

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Б 629

P1-89-156

Г.Ф.Бинько*, В.Н.Гребенев*, Ю.Б.Гуров*,
В.П.Джелепов, Ю.П.Добрецов*, В.Г.Зинов,
В.Г.Кириллов-Угрюмов*, А.А.Малолетнев*,
А.Л.Микаэлян*, А.П.Пичугин*,
В.В.Фильченков, Н.Н.Халько*

**ИЗМЕРЕНИЕ ОСТАТОЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ
В ГАЗООБРАЗНОМ ДЕЙТЕРИИ
ПРИ ДАВЛЕНИИ 10 АТМ**

Направлено в журнал "Письма в ЖЭТФ"

*Московский инженерно-физический институт

Экспериментальное изучение процесса деполаризации отрицательных мюонов в водороде (протий, дейтерий и тритий) представляет значительный интерес, т.к. оно дает возможность получить сведения о начальном периоде жизни мезоатома - механизмах его образования и девозбуждения и, в принципе, позволяет определить заселенность спиновых состояний мезоатомов, что крайне важно для исследования процессов мю-захвата и мю-катализа ^{1/1-3/}.

Поляризация мюонов в мезонных пучках ускорителей составляет обычно $\approx 80\%$. После остановки мюона в веществе и образования мезоатома значительная часть поляризации теряется в процессе каскадного девозбуждения в результате спин-орбитального ($L-S$) взаимодействия на уровнях (начиная с $n_0 = 3 - 4$), где интервал тонкого расщепления становится сравнимым с оже-шириной ^{1/4-5/}. Так как оже-девозбуждение в водороде может происходить лишь на электронах внешних атомов, "каскадная" остаточная поляризация (P_{e-s}) должна зависеть от плотности водорода. Согласно расчетам ^{1/3/}, величина P_{e-s} в газообразном дейтерии меняется от 20 до 30% при изменении давления от 0,1 до 10 атм.

В результате сверхтонкого ($h-f$) взаимодействия на $1S$ -уровне в протий теряется 50% оставшейся поляризации, т.е. $P_{h-f}(H_2) = 0,5$. В дейтерии эта величина составляет $P_{h-f}(D_2) = 11/27$, из них $10/27$ в состоянии с полным спином $d\mu$ -атома $F_{d\mu} = 3/2$ и $1/27$ - в состоянии с $F_{d\mu} = 1/2$ ^{1/6/}. Согласно ^{1/3/}, ожидаемая из теории величина "начальной" (к моменту образования в $1S$ -состоянии) поляризации мюонного атома дейтерия $P_{\mu} = P_{e-s} P_{h-f}$ составляет (для давления газа 10 атм)

$$P_{\mu}(D_2) \approx 9\% \quad (1)$$

В соударениях мезоатома с ядрами водорода происходит дальнейшая деполаризация. Как было впервые показано в ^{1/7-8/}, эффективным механизмом потери поляризации являются процессы соударений типа

$$p\mu (F_{p\mu} = 1) + p \rightarrow p\mu (F_{p\mu} = 0) + p, \quad (2a)$$

$$d\mu (F_{d\mu} = 3/2) + d \rightarrow d\mu (F_{d\mu} = 1/2) + d, \quad (2б)$$

в которых происходит обмен мюона между тождественными ядрами с противоположной ориентацией спина. Деполаризация в обменных соударениях без изменения спина мезоатома происходит с меньшей эффективностью. Прямых измерений скорости χ_p процесса (2a) до сих пор не выполнено. Согласно расчетам ^{1/9/}, величина χ_p оказывается достаточно большой:

$$\chi_p = 1,6 \cdot \varphi \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} \quad (3)$$

(здесь φ - относительная плотность водорода, значению $\varphi = 1$ соответствует плотность ядер $n = 4,22 \cdot 10^{22}$ ядер/см³). Это означает, что уже при давлении газообразного водорода $> 0,1$ атм ожидается полная деполаризация мюона.

Экспериментальное определение скорости χ_d реакции (26) основано на зависимости скорости резонансного образования $dd\mu$ -молекул от спинового состояния $d\mu$ -атома. Результаты измерений величины χ_d составляют $\frac{1}{10}$

$$\chi_d = (3 + 5) \cdot 10^7 \varphi \text{ с}^{-1}, \quad (4)$$

что находится в удовлетворительном согласии с теорией ^{9,11/}.

До настоящего времени было выполнено три работы по измерению поляризации мюонов в водороде, две из них ^{12,13/} - с жидким протием, их точность в величине поляризации составляла 3-4%. Нами были выполнены измерения ^{1/} с газообразным дейтерием при давлении 40 атм с точностью 0,9%. Ни в одной из этих работ поляризация не наблюдалась, что находится в соответствии с ожидаемыми значениями скоростей деполаризации (3) и (4).

Целью настоящей работы было измерение остаточной поляризации мюонов в газообразном дейтерии при давлении газа 10 атм. Экспериментальная установка описана нами в работе ^{14/}, ее схема приводится на рис. 1. Главные части установки - газовая мишень с расположенными внутри нее полупроводниковыми детекторами ($D1, D2$), телескопы сцинтилляционных детекторов электронов ($E1 - E3$) и магнит (кольца Гельмгольца) с расчетной напряженностью поля до 300 Ое. Принципиальной особенностью методики является использование спектрометрической информации от детекторов $D1$ и $D2$ (кремний) для выделения остановок мюонов в газе.

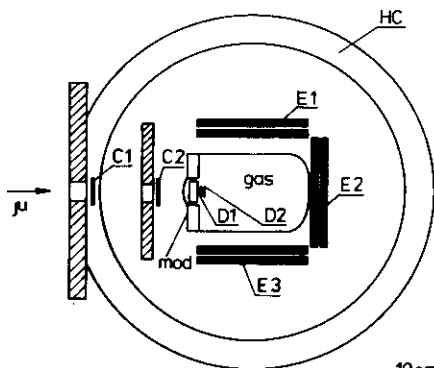


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. КГ-магнит (кольца Гельмгольца), С1-С2 - мониторные счетчики, Е1-Е3 - телескопы сцинтилляционных детекторов электронов, $D1, D2$ - полупроводниковые детекторы мюонов, mod - замедлитель мюонов.

Измерения были выполнены на мюонном пучке фазотрона ОИЯИ. Использовался пучок мюонов с импульсом $P = 130 \text{ МэВ/с}$, его интенсивность составляла $2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Мишень заполнялась изотопически чистым дейтерием (содержание протия $\lesssim 1\%$, трития $< 10^{-10}$) до давления 10 атм. Перед заполнением мишени газ пропусклся через цеолитовые абсорберы в жидком азоте с целью очистки от примесей с $Z > 1$. Контрольные анализы чистоты газа, выполненные после измерений, свидетельствуют об отсутствии в нем указанных примесей на уровне 10^{-5} . Величина напряженности магнитного поля была выбрана равной $H = 200 \text{ Ое}$. Показания датчиков магнитного поля свидетельствовали о том, что его неоднородность по объему и временная нестабильность не превышали 2%.

Логика эксперимента сводилась к следующему. Сигнал остановки мюона в мишени запускал временные "ворота" длительностью 10 мкс, в течение которых измерялось время регистрации электрона от распада мюона. Временные спектры электронов анализировались, как обычно, в μSR -экспериментах с помощью выражения

$$F(t) = \exp(-\lambda t) \cdot [1 + a \cdot \cos(\omega t + \delta)] \exp(-\gamma t), \quad (5)$$

где λ - скорость гибели мюона в веществе (в дейтерии $\lambda = \lambda_e = 0,455 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ - скорость распада свободного мюона), a - амплитуда прецессии, $\gamma = \gamma_d \varphi$ - скорость деполаризации в $1S$ - состоянии мюонного атома, ω и δ - соответственно частота и фаза прецессии. Согласно [6], частота прецессии для свободного мюона (ядро мезоатома с нулевым спином) и для мюона в верхнем спиновом состоянии $d\mu$ -атома равны соответственно

$$\begin{aligned} \omega_{\mu} &= 0,085 \text{ Н рад/мкс}; \quad \omega (F_{d\mu} = 3/2) = 0,0256 \text{ Н рад/мкс}, \\ \text{где Н - в эрстедах. Для выбранного значения поля } H &= 200 \text{ Ое} \\ \omega_{\mu} &= 17,1 \text{ рад/мкс}; \quad \omega (F_{d\mu} = 3/2) = 5,12 \text{ рад/мкс}. \end{aligned} \quad (6)$$

Многопараметрическая информация о каждом зарегистрированном событии включала в себя время регистрации электрона относительно момента остановки мюона, признак (номер) электронного телескопа и амплитуды сигналов от детекторов $D1$ и $D2$. Варьирование в ходе обработки амплитуд указанных сигналов давало возможность делать выборки событий с различными соотношениями чисел мюонных остановок в газе, полупроводниковых детекторах и стенках мишени.

С целью калибровки частоты прецессии и величины поляризации были проведены измерения с мишенью из графита, помещенной в специальный детектор антисовпадений, а также с мишенью, заполненной неоном, на пучке положительных мюонов. Исходя из данных этих измерений было получено соотношение между величиной поляризации и наблюдаемой амплитудой прецессии

$$a = (0,25 \pm 0,06) P_{\mu}. \quad (7)$$

В процессе обработки событий, измеренных в основной экспозиции (отрицательные мюоны, дейтериевая мишень), были построены временные распределения отдельно для каждого телескопа Е1 и Е3, а также их суммарные спектры. (Из-за большого фона для телескопа Е2, расположенного по пучку, полученные для него спектры не включались в анализ). Указанные распределения были получены в виде трех групп для трех различных диапазонов амплитуд сигналов детекторов \mathcal{D}_1 и \mathcal{D}_2 . Данные первой группы соответствовали отбору событий практически только от остановок мюонов в кремнии (детектор \mathcal{D}_2). В этом случае вклад событий, обусловленных остановками мюонов в дейтерии, составлял $\approx 20\%$ (в интервале 0 - 10 мкс), а от остановок в железе не превышал 1%.

Во второй группе события были отобраны таким образом, что потери в числе событий от остановок мюонов в дейтерии были минимальны. При этом суммарный относительный вклад событий от остановок в железе и кремнии был на уровне 7 - 8%. Для данных третьей группы значения амплитуд сигналов от детекторов \mathcal{D}_1 и \mathcal{D}_2 были выбраны так, что вклад событий от кремния был уменьшен до 1,5 - 2%, при этом число событий от мюонных остановок в дейтерии уменьшалось по сравнению с данными второй группы примерно на 20%.

Анализ временных распределений первой группы (кремний) с аппроксимацией их функцией $F(t)$ (выражение (5) с $\gamma = 0$) дал следующие результаты:

$$\begin{aligned} \lambda &= 1,36(3) \text{ мкс}, \quad a = 5,1 \pm 0,7\%, \quad \omega = 17,0(2) \text{ рад/мкс}, \\ \delta_1 &= -0,92(18), \quad \delta_3 = 0,79(21). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь величины λ , a и ω получены при совместной обработке Е1, Е3-распределений, а фазы δ_1 и δ_3 - при отдельной обработке. Значения (8) величин λ и a согласуются с результатами [2,15] прежних измерений времени жизни и амплитуды прецессии для кремния, значение ω - с ожидаемым значением (6) для частоты прецессии ω_n спина свободного мюона, а фазы δ_1 и δ_3 - со значениями, рассчитанными исходя из геометрии установки.

В ходе анализа событий второй и третьей групп (дейтерий) временные распределения электронов аппроксимировались выражением

$$dN/dt = A_1 \exp(-\lambda_1 \cdot t) + A_2 F_{S_1}(t) + A_3 F_{D_2}(t) + B, \quad (9)$$

где $A_1 - A_3$ - нормировочные параметры, λ_1 - скорость гибели мюонов в железе, B - уровень фона случайных совпадений, вид функции $F(t)$ определяется выражением (5) для $\gamma = 0$. Для функции $F_{S_1}(t)$ использовалось фиксированное значение $\lambda(S_1) = 1,36$ мкс, параметр γ полагался равным нулю, а значения a , ω и δ брались согласно (8). Функция $F_{D_2}(t)$ соответствует событиям от мюонных остановок в дейтерии. Временные распределения были получены в виде гистограмм с числом интер-

валов, равным 64, цена деления канала составляла 0,137 мкс.

В процессе анализа варьировались переменные А1 - А3, В, $a(\mathcal{D}_2)$, $\delta(\mathcal{D}_2)$ для ряда последовательных значений частоты $\omega(\mathcal{D}_2)$. Проводился как раздельный анализ распределений Е1, Е3, так и их совместный анализ. При раздельном анализе величины $\lambda(\mathcal{D}_2)$, $\delta_1(\mathcal{D}_2)$, $\delta_3(\mathcal{D}_2)$ варьировались, а при совместном анализе они задавались: $\lambda(\mathcal{D}_2) = \lambda_0 = 0,455 \text{ мкс}^{-1}$, $\delta_1 - \delta_3 = \pi$. Результаты анализа, взятые для ожидаемого значения частоты $\omega(\mathcal{D}_2) = 5,1 \text{ рад/мкс}$, приведены в таблице. На рис. 2 представлены результаты совместного анализа Е1, Е3-распределений - оптимальные значения амплитуды прецессии и соответствующие значения величины χ^2 в зависимости от частоты прецессии. Из данных рис. 2 и таблицы можно видеть, что при ожидаемом для $F_{dM} = 3/2$ значении $\omega = 5,1 \text{ рад/мкс}$ отчетливо наблюдается прецессия с "эффективной" амплитудой

$$\bar{a} = (0,94 \pm 0,21)\% \quad (10)$$

Таблица. Результаты анализа временных распределений электронов с помощью выражения (9) для фиксированного значения $\omega = 5,1 \text{ рад/мкс}$.

параметры	Раздельный анализ		Совместный анализ
	Е1	Е3	
А1(F_e)	8620 \pm 531	5770 \pm 430	
А2(S_i)	4160 \pm 703	4310 \pm 580	
А3(\mathcal{D}_2)	23300 \pm 402	19950 \pm 340	
$\lambda(\mathcal{D}_2), \text{мкс}^{-1}$	0,459(6)	0,450(6)	0,455 фиксир.
$\bar{a}, \%$	0,98 \pm 0,28	0,86 \pm 0,31	0,94 \pm 0,21
$\delta, \text{рад}$	-1,76 \pm 0,18	1,81 \pm 0,20	
В	1520 \pm 29	1620 \pm 30	
χ^2	63,7($\bar{\chi}^2=57$)	44,4($\bar{\chi}^2=57$)	107($\bar{\chi}^2 = 111$)

С целью дополнительного контроля аппаратуры, а также для более корректного определения времени жизни мюонов в дейтерии был выполнен анализ распределения, полученного путем поканального суммирования Е1- и Е3- спектров. В этом случае осцилляции должны взаимно погашаться, так как разность фаз для Е1- и Е3- распределений $\delta_1 - \delta_3 \approx \pi$. Анализ был выполнен для нескольких произвольных значений фаз прецессии. Ни в одном из этих вариантов осцилляции не наблюдаются. На рис. 3 представлены результаты суммарного распределения для $\delta = 0$. Для ожидаемой частоты прецессии $\omega = 5,1 \text{ рад/мкс}$ значение фазы оптимизировалось, при этом получено $\delta_1 = 0,49 \pm 0,27$, $\delta_2 = -0,28 \pm 0,22$.

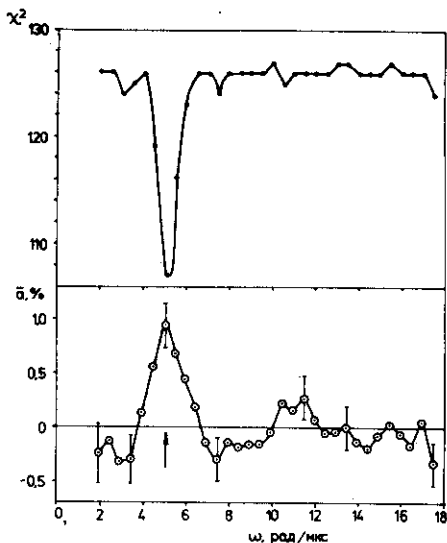
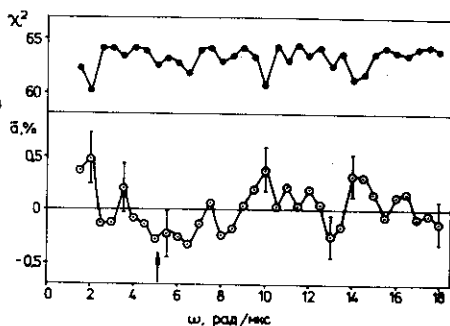


Рис. 3. То же, что и на рис. 2. для суммарного (Е1, Е3) спектра.

рис. 2. Оптимальные значения эффективной амплитуды прецессии и соответствующие им значения величины χ^2 в зависимости от частоты прецессии. Получено при совместном анализе Е1 - Е3-временных спектров.



При анализе суммарного распределения было найдено значение скорости гибели мюонов в дейтерии

$$\lambda(\mathcal{D}_2) = 0,453 \pm 0,005 \text{ мкс}^{-1}. \quad (\text{II})$$

Из сравнения значения (II) с величиной $\lambda_0 = 0,455 \text{ мкс}^{-1}$ следует, что относительный вклад процесса перехвата мюонов на примеси с $Z > 1$ в скорость гибели мюона не превышал 5%.

Для того чтобы оценить возможное влияние на амплитуду прецессии в дейтерии событий от остановок мюонов в кремнии, были проанализированы события третьей группы, где относительный вклад указанных событий составлял всего 1,5 - 2%. В результате было получено оптимальное значение

$$\bar{a} = (0,68 \pm 0,22\%), \quad (\text{I2})$$

которое не противоречит значению (I0). Некоторое уменьшение эффекта может быть объяснено тем, что при дискриминации событий от остановок в кремнии соответствующее уменьшение числа событий от остановок в дейтерии сопровождается относительным возрастанием доли "краевых" событий (остановки ближе к стенкам мишени). Для оценки вли-

нения событий от остановок мюонов в железе события третьей группы были проанализированы начиная с начального времени $\Delta t = 0,27$ мкс. При этом было получено значение $\bar{a} = 0,78 \pm 0,25\%$, близкое к (12).

Для последующего анализа временные распределения событий второй группы были представлены в виде

$$n_k(t) = (N_k(t) - Y_k(t)) / Y_k(t), \quad (13)$$

где N_k - число событий в канале "к" экспериментального временного распределения, Y_k - найденное из фита соответствующее величине оптимальное значение аппроксимирующей функции (9) без осциллирующей части. Распределения (13) приведены на рис. 4. На этом же рисунке показаны оптимальные значения аппроксимирующей функции

$$\chi(t) = a \cdot \cos(\omega t + \delta) \cdot \exp(-\gamma t), \quad (14)$$

т.е. в анализ была включена скорость деполяризации γ . В ходе анализа варьировались величины a , γ и δ , а значение ω фиксировалось:

$\omega = 5,1$ рад/мкс. Зависимость величины χ^2 от γ , демонстрирующая чувствительность наших данных к скорости деполяризации, приведена на рис. 5. Полученные в анализе оптимальные значения начальной амплитуды поляризации и величины γ составляют

$$a = 1,83 \pm 0,53\%, \quad \gamma_d = (4 \pm 2) \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}. \quad (15)$$

Рис. 4. "Разностные" Е1- и Е3-временные распределения, построенные в соответствии с выражением (13). Линия - зависимость вида (14) с оптимальными значениями (15) параметров.

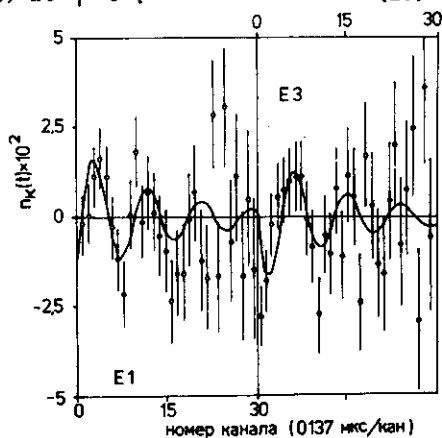
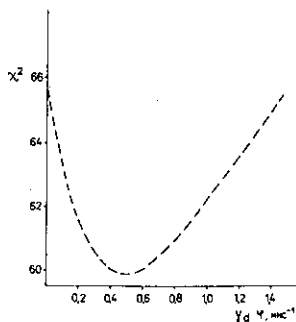


Рис. 5. Зависимость величины χ^2 от скорости деполяризации, полученная при фитировании распределений вида (13) функцией (14).

Для определения величины остаточной поляризации мы использовали найденное значение (15) амплитуды прецессии и калибровочное соотношение (7). В результате получено значение

$$P_M(D_2) = (7,2 \pm 2,7)\% \quad (16)$$

Напомним, что оно относится к верхнему спиновому состоянию $1S$ -уровня $d\mu$ - атома. Погрешность в значении $(I6)$ учитывает статистические и систематические неопределенности в измеренных значениях α и γ_d . Из сравнения экспериментального $(I6)$ и расчетного (I) значений величины остаточной поляризации мюонов в дейтерии следует, что они находятся в согласии друг с другом. Более точные заключения могут быть сделаны после проведения новых измерений с усовершенствованной методикой.

Авторы благодарны В.С.Евсееву, Т.Н.Мамедову, В.С.Роганову и А.И.Руденко за полезные обсуждения.

Литература

- I. Быстрицкий В.М., Джелепов В.П., Зинов В.Г., Руденко А.И., Сомов Л.Н., Фильченков В.В. ЖЭТФ, 1981, т.80, с.838.
2. Евсеев В.С., Мамедов Т.Н., Роганов В.С., Отрицательные мюоны в веществе. Энергоатомиздат, Москва, 1985.
3. Бухвостов А.П., Попов Н.П. ЖЭТФ, 1981, т.82, с.23.
4. Smushkevitch L.M. Nucl.Phys., 1959, v. 11, p. 419.
Mann R.A., Rose P.R. Phys.Rev., 1961, 121, p. 293.
Джрбашян В.А. ЖЭТФ, 1959, т.36, с.277.
5. Бухвостов А.П. ЯФ, 1969, т.9, с.107.
6. Uberall G. Phys.Rev., 1960, v. 114, p. 1640. Lubkin E.Phys.Rev., 1960, v. 119, p. 815.
7. Герштейн С.С. ЖЭТФ, 1958, т.34, с.463.
Беляев В.Б., Захарьев Б.Н. ЖЭТФ, 1958, т.35, с.996.
8. Герштейн С.С. ЖЭТФ, 1961, т.40, с.698.
9. Melejhik V.B., Wozniak Y. Phys.Lett., 1986, v. 116A, p. 370.
10. Breunlich W.H. et al. Nucl.Phys., 1981, v. 353, p. 201.
Balin D.V. et al. Muon Catalyzed Fusion, 1988, 2, Ch. 5.
11. Пономарев Л.И., Сомов Л.Н., Файфман М.П. ЯФ, 1979, т.29, с.133.
Меньшиков Л.И., Пономарев Л.И., Стриж Т.А., Файфман М.П. ЖЭТФ, 1987, т.92, с.1173.
12. Игнатенко А.Е. и др. ЖЭТФ, 1958, т.35, с.1131.
13. Klem R.D. Nuovo Sim., 1967, v. 48A, p. 743.
14. Бинько Г.Ф. и др. Препринт ОИЯИ, 13-89-155, Дубна, 1989.
15. Eschause M. et al. Nucl.Phys., 1966, v. 81, p. 575.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 марта 1989 года.