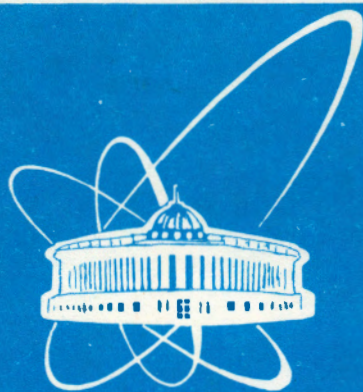


98-353



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-353

P15-98-353

Т.Н.Мамедов, В.Г.Гребинник, К.И.Грицай, В.Н.Дугинов,
В.А.Жуков, В.Г.Ольшевский, А.В.Стойков

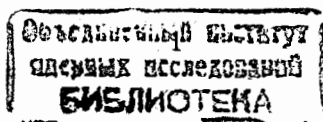
ПОЛНЫЕ СКОРОСТИ ЯДЕРНОГО ЗАХВАТА
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ
В ИЗОТОПАХ ^{132}Xe И ^{40}Ar

Направлено в журнал «Письма в ЖЭТФ»

1998

Ядерный захват отрицательных мюонов обусловлен слабым взаимодействием. Одна из характеристик этого процесса, а именно полная скорость ядерного μ^- -захвата, имеет важное значение для построения теоретических моделей, описывающих данный процесс и позволяющих расширить представления о структуре ядра. В настоящее время скорость ядерного захвата отрицательных мюонов измерена для большинства элементов периодической таблицы [1,2]. Как видно из сводных данных, приведенных в работах [1,2], имеются и пробелы по измерениям, а некоторые значения скорости захвата требуют уточнения. В частности, до недавнего времени полностью отсутствовали сведения о скорости ядерного захвата в изотопах Kг и Хе. Между тем, изучение этих элементов (помимо дополнения к недостающим табличным данным) интересно с точки зрения получения сведений об изотопической зависимости скорости μ^- -захвата, а также о зависимости скорости захвата от спина ядра. Действительно, ядра Kг и Хе имеют по 6 и 9 стабильных изотопов соответственно, а ядра $^{83}\text{Kг}$, $^{129}\text{Хе}$ и $^{131}\text{Хе}$ обладают ненулевым спином. Анализ зависимости ядерного μ^- -захвата от Z [2] указывает еще на одну особенность: наблюдаются минимумы в этой зависимости при Z , близких к заряду ядра Ag, Kг и Хе. Отсутствие данных по захвату в критических точках, соответствующих зарядам Kг и Хе, является еще одним основанием для интереса к исследованиям μ^- -захвата в этих ядрах. Важным является и получение более точных значений скорости захвата мюонов в Ag по сравнению с результатами имеющихся измерений. Представляют также интерес исследования деполяризации отрицательных мюонов на 1s-уровне атомов инертных газов с точки зрения изучения химического взаимодействия галогенных атомов (которые имитируются образующимися мюонными атомами) с атомами инертных газов. Несмотря на то, что ранее в чистом неоне и аргоне в газовой фазе остаточная поляризация на частоте прецессии свободного спина мюона не была обнаружена [3], ее поиск в твердой фазе представляется целесообразным. В отличие от газов, в конденсированной среде время восстановления электронной оболочки мюонного атома, разрушенной при каскадных переходах мюона от первоначально заселенного уровня на 1s-уровень, значительно меньше, чем характерное время сверхтонкого взаимодействия магнитных моментов мюона и электронной оболочки, и составляет не более 10^{-10} с.

Впервые скорость ядерного захвата μ^- в изотопах $^{84}\text{Kг}$ и $^{136}\text{Хе}$ была измерена в нашей работе [4]. В настоящей работе представлены результаты измерений для изотопа $^{132}\text{Хе}$, а также приводится существенно



уточненное, по сравнению с ранними работами [3,5,6], значение скорости μ^- -захвата в ^{40}Ag .

Эксперимент был выполнен на сепарированном пучке отрицательных мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ [7]. Пучок мюонов имел импульс 125 МэВ/с, интенсивность $10^5 \mu^-$ на мкА протонного пучка, разброс по импульсам – 10%, примесь π^- -мезонов – 2.4%, примесь электронов – 6%. Эксперимент, проводимый по типичной μSR -методике, состоял в измерении полной скорости исчезновения мюонов из 1s-состояния изучаемого изотопа путем регистрации электронов $\mu^- \rightarrow e^-$ распада. Схема эксперимента и детали установки описывались ранее [8].

После прохождения коллиматора (диаметром 30 мм в эксперименте с ксеноном и 40 мм в эксперименте с аргоном) и двух сцинтилляционных счетчиков пучок мюонов попадал в мишенную камеру, содержащую твердый Xe или Ag при температуре, близкой к температуре жидкого азота. Электроны от $\mu^- \rightarrow e^-$ распада остановившихся в мишени мюонов регистрировались двумя сцинтилляционными счетчиками, расположенными позади мишени. Материалы для изготовления мишенных камер выбирались таким образом, чтобы время жизни μ^- в этих материалах существенно отличалось от предполагаемого времени жизни в Xe и Ag. Камера для Xe была сделана из алюминия марки АД1 (чистота 99.5%) и представляла собой цилиндр с внутренним диаметром 30 мм, высотой (размер вдоль пучка мюонов) 8 мм с толщиной цилиндрической стенки 1 мм. Входное и выходное окна камеры имели толщину 0.1 мм. Камера для Ag изготавливалась из меди марки М1 (чистота 99.9%). Внутренний диаметр камеры составлял 50 мм, высота (вдоль пучка мюонов) – 15 мм, толщина цилиндрической стенки – 1 мм, толщина окон – 0.1 мм.

Состав использованного в эксперименте ксенона был следующим: ^{132}Xe – 97.54%, ^{131}Xe – 2.45%, ^{134}Xe < 0.05%, другие примеси < 0.01%. В эксперименте с аргоном использовался естественный аргон (^{40}Ar – 99.6%, ^{36}Ar – 0.337%, ^{38}Ar – менее 0.063%) высокой чистоты с примесями других газов не более 0.002%.

Эксперименты проводились во внешнем магнитном поле напряженностью 1755 Э, направленном перпендикулярно направлению спина мюона. Магнитное поле использовалось для измерения остаточной поляризации отрицательных мюонов на 1s-уровне атомов Ag и Xe.

Фон от примеси электронов пучка исключался эффективной системой антисовпадений, предотвращающей запись событий для т.н. «пролетных» частиц, т.е. частиц, одновременно пересекающих сцинтилляционные счетчики, расположенные как перед образцом, так и позади него. Примесные π^- -мезоны поглощались в фильтрах на пути пучка перед образ-

цом. Для выбора фильтров, соответствующих оптимальным условиям по фону, а также для проверки отсутствия в спектрах вкладов от остановок мюонов в элементах установки (полюса магнита, конструктивные материалы) проводились контрольные измерения с мишенью из свинца. Анализ результатов, полученных со свинцом, показал, что наблюдаются только две распадные кривые: одна, соответствующая времени жизни отрицательных мюонов в свинце, и другая – в углероде, являющемся основным материалом сцинтилляционного счетчика, расположенного перед мишенью. Были также проведены измерения на графитовой мишени, которые использовались для контроля поляризации пучка мюонов.

Временное разрешение аппаратуры (полная ширина на полувысоте пика «пролетных» частиц) составляло 2.5 нс.

Число остановок мюонов в мишени составляло $\sim 700\text{--}4500 \text{ с}^{-1}$, число полезных событий $\sim 70\text{--}700 \text{ с}^{-1}$ в зависимости от ее размеров и материала.

Набор событий для каждой мишени осуществлялся в течение нескольких часов отдельными спектрами (два спектра для Xe, три – для Ag и три – для Pb). Количество событий в разных спектрах для одной и той же мишени отличалось не более, чем в 1.3 раза. Каждый спектр обрабатывался независимо. Полученные результаты усреднялись с учетом ошибок отдельных измерений.

В полученные спектры давали вклад остановки мюонов в углероде, меди или алюминии, входящих в состав сцинтилляторов и материалов мишенных камер. Поэтому экспериментальные данные аппроксимировались следующим выражением:

$$N(t) = \sum_x N_x e^{-t/\tau(x)} [1 + a_x \cos(\omega_x t + \varphi_x)] + Bg, \quad (1)$$

где N_x , $\tau(x)$, a_x , ω_x , φ_x и Bg – нормировочный множитель, время жизни мюона в 1s-состоянии, наблюдаемый коэффициент асимметрии углового распределения электронов $\mu^- \rightarrow e^-$ распада, частота прецессии спина мюона, начальная фаза прецессии и фон случайных совпадений соответственно. Индекс x относится к ^{132}Xe (^{40}Ar , в контрольном эксперименте – к Pb), Al (Cu) и C.

Обработка данных проводилась методом наименьших квадратов. Ядра алюминия и меди имеют отличающиеся от нуля спины. Как следует из экспериментальных данных [9,10], для алюминия и меди амплитуды прецессии a_{Al} и a_{Cu} , соответствующие сверхтонкому взаимодействию спинов мюона и ядра в состояниях $F^\pm = I \pm S_\mu$, практически равны нулю. По-

этому при обработке спектров для Хе и Аг в формуле не учитывался второй член в квадратных скобках для Al и Cu соответственно. Значения времен жизни мюона в Al и Cu фиксировались согласно данным [2]: $\tau(\text{Al}) = 864.0 \pm 2.0$ нс, $\tau(\text{Cu}) = 163.5 \pm 1.0$ нс. Параметры, относящиеся к исследуемому элементу и углероду, содержащемуся в сцинтилляционном счетчике и майларовых окнах вакуумного кожуха криостата, варьировались как свободные. В результате фитирования спектров для разных мишеней получены следующие соотношения между параметрами N_x и B_g :

$$\begin{aligned} N_{\text{Xe}} : N_{\text{Al}} : N_{\text{C}} : B_g &\cong 4500 : 2300 : 3600 : 30, \\ N_{\text{Ar}} : N_{\text{Cu}} : N_{\text{C}} : B_g &\cong 4900 : 1400 : 2300 : 30, \\ N_{\text{Pb}} : N_{\text{C}} : B_g &\cong 7700 : 2760 : 40. \end{aligned}$$

Как видно, фон случайных совпадений B_g составляет в каждом случае не более 0.3–0.4% от суммарного вклада N_x .

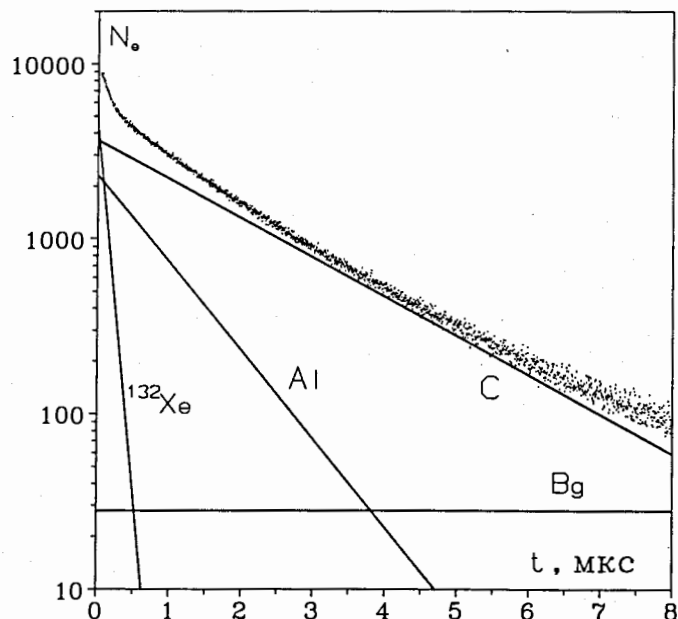


Рис. 1: Спектр временного распределения электронов $\mu^- \rightarrow e^-$ распада. Мишенная камера заполнена твердым ^{132}Xe . Прямыми линиями показаны вклады в спектр отдельных компонент

В контрольном эксперименте со свинцом с естественным содержанием изотопов определено время жизни отрицательного мюона $\tau(\text{Pb}) = 75.7 \pm 1.2$ нс, которое находится в хорошем согласии с данными, полученными ранее [2]. При измерениях на графитовой мишени значение параметра асимметрии a_c составило $(2.9 \pm 0.2)\%$.

В твердых ксеноне и аргоне остаточная поляризация отрицательных мюонов на частоте прецессии свободного спина в пределах экспериментальных ошибок (1.5%) не обнаружена.

На рис. 1 представлен спектр временного распределения электронов $\mu^- \rightarrow e^-$ распада, полученного в эксперименте с ксеноном, на котором отчетливо видны вклады от изучаемого изотопа и посторонних веществ.

В результате обработки спектров получены следующие значения времен жизни: $\tau(^{132}\text{Xe}) = 101.7 \pm 1.7$ нс, $\tau(^{40}\text{Ar}) = 568 \pm 6$ нс. Скорость захвата мюонов ядрами Хе и Аг рассчитывалась по формуле $\tau^{-1} = Q\Lambda_d + \Lambda_c$, где Λ_d – скорость распада свободного мюона (в качестве которой принималась величина, обратная времени жизни μ^+ , равному 2197.03 ± 0.04 нс [11]), Q – фактор подавления захвата мюона ядром [12]. Для ксенона Q -фактор равен 0.91, для аргона – 0.99. В результате получены следующие значения скоростей захвата $\Lambda_c(^{132}\text{Xe}) = 9.4 \pm 0.2$ мкс $^{-1}$, $\Lambda_c(^{40}\text{Ar}) = 1.31 \pm 0.01$ мкс $^{-1}$. На рис. 2 представлены совокупные данные по скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в зависимости от заряда ядра [2]. Здесь же приведены результаты по захвату в благородных газах, полученные нами. Как видно из рисунка, значения скоростей ядерного захвата мюона в изотопах ^{40}Ar , ^{132}Xe , ^{136}Xe и ^{84}Kr находятся в областях указанных в работе [2] минимумов зависимости приведенной скорости захвата $\Lambda_c Z / Z_{\text{eff}}^4$ от заряда ядра.

Сравнение значений скоростей μ^- -захвата в изотопах $\Lambda_c(^{136}\text{Xe}) = 8.6 \pm 0.4$ мкс $^{-1}$ [4] и $\Lambda_c(^{132}\text{Xe})$ показывает, что наблюдается отчетливая изотопическая зависимость, хотя и более слабая, чем предсказываемая формулой Голарда-Примакова [13].

В заключение авторы выражают благодарность коллективу научно-экспериментального отдела фазотрона за обеспечение бесперебойной и устойчивой работы ускорителя, В. Б. Бруданину и В. И. Комарову за внимание к настоящей работе и ее поддержку, Г. Д. Соболевой за помощь в оформлении статьи.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 96-02-17582.

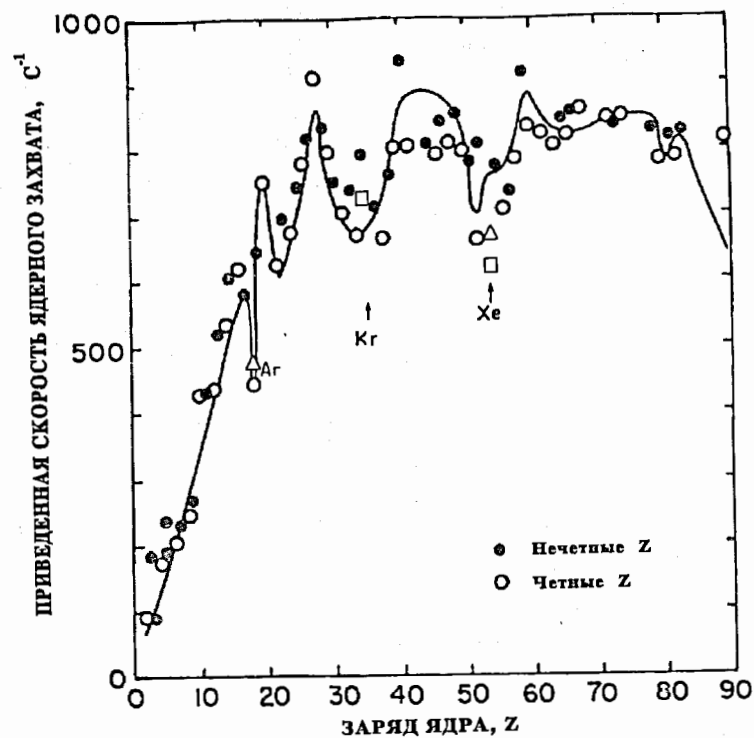


Рис. 2: Зависимость приведенной скорости ядерного захвата отрицательных мюонов $\Lambda_c Z/Z_{\text{eff}}^4$ от заряда ядра. Сплошная линия – расчет по формуле Голарда-Примакова [13]; \circ, \bullet – данные, приведенные в работе [2]; \square – данные работы [4]; \triangle – данные настоящей работы

Список литературы

- [1] В. В. Балашов, Г. Я. Коренман, Р. А. Эрамжян, *Поглощение мезонов атомными ядрами*, Атомиздат, Москва (1978).
- [2] T. Susuki et al., *Phys. Rev. C* **35**, 2212 (1987).
- [3] В. А. Башкиров и др., *Письма в ЖЭТФ* **29**, 302 (1979);
В. Г. Варламов и др., *Письма в ЖЭТФ* **17**, 186 (1973);
В. Г. Варламов и др., *ЯФ* **21**, 120 (1975).
- [4] Т. Н. Мамедов и др., *Письма в ЖЭТФ* **67**, 302 (1998).

- [5] A. Bertin et al., *Phys. Rev. A* **7**, 2214 (1973).
- [6] G. Carboni et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 206 (1980)
- [7] *Фазотрон Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ и его пучки*, ОИЯИ 9-92-232, Дубна (1992).
- [8] Т. Н. Мамедов и др., *Сообщение ОИЯИ P15-96-498*, Дубна (1996).
- [9] Т. Н. Мамедов и др., *Письма в ЖЭТФ* **68**, 61 (1998).
- [10] J. H. Brewer, *Nucl. Int.* **17-19**, 873 (1984).
- [11] Review of Particle Properties, Particle Data Group, *Phys. Rev. D* **50**, 1193 (1994)
- [12] R. W. Huff, *Ann. Phys.* **16**, 288 (1961).
- [13] B. Goulard, H. Primakoff, *Phys. Rev. C* **10**, 2034 (1974)

Рукопись поступила в издательский отдел
18 декабря 1998 года.