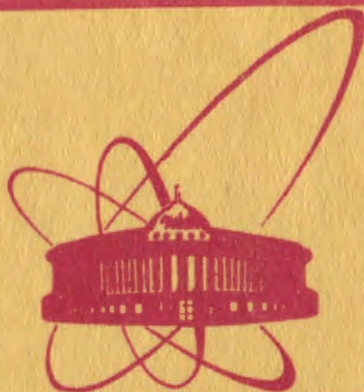


80-539



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

5277/2-80

Э/И-80

P1-80-539

В.М.Быстрицкий, В.П.Джелепов, В.Г.Зинов,
А.И.Руденко, Л.Н.Сомов, В.В.Фильченков

ИЗМЕРЕНИЕ ОСТАТОЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ
В ГАЗООБРАЗНОМ ВОДОРОДЕ

Направлено в ЖЭТФ

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение деполаризации отрицательных мюонов в водороде представляет особый интерес. В дополнение к обычным механизмам каскадной деполаризации за счет спин-орбитального взаимодействия ^{1,2/} и деполаризации, обусловленной взаимодействием спинов мюона и ядра ^{2,3/}, в водороде существенную роль могут играть обменные соударения ^{4-6/} /перезарядка/ в основном состоянии, а также, по-видимому, и процессы шарк-соударений в возбужденном состоянии мю-атома ^{7/}.

Поскольку величина остаточной поляризации и магнитный момент мю-атома водорода различны для верхнего и нижнего состояний сверхтонкой структуры, измерение поляризации мюонов, в принципе, позволяет получить сведения о спиновых состояниях $p\mu$ - и $d\mu$ -атомов /при условии, что поляризация, сохранившаяся после прохождения каскада, не слишком мала/. Такие сведения имеют принципиально важное значение ^{8/} для интерпретации результатов измерений скорости ядерного захвата мюона протоном и дейтроном. До настоящего времени прямые экспериментальные данные о спиновом состоянии мю-атомов водорода не получены. Принято считать, в соответствии с теоретическим рассмотрением ^{4,5,9/}, что в протии происходят быстрые необратимые переходы $F = 1 \rightarrow F = 0$ / F - спин мю-атома/. Этот вывод согласуется с данными измерений ^{10/} сечения упругого рассеяния $p\mu$ -атомов на протонах, а также с результатами измерений ^{11/} скорости мю-захвата протоном при различных значениях плотности водорода. Менее однозначна ситуация со спиновыми состояниями $d\mu$ -атомов. Расчеты ^{6,9/} свидетельствуют о том, что в газообразном дейтерии при давлении порядка нескольких атмосфер скорость переходов $F = 3/2 \rightarrow F = 1/2$ относительно мала и не превышает скорости распада мюона. Этот вывод согласуется с результатами измерений ^{12/} выхода реакции синтеза в $p\mu$ -молекуле. В то же время данные измерений ^{13/} скорости мю-захвата дейтроном, выполненных с газообразным водородом (95% H_2 + 5% D_2) при давлении 7 атм, удается объяснить разумным образом лишь в предположении, что из-за быстрых переходов $3/2 \rightarrow 1/2$ мю-захват реализуется из нижнего состояния сверхтонкой структуры.

К настоящему времени выполнены две работы по измерению остаточной поляризации отрицательных мюонов в водороде. Эксперимент ^{14/} - с жидким протием, а эксперимент ^{15/} - с жидкими про-

тием и дейтерием. Существенно, что в ^{14/} не контролировалась на необходимом уровне $10^{-6} - 10^{-7}$ / чистота используемого водорода. Это затрудняет интерпретацию данных, так как большая часть мюонов могла перехватываться ядрами примесей с $Z > 1$. В работе ^{15/} контроль чистоты водорода осуществлен. При этом оказалось, что в против относительное содержание примесей было допустимым $\sim 10^{-6}$ /, а чистота дейтерия недостаточно высокой, в результате чего более половины мюонов перехватывалось атомами примесей.

Данные измерений ^{14,15/} приведены в табл.1. Как видно, точность предыдущих измерений поляризации мюонов в водороде составляла 3-4%. Целью настоящей работы было измерение остаточной поляризации мюонов в газообразном /40 атм./ против и дейтерия с точностью $\leq 1\%$. Использование газообразного водорода увеличивало трудности, связанные с получением необходимой статистики, однако позволило значительно /в 20 раз/ уменьшить скорости процессов деполаризации за счет шарк-соударений и обменных соударений, что давало надежду зарегистрировать конечную остаточную поляризацию для дейтерия.

Таблица 1

Результаты измерений остаточной поляризации отрицательных мюонов в водороде

Вещество	Амплитуда прецессии, %	Остаточная поляризация, %	Источник данных
Лидкий протий	1 ± 1	3 ± 3	/14/
Лидкий протий	$1,9 \pm 1,4$	7 ± 4	/15/
Лидкий дейтерий	$1,4 \pm 1,7$	-	

2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ. ОЖИДАЕМЫЙ ЭФФЕКТ

Для определения остаточной поляризации мюонов использовался стандартный метод μSR /прецессия спина мюона/, при котором регистрируется и анализируется временное распределение электронов от распада мюонов, останавливающихся в некотором объеме, заключенном в магнитном поле, перпендикулярном к направлению начальной поляризации. Это распределение описывается выражением типа ^{16/}

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t) [1 + A \exp(-\lambda_d t) \cos(\omega t + \phi)] + C, \quad /1/$$

где λ - скорость гибели мюона в веществе /для водорода $\lambda(H)$, $\lambda(D) = 4,55 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ /; λ_d - скорость деполаризации; A и ω - соот-

ветственно амплитуда и частота прецессии; ϕ - начальная фаза; B - нормировочная константа; C - уровень фона случайных совпадений. Амплитуда прецессии $A = \beta P/3$, где P - остаточная поляризация мюона в мю-атоме водорода, β - степень поляризации мюонов в пучке. Частота прецессии для свободного мюона /гиромагнитное отношение $\gamma = 2 /$ равна ^{17/}

$$\omega_{\mu} = 85,3 \cdot 10^3 \cdot H \text{ рад/с}, \quad /2/$$

где H - величина магнитного поля в эрстедах. Для мюонных атомов со спином ядра $I = 0$ частота прецессии определяется выражением $/2/$. Для ядер с $I \neq 0$ гиромагнитные отношения различны для верхнего $/+ /$ и нижнего $/- /$ состояний сверхтонкой структуры ^{3/}:

$$\gamma_{+} = \frac{1}{I + 1/2} (\mu_{\mu} + \mu_N), \quad /3/$$

$$\gamma_{-} = - \frac{1}{I + 1/2} (\mu_{\mu} - \frac{I + 1}{I} \mu_N),$$

где μ_{μ} и μ_N - магнитные моменты соответственно мюона и ядра. Используя $/3/$, получим для частот прецессии в верхнем и нижнем состояниях сверхтонкой структуры мю-атомов водорода

$$\omega(F_{\mu} = 1) = 0,34 \omega_{\mu}, \quad /4a/$$

$$\omega(F_{d\mu} = 1/2) = 0,30 \omega_{\mu}, \quad /4б/$$

$$\omega(F_{d\mu} = 1/2) = 0,40 \omega_{\mu}. \quad /4в/$$

Каковы ожидаемые значения амплитуды прецессии (A)? Из-за того, что время образования и девозбуждения мезоатома t_a на несколько порядков меньше времени жизни мюона /при давлении водорода 40 атм величина t_a составляет $\sim 10^{-10}$ с ^{18/}, величина A в выражении $/1/$ определяется степенью деполяризации, произошедшей в течение каскада девозбуждения, и за счет сверхтонкого взаимодействия /соответственно параметр λ_d в $/1/$ означает скорость деполяризации в основном состоянии/. Согласно теории ^{1,2/}, величина каскадной деполяризации зависит от соотношения сечений атомного мю-захвата для различных значений орбитального момента ℓ , т.е. от вида начального ℓ -распределения, и в общем случае /большие начальные значения ℓ и статистическая заселенность состояний с разными ℓ / составляет $17 \cdot 20\%$.

Процесс каскадной деполяризации в водороде имеет свои особенности. Напомним, что деполяризация происходит на двух уровнях, ширина которых намного меньше величина времени девозбуждения

ния /примерно в 100 раз/, поэтому практически деполяризация происходит на тех уровнях, для которых скорость другого механизма девозбуждения, а именно - оже-ионизация ($\lambda_{\text{оже}}$), доминирующего на верхних уровнях, становится равной скорости радиационных переходов ($\lambda_{\text{рад.}}$). Поскольку $\lambda_{\text{рад.}} \sim Z^4$ /где Z - порядковый номер атома/, а $\lambda_{\text{оже}}$ слабо зависит от Z , условие $\lambda_{\text{оже}} \sim \lambda_{\text{рад.}}$ для тяжелых и легких атомов выполняется при разных значениях главного квантового числа $n = n_0$. Для водорода* это значения $n_0 = 3-4^{1/2}$, поэтому величина поляризации, найденной при учете только спин-орбитального взаимодействия ($P_{\ell-s}$), получается больше значения $P_{\ell-s} = 0,17$, вычисленного для $\ell \gg 1$, и, согласно $^{1/2}$, составляет /для статистической заселенности по ℓ /

$$P_{\ell-s}(\text{H}), P_{\ell-s}(\text{D}) = 0,30-0,35. \quad /5/$$

Другая особенность каскада в мю-атоме водорода связана с процессом неупругих штарк-соударений^{7/}. Привлекая этот механизм девозбуждения, удалось объяснить^{7/} экспериментальные данные о скорости поглощения отрицательных пионов в водороде. Механизм штарк-соударений был рассмотрен также авторами работы^{19/} при попытке объяснить наблюдаемую ими форму энергетического спектра мезорентгеновского излучения в водороде. Качественно полученные в^{19/} выводы, по-видимому, справедливы, т.е. привлечение механизма штарк-соударений помогает объяснить относительно большую интенсивность излучения с энергией, большей энергии ($2P-1S$)-перехода. Следует, однако, заметить, что может быть и другое объяснение, если предположить, что характер начальной ℓ -заселенности отличается от статистического^{20,21/}. Именно такое заключение было сделано авторами работы^{22/} при объяснении результатов измерений спектра мезорентгеновского излучения в жидком гелии. Ими было получено хорошее согласие расчетов каскада с экспериментом при использовании рассмотренного в^{20/} ℓ -распределения, которое существенно отличается от статистического.

Тем не менее можно считать, что имеются серьезные указания на влияние штарк-соударений на каскадное девозбуждение, по крайней мере, для водородных мезоатомов. Однако без проведения специальных расчетов трудно даже качественно учесть влияние этого процесса на деполяризацию.

Наконец, следует указать еще одну возможную причину деполяризации в возбужденном состоянии мезоатома - начальную выстроен-

* Жидкий или газообразный при давлении $P \geq 10$ атм.

ность орбитального момента ^{/21/}. Согласно ^{/21/}, именно этим может объясняться аномально малое значение остаточной поляризации в гелии $P_{\mu}(\text{He}) = 6 \pm 1\%$, измеренное в работе ^{/23/}.

Взаимодействие спинов мюона и ядра приводит к дополнительной потере поляризации. В работах ^{/3/} было рассмотрено сверхтонкое взаимодействие только на К-оболочке. В этом случае легко показать, что поляризация /с учетом заселенности состояний/ для двух состояний $F = I \pm 1/2$ / I - спин ядра/ p_{μ} и d_{μ} -атома имеет следующие значения:

$$P_{I-S}(F_{p_{\mu}} = 1) = 1/2, \quad P_{I-S}(F_{p_{\mu}} = 0) = 0, \quad /6a/$$

$$P_{I-S}(F_{d_{\mu}} = 3/2) = 10/27, \quad P_{I-S}(F_{d_{\mu}} = 1/2) = 1/27. \quad /6b/$$

В работе ^{/2/} были учтены эффекты сверхтонкого взаимодействия не только на основном, но и на возбужденных уровнях мюонных атомов, и было показано, что эти эффекты могут привести к изменению поляризации, однако при малых ℓ , что имеет место для водорода, это изменение невелико. Следует указать, что теоретическое рассмотрение влияния сверхтонкого взаимодействия на поляризацию мюона в легких мезоатомах подтверждается экспериментами ^{/24/}.

Таким образом, после прохождения мюоном атомного каскада его поляризация на К-оболочке оказывается равной $P = \alpha P_{\ell-S} P_{I-S}$, где, согласно /5/ и /6/, $P_{\ell-S} \cdot P_{I-S} = 0,11-0,17$, а коэффициент α учитывает возможное влияние на поляризацию штарк-соударений, выстроенности по ℓ и, возможно, других неучтенных эффектов. Соответственно амплитуда прецессии

$$A = \alpha\beta(0,04 - 0,06). \quad /7/$$

Находясь в основном состоянии, мю-атом водорода испытывает соударения с ядрами других атомов /протонами или дейтронами/. Характерной особенностью этих соударений является возможность обмена мюоном между двумя ядрами ^{/4-6/}, что приводит к потере поляризации мюонов. В результате обменного соударения может произойти переход из верхнего в нижнее состояние сверхтонкой структуры мю-атома.

Теоретические значения скорости $\lambda_{1,0}$ перехода $F=1 \rightarrow F=0$ в соударениях p_{μ} -атомов с протонами и скорости $\lambda_{3/2 \rightarrow 1/2}$ перехода $F=3/2 \rightarrow F=1/2$ в соударениях d_{μ} -атомов с дейтронами помещены в табл.2. Там же приведены данные экспериментов ^{/12/}, в которых величина $\lambda_{3/2 \rightarrow 1/2}$ была найдена на основании измерений выхода реакции синтеза в p_{μ} -молекуле. Как можно видеть из данных таблицы, теория предсказывает большое /по сравнению со скоростью распада мюона $\lambda_0 = 4,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ / значе-

Таблица 2

Расчетные значения скорости ($\lambda_{1 \rightarrow 0}$) перехода $F = 1 \rightarrow F = 0$ в соударениях $p\mu$ -атомов с протонами и скорости ($\lambda_{3/2 \rightarrow 1/2}$) перехода $F = 3/2 \rightarrow F = 1/2$ в соударениях $d\mu$ -атомов с дейтронами

Величина	Теория		Эксперимент	
	Значение [*] , с ⁻¹	Источник данных	Значение	Источник данных
$\lambda_{1 \rightarrow 0}$	$2,4 \cdot 10^9$	/4/	-	-
	$5,0 \cdot 10^9$	жж)		
	$1,7 \cdot 10^{10}$	/9/		
$\lambda_{3/2 \rightarrow 1/2}$	$7 \cdot 10^6$	/6/	$< 15 \cdot 10^6$	/12/
	$2,8 \cdot 10^7$	жж)		
	$4,7 \cdot 10^7$	/9/		

* В пересчете к плотности жидкого водорода.

** Данные /4,6/ для $\lambda_{1 \rightarrow 0}$ и $\lambda_{3/2 \rightarrow 1/2}$, пересчитанные с учетом значений длин рассеяния, найденных в /9/.

ние величины $\lambda_{1 \rightarrow 0}$ /а следовательно, и скорости деполяризации/, которое для жидкого протия составляет

$$\lambda_{1 \rightarrow 0} > 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}, \quad /8/$$

или для газообразного протия при давлении 40 атм

$$\lambda'_{1 \rightarrow 0} > 10^8 \text{ с}^{-1}. \quad /9/$$

Согласно расчетам /8,9/, ожидаемое значение величины $\lambda_{3/2 \rightarrow 1/2}$ значительно меньше, чем $\lambda_{1 \rightarrow 0}$. Из работы /8/ следует, что в газообразном дейтерии при давлении 40 атм $\lambda'_{3/2 \rightarrow 1/2} \approx 3,5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Более поздние расчеты /9/ величины $\lambda_{3/2 \rightarrow 1/2}$ дают значение этой скорости большее, чем в /8/. Однако, как видно из табл.2, эти расчеты не согласуются с результатами экспериментов /12/.

Деполяризация может происходить не только в неупругих, но и в упругих /без изменения спина $\mu\mu$ -атома/ обменных соударениях. В работе /8/ было показано, что сечение обменных упругих соударений $d\mu$ -атомов с дейтронами $\sigma_{\text{упр}}^{\text{обм}} = 0,5 \sigma_{\text{неупр}}^{\text{обм}} \approx 0,5 \sigma_{3/2 \rightarrow 1/2}$. Отсюда следует, что, согласно /8/, скорость деполяризации в жид-

ком дейтерия ожидается равной

$$\lambda_d(D) = 10^7 \text{ с}^{-1}, \quad /10/$$

или для давления дейтерия 40 атм

$$\lambda'_d(D) = 5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}. \quad /11/$$

Для полноты изложения следует указать, что поляризация частично теряется при образовании молекул $p\mu$ в протии и $d\mu$ в дейтерии. Скорости образования этих молекул для 40 атм водорода составляют^{/18/} $\lambda'_{p\mu} = 1,3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $\lambda'_{d\mu} = 4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$.

Из приведенного рассмотрения следует, что временное распределение электронов от мю-распада в водороде должно описываться в принципе суммой нескольких выражений типа /1/ с различными частотами прецессии. Для протия - это частоты, соответствующие состоянию $p\mu$ -атома с $F=1$ и состоянию молекулы $p\mu$, а для дейтерия - соответствующие обоим состояниям сверхтонкой структуры $d\mu$ -атома с $F=3/2$ и $F=1/2$ и состоянию молекулы $d\mu$. Однако, если учесть, что $\lambda'_{p\mu}, \lambda'_{d\mu} < \lambda_0$ и что поляризация в состоянии $d\mu$ -атома с $F=1/2$ в пять раз меньше, чем в состоянии с $F=3/2$, то в качестве первого приближения для временного спектра электронов можно воспользоваться формулой /1/, в которой величина ω означает частоту прецессии спина мюона в верхнем спиновом состоянии $p\mu$ - или $d\mu$ -атома, а ω - скорость деполяризации в обменных соударениях. Ожидаемые значения величины λ_d для газообразного протия и дейтерия при давлении 40 атм определяются соответственно выражениями /9/ и /11/.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения выполнены на мюонном пучке синхроциклотрона ОИЯИ. Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Мюоны с начальной энергией 70 МэВ регистрировались мониторными счетчиками 1-3 /пластический сцинтиллятор/, тормозились замедлителем /6/ и попадали в газовую мишень. Детекторы 4 и 5 со сцинтилляторами из CsJ(Tl) , расположенными внутри мишени, были предназначены для регистрации остановок мюонов в газе. Размеры этих сцинтилляторов составляли $\phi 100 \times 0,3$ мм и $\phi 120 \times 200 \times 5$ мм, соответственно. Мишень заполнялась протием или дейтерием до давления 40 атм. В опытах использовался сверхчистый водород, очищенный от примесей других атомов с $Z > 1$ до уровня $< 10^{-7}$. Газовая мишень с внутренними сцинтилляторами из CsJ(Tl) и система ее обеспечения сверхчистым водородом описаны нами в работах^{/25/}.

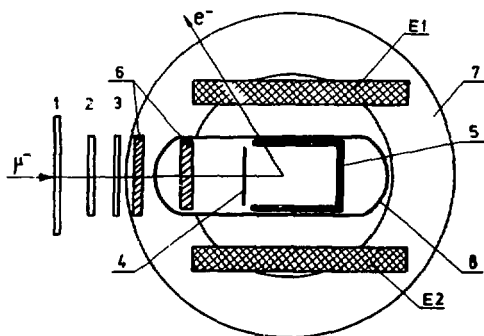


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1-3 - мониторные счетчики /пластический сцинтиллятор/, 4 и 5 - детекторы со сцинтиллятором из $CsJ(Tl)$ 6 - замедлитель мюонов, 7 - магнит, 8 - газовая мишень, E1 и E2 - детекторы электронов.

Электроны от мю-распада регистрировались двумя сцинтилляционными счетчиками E1 и E2 /350x250x60 мм/, расположенными симметрично относительно мишени.

Магнитное поле, перпендикулярное оси пучка мюонов, создавалось с помощью двух колец Гельмгольца, средний радиус которых был равен расстоянию между кольцами и составлял $R = 42$ см. Размеры колец были выбраны из соображений получения в рабочем объеме мишени магнитного поля необходимой величины и однородности. Из рассмотрения выражения /1/ следует, что наилучшая точность в определении амплитуды

и частоты прецессии достигается при соблюдении условия $\omega(H_0) \geq 2\pi\lambda$, т.е. когда спин мюона делает более одного оборота за время жизни мюона. Увеличение магнитного поля $H > H_0$ практически не приводит к улучшению точности. На основании этого магнит был рассчитан на получение поля до $H = 150$ Э. Данные калибровочных измерений показали, что величина магнитного поля в основных измерениях составляла $H = 140$ Э. В соответствии с /4/ это значение H соответствует ожидаемым частотам прецессии для $p\mu$ и $d\mu$ -атомов

$$\omega(F_{p\mu} = 1) = 4,1 \text{ рад/мкс}, \quad /12/$$

$$\omega(F_{d\mu} = 3/2) = 3,6 \text{ рад/мкс}, \quad /13/$$

$$\omega(F_{d\mu} = 1/2) = 4,8 \text{ рад/мкс}. \quad /14/$$

Неоднородность магнитного поля в рабочем объеме мишени не превышала 1%. Временная стабильность магнитного поля контролировалась по величине тока, питающего кольца, и в течение всех измерений сохранялась на уровне $\leq 1\%$.

Упрощенная блок-схема электронной аппаратуры приводится на рис.2. Сигнал остановки мюона $234\bar{5}$, который вырабатывался

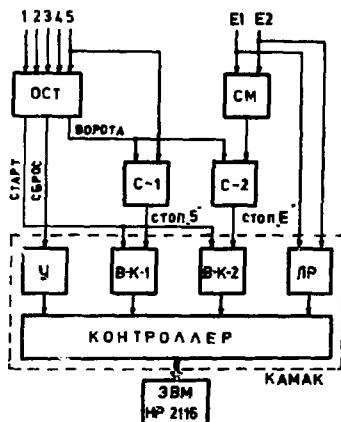


Рис. 2. Упрощенная блок-схема электронной аппаратуры. ОСТ - блок выделения сигнала остановки мюона, СМ - сумматор, С-1 и С-2 - схемы совпадений, У - блок управления, В-К-1 и В-К-2 - преобразователи времени код, ЛР - логический регистр.

Измерений регистрировался второй мюон /сигнал детектора 1/, то в блоке "ОСТ" вырабатывался сигнал "Сброс", и с помощью блока управления /У/ производился сброс информации в преобразователях В-К-1, В-К-2 и в блоке ЛР.

Измерительная часть электронной аппаратуры была выполнена в стандарте КАМАК и соединена с ЗВМ НР-2116.

В табл. 3 приведены данные, характеризующие условия проведения измерений. Основными являлись экспозиции 1 и 3, выполненные соответственно с протием и дейтерием при $N = 140$ Э. Экспозиции 2, 4 ($N = 0$) были выполнены с целью получения независимой информации о форме начального участка временного спектра электронов, а экспозиция 8 - для определения фона случайных совпадений. В экспозициях 5-7 в центре рабочего объема мишени располагался диск из графита / ϕ 100x70 мм/. Целью этих контрольных измерений, когда заранее были известны амплитуда и частота

в блоке "ОСТ", запускал импульс "ворот" /интервал измерений/ длительностью 10 мкс. Этот импульс подавался на схемы совпадений С-1 и С-2, которые отбирали сигналы детекторов Е1, Е2 и 5, поступающие в течение интервала измерений. Временная задержка начала интервала измерений относительно момента остановки мюона /появление сигнала 23/ была выбрана на основе величины разрешающего времени антисовпадений 234,5, а также с учетом необходимости подавления фона, связанного с остановками мюонов непосредственно в сцинтилляторе счетчика: t_4 /время жизни мюона τ_{μ} (СвЖ) $\approx 0,1$ мкс/ и составляла 0,5 мкс.

Преобразователи В-К-1 и В-К-2 были предназначены для измерения временного интервала между началом "ворот" и моментом появления сигнала от детекторов Е1, Е2, 5. Цена деления канала каждого из этих преобразователей составляла 20 нс. Логический регистр /ЛР/ кодировал номер детектора электронов. Если в течение интервала измерений регистрировался второй мюон /сигнал детектора 1/, то

Таблица 3

Данные, характеризующие условия проведения измерений

Номер экспозиции	Мишень	Значение магнитного поля, Э	Общее число событий во временных спектрах, $N_e \times 10^{-6}$
1	Протий, 40 атм	140	1,0
2	"	0	0,1
3	Дейтерий, 40 атм	140	1,3
4	"	0	0,3
5	Графит	140	3,0
6	"	70	1,0
7	"	0	2,8
8	Вакуум	0	0,01

прецессии, была проверка возможных источников систематических погрешностей во временных измерениях. Кроме того, параметры аппаратуры контролировались также в ходе периодически повторяющихся измерений спектров случайных совпадений, когда запуск преобразователей В-К осуществлялся от генератора, а детекторы E1 и E2 облучались с помощью радиоактивного препарата Po-Be.

В течение всех измерений скорость счета совпадений 23 /интенсивность мюонного пучка/ составляла $N_{23} = 10^4 \text{ с}^{-1}$. Для экспозиций с водородом число запусков составляло $N_{2345} \approx 50 \text{ с}^{-1}$, а скорость счета электронов - $N_e = 10 \text{ с}^{-1}$. Интегральный вклад фона случайных совпадений, отнесенный к начальному интервалу длительностью 2 мкс, для экспозиций с водородом составлял $\approx 10\%$ без введения совпадений (5,E) и был в несколько раз меньше при регистрации совпадений (5,E). Для экспозиций с графитом скорость набора событий была примерно на порядок выше, чем в измерениях с водородом, а уровень фона соответственно ниже.

Данные измерений в экспозициях 1-8 были получены в виде временных спектров для каждого детектора электронов. Для последующей обработки в каждом из этих спектров проводилось суммирование числа событий по четырем каналам. Таким образом были получены 90-канальные распределения с ценой деления 80 нс/канал, начало которых соответствовало времени 0,5 мкс относительно момента остановки мюона, а конец - 7,7 мкс. Несколько таких распределений, построенных для половины интервала измерений /0,5-3,5 мкс/, приведено на рис.3.

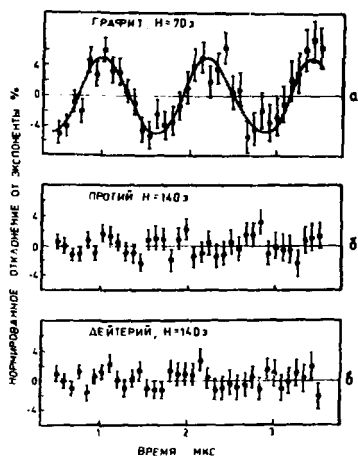


Рис.3. Временные распределения, полученные с одним из детекторов электронов в экспозициях с графитом при $H = 70$ Э /а/, протием /б/ и дейтерием /в/ при $H = 140$ Э. Каждое распределение нормировано на экспоненту $e^{-t/\tau}$, где τ - время жизни мюона в углеводе или водороде. Линия на рис.3а - зависимость вида /1/ с оптимальными значениями параметров, найденных на ЭВМ.

полученные с каждого детектора электронов, согласуются с их известными значениями ^{128,27/}. Этот факт свидетельствует о достаточно малой величине возможных систематических погрешностей наших измерений. Найденные при сравнении экспериментальных распределений с выражением /15/ оптимальные значения параметра C согласуются с результатами независимых измерений фона случайных совпадений с вакуумированной мишенью.

На следующем этапе в качестве аппроксимирующей функции для временных распределений использовалась зависимость вида

$$y = Ve^{-\lambda t} [1 + A \cos(\omega t + \phi)] + C, \quad /16/$$

т.е. выражение /1/ при $\lambda_d = 0$.

4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

На первом этапе анализа экспериментальные временные распределения электронов сравнивались с аппроксимирующим выражением

$$y = Ve^{-\lambda t} + C, \quad /15/$$

т.е. без учета осцилляций. Как и следовало ожидать, распределения, полученные в экспозициях с графитом при $H = 70$ и 140 Э, плохо согласуются с этим приближением ($\chi^2 > 200$), а распределения, измеренные с графитом при $H = 0$, хорошо согласуются с /15/. Оказалось также, что временные спектры электронов для экспозиций с водородом достаточно хорошо описываются функцией /15/, содержащей одну экспоненту без осциллирующей части, что свидетельствует об относительно малой /по сравнению с графитом/ величине поляризации в водороде.

Основные данные этого этапа анализа для экспозиций 1,3 и 7 содержатся в табл.4. Из этих данных можно видеть, что значения скорости гибели мюона (λ) в водороде и углеводе,

Таблица 4

Результаты анализа временных распределений электронов с помощью выражения $y = Ve^{-\lambda t} + C$

Номер экспозиции	Условия измерений	Детектор электронов	Оптимальное значение параметра λ , 10^6 с^{-1}	Значение χ^2 ($\bar{\chi}^2 = 87$)
I	Протий, N=140 Э	E1	0,452±0,003	92
		E2	0,457±0,003	86
3	Дейтерий, N=140 Э	E1	0,452±0,003	104
		E2	0,458±0,003	67
7	Графит, N = 0	E1	0,498±0,002	77
		E2	0,494±0,002	98

Таблица 5

Данные анализа временных распределений электронов, измеренных в экспозициях с графитом

Номер экспозиции	Значение магнитного поля Э	Детектор электронов	Оптимальные значения параметров выражения $y = Be^{-\lambda t} [1 + A \cos(\omega t + \varphi)] + C$ ($\bar{\chi}^2 = 84$)			
			$\lambda, 10^6 \text{ с}^{-1}$	A, %	ω , рад/мкс	$\varphi, \frac{\pi}{2}$, рад.
5	140	E1	0,492±0,002	4,9±0,2	11,8±0,03	3,36±0,12
		E2	0,493±0,002	5,0±0,2	11,8±0,03	
6	70	E1	0,493±0,003	5,0±0,3	5,8±0,05	2,98±0,21
		E2	0,495±0,003	5,2±0,3	5,8±0,05	

В ходе анализа либо варьировались все параметры выражения /16/, либо последовательно фиксировались через определенный интервал значения параметра ω и при этом значении варьировались остальные параметры /т.н. частотный анализ/. Результаты анализа временных распределений, полученных в экспозициях с графитом при N = 70 и 140 Э, когда варьировались все параметры, приведены в табл.5. Из этих данных можно видеть, что значения амплитуды прецессии A совпадают с предыдущими измерениями /28/, а значения частоты прецессии A близки к ожидаемым значениям /2/ для N = 70 и 140 Э. Небольшое отличие в отношении величин $\omega/140 \text{ Э/}$ и $\omega/70 \text{ Э/}$ от двух обусловле-

но, очевидно, наличием внешнего магнитного поля. Значение этого поля, вычисленное из отношения величин $\omega/140 \text{ Э}$ и $\omega/70 \text{ Э}$, составляет примерно 3 Э и согласуется с его независимым значением, найденным при анализе данных экспозиции 7. Эта величина внешнего поля учитывалась в дальнейшем анализе.

Как следует из данных табл. 5, разность фаз ($\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$) для первого (ϕ_1) и второго (ϕ_2) детектора электронов согласуется с ожидаемым значением $\Delta\phi = \pi$. Точность в определении амплитуды и частоты прецессии также согласуется с ожидаемой и свидетельствует об отсутствии заметных систематических ошибок, обусловленных нестабильностью параметров аппаратуры.

Кроме отдельной обработки временных распределений для каждого детектора электронов проводился также совместный анализ двух таких распределений, полученных в каждой экспозиции. В этом случае параметры λ , A и ω находились сразу для двух распределений, а разность фаз полагалась равной $\Delta\phi = \pi$. Преимущества этой процедуры очевидны и заключаются в том, что позволяют исключить возможные систематические искажения временных спектров, которые носят одинаковый характер для двух детекторов электронов. Значения параметров A , ω и λ , найденные при совместной обработке временных спектров для экспозиций с графитом при $H = 140 \text{ Э}$, составляют

$$\lambda = /0,492 \pm 0,0015/ \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}, \quad A = /4,91 \pm 0,13/ \cdot 10^{-2}, \\ \omega = /11,81 \pm 0,017/ \text{ рад/мкс.}$$

Как видно, они совпадают с данными, полученными при отдельной обработке /табл. 5/. Результаты частотного анализа: оптимальные значения параметра A для различных значений ω , полученные при обработке временных распределений экспозиций 5, 6 и 7 /графит/, приведены на рис. 4 /отдельная обработка/ и рис. 5 /совместная обработка/. На рис. 4 помещены также данные обработки спектра случайных совпадений, измеренного в одной из калибровочных экспозиций.

Результаты анализа временных спектров, полученных в экспозициях с протием и дейтерием при $H = 140 \text{ Э}$, приведены на рис. 5. Можно видеть, что в пределах экспериментальных ошибок не наблюдается превышения амплитуды прецессии от среднего значения $A \approx 0$. Найденные на ЭВМ значения амплитуды прецессии при ожидаемых частотах прецессии для $F = 1$ в протии и $F = 3/2, 1/2$ в дейтерии и соответствующие значения остаточной поляризации мюонов приведены в табл. 6. Ошибку в амплитуде прецессии $/0,25\%$ мы получили, исходя из неопределенности нахождения величины A в ходе анализа на ЭВМ. Эта ошибка учитывает также конечную величину точности $/0,1\%$, с которой проверялось отсутствие аппаратных систематических искажений в измерении времени.

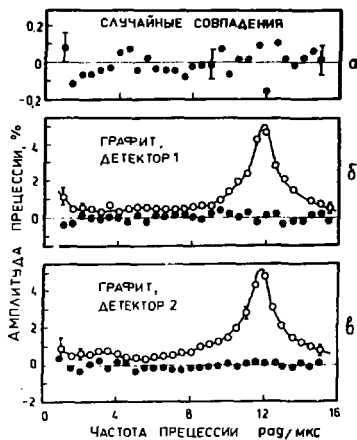


Рис. 4. Результаты анализа временных распределений, полученных при измерениях случайных совпадений /а/ и в экспозициях с графитом для детектора Е1 /б/ и Е2 /в/. ● - $N=0$, ○ - $N=140$ Э.

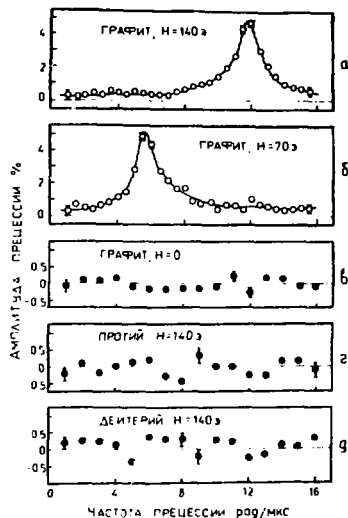


Рис. 5. Результаты совместной обработки временных распределений для детекторов Е1 и Е2, полученных в экспозициях с графитом при $N=140$ Э /а/, $N=70$ Э /б/ и в экспозициях с протием /в/ и дейтерием /г/ при $N=140$ Э.

Таблица 6

Результаты анализа временных распределений электронов, полученных в экспозициях с водородом

Условия измерений	Ожидаемые значения частоты прецессии, рад/микс	Значения амплитуды прецессии и величины поляризации		Остаточная поляризация $P, \%$
		$A, \%$	χ^2	
Протий, $N=140$ Э	$\omega(F_{\mu} = 1) = 4,1$	$0,08 \pm 0,25$	183	$0,3 \pm 0,9$
Дейтерий, $N=140$ Э	$\omega(F_{\mu} = 3/2) = 3,6$	$0,16 \pm 0,25$	208	$0,6 \pm 0,9$
	$\omega(F_{\mu} = 1/2) = 4,8$	$0,28 \pm 0,25$	205	$1,0 \pm 0,9$

Значение остаточной поляризации получено с учетом значения величины $\beta = 0,85$, найденного в^{/28/} для мюонного пучка, используемого в настоящей работе. Из данных табл.6 следует, что экспериментальные временные распределения электронов, полученные в экспозициях с протием и дейтерием, согласуются с выражением /1/ при $A, \lambda_d = 0$.

Дальнейший анализ на предмет определения возможного значения скорости затухания амплитуды прецессии позволил получить оценки для скорости деполаризации мюона в обменных соударениях мю-атомов для протия и дейтерия $\lambda'_d(H), \lambda'_d(D) > 2 \cdot 10^6 \text{с}^{-1}$ /на 90% уровне достоверности/, или для плотности жидкого водорода

$$\lambda_d(H) > 4 \cdot 10^7 \text{с}^{-1}, \quad /17/$$

$$\lambda_d(D) > 4 \cdot 10^7 \text{с}^{-1}. \quad /18/$$

Экспериментальная оценка /17/ согласуется с расчетной^{/8/} величиной /8/ и в то же время не противоречит утверждению о том, что уже в возбужденном состоянии $p\mu$ -атома мюон практически теряет поляризацию. Оценка /18/ плохо согласуется с расчетами^{/6/} /10/ и с экспериментальными данными^{/12/}, свидетельствующими об относительно малом влиянии процесса обменных соударений $d\mu$ -атомов с дейтронами для газообразного дейтерия, однако близка к расчетной величине, найденной в^{/9/}. Остается единственная возможность согласовать наши данные с результатами^{/6,12/}, а именно - предположить, что существенную роль в потере поляризации мюонов в водороде играют процессы, происходящие во время девозбуждения мюонного атома. Для окончательного заключения в этом направлении необходимы как новые расчеты каскада /с учетом шарк-соударений/, так и новые экспериментальные данные измерений поляризации мюонов и формы энергетического спектра мезорентгеновского излучения при различных значениях плотности водорода.

Авторы выражают благодарность С.С.Герштейну, Л.И.Пономареву, В.С.Роганову и В.П.Смилге за плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джрбашян В.А. ЖЭТФ, 1959, 36, с.277; Shmushkevich I.M. Nucl.Phys., 1959, 11, p.419; Mann R.A., Rose M.E. Phys. Rev., 1961, 121, p.293.
2. Бухвостов А.П. ЯФ, 1966, 4, с.83; ЯФ, 1967, 9, с.107.
3. Uberall H. Phys.Rev., 1959, 114, p.1640.
4. Герштейн С.С. ЖЭТФ, 1958, 34, с.463.
5. Беляев В.Б., Захарьев Б.Н. ЖЭТФ, 1958, 35, с.996.

6. Герштейн С.С. ЖЭТФ, 1961, 40, с.698.
7. Day T.B., Snow G.A., Sucher J. Phys.Rev., 1962, 118, p.864; Leon H., Bethe H.A. Phys.Rev., 1962, 127, p.636.
8. Зельдович Я.Б., Герштейн С.С. ЖЭТФ, 1958, 35, с.649; Primakoff H. Rev.Mod.Phys., 1959, 31, p.802.
9. Пономарев Л.И., Сомов Л.Н., Файфман М.П. ЯФ, 1979, 29, с.133.
10. Желепов В.П. и др. ЖЭТФ, 1965, 49, с.393; Bertin A. et al. Phys.Lett., 1978, 78B, p.355.
11. Rothberg J.E. et al. Phys.Rev., 1963, 132, p.2664; Quaranta A. et al. Phys.Rev., 1969, 177, p.2118; Быстрицкий В.М. и др. ЖЭТФ, 1974, 66, с.43; Bertin A. et al. Phys.Lett., 1978, 78B, p.355.
12. Bleser J.E. et al. Phys.Rev., 1963, 132, p.2679; Быстрицкий В.М. и др. ЖЭТФ, 1976, 71, с.1680.
13. Bertin A. et al. Phys.Rev., 1973, 8D, p.3774.
14. Игнатенко А.Е. и др. ЖЭТФ, 1958, 35, с.1131.
15. Klem R.D. Nuovo Cim., 1967, 48A, p.743.
16. Garwin R.L., Lederman L.M., Weinrich M. Phys.Rev., 1957, 105, p.1415.
17. Bargman V., Michel L., Telegdi V.L. Phys.Rev.Lett., 1959, 2, p.435.
18. Gerstein S.S., Ponomarev L.I. Mesomolecular Process Induced by Negative π and μ Mesons. In: Muon Physics, Eds. V. Hughes C.S.Wu. Academic Press, New York, 1975.
19. Piaci A. et al. Phys.Lett., 1970, 32B, p.413.
20. Baker G.A. Phys.Rev., 1960, 117, p.1130.
21. Коренман Г.А. В кн.: Труды Международного симпозиума по проблемам мезонной химии и мезомолекулярных процессов в веществе. Дубна, 7-19 июня 1977. ОИЯИ, Д1,2-14-10908, Дубна, 1977, с.132.
22. Backenstoss G. et al. Nucl.Phys., 1974, A232, p.519.
23. Souder P.A. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.1417.
24. Favort D. et al. Phys.Rev.Lett., 1970, 25, p.1348; Бабаев А.И. и др. ЯФ, 1969, 10, с.904.
25. Быстрицкий В.М. и др. ПТЭ, 1971, 4, с.86; Быстрицкий В.М. и др. ОИЯИ, 13-7246, Дубна, 1973.
26. Eskhause M. et al. Nucl.Phys., 1966, 81, p.575.
27. Buckle D.C. et al. Phys.Rev.Lett., 1968, 20, p.705.
28. Джураев А.А. и др. ЖЭТФ, 1972, 62, с.1424.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 июля 1980 года.