мезотроном по аналогии с позитроном, открытым в 1933 г. Основные свойства  $\mu$ -мезонов были изучены еще до запуска больших ускорителей. После открытия  $\pi$ -мезона и явления распада  $\pi \rightarrow \mu$  мезотрон как вторичная частица получил название  $\mu$ -мезон. На первом этапе исследований, начало которого относится к 1936–1937 гг., было обнаружено явление распада  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ , установлены основные свойства  $\mu$ -мезонов. С 1948–1949 гг. начинается второй период в экспериментальном исследовании свойств  $\mu$ -мезонов, связанный с использованием ускорителей. Созданные на ускорителях пучки  $\mu$ -мезонов позволили проверить, дополнить и значительно улучшить основные результаты, полученные ранее в исследованиях космического излучения. Новые методы изучения позволили получить существенно новые результаты. Так, в этот период была развита спектроскопия мезорентгеновского излучения  $\mu$ -мезонных атомов, давшая толчок для обширных исследований мезоатомных и мезоядерных процессов, также обнаружено интересное явление  $\mu$ -мезонного катализа реакции слияния протона и дейтрона. С конца 1956 г. начинается новый период в физике  $\mu$ -мезонов: обнаружены новые и совершенно неожиданные свойства — наличие продольной поляризации у  $\mu$ -мезона, что позволило измерить его магнитный момент, а далее — деполяризации спина мюона, что позволило провести огромную серию исследований ядерных, атомных и даже химических свойств материи. Проблема деполяризации тесно связана с обнаружением нового водородоподобного атома, состоящего из  $\mu^+$ -мезона и электрона, названного мюонием. В то же время с большой точностью было подтверждено, что  $\mu$ -мезоны и электроны взаимодействуют с электромагнитным полем одинаково [11], и, таким образом,  $\mu$ -мезон стали называть «тяжелым электроном». Мюонезон не участвует в сильных взаимодействиях, только в слабых. Поэтому принято использовать названия «мюон», «тяжелый электрон», а значит, и «мюонные атомы».

Все вышеназванные проблемы и свойства мюонов широко и всесторонне исследованы в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований (ЛЯП ОИЯИ) с использованием мюонных и пионных пучков фазотрона. Мюонная физика имеет свою особенность и преимущество: в процессе исследования экспериментатор имеет возможность работать и общаться с отдельно взятым мюоном. Предлагаемый обзор посвящен одной проблеме — проблеме захвата мюона ядром. Рассмотрены экспериментальные работы, проведенные в ЛЯП, и еще одна, проведенная в Боннском университете (Германия) с участием автора этой работы.

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение взаимодействия мезонов со сложными ядрами дает важные результаты, относящиеся к свойствам ядер и фундаментальным законам сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий. Электромаг-

нитные свойства мюона (заряд, магнитный момент и т. д.) полностью совпадают с электромагнитными свойствами обычного электрона, что способствует образованию мюонного атома.

Процесс образования мезоатомов можно разделить на четыре условно независимых этапа. На первом происходит замедление релятивистских мюонов за счет ионизации среды до скоростей, сравнимых со скоростью электронов на внешней оболочке атомов среды. Время замедления можно оценить по известной формуле для ионизационных потерь. Для конденсированных сред эта оценка составляет  $\tau_1 \approx 10^{-9} - 10^{-10}$  с [1]. Второй этап включает в себя окончательное замедление мюонов до скорости, отвечающей скорости в связанном состоянии, и адиабатический захват на высоколежащие уровни мюонного атома, т. е. переход в состояние с отрицательной энергией. Здесь характерное время  $\tau_2$  равно  $10^{-13} - 10^{-14}$  с [2]. Третий этап — мезоатомный каскад, процесс перехода мюона с высоких орбит в основное состояние. Характерное время мезоатомного каскада  $\tau_3$  в легких ядрах не превышает  $10^{-12} - 10^{-13}$  с, а в тяжелых еще меньше [1].

Четвертый этап — пребывание мюона на  $K$ -орбите мюонного атома, завершающееся его распадом или ядерным захватом. Время жизни мюона на  $K$ -орбите  $\tau_4$  зависит от заряда ядра и меняется в пределах от времени жизни свободного мюона  $2,2 \cdot 10^{-6}$  с в мезоводороде до  $\sim 8 \cdot 10^{-8}$  с для самых тяжелых элементов. Это связано с очень сильной зависимостью вероятности  $\mu$ -захвата от заряда ядра. Из двух конкурирующих процессов в легких ядрах более вероятен распад, при  $Z = 11$  (Na) скорости их сравниваются, а с ростом  $Z$  преобладает захват [2, 3] (рис. 1).

Характерные времена  $\tau_1, \tau_2$  и  $\tau_3$  образования мезоатомов намного меньше времени жизни  $\tau_4$  мюона на  $K$ -орбите. Все события, происходящие на первых трех этапах, можно считать мгновенными, а события

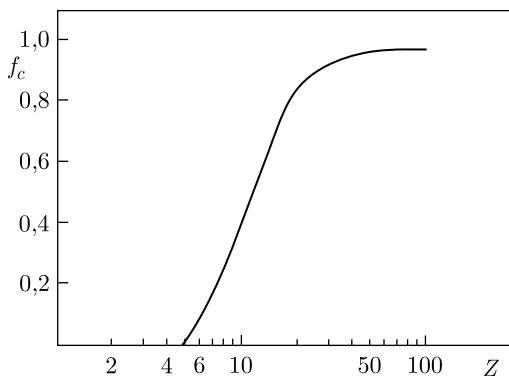


Рис. 1. Доля мюонов, захваченных ядром с  $1s$ -уровня мюонного атома в зависимости от атомного номера  $Z$  [3]

в четвертой стадии — задержанными относительно остановки мюона в мишени. Известно, что мюоны, захваченные электрическим полем ядра, при переходе на более низкий энергетический уровень излучают кванты энергии — так называемые мезорентгеновские лучи, аналогичные рентгеновским лучам, испускаемым при переходе электрона на низкий уровень в обычных атомах, но гораздо более энергичные, что связано с большой массой мюона.

## 1. БЕЗРАДИАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТЯЖЕЛЫХ МЕЗОАТОМАХ

Как хорошо известно, захват  $\mu$ -мезона на атомную орбиту является каскадным процессом. Конечной стадией этого процесса является переход  $2p \rightarrow 1s$  в  $\mu$ -мезоатоме. В результате такого перехода энергия может быть передана  $\gamma$ -кванту или (в тяжелых элементах) ядру.

J. A. Wheeler [4] предсказывал два механизма деления тяжелых ядер  $\mu$ -мезонами: «внутреннее» деление, когда энергия, необходимая для деления, освобождается при захвате ядром мюона с нижнего уровня мезоатома, и «внешнее» деление, при котором мюон не исчезает, а энергия, необходимая для деления, освобождается в дипольном безрадиационном переходе мезоатома на уровень  $1s$ .

Вероятность безрадиационной передачи энергии ядру должна быть непосредственно связана с сечением фотоэффекта на ядре. Поскольку время жизни мюона на  $K$ -орбите намного больше, чем время жизни составного ядра, то следующей стадией процесса после перехода  $2p \rightarrow 1s$  является распад возбужденного ядра. В частности, возможен процесс деления, если энергия перехода больше, чем барьер деления. В наиболее благоприятном случае, когда ширина деления больше, чем все другие ядерные ширины, каталитический процесс ядерного деления возможен. Следует отметить, что ядерное деление может происходить и в результате захвата мюона с  $K$ -орбиты ядром — это «внутреннее» деление. Эти два механизма деления можно различить экспериментально по тому, что в первом случае деление не сопровождается испусканием  $\gamma$ -кванта, соответствующего переходу  $2p \rightarrow 1s$ . Д. Ф. Зарецким проведена оценка эффектов, связанных с этим процессом. В качестве примера рассматривается ядро  $^{238}\text{U}$  («Доклады советских ученых на II Международной конференции по мирному использованию атомной энергии», Женева, 1958 г.) [5], так как для него имеется наибольшее число необходимых экспериментальных данных. Таким образом, получена оценка отношения вероятности безрадиационного возбуждения  $W_b$  к вероятности высвечивания мезорентгеновского  $2p \rightarrow 1s$  излучения  $W_\gamma$ :

$$\frac{W_b}{W_\gamma} \approx 5-20.$$

То есть процесс безрадиационного возбуждения более вероятен, чем радиационный переход.

Выполнено несколько экспериментальных работ по исследованию процесса деления ядер при захвате мюона с использованием фотопластинок [6–8] и с помощью электронных методов регистрации частиц [16]. В работе Г. Е. Беловицкого и др. [6], выполненной с использованием фотопластинок, сделан вывод о том, что остановки  $\mu^-$ -мезонов в  $^{238}\text{U}$  приводят только к «внутреннему» делению с вероятностью 0,07, безрадиационное деление авторами не наблюдалось и имеет вероятность менее  $\sim 1\%$ . В работе М. Г. Петрашку и А. К. Михула [8] дается оценка отношения вероятностей безрадиационного возбуждения ядра ( $W_b$ ) и испускания  $\gamma$ -кванта при переходе  $2p \rightarrow 1s$  ( $W_\gamma$ ) для захвата мюона ядром  $^{232}\text{Th}$ :

$$\frac{W_b}{W_\gamma} = 0,1 \pm 0,07.$$

Делается предположение о том, что обратная передача энергии возбуждения ядра мюону с переходом последнего из  $1s$ -состояния в  $2p$  более вероятна для тория, чем для урана. В работе J. A. Diaz и др. [9] также сделан вывод о том, что безрадиационное деление, если оно и происходит, должно составлять только малую долю числа актов деления. Д. Ф. Зарецкий [5] своими расчетами показал, что вероятность безрадиационных переходов в мезоатоме урана, где плотность ядерных уровней велика, должна быть значительной. В мезоатоме свинца с малой плотностью ядерных уровней (магическое ядро) эта вероятность практически равна нулю.

Основываясь на этой работе Д. Ф. Зарецкого, группа авторов во главе с Б. Понтекорво провела эксперимент по измерению разности выходов соответствующих радиационных рентгеновских переходов в U и Pb [10]. Измерения проводились на мюонном пучке синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ с помощью  $\gamma$ -детектора на основе NaI(Tl) диаметром 30 мм и высотой 35 мм. На рис. 2 представлены спектры фотонов для мезоурана и мезосвинца в области энергии от 3 до 8 МэВ.

Спектры нормированы на одинаковое количество  $\mu^-$ -мезонов, остановившихся в мишени. Энергия  $2p \rightarrow 1s$ -перехода в свинце  $E_\gamma = 6,02$  МэВ, в уране — на 200 кэВ меньше. В пределах разрешающей способности NaI(Tl)-кристалла пики на спектре довольно близки. Разница в интенсивности фотонов с энергией  $\sim 6$  МэВ в мезоурани и мезосвинце при одинаковой геометрии и близких энергиях излучения указывает на то, что здесь действительно обнаружен эффект безрадиационного перехода  $\mu^-$ -мезонов на уровень  $1s$  мезоурана. В предположении, что вероятность безрадиационного перехода в свинце  $W_b$  пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью испускания фотона  $W_\gamma$ , получены следующие

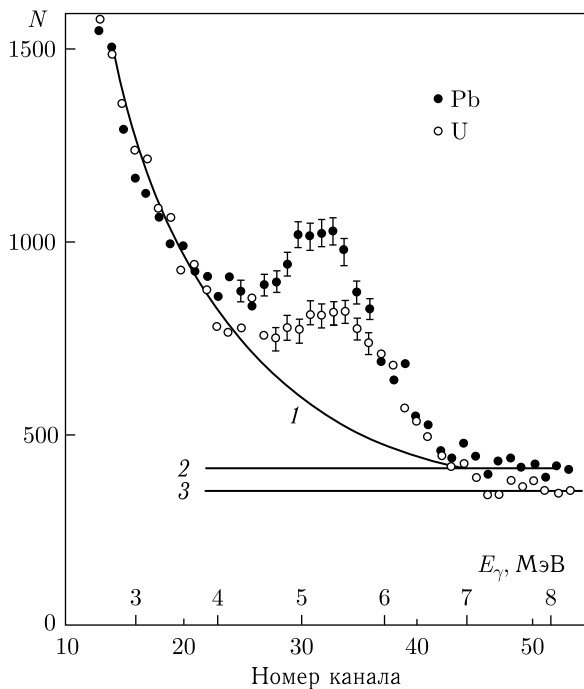


Рис. 2. Спектры фотонов для мезоурана и мезосвинца: 1 — интерполяция спектров урана и свинца; 2 — уровень фона, обусловленный интерполяцией спектров урана и свинца; 3 — грубая оценка фона, полученная в предположении одинаковости ширины пиков урана и свинца

пределы:

$$0,1 < \left( \frac{W_b}{W_\gamma} \right)^{238\text{U}} < 1.$$

При условии, что ширины уранового и свинцового пиков одинаковы, получена оценка, близкая к нижней границе неравенства:

$$\frac{W_b}{W_\gamma} \sim 0,2.$$

Значение открытия состоит прежде всего в обнаружении нового электромагнитного процесса в мезоатомах, в возможности изучения поведения возбужденных ядер и осуществления ядерных реакций нового типа. Механизм ядерных реакций этого типа подробно обсуждался на IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра, проходившей в 1971 г. в Дубне.

Открытие внесено в Государственный реестр открытий СССР под № 100 с приоритетом от 17 июня 1959 г. с формулировкой: «Установлено

Таблица 1. Результаты исследований из работы [47]

Элемент	$Y(2p \rightarrow 1s; Z),$ $Y(2p \rightarrow 1s; Pb)$	Элемент	$Y(2p \rightarrow 1s; Z),$ $Y(2p \rightarrow 1s; Pb)$
W	$1 \pm 0,08$	$^{235}\text{U}$	$0,71 + 0,05$
Pb	1	$^{238}\text{U}$	$0,77 + 0,04$
Th	$0,85 \pm 0,07$	$^{239}\text{Pu}$	$0,59 + 0,06$
Bi	$1 \pm 0,06$		

неизвестное ранее свойство мезоатомов передавать без излучения всю энергию перехода мезона ядру, когда она близка к разности энергий ядерных уровней».

Опубликованы дальнейшие исследования безрадиационных переходов в тяжелых мезоатомах [47], результаты которых представлены в табл. 1.

## 2. СУДЬБА МЮОНА ПОСЛЕ БЕЗРАДИАЦИОННОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДРА

Интересно теперь проследить судьбу  $\mu$ -мезона после деления ядра. Есть две возможности:

1)  $\mu$ -мезон остается на тяжелом фрагменте и погибает в результате ядерного захвата;

2) срыв  $\mu$ -мезона в процессе деления и с возбужденного осколка.

Одним из возможных результатов  $2p \rightarrow 1s$  (или  $3p \rightarrow 1s$ ) безрадиационного перехода мюона в тяжелом мезоатоме может быть деление атомного ядра (так называемое «мгновенное» деление [5]). При этом возникает вопрос: чему равна вероятность обнаружения мюона на легком или тяжелом осколках после деления? В ряде теоретических работ дана оценка вероятности обнаружения мюона на легком и тяжелом осколках (соответственно 10 и 90%, полученные в [11], и 50 и 50%, данные в [12]). Результаты работ [13, 14] качественно меняют первоначальные оценки вероятности обнаружить мюон на легком или тяжелом осколках. В мюонных задачах большое значение имеет учет конечных размеров ядра. Использование вычисленной в этой работе энергии связи мюона в поле ядра конечных размеров приводит к увеличению вероятности перехода мюона на ближайший возбужденный уровень осколка в 3–4 раза. В результате получена средняя вероятность обнаружения мюона на легком осколке (вычисленная с экспериментальным распределением осколков), равная 1%, и, соответственно, 99% для тяжелого осколка.

Выброс мезона в процессе деления — событие маловероятное, так как разлет осколков происходит медленно по сравнению со скоростью мюона.

Другой возможный путь выброса  $\mu$ -мезона связан с механизмом внутренней конверсии с возбужденного осколка. Теоретическая оценка коэффициента внутренней конверсии [11, 15] показывает, что коэффици-

ент конверсии электрического диполя для средней энергии возбуждения осколка  $\sim 10$  МэВ меньше единицы. Это значит, что выброс  $\mu$ -мезона не может конкурировать с излучением первого нейтрона из осколка.

В PSI была измерена вероятность прилипания мюона к легким фрагментам. В этом эксперименте использовалась установка, включающая поверхностно-барьерные Si-детекторы для измерения кинетической энергии осколков в сочетании с магнитным спектрометром SINDRUM40, состоящим из пяти многопроволочных пропорциональных камер и годоскопа. В то время как Si-детекторы регистрировали осколки деления, возникающие в результате безрадиационных переходов, SINDRUM40 регистрировал электроны от мюонного  $\beta$ -распада. Это позволило реконструировать траектории электронов и, следовательно, локализовать область, из которой был испущен электрон от распада мюона. В результате можно было определить, был ли мюон присоединен к легкому или тяжелому фрагменту. Таким образом, помимо наблюдавшихся ранее мюонных атомов тяжелых фрагментов были обнаружены также мюонные атомы легких фрагментов, распадающиеся со временем жизни  $(182 \pm 27)$  нс [39, 40]. Из предварительного анализа выход мюонных атомов легких фрагментов был найден равным  $0,057 \pm 0,007$ . Если учесть вероятность конверсии мюона в легкие фрагменты, то суммарный выход мюонных атомов легких фрагментов окажется около 7%. В то же время заметные вариации вероятности присоединения мюона наблюдаются внутри группы легких фрагментов от  $0,015 \pm 0,15$  до  $0,090 \pm 0,02$  для массовых окон 77–87 и 107–117 соответственно.

### **3. МЕЗОРЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МЮОНОВ НА ОСКОЛКАХ МГНОВЕННОГО ДЕЛЕНИЯ**

После испарения нейтрона в «игру» включаются электромагнитные процессы, успешно конкурирующие с испарением второго нейтрона. В присутствии связанного мюона становятся возможными, во-первых, конверсия  $\gamma$ -лучей на мюоне [5, 11], во-вторых, резонансный процесс безрадиационного подброса мюона в возбужденное состояние с последующим мезоатомным радиационным переходом [5, 15]. Теоретические прогнозы для вероятности заселения уровня  $2p$  мюонного атома тяжелого фрагмента варьируются от 1 до 10% на одно деление. Данные процессы вполне возможны, так как экспериментальный спектр  $\gamma$ -лучей осколков деления простирается до 9 МэВ [4], что существенно превышает энергию связи мюона на тяжелом (5,8 МэВ) и легком (3,3 МэВ) осколках. Д. Ф. Зарецкий и Ф. Ф. Карпешин рассмотрели резонансное рассеяние  $\gamma$ -лучей на мюоне [11, 18].

Для оценки вероятности мезорентгеновского излучения на одно мгновенное деление (МД) учтены следующие обстоятельства. С вероятностью, превышающей 90%, при делении образуются тяжелые осколки с атомными номерами в интервале  $Z = 51-57$  [17, 19]. Для этих элемен-



тов изменение  $Z$  на единицу, как показывает расчет, сдвигает мезорентгеновскую линию на 100 кэВ, поэтому суммарный мезорентгеновский спектр семи элементов займет интервал  $\sim 700$  кэВ.

В спектре  $\gamma$ -лучей осколков МД каждому изотопу будут отвечать две линии, связанные с резонансным рассеянием  $\gamma$ -квантов на мюоне с подбросом его в промежуточные состояния  $2p_{1/2}$  и  $2p_{3/2}$ , разделенные на  $\sim 60$  кэВ. Предполагаемый спектр представлен на рис. 3. Положение линий чрезвычайно чувствительно к распределению заряда по объему осколка: при изменении  $r_0$  от 1,20 до 1,25 Фм линии сдвигаются на 100 кэВ.

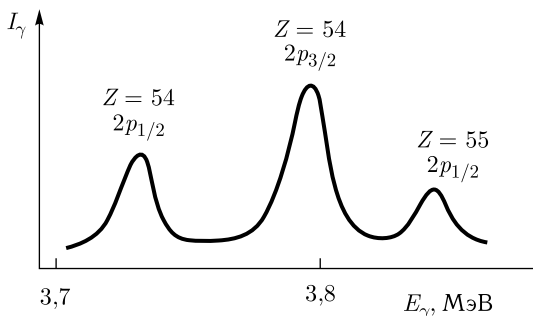


Рис. 3. Рассчитанная форма жесткой части спектра  $\gamma$ -излучения осколков мгновенного деления

Наблюдение мезорентгеновского излучения легкого осколка представляется едва ли возможным из-за малой вероятности увлечения мюона легким осколком, которая составляет около 1% [13]. Как следует из экспериментальных данных [7], весьма вероятным является подброс мюона в высшие дискретные состояния на тяжелом осколке.

Экспериментальное изучение мезорентгеновских линий было проведено в Боннском университете группой проф. П. Давида [20].

Экспериментальная установка [23] состояла из двух германиевых детекторов для детектирования рентгеновского излучения и лавинного счетчика с несколькими параллельными пластинами, обернутыми металлической фольгой  $^{238}\text{U}$ , которая служила активной мишенью (рис. 4).

Мюонное рентгеновское излучение от мишени  $^{238}\text{U}$  было зарегистрировано в совпадении с осколками как мгновенного, так и задержанного деления. Спектр мюонного рентгеновского спектра, совпадающий с МД, должен также содержать мюонное рентгеновское излучение от осколков деления. Энергии обеих линий комплекса перехода  $2p \rightarrow 1s$  наиболее вероятного изотопа  $^{140}_{54}\text{Xe}$  находятся на уровне 3,7 и 3,8 МэВ соответственно. В силу зарядового распределения  $2p \rightarrow 1s$ -переходы тяжелых фрагментов должны находиться в пределах энергетического интервала около 700 кэВ [18]. Дополнительная сложность возникает из-за

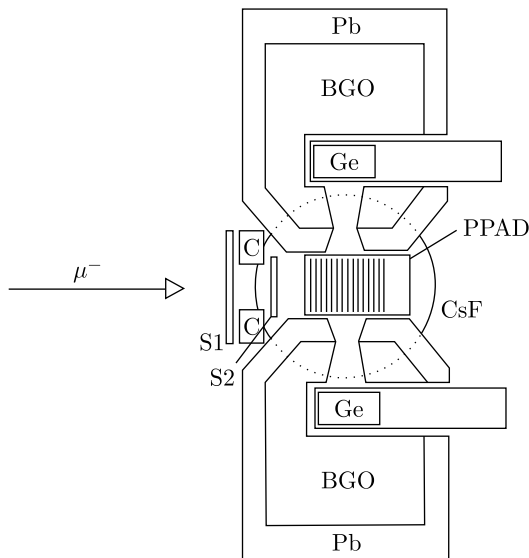


Рис. 4. Экспериментальная установка: S1, S2 — сцинтилляторы; C — коллиматор; PPAD — детектор расщепления; Ge — германиевый детектор; CsF — CsF-детектор; BGO —  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{16}$ -детектор; Pb — свинцовый защитный экран

распределения масс. Кроме того, доплеровское уширение размывает отдельные линии [21]. На рис. 5 показан спектр, полученный в совпадении с МД одного из сверхчистых Ge-диодов.

Широкая структура может быть визуализирована в энергетической области между мюонными переходами  $3d \rightarrow 2p$  и  $2p \rightarrow 1s$  из  $^{238}\text{U}$  и, по-видимому, является подходящим кандидатом для  $2p \rightarrow 1s$ -переходов мюонов, захваченных тяжелыми фрагментами и преобразованных в дискретные состояния. Таким образом, была предпринята попытка подогнать этот спектр с помощью программы FIT [22] в широком энергетическом диапазоне с учетом всех мюонных рентгеновских линий и фон, как описано в работе [23]. Для описания наблюдаемой суммарной структуры была использована гауссова функция. Результаты фитирования для спектра одного детектора представлены на рис. 5. Конечные результаты были получены на основе данных, измеренных обоими Ge-детекторами. Положение конгломерата было определено как  $(3910 \pm 40)$  кэВ с шириной  $(640 \pm 110)$  кэВ (FWHM). Интенсивность  $I_s$  этого конгломерата по отношению к интенсивности  $I_{\text{pf}}$ , наблюдаемой при МД, была определена равной  $I_s/I_{\text{pf}} = (6,0 \pm 2,1)\%$ . Хотя экспериментальное значение для возникновения этого явления является слабым, все же это первое экспериментальное указание на его существование.

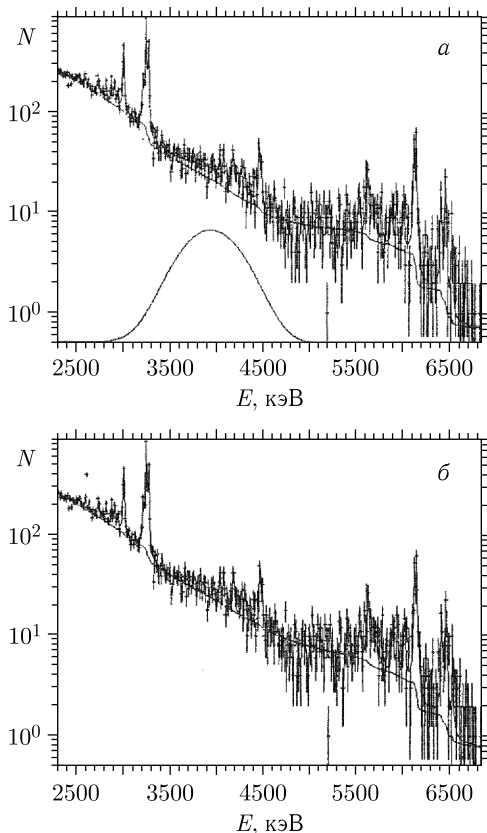


Рис. 5. Спектр мюонного X-излучения, зарегистрированный одним Ge-детектором в совпадении с МД в эксперименте  $^{238}\text{U}(\mu^-, \gamma, f)$  [23]. Сплошные линии — подгонка к этому спектру, фон и гауссова кривая. Верхний спектр (а) содержит подгонку с широкой гауссовой структурой при 3910 кэВ, нижний (б) — без такой структуры

#### 4. СИСТЕМАТИКА АБСОЛЮТНЫХ ВЫХОДОВ ДЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ПОСЛЕ ДЕЛЕНИЯ ПРИ $\mu$ -ЗАХВАТЕ

Знание интенсивности мезорентгеновских переходов имеет важное значение для изучения свойств мюонных атомов. Для того, чтобы нормировать выход различных реакций, таких как деление или испускание нейтронов после процесса возбуждения, должна быть известна доля безрадиационных мюонных переходов, непосредственно возбуждающих ядро. В работах Б. Понтекорво [10] и J. A. Diaz [30] дается лишь качественная оценка доли безрадиационных переходов в ядрах актини-

дов по уменьшению интенсивности переходов  $2p \rightarrow 1s$  в тории, уране и плутонии по сравнению с интенсивностью этого перехода в магическом ядре — свинце. При этом предполагалось, что интенсивность более высоких радиационных переходов в этих ядрах должна быть одинаковой. В противном случае недостающую часть интенсивности  $\gamma$ -лучей нельзя просто связать с безрадиационными переходами. Для проверки этих предположений группой под руководством С. М. Поликанова проведено систематическое исследование деления тяжелых ядер при захвате  $\mu$ -мезонов:  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  и  $^{239}\text{Pu}$  [24–27]. Деление ядер при захвате  $\mu$ -мезона отличается от других видов деления [37, 38], так как оно протекает с характерным средним временем жизни около 80 нс, а средняя энергия возбуждения ядра оценивается в 15–20 МэВ [28]. Этого достаточно, чтобы открыть канал деления в режимах девозбуждения ядра. Возбуждение ядра при безрадиационном переходе мюона

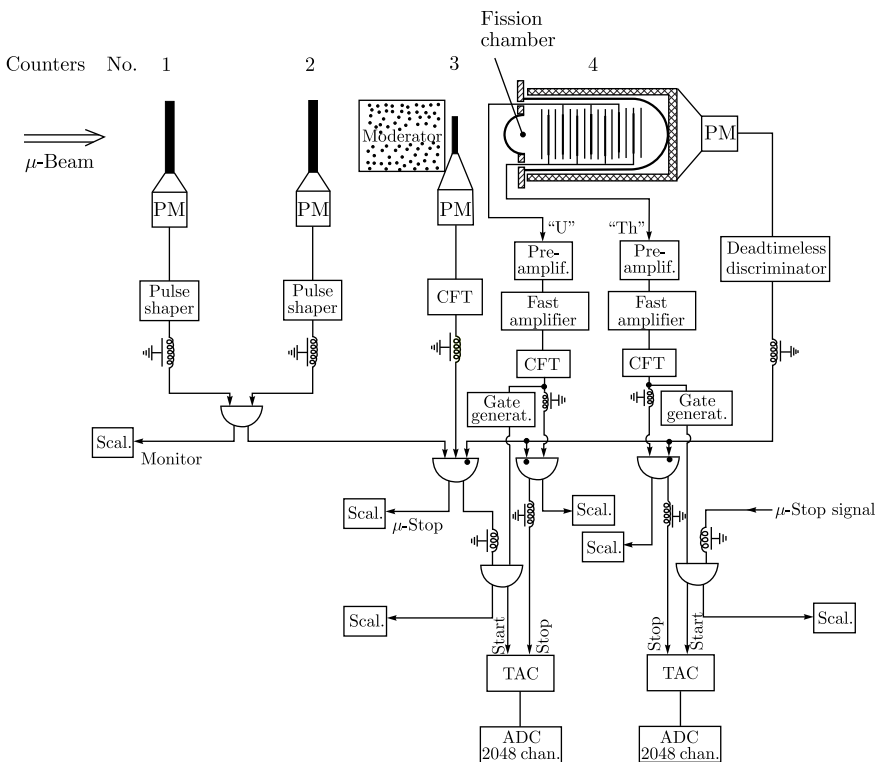


Рис. 6. Блок-схема электроники, используемой совместно с камерой деления и счетчиками телескопа

на  $K$ -орбиту протекает в интервале времени, характерном для мюонного каскадирования, например  $10^{-14}$ – $10^{-15}$  с от момента  $\mu$ -атомного захвата [4]. Поэтому его называют мгновенным процессом деления. Есть некоторые его особенности, которые представляются весьма интересными с точки зрения исследования барьера деления. На рис. 6 приведена экспериментальная установка вместе с блок-схемой регистрирующей электроники [36].

В эксперименте использовалась быстрая многопластинчатая ионизационная камера, заполненная метаном. При контрольном измерении быстрых совпадений  $f-\gamma$  время разрешения составляло 2,5 нс. Осколки деления регистрировались с эффективностью не хуже 90%. Все измерения проводились одновременно для двух изотопов: исследуемого и  $^{238}\text{U}$  как эталонного. Мишени осаждались методом седиментации на алюминиевые фольги толщиной около 13 мг/см<sup>2</sup>. Природный уран  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  (95%-й изотопной чистоты) осаждался в виде оксидов  $\text{U}_3\text{O}_8$ . Ториевая мишень (моноизотоп  $^{232}\text{Th}$ ) была изготовлена в виде оксида  $\text{ThO}_2$ . Мишени выполнены в виде дисков диаметром 47 мм и толщиной 2,6, 0,7 и 3,1 мг/см<sup>2</sup> для  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  соответственно. При измерениях камера содержала: 857 мг  $^{238}\text{U}$ , 237 мг  $^{235}\text{U}$  и 1020 мг  $^{232}\text{Th}$ .

Измерения проводились с помощью сепарированных пучков  $\mu^-$  и  $\pi^-$  синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ с энергией 680 МэВ.  $\mu^-$ -пучок 98%-й чистоты со средней энергией 85 МэВ и дисперсией  $\Delta E = 9$  МэВ замедлялся в замедлителе эквивалентной толщины 30 г/см<sup>2</sup>. Измеряя временное распределение индуцированного деления, получили соотношения мгновенного и задержанного деления и выходы индуцированного деления в  $^{232}\text{Th}$  и  $^{235}\text{U}$  по отношению к выходу деления в  $^{238}\text{U}$ . Для контроля стабильности системы синхронизации и анализа кривых отклика быстрых совпадений для каждого цикла измерений периодически проводились измерения с  $\pi^-$ -мезонами (рис. 7).

Получены относительные вероятности деления, индуцированного  $\pi^-$ -мезонами ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ :  $(43 \pm 3)\%$ ,  $(120 \pm 5)\%$  и 100% соответственно. Используя опубликованные данные по измерению вероятности деления  $^{238}\text{U}$   $\pi^-$ -мезонами [28], взяв за основу среднее значение  $0,45 \pm 0,10$ , получили величины  $0,22 \pm 0,05$  для  $^{232}\text{Th}$  и  $0,54 \pm 0,12$  для  $^{235}\text{U}$ . Временные распределения событий деления, индуцированных  $\mu^-$ -мезонами в трех исследуемых изотопах, приведены на рис. 8.

Взвешенные коэффициенты выхода деления мгновенного по отношению к задержанному для трех измеренных изотопов сравниваются с опубликованными данными из работ [29–31]. Имеются расхождения для  $^{232}\text{Th}$  и  $^{235}\text{U}$ . Из компиляции всех имеющихся данных по выходу деления на  $\mu^-$ -захват [6, 8, 29–31] получены окончательные экспериментальные результаты для абсолютных вероятностей выходов мгновенного и задержанного делений. Они представлены в табл. 2.

Таблица 2. Выходы мгновенного и задержанного деления на  $\mu$ -захват [24]

Тип деления	Выход деления на $\mu$ -захват		
	$^{232}\text{Th}$	$^{238}\text{U}$	$^{235}\text{U}$
Мгновенное	$(5,0 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$	$(2,03 \pm 0,45) \cdot 10^{-3}$	$(5,1 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$
Задержанное	$(3,8 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$	$(2,90 \pm 0,65) \cdot 10^{-2}$	$(3,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-2}$

Опустив все теоретические спекуляции, можно привести основные выводы из результатов измерений:

1) в  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  МД индуцируется в основном  $K_{\alpha}$ -безрадиационными переходами, в  $^{232}\text{Th}$  значительный вклад могут вносить другие высшие безрадиационные переходы;

2) наблюдается сильное уменьшение вероятности фотоделения ядра с мюоном на  $1s$ -орбите, т. е. вероятность фотоделения исследуемых ядер с мюоном на  $1s$ -орбите  $P_{f\mu}$  значительно ниже, чем  $P_{f0}$  (без мюона на  $1s$ -орбите);

3) наблюдается довольно резкое изменение отношения  $P_{\mu}/P_0$  от одного ядра к другому, в то время как для одного только  $P_0$  оно практически не меняется.

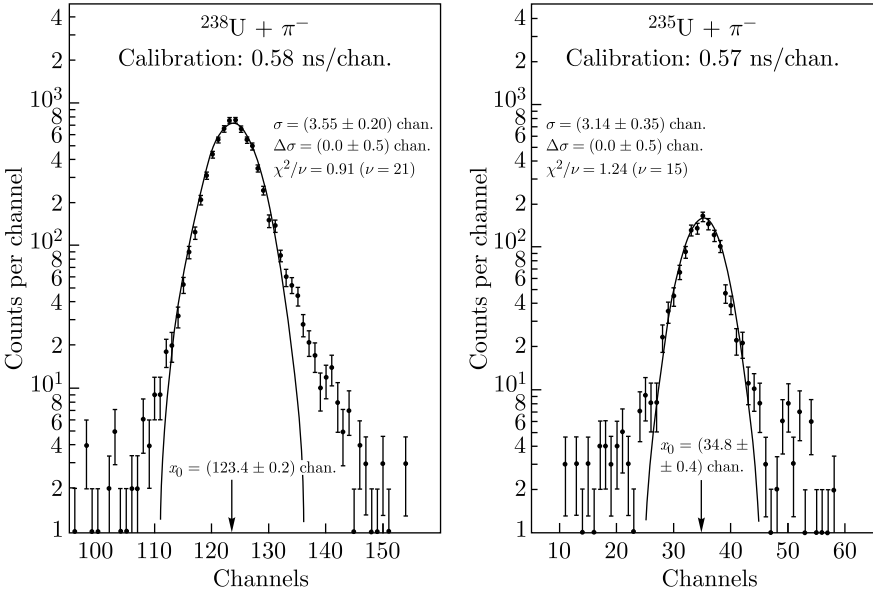


Рис. 7. Примеры временного распределения деления, индуцированного  $\pi^-$ -мезонами

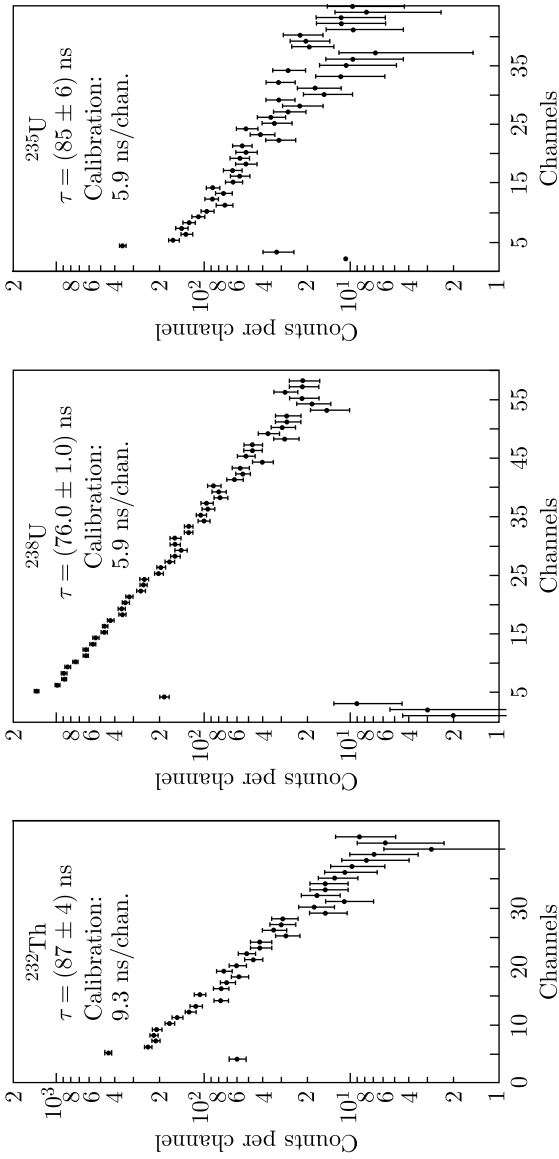


Рис. 8. Временное распределение событий деления в  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ , индуцированных  $\mu^-$ -мезонами (фон вычтен)

Представляется интересным расширить систематику, включив в нее такие ядра, как  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  и  $^{237}\text{Np}$ . Поэтому следующее исследование было посвящено абсолютным выходам для этих трех дополнительных изотопов, два из которых ( $^{237}\text{Np}$  и  $^{242}\text{Pu}$ ) еще не изучены [25]. Экспериментальная установка, порядок измерений и анализ были идентичны приведенным выше. Измерения проводились с использованием сепарированных пучков  $\mu^-$  и  $\pi^-$  синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ с энергией 680 МэВ. События деления регистрировались в быстрой многопластинчатой ионизационной камере, заполненной метаном. События  $\mu$ -остановок регистрировались телескопом-счетчиком, состоящим из четырех пластиковых сцинтилляторов, работающих в стандартном режиме совпадений 1234. Камера содержала  $(111 \pm 6)$  мг  $^{237}\text{Np}$ ,  $(7,70 \pm 0,85)$  мг  $^{242}\text{Pu}$  и 125 мг  $^{239}\text{Pu}$ . Эффективность детектирования составила 95–100 % в измерениях с  $^{237}\text{Np}$  и  $^{242}\text{Pu}$  и  $(52 \pm 5)$  % в случае  $^{239}\text{Pu}$ . Временные распределения событий деления относительно момента остановки были измерены одновременно для следующих пар изотопов:  $^{237}\text{Np}$  и  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Из относительных выходов деления можно получить абсолютные выходы, используя значения для  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ , приведенные в работе [24].

Измеренные спектры, суммированные по 16 каналам, представлены на рис. 9. Среднее время распада было найдено методом наименьших квадратов с доверительной вероятностью 0,05.

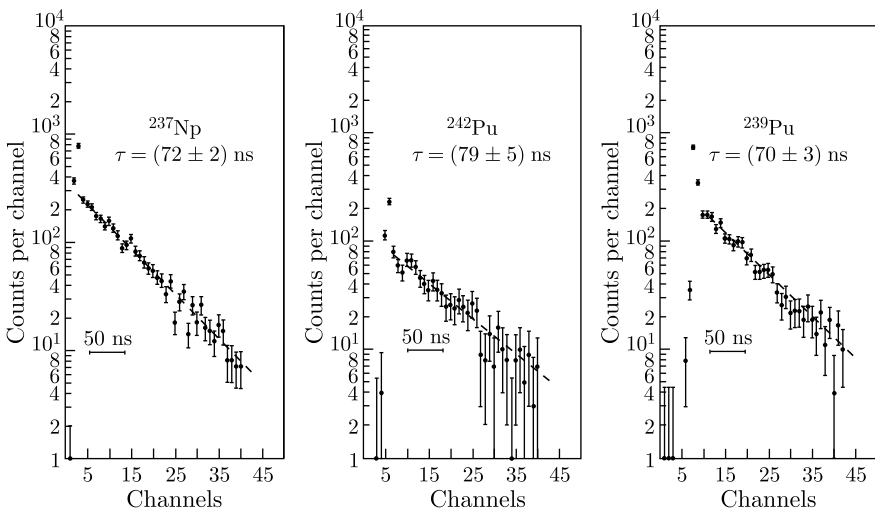


Рис. 9. Временное распределение событий деления в  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , индуцированных  $\mu^-$ -мезонами (фон вычтен). Линии указывают на соответствие экспоненциальной кривой распада точкам данных. Калибровка: 6,84, 5,8 и 6,14 нс/канал для  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  и  $^{239}\text{Pu}$  соответственно



Первичные спектры были подогнаны с помощью кривой отклика на мгновенное совпадение, определенной в результате измерений с пучком  $\pi^-$  и ее свертки, экспоненциальной кривой распада и постоянным фоном. В результате этой процедуры были получены относительные выходы для двух видов деления и соотношения вероятностей деления для исследуемых ядер. Абсолютные выходы на  $\mu^-$ -захват были найдены с использованием значений для  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ , приведенных в работе [24]. Результаты показаны на рис. 10 вместе с вероятностью фотоделения для энергии фотона, соответствующей энергии мюонного перехода  $2p \rightarrow 1s$  в этих ядрах.

Выводы: а) выход МД намного меньше, чем вероятность фотоделения, и демонстрирует выраженное изменение с ростом параметра делимости  $\chi$ ; б) вероятность деления, индуцированного захваченным мюоном (задержанное деление), в несколько раз ниже, чем предсказанные из системного отношения  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , насколько это известно в настоящее время для ядерного возбуждения 15–20 МэВ, характерного для  $\mu^-$ -захвата.

Таким образом, измеряя относительные выходы событий деления, можно было получить абсолютные выходы, используя соответствующие значения для  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  из работы [24] (см. рис. 10). Деление, инду-

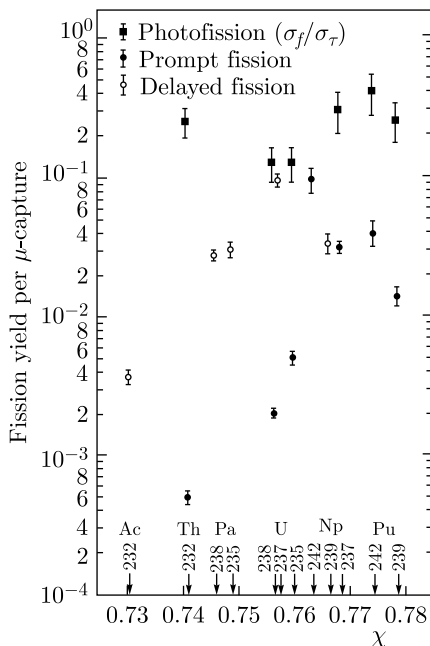


Рис. 10. Абсолютный выход для мгновенного и задержанного деления, вызванного  $\mu^-$ -захватом, как функция параметра делимости  $\chi$  [32]

цированное  $\pi^-$ , воспроизводит только мгновенные события, и измерения с пучком  $\pi^-$  позволяют контролировать характеристики временной системы синхронизации и проанализировать кривую отклика мгновенного совпадения для каждого измерения независимо вместе с вероятностью выделения фотона для энергии, соответствующей энергии мюонного перехода  $2p \rightarrow 1s$  в этих ядрах (см. рис. 10). Выходы для быстрого деления, нормированные на вероятности безэмиссионных переходов, взяты из работы [24]. Из анализа этой работы предполагалось, что энергетические спектры осколков одинаковы для мгновенного и задержанного деления. Выход МД значительно меньше вероятности фотоделения и заметно меняется с ростом параметра делимости  $\chi$  [41–43].

Знание интенсивности мезорентгеновских переходов имеет важное значение для изучения свойств мюонных атомов. Для того, чтобы нормировать выход различных реакций, таких как деление или испускание нейтронов после процесса возбуждения, должна быть известна доля безрадиационных мюонных переходов, непосредственно возбуждающих ядро. Эту долю для переходов  $2p \rightarrow 1s$  можно определить как разницу между заселением уровня  $2p$  и интенсивностью радиационных переходов  $2p \rightarrow 1s$ . Для проверки этих предположений был проведен эксперимент путем измерения интенсивности основных мезорентгеновских линий в свинце, тории и уране [27]. Эксперимент был выполнен на сепарированном пучке отрицательных мюонов синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ ( $E_p = 670$  МэВ). Мезорентгеновское излучение регистрировалось с помощью коаксиального Ge(Li)-детектора с чувствительным объемом  $45 \text{ см}^3$ , включенного на совпадения с сигналом остановки в мишени. Временное разрешение  $2\tau$  составляло 10 нс, энергетическое разрешение Ge(Li)-детектора достигало 3 и 8 кэВ для  $\gamma$ -квантов с энергией 1 и 8 МэВ соответственно. Все мишени имели одинаковые размеры ( $60 \times 77$  мм), их вес был приблизительно равен 50 г, эффективная толщина составляла  $\sim 2 \text{ г/см}^2$ . Большое значение для настоящего эксперимента имело надежное определение эффективности регистрации  $\gamma$ -лучей и числа остановок  $\mu^-$  в мишени. С целью уменьшения ошибок, связанных с возможной нестабильностью пучка, было проведено десять циклов измерений. В каждом цикле было по шесть измерений с четырьмя мишенями в следующем порядке: Al, Pb, Al, Th, Al, U. Таким образом достигалось эффективное усреднение флуктуаций пучка. Кривая эффективности Ge(Li)-детектора была нормирована к абсолютным единицам по известной интенсивности  $K_\alpha$  мезорентгеновской линии в Al [33]. Измерения проводились в два этапа. Сначала определялась интенсивность переходов  $6h \rightarrow 5g$  и  $5g \rightarrow 4f$  в Pb, Th, U, потом в течение длительного времени измерялись мезорентгеновские спектры всех мишеней в диапазоне от 150 кэВ до 7 МэВ и были определены относительные интенсивности переходов. Окончательные результаты этих измерений приведены в табл. 3.

Таблица 3. Интенсивность мюонных радиационных переходов

Переход	Pb(nat)		<sup>232</sup> Th		<sup>238</sup> U		
	E, кэВ	I <sub>exp</sub>	I <sub>calc</sub> (α = -0,14)	E, кэВ	I <sub>calc</sub>	E, кэВ	I <sub>exp</sub>
Σ7i → 6h	—	—	—	—	—	166–182	0,367 ± 0,025
9j → 7i	—	—	—	181–191	0,034 ± 0,004	190–200	0,040 ± 0,004
9i → 7h	—	—	—	—	—	285–295	0,043 ± 0,007
8i → 6h	—	—	—	—	—	285–304	0,391 ± 0,027
Σ6h → 5g	230–237	0,436 ± 0,0355	0,405	274–291	0,315 ± 0,022	285–304	0,391 ± 0,027
7h → 5g	370–375	0,060 ± 0,005	0,075	443–456	0,035 ± 0,0033	464–477	0,050 ± 0,006
5 <sub>99/2</sub> → 4 <sub>7/2</sub>	429–432	0,265 ± 0,016	0,239	—	0,176 ± 0,014	—	0,228 ± 0,016
5 <sub>97/2</sub> → 4 <sub>5/2</sub>	437–441	0,192 ± 0,013	0,211	—	0,139 ± 0,009	—	0,173 ± 0,010
Σ5g → 4f	429–441	0,457 ± 0,032	0,450	514–535	0,315 ± 0,022	537–560	0,401 ± 0,026
6g → 4f	662–673	0,055 ± 0,005	0,080	794–816	0,033 ± 0,004	831–854	0,048 ± 0,005
4 <sub>5/2</sub> → 3 <sub>5/2</sub>	929	0,024 ± 0,003	0,916	—	—	—	—
4 <sub>7/2</sub> → 3 <sub>5/2</sub>	938	0,298 ± 0,021	0,320	1115–1151	0,205 ± 0,015	1170–1210	0,260 ± 0,020
4 <sub>5/2</sub> → 3 <sub>3/2</sub>	995–972	0,224 ± 0,016	0,284	1174–1193	0,135 ± 0,010	1230–1260	0,180 ± 0,012
Σ4f → 3d	—	0,546 ± 0,040	0,570	—	0,340 ± 0,025	—	0,440 ± 0,032
3 <sub>5/2</sub> → 2 <sub>3/2</sub>	2501	0,298 ± 0,022	0,435	2730–2740 2792–2825	0,074 ± 0,012	2810–2850 2860–3035	0,142 ± 0,020
3 <sub>3/2</sub> → 2 <sub>1/2</sub>	2642	0,176 ± 0,014	0,245	3088–3157	0,159 ± 0,013	3215–3242	0,185 ± 0,020
Σ3d → 2p	—	0,474 ± 0,0383	0,680	—	0,233 ± 0,025	—	0,327 ± 0,040
2 <sub>1/2</sub> → 1 <sub>1/2</sub>	5781	0,259 ± 0,026	0,295	6000–6120	0,230 ± 0,024	6050–6200	0,312 ± 0,030
2 <sub>3/2</sub> → 1 <sub>1/2</sub>	5967	0,336 ± 0,029	0,585	6280–6470	0,230 ± 0,024	6380–6580	0,237 ± 0,024
Σ2p → 1s	—	0,595 ± 0,060	0,880	—	0,460 ± 0,048	—	0,550 ± 0,055

Кривая относительной эффективности регистрации фотопиков определена с помощью известных калибровочных источников и реакции  $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)$ . Для функционального представления этой кривой с использованием полинома четвертой степени в дважды логарифмических координатах ( $\log \varepsilon \gamma, \log E \gamma$ ) был рассчитан коридор ошибок с относительной шириной 0,5%.

Обработка  $\gamma$ -спектров проводилась с помощью программы SAMPO [34]. Затем результаты экспериментов сравнивались с предсказаниями каскадных расчетов по программе Хюфнера (рис. 11) [35]. В расчетах учитывались радиационные  $E1$ -переходы и переходы Оже, включалась конверсия электронов на  $K$ -,  $L$ -,  $M$ -оболочках и предполагалось, что начальное заселение для  $n = 20$  имеет форму  $\rho \sim (2\ell + 1) \exp(\alpha\ell)$ .

Экспериментальные и теоретические значения интенсивности переходов  $6 \rightarrow 5$ ,  $5 \rightarrow 4$  и  $4 \rightarrow 3$  для свинца совпадают при  $\alpha = -0,14$ .

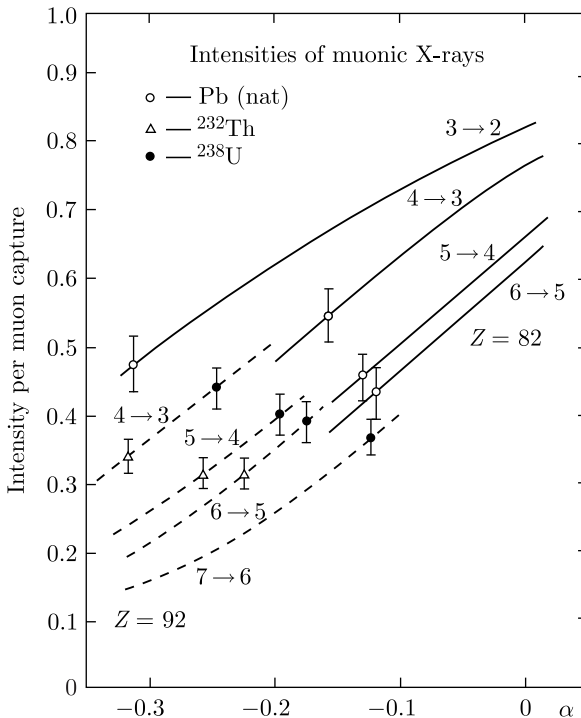
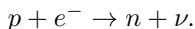


Рис. 11. Результаты каскадного расчета интенсивности мюонных переходов на один акт  $\mu$ -захвата для  $Z = 82$  и  $92$ . Представлена зависимость интенсивности переходов от параметра  $\alpha$  начального распределения  $\rho \sim (2\ell + 1) \exp(\alpha\ell)$ . Штриховыми линиями приведены экспериментальные данные

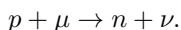
Но для такого значения параметра  $\alpha$  расчетные значения интенсивности переходов  $3 \rightarrow 2$  и  $2 \rightarrow 1$  намного больше экспериментальных. Более того, для урана и тория согласия между расчетными и экспериментальными значениями не удастся достигнуть ни при каком значении  $\alpha$ . На основе этих измерений можно сделать вывод о том, что интенсивность соответствующих переходов для свинца и актинидов заметно различается. Следовательно, уменьшение интенсивности мезорентгеновских лучей невозможно отнести только к доле безрадиационных переходов. По-видимому, это указывает на то, что упомянутые предположения каскадных расчетов относительно начального заселения в мюонных атомах неправильны. Кроме того, не исключено, что эти расчеты не воспроизводят наблюдаемую интенсивность потому, что в них не учитывается связь между ядерными и атомными движениями. Для надежного определения доли безрадиационных переходов необходимо, во-первых, усовершенствовать теоретическую методику расчета процесса каскадирования мюона, а во-вторых, более тщательно определить разницу значений вероятностей заселения и радиационного распада мюонных состояний, что требует существенного повышения чувствительности измерений.

## 5. ИСПУСКАНИЕ НЕЙТРОНОВ ПРИ ЯДЕРНОМ $\mu^-$ -ЗАХВАТЕ

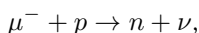
Б. Понтекорво [44] (1950) предположил, что взаимодействие  $\mu^-$ -мезона с ядром может быть описано по аналогии с  $K$ -захватом в ядерном  $\beta$ -распаде. Захват ядром орбитального электрона описывается реакцией



Аналогично и  $\mu^-$ -мезон, находящийся на  $K$ -оболочке мезоатома, может быть захвачен ядерным протоном. Как и в вышеприведенной реакции, протон превратится в нейтрон и будет испущено нейтрино:



Впервые (1962) реакция захвата  $\mu^-$ -мезона протоном наблюдалась непосредственно в жидководородной пузырьковой камере на хорошо сепарированном пучке  $\mu^-$ -мезонов чикагского ускорителя (99%  $\mu^-$ -мезонов), примесь  $\pi^-$ -мезонов составляла около 0,5%. Возникающие в этой реакции нейтроны должны иметь энергию, близкую к  $\sim 5,2$  МэВ [45, 46]. Данные, полученные при измерении спектра нейтронов, возникающих при остановках  $\mu^-$ -мезонов в камере, показаны на рис. 12 (фон измерений из этих данных вычтен). Таким образом, были приведены результаты экспериментального изучения взаимодействия  $\mu^-$ -мезонов с простейшими ядрами и дано первоначальное теоретическое обоснование механизма ядерного  $\mu^-$ -захвата. Из рассмотренных данных следует, что взаимодействие  $\mu^-$ -мезона с ядерным веществом может быть объяснено реакцией



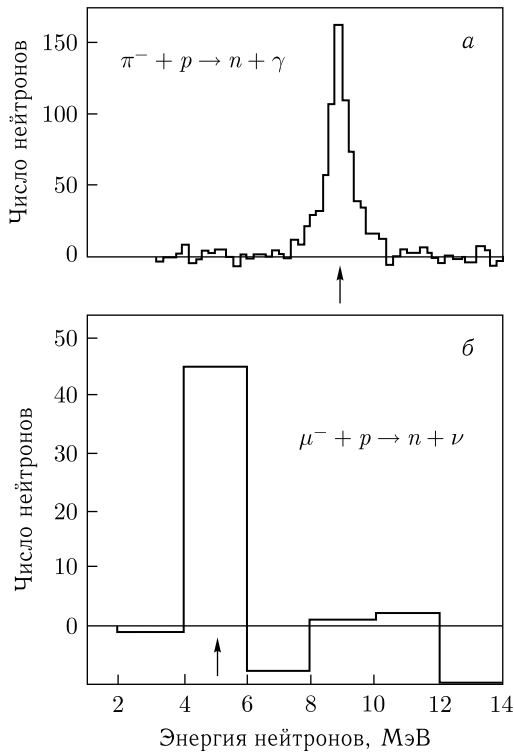
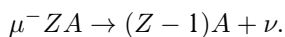


Рис. 12. Спектр энергии нейтронов из реакций  $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$  (полученный для калибровки) (а) и  $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$  (опыт Гильдебранда [45]) (б)

в которой протон, поглотивший  $\mu^-$ -мезон, превращается в нейтрон и почти вся выделившаяся в этом процессе энергия, близкая к энергии покоя  $\mu^-$ -мезона, уносится нейтрино. Если  $\mu^-$ -мезон захватывается покоящимся протоном, энергия нейтрона близка к 5,2 МэВ. Из-за движения нуклонов в ядре энергия нейтрона оказывается заметно большей и может достигать нескольких десятков мегаэлектронвольт. Быстрый нейтрон либо покидает ядро, либо выбивает из ядра частицу в непосредственном взаимодействии, либо передает свою энергию внутриядерным нуклонам, «нагревая» ядро. При «испарении», следующем за этим возбуждением ядра, вылет протонов и других заряженных частиц будет сильно подавлен наличием кулоновского барьера. Поэтому «испарение» возбужденного ядра происходит, главным образом, за счет испускания нейтронов и  $\gamma$ -квантов. Вторичными частицами, возникающими в реакции ядерного захвата мюона, являются нейтрино и нейтрон. Поглощение  $\mu^-$ -мезона протоном уменьшает заряд ядра на единицу:



В первых экспериментах для регистрации нейтронов использовались счетчики нейтронов в виде пропорциональных счетчиков, наполненных трехфтористым бором  $\text{BF}_3$ , обогащенным  $^{10}\text{B}$ . Для большей эффективности в других работах использовали жидкий сцинтиллятор с введенным в него кадмием. Конечной целью измерений была регистрация множественности вылетающих нейтронов  $\bar{n}$  (табл. 4).

Долгое время считалось, что поглощение  $\mu^-$ -мезона ядром осуществляется благодаря его взаимодействию с одним из протонов ядра, а все остальные нуклоны ядра — протоны и нейтроны — выступают лишь в качестве внешней среды, в которой происходит элементарный акт превращения пары протон–мюон в пару нейтрон–нейтрино [49, 50]. В 1963 г. группа теоретиков Научно-исследовательского института ядерной физики МГУ и Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, руководимая профессором МГУ В. В. Балашовым, выдвинула принципиально иную модель этого процесса, в основу которой была положена идея о том, что поглощение ядром имеет многочастичный коллективный характер.

Разработана математическая теория явления, и указаны направления его экспериментального изучения [47].

В проблеме  $\mu^-$ -захвата тесно переплетаются две задачи: первая связана с физикой элементарных частиц — это понимание природы фундаментального взаимодействия на основе предложенной теории универсально-

**Таблица 4. Среднее число нейтронов  $\bar{n}$  (множественность) на один захват  $\mu^-$ -мезона ядром [46]**

Ядро	Z	$\bar{n}$	Метод
Na	11	$1,0 \pm 0,4$	Борные счетчики медленных нейтронов, магнитный анализ знака $\mu$ -мезонов
Mg	12	$0,6 \pm 0,2$	Борные счетчики медленных нейтронов
Al	13	$0,95 \pm 0,17$	То же
Ca	20	$0,40 \pm 0,40$	То же
Ag	47	$1,55 \pm 0,06$	Жидкий сцинтиллятор с Cd для счета нейтронов
Sn	50	$1,54 \pm 0,12$	Борные счетчики медленных нейтронов
I	57	$1,7 \pm 0,4$	Радиохимический метод: поиски изотопов теллурия
Pb	82	$1,49 \pm 0,06$	—
		$2,14 \pm 0,13$	—
		$1,64 \pm 0,07$	Борные счетчики медленных нейтронов
		$1,50 \pm 0,40$	То же
		$1,96 \pm 0,72$	То же
Au	79	$2,32 \pm 0,17$	—
		$1,63 \pm 0,06$	—

го взаимодействия Ферми (УВФ), вторая — изучение структуры ядра с помощью  $\mu^-$ -мезонов. При анализе экспериментальных данных предполагалось, что ядро вносит незначительные изменения в характеристики элементарного акта захвата, и эти изменения можно учесть, используя простейшие модели ядер. Однако такая концепция неизбежно привела к противоречию с экспериментальными данными. Обилие различных экспериментальных данных привело к формулировке идеи о возбуждении гигантского резонанса в ядрах при захвате  $\mu^-$ -мезонов. Основным каналом при захвате  $\mu$ -мезонов ядрами является канал с вылетом нейтрона. Решающую роль в определении взаимодействия улетающего нейтрона с ядром-остатком при энергиях порядка нескольких мегаэлектронвольт играет протонная дырка, которая возникает на одной из ядерных оболочек в результате поглощения  $\mu^-$ -мезона. Взаимодействие частица–дырка приводит к изменениям состояния остаточного ядра и в конечном итоге к когерентному возбуждению различных степеней свободы ядра, соответствующих отдельным частично-дырочным конфигурациям. Возникает коллективное возбужденное состояние ядра — гигантский резонанс [51]. Возбуждение гигантского резонанса является не спецификой процесса захвата  $\mu$ -мезонов, а универсальным свойством ядра. Коллективные состояния, возбуждающиеся в этом процессе, распадаются на различные уровни остаточного ядра, формируют нейтронный спектр. Таким образом, основу современных представлений об общих свойствах переходов ядер в непрерывный спектр при  $\mu$ -захвате составляет идея о резонансном, коллективном механизме поглощения мюона ядром. В работе [47] также была высказана гипотеза о способах распада квазисвязанных состояний промежуточного ядра. Согласно этой гипотезе энергия таких состояний может (по крайней мере, для случая легких ядер) сконцентрироваться на одном нуклоне, чаще всего на нейтроне. Рассчитанные в рамках такого подхода энергетические спектры нейтронов имеют характерную линейчатую форму, где каждая линия соответствует переходу между одним из квазисвязанных состояний промежуточного ядра и одним из состояний конечного ядра, образующегося в результате вылета нейтрона.

Для проверки теоретических предсказаний В. В. Балашова и др. в ЛЯП под руководством В. С. Евсеева была организована серия экспериментов по измерению выходов нейтронов из различных ядер при  $\mu$ -захвате, измерению их энергетических спектров и поиску линейчатой структуры нейтронных спектров [52–54].

Работа выполнена на чистом мюонном пучке с импульсом 158 МэВ/с, полученном с помощью мезонного канала синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ. Расположение аппаратуры показано на рис. 13.

Остановки мюонов выделяются по стандартной схеме  $123\bar{4}$  (сцинтилляционные счетчики 1–4 на рис. 13). Мишени (М) из дистиллированной воды в тонком контейнере из пенополистирола, плавленной серы, металлического кальция и металлического свинца имели площадь



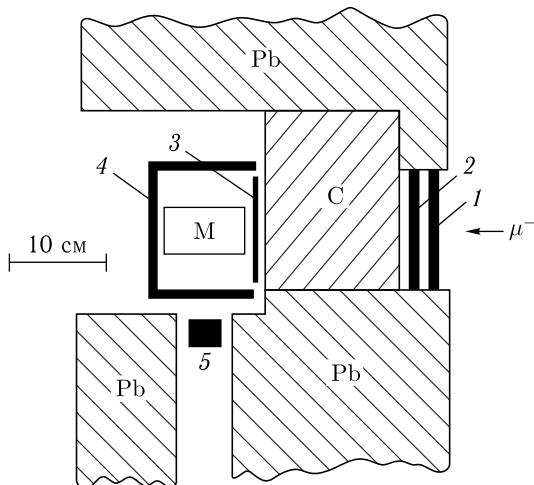


Рис. 13. Расположение аппаратуры на мезонном пучке [55]

100 × 100 мм и толщину (в направлении нейтронного спектрометра 5) 2, 4, 4 и 6 г/см<sup>2</sup> соответственно.

В качестве нейтронного спектрометра 5 применялся кристалл стильбена диаметром 30 мм и толщиной 20 мм с фотоумножителем 56 AVP [55]. Для разделения нейтронов и  $\gamma$ -квантов использовался метод дискриминации по форме импульса [55, 56]. Совпадения во времени между импульсами нейтронного детектора и импульсами  $\mu^-$ -остановок запускали многоканальный амплитудный анализатор (АИ-4096), работающий в двумерном режиме, с помощью которого одновременно измерялись спектры протонов отдачи и электронов от  $\gamma$ -квантов. Энергетическая калибровка нейтронного спектрометра осуществлялась с помощью  $\gamma$ -источников, источника нейтронов (Po-Be) и монохроматических нейтронов из реакций  $d(t, n)\alpha$  и  $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$ . Абсолютная точность энергетической шкалы для нейтронов  $\pm 5\%$ , долговременная нестабильность амплитуды в спектрометрическом канале не более  $\pm 1\%$ . На рис. 14–17 демонстрируются полученные спектры нейтронов после захвата отрицательных мюонов ядрами серы, кислорода, кальция и йода.

В результате серии измерений получено следующее:

1) абсолютный выход нейтронов (на один акт  $\mu$ -захвата) при  $\mu$ -захвате в кислороде в интервале энергии от 2,5 до 7,5 МэВ  $\bar{n} = 0,526 + 0,068$ ; в сере — от 1,5 до 10 МэВ  $\bar{n} = 0,414 + 0,035$ ; в кальции — от 2 до 10 МэВ  $\bar{n} = 0,263 + 0,033$ ; в свинце — от 2 до 7 МэВ  $\bar{n} = 0,536 + 0,031$ ;

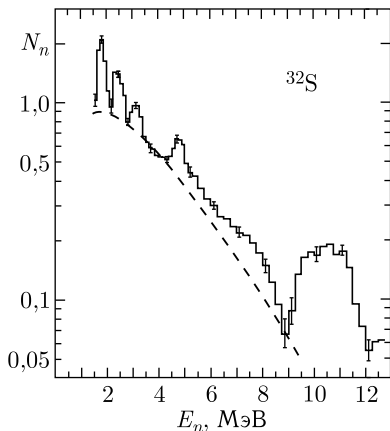


Рис. 14. Энергетический спектр нейтронов из реакции  $\mu^-$ -захвата в сере

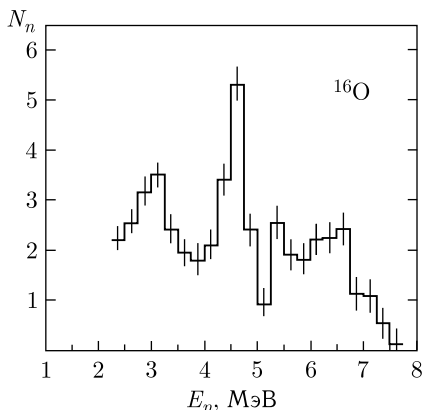


Рис. 15. Энергетический спектр нейтронов из реакции  $\mu^-$ -захвата в кислороде

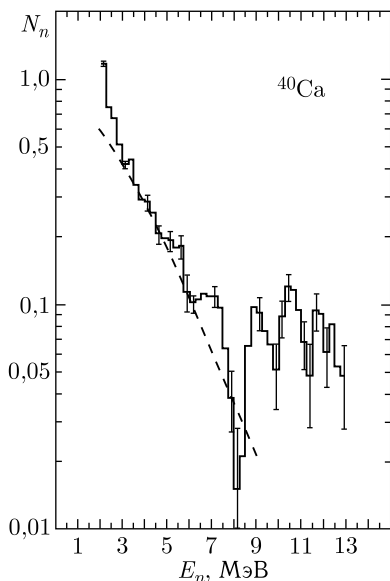


Рис. 16. Энергетический спектр нейтронов из реакции  $\mu^-$ -захвата в кальции

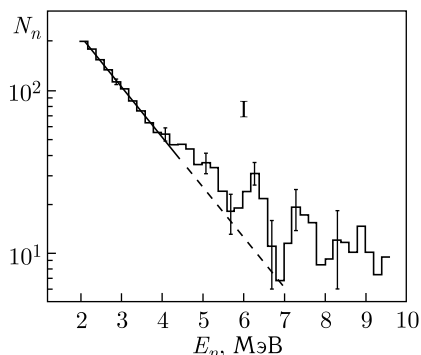


Рис. 17. Энергетический спектр нейтронов из реакции  $\mu^-$ -захвата в йоде

2) спектры нейтронов, демонстрирующие линейчатый характер (см. рис.14–17), которые согласуются с опубликованными данными и теоретическими расчетами (штриховые линии) [57–59].

Таким образом, в экспериментах, проведенных под руководством В. С. Евсеева, была обнаружена линейчатая структура в спектрах нейтронов, испускаемых при исследовании поглощения отрицательных мюонов в легких и средних по массе атомных ядрах серы, йода, кальция и кислорода. Достоверность открытия была подтверждена результатами работ американских и западно-европейских физиков.

Открытие внесено в Государственный реестр открытий СССР под № 173 в следующей формулировке: «Установлено неизвестное ранее явление резонансного поглощения отрицательных мюонов атомными ядрами, заключающееся в том, что при поглощении отрицательных мюонов происходит коллективное возбуждение атомных ядер».

Приоритет открытия установлен по двум датам: 22 октября 1963 г. (теоретическое обоснование), 8 октября 1968 г. (экспериментальное подтверждение).

## 6. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫЛЕТА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ЯДЕРНОМ $\mu^-$ -ЗАХВАТЕ

Среди различных каналов расщепления ядра при поглощении мюонов особое место занимают каналы с вылетом заряженных частиц. Через коллективные состояния типа гигантского резонанса идет преимущественно процесс поглощения мюонов. Распад этих состояний в ряде случаев приводит к испусканию заряженных частиц.

Наличие корреляций между нуклонами в ядре должно приводить к вылету заряженных частиц. Безусловно, во всех случаях доминирующим будет оставаться нейтронный канал. Если дочернее ядро образовалось в высоковозбужденном состоянии, то распад с испусканием заряженной частицы уже вполне может конкурировать с нейтронным. Таким образом, согласно резонансной модели [68] выход заряженной частицы  $X$  при  $\mu$ -захвате нужно связывать не только с каналом  $(\mu, \nu X)$ , но и (возможно, главным образом) с каналом  $(\mu, \nu n X)$ . Спектр заряженных частиц резонансного механизма захвата в основном должен быть мягким. Его линейчатая структура будет проявляться несколько менее отчетливо, чем в случае нейтронов. Характеристики заряженных частиц в резонансной области изучены плохо.

Первая информация о наблюдении заряженных частиц при захвате мюонов атомными ядрами была получена давно, еще в опытах с космическими лучами [60].

Экспериментальные данные по вылету заряженных частиц, особенно при больших энергиях, весьма скудные и неполные [62–64]. Первые исследования выполнили в 1975 г. Ю. А. Батусов и др. [65], в 1953 г. Н. Могиана и W. F. Gray [66] на тяжелых ядрах фотоэмульсии. Они показали, что вылет заряженных частиц резко подавлен по сравнению с вылетом нейтронов и составляет всего 3% от полной вероятности захвата. Полученные авторами данные по вылету протонов и  $\alpha$ -частиц

нельзя было одновременно согласовать с теоретическими расчетами, выполненными С. Ishii [67] на основе статистической модели.

Систематическое изучение этого процесса началось позже. В дальнейшем была накоплена определенная экспериментальная и теоретическая информация [61], на основе которой можно систематизировать имеющиеся результаты и рассмотреть возможности их теоретической интерпретации.

Одним из эффективных методов изучения поглощения мюонов атомными ядрами с вылетом заряженных частиц является метод ядерных фотоэмульсий. С его использованием удалось определить вероятность событий с вылетом заряженных частиц и установить некоторые закономерности этого процесса [65, 68].

В ЛЯП ОИЯИ группой, руководимой В. М. Сидоровым, проведена серия измерений выхода заряженных частиц при захвате  $\mu^-$ -мезонов ядрами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{80}\text{Br}$  и  $^{108}\text{Ag}$ , входящими в состав фотоэмульсии [65]. Интегральный выход заряженных частиц из ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  составляет около 10%. В ядрах  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  вклад этого канала увеличивается и достигает 15–20%. Почти на таком же уровне сохраняется выход заряженных частиц и в случае несколько более тяжелого четно-четного ядра  $^{58}\text{Ni}$ . Однако уже для нечетных ядер в данной области массовых чисел  $A$  эти значения резко уменьшаются. В ядрах  $\text{Br}$  и  $\text{Ag}$ , входящих в состав фотоэмульсии, выход заряженных частиц составляет 2,9%, в ядрах с массовым числом  $A > 100$  он не превышает 1–2%. Максимум выхода приходится на ядра в области  $^{40}\text{Ca}$ . Спектр заряженных частиц преимущественно мягкий. Это, скорее всего, свидетельствует о том, что механизм вылета заряженных частиц связан со вторичными процессами, протекающими в возбужденном промежуточном ядре.

Высота кулоновского барьера для ядер с массовым числом  $A = 60$  достигает 8 МэВ, что сильно препятствует вылету медленных вторичных частиц, если они заряжены. Поэтому естественно, что выход заряженных частиц в результате  $\mu$ -захвата в тяжелых ядрах мал.

Вклад жесткой компоненты в полный спектр заряженных частиц мал и не превышает 2–3%. Выход высокоэнергетических частиц имеет максимум в области ядер с  $Z = 20$ .

Для более детального изучения механизма мюонного захвата ядрами и более тонкого изучения эффекта необходимо усовершенствовать измерительную аппаратуру, увеличить эффективность и улучшить точность измерений.

Для этого группа физиков ЛЯП ОИЯИ, возглавляемая В. Г. Зиновым, провела исследование реакций  $\mu$ -захвата с вылетом заряженных частиц. Целью этой работы было измерение энергетических спектров и вероятностей вылетов протонов, дейтронов и ядер трития с энергией больше 10 МэВ при  $\mu$ -захвате на нескольких ядрах в диапазоне заряда ядра  $10 < Z < 30$ . Для достижения поставленной цели группа должна была

решить следующие задачи за счет увеличения светосилы установки в целом и расширения возможностей электронной аппаратуры:

- а) разделение заряженных частиц по массам;
- б) измерение абсолютных энергетических спектров протонов, дейтронов и ядер трития, начиная с возможно низких энергий;
- в) получение зависимости выходов этих частиц от заряда ядра.

Измерения были проведены на ядрах  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{64}\text{Cu}$ . На рис. 18 приведена блок-схема установки [71].

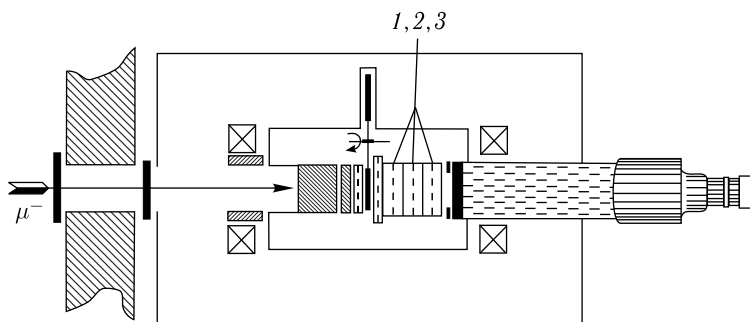


Рис. 18. Блок-схема установки

Таблица 5. Энергетические спектры протонов (число частиц / акт захвата  $\times 1 \text{ МэВ}$ )  $\cdot 10^4$

$E$ , МэВ	Мишень			
	C	O	Mg	S
9	—	—	—	$48,4 \pm 1,0$
12	$16,7 \pm 4,0$	$14,7 \pm 2,3$	$21,1 \pm 2,0$	$23,1 \pm 0,8$
15	$9,7 \pm 1,9$	$4,6 \pm 1,8$	$10,5 \pm 1,4$	$21,1 \pm 0,5$
18	$4,4 \pm 1,3$	$6,0 \pm 1,4$	$7,4 \pm 1,0$	$10,3 \pm 0,3$
21	$3,2 \pm 0,9$	$3,2 \pm 1,0$	$4,5 \pm 0,8$	$6,5 \pm 0,2$
24	$2,5 \pm 0,7$	$3,3 \pm 0,7$	$3,5 \pm 0,5$	$4,0 \pm 0,2$
27	$0,8 \pm 0,6$	$0,8 \pm 0,6$	$1,8 \pm 0,4$	$2,6 \pm 0,2$
30	$1,1 \pm 0,6$	$0,9 \pm 0,4$	$1,0 \pm 0,3$	$1,7 \pm 0,1$
33	$0,7 \pm 0,4$	$1,1 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,1$
36	$1,0 \pm 0,4$	$0,2 \pm 0,2$	$0,2 \pm 0,2$	$0,74 \pm 0,06$
39	$0,6 \pm 0,4$	$0,1 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$	$0,55 \pm 0,05$
42	$0,3 \pm 0,3$	$0,1 \pm 0,1$	$0,13 \pm 0,12$	$0,31 \pm 0,03$
45	—	—	$0,19 \pm 0,08$	$0,17 \pm 0,02$
48	—	—	$0,10 \pm 0,08$	$0,07 \pm 0,02$
51	—	—	$0,10 \pm 0,05$	$0,06 \pm 0,02$
54	—	—	$0,04 \pm 0,04$	$0,05 \pm 0,01$
57	—	—	—	$0,02 \pm 0,01$
60	—	—	—	$0,01 \pm 0,01$

В данной работе использовались отрицательные мюоны с импульсом 130 МэВ/с на выходе мюонного тракта. Интенсивность полезной части вытянутого по времени пучка  $\mu$ -частиц составляла  $18 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ . Энергия вылетающих заряженных частиц измерялась с помощью спектрометра на основе кристалла CsI(Tl) размером  $12 \times 2,4 \text{ см}$ .

Одновременное с энергией измерение ионизационных потерь частиц с помощью блока пропорциональных камер 1, 2, 3 (см. рис. 18) позволяло разделять их по массам. Связь установки многомерного анализа на линии с ЭВМ обеспечивала накопление данных, их оперативный контроль и последующую обработку.

В табл. 5–7 представлены конечные результаты измерений и обработки энергетических спектров [77].

На рис. 19 приведен один из полученных спектров масс заряженных частиц для ядра  $^{28}\text{Si}$ . На спектре ясно выделяются три пика, соответствующие трем дорожкам ионизационных потерь вылетающих частиц. Несколько отсчетов на краю спектра интерпретируются как ядра трития.

Вклад резонансного механизма захвата  $\mu$ -мезона при энергиях вылетевшего нейтрона выше 10–15 МэВ становится уже незначительным. В этой энергетической области главную роль могут играть следующие два механизма — прямой однонуклонный и кластерный.

В первом случае  $\mu^-$ -мезон взаимодействует с одним из протонов ядра и переводит его непосредственно (прямо) в непрерывный спектр [48]. Во втором случае эффект обусловлен наличием короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций в ядре. Вследствие таких корреляций

Таблица 6. Энергетические спектры дейтронов (число частиц / акт захвата  $\times 1 \text{ МэВ}$ )  $\cdot 10^4$

E, МэВ	Мишень			
	C	O	Mg	S
12	$3,7 \pm 2,7$	$9,1 \pm 3,2$	$7,6 \pm 1,9$	$7,8 \pm 0,6$
15	$6,4 \pm 1,8$	$4,4 \pm 2,4$	$7,6 \pm 1,3$	$6,9 \pm 0,5$
18	$5,2 \pm 1,3$	$7,6 \pm 2,0$	$1,6 \pm 1,0$	$4,6 \pm 0,4$
21	$3,5 \pm 0,8$	$3,3 \pm 1,3$	$2,6 \pm 0,7$	$4,0 \pm 0,3$
24	$2,4 \pm 0,7$	$1,8 \pm 0,9$	$0,8 \pm 0,6$	$1,6 \pm 0,2$
27	$0,4 \pm 0,6$	$1,6 \pm 0,6$	$1,4 \pm 0,4$	$1,8 \pm 0,2$
30	$1,5 \pm 0,5$	$0,6 \pm 0,4$	$0,7 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,1$
33	$0,3 \pm 0,4$	$0,3 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,1$
36	$0,4 \pm 0,3$	$0,2 \pm 0,3$	$0,2 \pm 0,1$	$0,40 \pm 0,07$
39	$0,4 \pm 0,2$	$0,2 \pm 0,1$	$0,1 \pm 0,1$	$0,33 \pm 0,04$
42	—	—	—	$0,11 \pm 0,03$
45	—	—	—	$0,07 \pm 0,03$
48	—	—	—	$0,07 \pm 0,02$
51	—	—	—	$0,05 \pm 0,02$
54	—	—	—	$0,02 \pm 0,01$

Таблица 7. Энергетические спектры тритонов (число частиц / акт захвата  $\times 1 \text{ МэВ}$ )  $\cdot 10^4$

$E, \text{ МэВ}$	Мишень			
	C	O	Mg	S
12	$3,4 \pm 1,6$	$4,0 \pm 2,8$	$4,2 \pm 1,5$	$1,4 \pm 0,3$
15	$1,8 \pm 1,2$	$5,3 \pm 1,7$	$2,9 \pm 1,0$	$0,6 \pm 0,3$
18	$1,4 \pm 1,0$	$2,2 \pm 1,4$	$1,5 \pm 0,6$	$1,2 \pm 0,2$
21	$2,2 \pm 0,8$	$1,5 \pm 0,8$	$0,5 \pm 0,4$	$0,52 \pm 0,15$
24	$1,0 \pm 0,6$	$1,0 \pm 0,5$	$0,2 \pm 0,4$	$0,48 \pm 0,10$
27	$0,3 \pm 0,4$	$0,1 \pm 0,4$	$0,2 \pm 0,3$	$0,19 \pm 0,07$
30	$0,4 \pm 0,3$	$0,1 \pm 0,3$	$0,4 \pm 0,2$	$0,14 \pm 0,05$
33	$0,4 \pm 0,3$	$0,3 \pm 0,3$	$0,0 \pm 0,1$	$0,06 \pm 0,04$
36	—	—	—	$0,05 \pm 0,04$
39	—	—	—	$0,01 \pm 0,04$
42	—	—	—	$0,02 \pm 0,04$
45	—	—	—	$0,01 \pm 0,02$

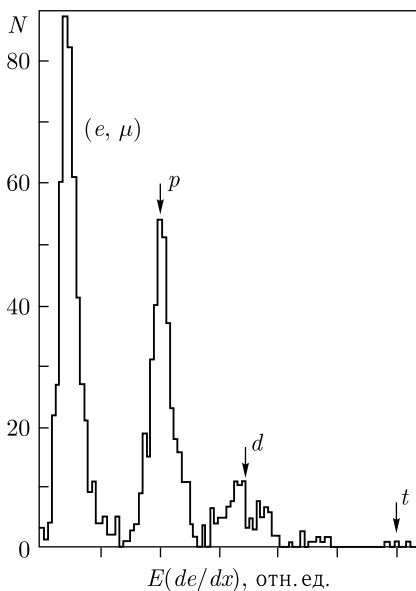


Рис. 19. Спектр масс заряженных частиц для  $^{28}\text{Si}$ . Стрелки указывают положения пиков

в ядре образуются подсистемы — кластеры, состоящие из двух (квазидейтрон), четырех (квазиальфа-частица) и т. д. нуклонов. Если  $\mu$ -мезон захватывается протоном из такого кластера, то процесс уже не будет однонуклонным, так как образовавшийся нейтрон мгновенно перерассеится на остальных нуклонах кластера. Таким образом, в процессе будет участвовать вся ассоциация. Нуклоны ядра, не входящие в ассоциацию,

Таблица 8. Вероятности вылета быстрых протонов, дейтронов и ядер трития в процентах на акт захвата в ядрах кремния и серы [68]

Пороговая энергия, МэВ	$^{28}_{14}\text{Si}$			$^{32}_{16}\text{S}$		
	$p$	$d$	$t$	$p$	$d$	$t$
15	$0,88 \pm 0,06$	—	—	$1,15 \pm 0,09$	—	—
18	$0,64 \pm 0,05$	$0,33 \pm 0,03$	—	$0,78 \pm 0,07$	$0,34 \pm 0,04$	—
24	$0,33 \pm 0,03$	$0,15 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,01$	$0,42 \pm 0,05$	$0,17 \pm 0,03$	$0,04 \pm 0,01$
42	$0,04 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$	—	$0,06 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$	—

Таблица 9. Вероятности вылета быстрых протонов, дейтронов и ядер трития в процентах на акт захвата в ядрах кальция и меди [68]

Пороговая энергия, МэВ	$^{40}_{20}\text{Ca}$			$^{64}_{29}\text{Cu}$		
	$p$	$d$	$t$	$p$	$d$	$t$
15	$1,30 \pm 0,11$	—	—	$0,60 \pm 0,07$	—	—
18	$0,94 \pm 0,08$	$0,26 \pm 0,04$	—	$0,46 \pm 0,06$	$0,10 \pm 0,03$	—
24	$0,48 \pm 0,06$	$0,19 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,05$	$0,08 \pm 0,03$	—
42	$0,06 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,01$	—	$0,04 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,01$	$0,005 \pm 0,005$



не будут принимать при этом непосредственного участия в процессе. Как следует из анализа фотоядерных реакций, роль кластерного механизма становится заметной в области за гигантскими резонансами. Одним из важных следствий такого механизма процесса является вылет быстрых частиц (табл. 8, 9). Однако даже в фотоядерных реакциях этот механизм исследован очень плохо. Что же касается  $\mu$ -захвата, то согласно оценкам, сделанным в работе [61], квазидейтронный механизм может давать до 15 % вклада в интегральную вероятность процесса.

Авторы детально проанализировали высокоэнергетическую часть спектра заряженных частиц для четырех ядер (Si, S, Ca и Cu), используя систему полупроводниковых детекторов, что дало им возможность разделить частицы по заряду и массе и измерить их энергию [78].

В табл. 10 и на рис. 20 приведен интегральный выход высокоэнергетических протонов и дейтронов при захвате  $\mu$ -мезонов некоторыми легкими ядрами [78]. Из экспериментальных данных, представленных в табл. 10, следует, что доля высокоэнергетических заряженных частиц довольно велика.

Таким образом, в результате исследований делаются следующие выводы [68]:

- 1) чем больше масса заряженной частицы, тем меньше вероятность ее вылета;
- 2) в спектрах присутствуют практически только протоны и дейтроны;

Таблица 10. Энергетические спектры протонов и дейтронов [78]

E, МэВ	Кремний		Сера		Кальций		Медь	
	$N_p$	$N_d$	$N_p$	$N_d$	$N_p$	$N_d$	$N_p$	$N_d$
11	94 ± 10	—	83 ± 10	—	113 ± 12	—	29 ± 7	—
14	134 ± 12	21 ± 5	190 ± 15	7 ± 4	132 ± 113	13 ± 4	53 ± 9	5 ± 3
17	109 ± 10	36 ± 6	128 ± 12	36 ± 7	95 ± 11	20 ± 5	30 ± 7	7 ± 3
20	89 ± 9	47 ± 7	65 ± 9	24 ± 6	68 ± 9	6 ± 4	28 ± 6	1 ± 3
23	50 ± 7	33 ± 6	60 ± 8	35 ± 7	52 ± 8	12 ± 5	9 ± 4	2 ± 3
26	47 ± 7	18 ± 4	44 ± 7	13 ± 4	37 ± 7	12 ± 4	17 ± 5	5 ± 3
29	27 ± 5	10 ± 3	31 ± 6	13 ± 4	27 ± 6	11 ± 4	6 ± 3	3 ± 2
32	21 ± 5	11 ± 3	19 ± 5	8 ± 3	17 ± 5	3 ± 2	9 ± 3	4 ± 2
35	15 ± 4	12 ± 4	16 ± 4	7 ± 3	14 ± 4	4 ± 4	5 ± 3	1 ± 2
38	12 ± 4	7 ± 3	8 ± 3	7 ± 3	11 ± 4	7 ± 3	11 ± 3	—
41	12 ± 4	5 ± 2	8 ± 3	7 ± 3	5 ± 3	1 ± 4	2 ± 2	—
44	6 ± 2	2 ± 1	4 ± 2	3 ± 2	5 ± 3	3 ± 2	1 ± 1	2 ± 1
47	1 ± 1	2 ± 1	6 ± 3	2 ± 1	2 ± 1	—	4 ± 2	1 ± 1
50	7 ± 3	4 ± 2	1 ± 1	—	4 ± 2	—	1 ± 1	—
53	—	1 ± 1	4 ± 2	—	3 ± 2	1 ± 1	1 ± 1	—
56	—	—	2 ± 1	—	1 ± 1	1 ± 1	1 ± 1	1 ± 1

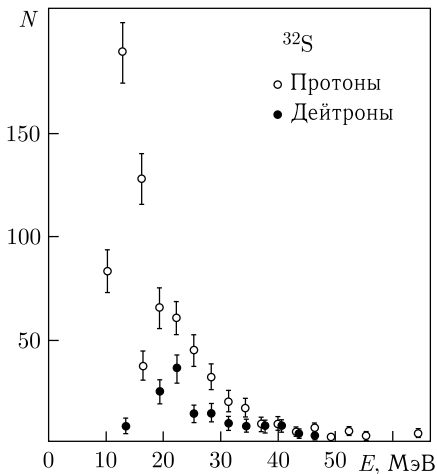


Рис. 20. Энергетический спектр протонов и дейтронов при захвате мюонов ядром  $^{32}\text{S}$  [68]

3) с увеличением заряда  $Z$  ядра-мишени доля дейтронов в общем выходе заряженных частиц падает;

4) выход протонов имеет максимум в области кальция  $Z = 20$ ;

5) энергетические спектры заряженных частиц простираются до 50–60 МэВ и характеризуются плавной экспоненциальной зависимостью (см. рис. 20).

6) в пределах погрешностей измерения спектры протонов из ядер S и Ca согласуются со спектрами нейтронов, измеренными в работе [69], но довольно сильно отличаются от спектров, приведенных в работах [57, 70].

## 7. ПОИСК ТРЕТЬЕГО ТИПА ЗАХВАТА МЮОНА ЯДРОМ

Все рассмотренные выше процессы происходят при хорошо известных двух типах возбуждения ядра в мюонных атомах: 1) при возбуждении в процессе каскадных переходов мюона (резонансном или безрадиационном); 2) в результате  $\mu$ -захвата ядром. Как было сказано выше, поиск первого типа возбуждения привел к теоретическому предсказанию, а затем и к экспериментальному обнаружению процесса, за что был занесен во Всесоюзный реестр открытий СССР [10].

Третье решение судьбы мюона, попавшего в сферу влияния ядра, осталось без внимания всех «мюонщиков», хотя косвенно, как бы мимоходом, упоминалась возможность распада мюона на  $K$ -орбите ядра, но без какого-либо рассмотрения дальнейшего процесса, происходящего при этом в ядре. Эксперимент по поиску этого процесса назревал неотвратимо. Идея эксперимента заключалась в теоретическом и экспериментальном исследовании возможности третьего типа возбуждения ядра при распаде связанного мюона. Физика такого возбуждения, как описано

в разд. 1, подобна хорошо известной встряске электронных оболочек при ядерном  $\beta$ -распаде, когда заряд ядра меняется на единицу. При  $\mu$ -распаде выделяется энергия, существенно превосходящая энергию низколежащих ядерных возбуждений. Потенциал, действующий со стороны связанного мюона на ядро, практически мгновенно «выключается», что и вызывает квантовые переходы в последнем. Поскольку мюон с орбитальным моментом  $\ell = 0$  создает вокруг ядра сферически-симметричное электромагнитное поле, то мгновенное снятие его вызывает электромагнитную встряску ядра, и этим объясняется процесс, в котором должно происходить преимущественно монополюсное возбуждение ядра.

Исследование возбуждения ядра при распаде связанного мюона, представляющее самостоятельный интерес, — обнаружение нового процесса и проверка правильности представлений о нем — в перспективе может дать новый дополнительный метод изучения ядерных монополюсных состояний [72]. Мюон, пройдя три этапа в процессе образования мезоатома за время  $10^{-10}$ – $10^{-14}$  с, достигает  $K$ -орбиты. Его судьба завершается или ядерным захватом, или распадом по схеме  $\mu^- \rightarrow e^- + 2\nu$ . Как показано в работах И. С. Баткина [73], низколежащие монополюсные состояния ядра могут возбуждаться при распаде связанного  $\mu^-$ -мезона в мезоатоме. Этот процесс, по-видимому, является также уникальным инструментом для исследования монополюсных состояний атомных ядер. Но основная задача эксперимента — это обнаружение монополюсного возбуждения ядра, которое будет служить доказательством существования третьего типа возбуждения ядра при  $\mu$ -захвате. Первые оценки этого процесса получены с использованием капельной модели Давыдова–Чабана с вероятностью  $w \sim 1,6 \cdot 10^{-2}$  [73]. Следующая оценка, рассчитанная И. А. Митропольским на основе микроскопического подхода, который рассматривает возбуждение нескольких  $0^+$ -состояний, дает значительно меньшую вероятность возбуждения нижайшего  $0^+$ -уровня:  $w \leq 3 \cdot 10^{-4}$  [74]. При планировании эксперимента следует иметь в виду, что ядерный переход может быть конвертирован. Основная цель эксперимента заключается в регистрации  $\gamma$ -квантов в совпадении с электроном распада. Автором данного обзора в 1976 г. этот эксперимент был предложен первооткрывателю безрадиационного захвата мюона академику Б. Понтекорво. Предложение было принято и активно поддержано. В качестве объекта исследования было выбрано ядро  $^{152}\text{Sm}$  (рис. 21).

В табл. 11 приводятся вероятности конверсионной и радиационной разрядки  $0^+$ -уровней в деформированных ядрах. Ядро  $^{232}\text{U}$  включено для сравнения, у которого первый  $0^+$ -уровень с близкой энергией [74].

Из табл. 11 видно, что первый  $0^+$ -уровень в  $^{152}\text{Sm}$  будет разряжаться преимущественно  $\gamma$ -квантами, а  $0^+$ -уровень в  $^{232}\text{U}$  с такой же энергией будет почти полностью конвертировать.

В 1976 г. фазотрон ЛЯП был остановлен на реконструкцию. Пришлось переориентироваться на ускоритель ЛИЯФ в Гатчине. Ученый совет ЛИЯФ принял предложение эксперимента. Ответственным

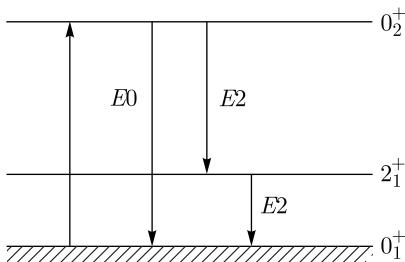


Рис. 21. Схема возбуждения и распада ядерного  $0^+$ -уровня ядра  $^{152}\text{Sm}$

Таблица 11. Вероятности конверсионной и радиационной разрядки  $0^+$ -уровней в деформированных ядрах [74]

Ядро	$E_{0^+}$ , МэВ	$E_{2^+}$ , МэВ	X	$T_e(E2)/T_\gamma(E2)$	$T_e(E0)/T_\gamma(E2)$
$^{152}\text{Sm}$	0,685	0,122	0,07	0,01	0,02
$^{232}\text{U}$	0,695	0,048	0,17	0,02	0,96

Примечание.  $X = B(E0; 0_1^+ - 0_0^+)/B(E2; 0_1^+ - 2_0^+)$ .

экспериментатором от ЛИЯФ был назначен Г.Е.Солякин. На мюонном пучке ЛИЯФ смонтирована экспериментальная установка МЕГА (MEsonGAmma), состоящая из системы сцинтиляционных счетчиков 1, 2, 3, 4 для обеспечения остановки мюонов в мишени, Ge(Li)  $\gamma$ -детектора

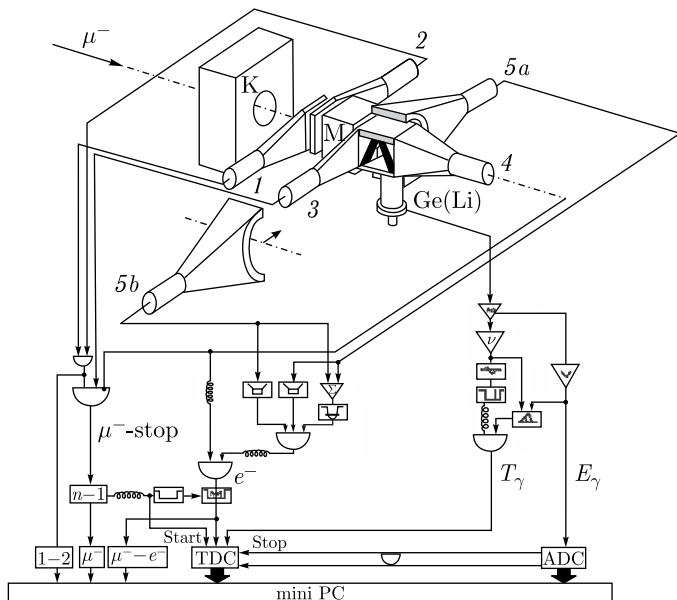


Рис. 22. Блок-схема экспериментальной установки МЕГА

с чувствительным объемом  $55 \text{ см}^3$  и черенковского счетчика электронов  $5a + 5b$ , изготовленного из тяжелого свинцового стекла ТФ-1. Мюонный пучок обеспечивал  $\sim 10^4 \text{ с}^{-1}$  остановок в мишени весом 117 г. Мишень была в виде порошка триоксида самария  $\text{Sm}_2\text{O}_3$ , обогащенного до 98%  $^{152}\text{Sm}$ . Схема экспериментальной установки MEGA, созданной для изучения возбуждения ядер при распаде связанного мюона, приведена на рис. 22.

Регистрация  $\gamma$ -квантов проводится с помощью Ge(Li)-детектора большого объема. Особые требования предъявляются к временным характеристикам установки, определяющим эффективность выделения полезных сигналов. На рис. 23 показан временной спектр, полученный на установке MEGA. Цифрами обозначены временные окна, соответствующие определенным процессам.

Рабочей областью является временное окно 3, экспоненциальный спад интенсивности излучения в котором определяется временем жизни мюона на  $K$ -орбите мезоатома. Согласно измерениям на установке MEGA это время для  $^{152}\text{Sm}$  равно  $\sim 85 \text{ нс}$ , а ширина кривой гауссова распределения мезорентгеновского излучения (окно 2) составляет менее 5 нс.

В ходе предварительных экспериментальных сеансов было зарегистрировано  $1,5 \cdot 10^9$  остановок мюонов в мишени [75, 76, 79].

На рис. 24 приведен спектр задержанных  $\gamma$ -квантов от ядерных переходов, обусловленных распадом мюона на  $K$ -орбите мезоатома, в совпадении с быстрым электроном [76]. Стрелкой указано место, где должен

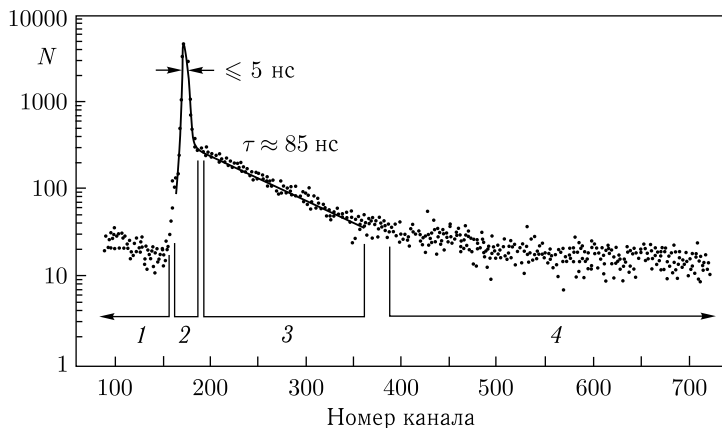


Рис. 23. Временной спектр  $\gamma$ -излучения при остановке мюонов в мишени  $^{152}\text{Sm}$  (один канал равен 1 нс): 1 — фоновое излучение в «отрицательное» время до остановки мюона; 2 — мгновенный спектр мезорентгеновского излучения; 3 — задержанные  $\gamma$ -кванты из ядра после захвата или распада мюона; 4 — фоновый спектр

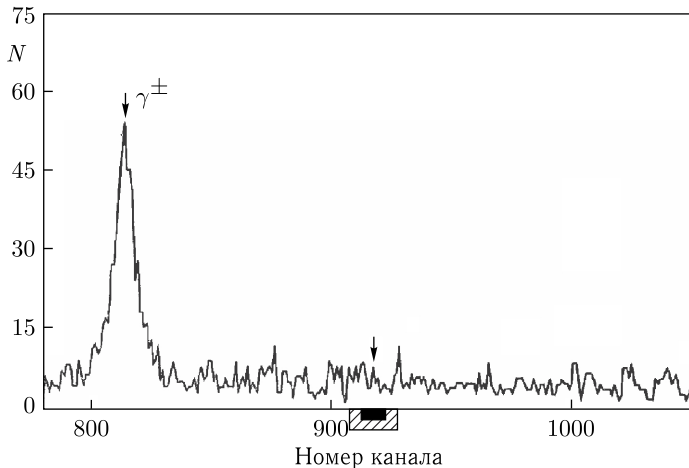


Рис. 24. Спектр задержанных  $\gamma$ -квантов с отбором по признаку наличия быстрого электрона от распада мюона. Стрелки указывают положения пиков; темная область — ширина пика на полувывсоте, заштрихованная — на 0,1 высоты

быть пик от искомого перехода. Темная область на энергетической шкале соответствует ширине пика на полувывсоте, заштрихованная — на 0,1 высоты.

Полученные экспериментальные данные дают возможность установить верхний предел вероятности возбуждения первого  $0^+$ -уровня  $^{152}\text{Sm}$  при распаде связанного мюона:  $w < 5 \cdot 10^{-3}$ . Это значение не позволяет подтвердить правильность приведенных в данной работе теоретических результатов [74], но экспериментально закрывает раннюю оценку вероятности  $w \sim 1,6 \cdot 10^{-2}$  [73]. Полученные результаты позволяют надеяться на успешное развитие исследований в этом направлении [76]. Очевидно, что этот эксперимент следует повторить, значительно усовершенствовав аппаратуру, чтобы можно было проводить высокостатистические измерения в условиях очень низкого фона.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги, можно сказать, что приведены результаты совершенно разных и независимых экспериментальных подходов к решению проблемы взаимодействия мюонов с ядрами. Экспериментальные данные требуют уточнения, в частности, в отношении спектроскопии фрагментов деления, спектроскопии вторичных частиц, а также статистической точности. Все описанные экспериментальные методы опираются на интерпретацию в рамках теоретических моделей. Улучшение каждой из этих частей будет, соответственно, стимулировать уточнения или новые пути в последующих исследованиях.

**Благодарности.** Автор выражает глубокую благодарность В. В. Глаголеву за проявленный интерес и стимулирующее предложение написать данный обзор, а также сердечную благодарность И. А. Митропольскому, взявшему на себя нелегкий труд прочитать обзор и сделавшему очень полезные замечания и поправки. Решающей стала помощь Д. Понтекорво в редакции английского варианта статьи, за что ему безмерная благодарность. Неоценимую помощь оказала Е. Величева по компьютерному оформлению текста, за что ей выражается большая признательность.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кириллов-Угрюмов В. Г., Никитин Ю. П., Сергеев Ф. М. Атомы и мезоны. М.: Атомиздат, 1980.
2. Балашов В. В., Коренман Г. Я., Эрамжян Р. А. Поглощение мезонов атомными ядрами. М.: Атомиздат, 1978.
3. Charalamdus S. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 166. P. 145–161.
4. Wheeler J. A. // Rev. Mod. Phys. 1949. V. 21. P. 133.
5. Зарецкий Д. Ф. // Докл. сов. ученых на II Междунар. конф. по мирному использованию атом. энергии. М.: Изд-во АН СССР, 1958; Zaretsky D. F. // Proc. of the Second Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1958.
6. Беловицкий Г. Е., Кашукеев Н. Т., Михул А., Петрашку М. Г., Романова Т. А., Тихомиров Ф. А. Препринт ОИЯИ. Дубна, 1959.
7. Михул А. К., Петрашку М. Г. // Докл. АН СССР. 1959. Т. 124, № 1. С. 66.
8. Петрашку М. Г., Михул А. К. // Там же. Т. 126, № 4. С. 752.
9. Diaz J. A., Kaplan S. N., MacDonald B., Pyle R. V. // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 3. P. 234.
10. Балац М. Я., Кондратьев Л. Н., Ландсберг Л. Г., Лебедев П. И., Обухов Ю. В., Понтекорво Б. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38, вып. 6. С. 1715.
11. Карпешин Ф. Ф., Листенгартен М. А., Банд И. М., Слив Л. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. С. 1164.
12. Барит И. Я., Беловицкий Г. Е., Зарецкий Д. Ф. Препринт ИЯИ АН СССР П-0058. М., 1977.
13. Демков Ю. Н., Зарецкий Д. Ф., Карпешин Ф. Ф., Листенгартен М. А., Островский В. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 28, вып. 5. С. 287.
14. Демков Ю. Н. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 195.
15. Зарецкий Д. Ф., Карпешин Ф. Ф. Препринт ЛИЯФ АН СССР. Л., 1977.
16. Sojocar V., Marinescu L., Petrascu M., Voiculescu G., Ignatenko A., Omelianenko M. // Phys. Lett. 1966. V. 20, No. 1. P. 53.
17. Viola V. // Nucl. Data. 1976. V. 1. P. 391.
18. Зарецкий Д. Ф., Карпешин Ф. Ф. // ЯФ. 1979. Т. 29, вып. 2. С. 306.
19. Pelle R. W., Meienshein F. S. // Phys. Rev. C. 1971. V. 3. P. 373.
20. Rösel C., Karpeshin F. F., David P., Hänscheid H., Konijn J., de Laat C. T. A. M., Paganetti H., Risse F., Sabirov B., Schaller L. A., Schellenberg L., Schrieder W., Taal A. // Z. Phys. A. 1993. V. 345. P. 425–426.
21. Карпешин Ф. Ф. // Изв. АН СССР. 1983. Т. 47. С. 18.
22. de Laat C. T. A. M. Rijksuniversiteit Utrecht, Rep. FI 91-1. 1991.

23. *Hänscheid H., David P., Folger H., Konijn J., de Laat C. T. A. M., Petitjean C., Reist H. W., Risse F., Rösel C., Schaller L. A., Schellenberg L., Schrieder W., Simons L. M., Taal A.* // *Z. Phys. A.* 1992. V. 342. P. 111–120.
24. *Chultem D., Cojocar V., Ganzorig Dz., Kim Si Chwan, Krogulski T., Kuznetsov V. D., Ortlepp H. G., Polikanov S. M., Sabirov B. M., Schmidt U., Wagner W.* // *Nucl. Phys. A.* 1975. V. 247. P. 452;  
*Chultem D. et al.* JINR, E15-8134. Dubna, 1974.
25. *Aleksandrov B. M., Buklanov G. V., Fromm W. D., Ganzorig Dz., Krivokhatki A. S., Krogulski T., Polikanov S. M., Sabirov B. M.* JINR, E15-8628. Dubna, 1975.
26. *Ganzorig Dz., Krogulski T., Kuznetsov V. D., Polikanov S. M., Sabirov B. M.* JINR, E15-9365. Dubna, 1975.
27. *Бутцев В. С., Ганзориг Ж., Кожокару В., Крогульски Т., Орлепп Х.-Г., Поликанов С. М., Сабиров Б. М., Фромм В. Д., Шмидт У., Чултэм Д.* // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23, вып. 9. С. 534;  
*Backe H.* // *Z. Phys.* 1971. V. 241. P. 435.
28. *Kaplan S. N. et al.* // *Phys. Rev.* 1958. V. 112. P. 968.
29. *Sens J. C.* // *Phys. Rev.* 1959. V. 113. P. 679.
30. *Diaz J. A. et al.* // *Nucl. Phys.* 1963. V. 40. P. 54.
31. *Budick B. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 24. P. 604.
32. *Meyers W. D., Swiatecki W. J.* Univ. California Rep. UCRL-11980.
33. *Backe H.* // *Z. Phys.* 1971. V. 241. P. 435.
34. *Routti J. T.* Rep. UCRL-19452.
35. *Hüfner J. H.* // *Z. Phys.* 1966. V. 195. P. 365.
36. *Akimov Yu. K. et al.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1972. V. 104. P. 581.
37. *David P., Rösel C., Karpeshin F. F., Sabirov B.* Recent Facets of Nuclear Fission Dynamics and Properties of Heavy Muonic Atoms. Invited talk presented at the Workshop on Muonic Atoms and Molecules, Monte Verita, Ascona, April 5–9, 1992.
38. *Polikanov S.* Meson, Hyperon, and Antiproton Induced Fission // *Nucl. Phys. A.* 1989. V. 502. P. 195.
39. *Ganzorig Dz. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1978. V. 78. P. 41; *Nucl. Phys. A.* 1980. V. 350. P. 276.
40. *Berti W. et al.* (*SINDRUM*). SIN-Proposal R-80-06.2. 1981.
41. *Metag V. et al.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1974. V. 114. P. 445.
42. *Condo G. T. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1984. V. 29. P. 1531.
43. *Il'inov A. S. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1982. V. 38. P. 378.
44. *Pontecorvo B.* // *Phys. Rev.* 1950. V. 72. P. 246.
45. *Hildebrand R.* // *Phys. Rev. Lett.* 1962. V. 8. P. 34.
46. *Вайсенберг А. О.* Мю-мезон. М.: Наука, 1964.
47. *Balashov V. V., Beljaev V. B., Eramzhyan R. A., Kabachnik N. M.* // *Phys. Rev.* 1964. V. 9. P. 168; Препринт ОИЯИ Р2-3258. Дубна, 1967.
48. *Эрамжян Р. А.* // IV Междунар. конф. по физике высоких энергий и структуре ядра. Дубна, 1971. С. 449.
49. *Евсеев В. С.* // Там же. С. 475.
50. *Балашов В. В.* // Там же. С. 167.
51. *Balashov V. V., Eramzhyan R. A.* // *At. Energy Rev.* 1967. V. 5, No. 3. P. 3.



52. *Euseev V. S., Kozlowski T., Roganov V., Wojtkowska J.* // Phys. Lett. B. 1969. V. 28. P. 553.
53. *Войтковска И., Евсеев В. С. и др.* // ЯФ. 1972. Т. 15. С. 1154.
54. *Евсеев В. С.* // IV Междунар. конф. по физике высоких энергий и структуре ядра. Дубна, 1971.
55. *Войтковска И., Евсеев В. С., Козловски Т., Роганов В. С.* Препринт ОИЯИ P13-6053. Дубна, 1971.
56. *Kozlowski T.* // Nukleonika. 1968. V. XIII. P. 999.
57. *Eusejev V., Kozlowski T., Roganov V., Wojtkowska J.* // Phys. Lett. 1969. V. 228. P. 553; Proc. of the III Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure. New York; London: Plenum Press, 1970. P. 157.
58. *Krieger M. H.* Ph. D. Thesis. Columbia Univ., 1989.
59. *Pratt T. A. E. C.* // Nuovo Cim. B. 1969. V. 61, No. 1. P. 119.
60. *George E. P., Evans J.* // Proc. Phys. Soc. A. 1951. V. 64. P. 193.
61. *Singer P.* // Springer Tracts Mod. Phys. 1974. V. 71. P. 39;  
*Uberal H.* // Ibid. P. 1.
62. *Fray W. F.* // Phys. Rev. 1952. V. 85. P. 676.
63. *Kotelchuk D.* // Nuovo Cim. 1964. V. 34. P. 27.
64. *Вайсенберг А. О. и др.* // ЯФ. 1975. Т. 21. С. 652.
65. *Батусов Ю. А. и др.* // Там же. С. 1215.
66. *Morinaga H., Fray W. F.* // Nuovo Cim. 1953. V. 10. P. 308.
67. *Ishii C.* // Prog. Theor. Phys. 1959. V. 21. P. 663.
68. *Батусов Ю. А., Эрамжян Р. А.* // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8, вып. 2. С. 229.
69. *Sundelin R. M.* // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. P. 1198.
70. *Krieger M.* Preprint Columbia Univ. NEVIS-172. 1969.
71. *Баландин М. П., Гребенюк В. М., Зинов В. Г., Козловски Т., Конин А. Д.* ОИЯИ, P13-10874. Дубна, 1977.
72. *Воинова-Елисеева Н. А., Митропольский И. А.* // ЭЧАЯ. 1986. Т. 17. С. 1173.
73. *Баткин И. С.* // ЯФ. 1976. Т. 24. С. 254; 1978. Т. 38. С. 1449.
74. *Митропольский И. А.* ЛИЯФ, № 680. Л., 1981.
75. *Абазов В. М., Воинова-Елисеева Н. А., Гордеев В. А., Кутузов С. А., Митропольский И. А., Орлепп Х.-Г., Сабиров Б. М., Солякин Г. Е.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52, № 5. С. 1008.
76. *Sabirov B. M., Abazov V. M., Kutuzov S. A., Solyakin G. E.* Nuclear Gamma Radiation Caused by a Muon at Rest in  $^{152}\text{Sm}$  // Phys. Part. Nucl. 2020. V. 51, No. 6. P. 1304.
77. *Баландин М. П., Гребенюк В. М., Зинов В. Г., Козловски Т., Конин А. Д.* ОИЯИ, P15-11215. Дубна, 1978.
78. *Будяшов Ю. Г., Зинов В. Г., Конин А. Д., Мухин А. И., Чатрчян А. М.* // ЖЭТФ. 1971. Т. 60, вып. 1. С. 19.
79. *Sabirov B. et al.* Nuclear Processes Induced by Muon Decay at the K-Orbit of Muonic Atom. JINR Commun. E15-2012-61. Dubna, 2012.