

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1975/83

P2-83-42

18/4-83

В.П.Смилга\*, В.В.Фильченков

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ  
ПРЕЦИЗИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ЭНЕРГИИ  
СВЕРХТОНКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ  
В МЮОННЫХ АТОМАХ И МОЛЕКУЛАХ

Направлено в журнал "ЖЭТФ"

\* ИАЭ им. И.В.Курчатова, Москва.

1983

Прогресс в области создания мощных квантовых генераторов<sup>/1/</sup> позволяет поставить вопрос об экспериментальном определении деталей структуры уровней энергии экзотических атомов - мюонных, пионных, каонных и др. Единственным пока примером в этом направлении исследований остается измерение<sup>/2/</sup> разности  $2S_{1/2} - 2P_{3/2}$  в системе ( ${}^4\text{He}\mu$ ), в результате которого удалось проверить вклад в эту разность энергий, обусловленный поляризацией вакуума, с относительной точностью  $\sim 10^{-3}$ .

Другая важная физическая величина, которую крайне интересно было бы измерить посредством резонансного метода с помощью инфракрасного лазера, - сверхтонкое расщепление в мюонном водороде /атомы  $p\mu$ ,  $d\mu$ ,  $t\mu$ ). В этих атомах борковский радиус в  $m_\mu/m_e \approx 200$  раз меньше, чем в обычном водороде, поэтому сверхтонкое расщепление ( $\Delta E_{\text{hfs}}$ ) гораздо более чувствительно к искажению кулоновского поля ядра, обусловленному поляризацией вакуума, к размерам ядра и его поляризуемости<sup>/3/</sup>. Так как взаимодействие спинов мюона и протона носит точечный характер, величина  $\Delta E_{\text{hfs}}$  чувствительна к деталям протонной структуры, которые обычно могут наблюдаться лишь при взаимодействии протонов с электронами высоких энергий. Соответственно измерение величины  $\Delta E_{\text{hfs}}$  для атомов  $d\mu$  и  $t\mu$  представляет интерес с точки зрения определения характеристик дейтрона и тритона. К сожалению, как будет показано далее, при современном уровне техники прогноз исследования сверхтонкой структуры мюонного водорода с помощью лазеров совершенно нецелесообразен. Однако, имея в виду большое теоретическое значение проблемы, кратко рассмотрим возможные перспективы.

Формула для сверхтонкого расщепления в основном состоянии мюонного водородного атома имеет вид<sup>/3,4/</sup>:

$$\Delta E_{\text{hfs}} = \Delta E^\circ \left(1 + \frac{m_\mu}{m_N}\right)^{-3} (1 + \delta_1 + \delta_2 + \delta_3), \quad /1/$$

где величина  $\Delta E^\circ$  определяется формулой Ферми:

$$\Delta E^\circ = \frac{8\beta_\mu\beta_N}{3a_\mu^3} g_N (2I + 1). \quad /2/$$

В выражениях /1/ и /2/ использованы следующие обозначения:  $\beta_\mu$  и  $\beta_N$  - мюонный и ядерный магнетоны;  $g_N$  и  $I$  - гидромагнитное отношение и ядерный спин;  $m_\mu$  и  $m_N$  - массы мюона и ядра;

$a_\mu = \hbar^2/m_\mu e^2$  - боровский радиус  $\mu$ -атома;  $\delta_1, \delta_2, \delta_3$  - поправки, учитывающие релятивистские эффекты и эффекты КЭД ( $\delta_1$ ), распределение заряда ядра ( $\delta_2$ ) и его поляризуемость ( $\delta_3$ ).

Как видно из формулы /2/,  $\Delta E_{hfs} \sim m_\mu^2$ . В мюонных атомах эта величина на четыре порядка больше, чем в обычном водороде, и составляет  $\Delta E_{hfs} = 0,1$  эВ. Вклад поправок  $\delta_1 - \delta_2 \sim m_\mu$ , поэтому влияние эффекта распределения заряда ядра в мюонных атомах составляет порядка одного процента /4/, а поправка на поляризуемость должна быть  $\delta_3 = 10^{-3}/3,4/$ . Отсюда очевидно, что измерения величины  $\Delta E_{hfs}$  на уровне относительной точности  $10^{-4}$  представляют большой интерес.

Последовательных расчетов величины  $\Delta E_{hfs}$  для мюонных атомов до сих пор не сделано. В работе /4/ автор ограничился точностью  $10^{-8}$  эВ, достаточной для рассмотрения кинетики мюонного катализа. Данные этих вычислений приведены в табл.1.

При образовании мюонных атомов состояний сверхтонкой структуры /СТС/ со спином  $F_1 = I + 1/2$  и  $F_2 = I - 1/2$  /I - спин ядра/ заселяются статистически, однако в дальнейшем из-за спин-обменных соударений /5,6/

$$p_\mu(\uparrow) + p^-(\downarrow) \rightarrow p^-\mu(\uparrow) + p(\uparrow), \quad /3/$$

$$d_\mu(\uparrow) + d^-(\downarrow) \rightarrow d^-\mu(\uparrow) + d(\uparrow), \quad /4/$$

$$t_\mu(\uparrow) + t^-(\downarrow) \rightarrow t^-\mu(\uparrow) + t(\uparrow), \quad /5/$$

переходят в нижнее состояние СТС\*. Для термализованных  $\mu$ -атомов при  $T = 300$  К указанные переходы необратимы. Значения скоростей /8/ реакций /3/-/5/ приводятся в табл.2. Как можно видеть из данных таблицы, скорость перехода  $F_1 \rightarrow F_2$  в спин-обменных соударениях велика по сравнению со скоростью распада мюона  $\lambda_0 = 4,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Это означает, что при умеренных плотностях водорода /давление  $P \geq 10$  атм./ практически все  $\mu$ -атомы переходят в нижнее состояние СТС.

Если индуцированные с помощью лазера переходы  $F_1 \rightarrow F_2$  приведут к заметному изменению заселенности состояний СТС, это можно использовать для идентификации указанных переходов.

По аналогии с измерениями  $\Delta E_{hfs}$  в мюонии /7/ можно было бы воспользоваться зависимостью остаточной поляризации мюонов от заселенности состояний СТС  $\mu$ -атома. Однако из-за большой скорости "естественной" деполаризации за счет спин-обменных соударений этот путь связан с большими трудностями.

\* В обозначениях реакций /3/-/5/ большая стрелка соответствует спину ядра, а малая - спину мюона.

Таблица 1

Результаты вычислений /4/ сверхтонкого расщепления в мюонных водородных атомах

Атом	$p_\mu$	$d_\mu$	$t_\mu$
$\Delta E_{hfs}$ , эВ	0,1817	0,0491	0,2402

Таблица 2

Спиновые состояния  $\mu$ -атомов водорода\*

Атом	$p_\mu$		$d_\mu$		$t_\mu$	
Начальная заселенность состояний СТС	$F_1=1$	$F_2=0$	$F_1=3/2$	$F_2=1/2$	$F_1=1$	$F_2=0$
	3/4	1/4	2/3	1/3	3/4	1/4

Скорость перехода

$$F_1 = I + 1/2 \rightarrow$$

$$F_2 = I - 1/2 \text{ в спин-обменных соударениях} /8/$$

$$\lambda_p^0 = 1,3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} \quad \lambda_d^0 = 5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1} \quad \lambda_t^0 = 10^9 \text{ с}^{-1}$$

\* Значения скорости перехода  $F_1 \rightarrow F_2$  даны для плотности жидкого водорода  $\rho_0 = 4,2 \cdot 10^{22}$  ядер/см<sup>3</sup> и могут быть пересчитаны для газообразного водорода с плотностью  $\rho$  согласно  $\lambda_p = \lambda_p^0 \phi$ ,  $\lambda_d = \lambda_d^0 \phi$ ,  $\lambda_t = \lambda_t^0 \phi$ , где  $\phi = \rho/\rho_0$ .

Другой процесс, вероятность которого в значительной степени зависит от относительной ориентации спинов мюона и протона /дейтрона, тритона/, - ядерный  $\mu$ -захват /8/. Мы будем рассматривать лишь реакцию  $\mu$ -захвата протоном:



Измеренное значение /9/ скорости реакции /6/ из состояния с  $F = 0$  составляет /в согласии с теорией /8/ /  $\lambda_{захв}^{\mu p}(F=0) = 660 \pm 48 \text{ с}^{-1}$ . Для скорости  $\mu$ -захвата из триплетного состояния  $p_\mu$ -атома получена лишь теоретическая оценка  $\lambda_{захв}^{\mu p}(F=1) \approx 15 \text{ с}^{-1}$ .

Из-за большой скорости перехода  $F_1 = 1 \rightarrow F_2 = 0$  в жидком и газообразном водороде / $P \geq 0,1$  атм./  $\mu$ -захват реализуется из состояния с  $F = 0$ . Индуцированное изменение заселенности состояний

СТС приведет, очевидно, к уменьшению вероятности  $\mu$ -захвата. В насыщении, когда скорость индуцированных переходов  $\Omega \geq \lambda_p^0 \phi$ , вероятность  $\mu$ -захвата уменьшится примерно в два раза.

Интересная возможность регистрации переходов между состояниями СТС атомов  $d_\mu$  и  $t_\mu$  возникает в связи с резонансным характером образования  $^{6,10-12}$  молекул  $dd_\mu$  и  $dt_\mu$ . Индуцированный переход между уровнями СТС  $\mu$ -атома приведет к изменению положения резонанса в сечении образования мюонной молекулы, что проявится в изменении выхода соответствующей ядерной реакции мюонного катализа.

Перейдем теперь к оценке мощности лазера, необходимой для осуществления заметного изменения заселенности состояний СТС  $\mu$ -атомов водорода. Для отдельного мюонного атома эта задача рассматривалась в работе  $^{13}$ . В ней не было учтено вырождение триплетного состояния, что может изменить соответствующие матричные элементы переходов на 100-150%. Это, однако, малосущественно для реальной ситуации точно так же, как и учет релаксационных процессов в СТС, поскольку, как сейчас будет показано, основным фактором, мешающим осуществить изменение заселенности уровней СТС с помощью лазера, оказывается доплеровское уширение линии. Имея в виду это обстоятельство, мы не будем решать релаксационных уравнений для спиновой матрицы плотности, а вычислим матричные элементы переходов с помощью элементарной теории возмущений  $^{14}$ .

Рассмотрим взаимодействие покоящегося атома с циркулярно-поляризованным излучением:  $V_x = V \cos \omega t$ ,  $V_y = V \sin \omega t$  ( $\omega$  - частота лазерного излучения). Гамильтониан задачи, как известно, имеет вид

$$\hat{V} = \frac{V}{2} (\beta_\mu g_\mu \hat{S}_\mu^+ - \beta_p g_p \hat{S}_p^+) e^{-i\omega t} + \frac{V}{2} (\beta_\mu g_\mu \hat{S}_\mu^- - \beta_p g_p \hat{S}_p^-) e^{i\omega t}. \quad /7/$$

Соответственно имеем

$$\begin{aligned} \hat{V}|00\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{V} (|+-\rangle - |-+\rangle) = \\ &= \frac{V e^{-i\omega t}}{2\sqrt{2}} (\beta_\mu g_\mu + \beta_p g_p) |++\rangle - \frac{V e^{i\omega t}}{2\sqrt{2}} (-\beta_\mu g_\mu - \beta_p g_p) |--\rangle. \end{aligned}$$

Операторы  $\hat{S}_\mu^\pm$  и состояния СТС определены общепринятым образом. В состояниях вида  $|+-\rangle$  второй индекс относится к мюону.

Введем частоту

$$f = \frac{1}{h} \frac{V}{2\sqrt{2}} (\beta_\mu g_\mu + \beta_p g_p) = 3,98 \cdot 10^4 \text{ В /Гс/рад/с.} \quad /8/$$

Тогда

$$\begin{aligned} \langle 11 | \hat{V} | 00 \rangle &= e^{-i\omega t} h f, \\ \langle 1-1 | \hat{V} | 00 \rangle &= -e^{i\omega t} h f, \end{aligned}$$

вблизи резонанса существенен только элемент  $\langle 11 | \hat{V} | 00 \rangle$ . Как известно  $^{14}$ , переходы происходят с частотой

$$\Omega = [(\omega - \omega_0)^2 + 4f^2]^{1/2}, \quad /9/$$

где  $\omega_0$  - частота сверхтонкого расщепления.

Если при  $t = 0$   $\mu$ -атом находился в нижнем спиновом состоянии, то в момент времени  $t$  заселенность верхнего /триплетного/ состояния есть

$$|a(1,1)|^2 = \frac{1}{2} [1 + (\omega - \omega_0)^2 / 4f^2]^{-1} (1 - \cos \Omega t). \quad /10/$$

Минимальное значение частоты переходов определяется, очевидно, из условия

$$\Omega \geq \pi (\lambda_0 + \lambda_p^0 \phi). \quad /11/$$

Из выражений /8/, /9/ и /11/ следует, что при  $\lambda_p^0 \phi \leq \lambda_0$  /малые давления/ амплитуда магнитной напряженности поля должна быть  $V_0 \geq 50$  Гс, что соответствует импульсной мощности

$$W_0 \geq 10^8 \text{ Вт/см}^2. \quad /12/$$

При  $\lambda_p^0 \phi > \lambda_0$  /давления  $P > 0,1$  атм./ требуемое значение мощности возрастает квадратично с давлением.

Тепловое движение  $\mu$ -атомов приводит к тому, что резонансные частоты поглощения зависят от их скорости. Распределение резонансных частот  $\omega$  в ансамбле определяется известной формулой  $^{15,16}$ :

$$I(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta \omega_D^2} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\Delta \omega_D^2}\right],$$

где  $\omega_0 = 2,8 \cdot 10^{14}$  рад/с - резонансная частота для покоящегося  $\mu$ -атома и

$$\Delta\omega_D = \langle v_x^2 \rangle^{1/2} \omega_0 c^{-1} = \sqrt{kT/m} \omega_0 c^{-1}.$$

Как можно видеть из выражения /10/, заметную заселенность триплетного состояния в ансамбле мюонных атомов можно создать, только если выполнено очевидное условие  $\Delta\omega_D \leq 2f$ . При комнатной температуре /  $T = 300$  К /  $\Delta\omega_D = 5 \cdot 10^{-6} \omega_0$ , а при температуре  $T = 30$  К / жидкий водород /  $\Delta\omega_D = 1,5 \cdot 10^{-6} \omega_0$ , то есть  $\Delta\omega_D \sim 10^9$  рад/с, что на два-три порядка больше "естественной" ширины  $\Delta\omega_0 = 2\pi\lambda_0 = 2,5 \cdot 10^6$  рад/с. Отсюда следует, что необходимые значения напряженности должны быть порядка /10<sup>2</sup> - 10<sup>3</sup>/В<sub>0</sub> ~ 10<sup>4</sup> Гс. Соответственно импульсная мощность  $W \sim 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> на пять порядков превышает минимальную оценку /12/.

Условия регистрации процесса  $\mu$ -захвата таковы, что требуется запускать лазер после каждой остановки мюона в водороде, а частота запусков для обеспечения достаточной скорости набора статистики должна быть не менее  $n_\mu = 10$  с<sup>-1</sup>. Длительность импульса определяется временем жизни мюона, то есть должна составлять  $\Delta t \sim 1$  мкс. Отсюда средняя непрерывная мощность лазера получается порядка  $\bar{W} = n\Delta t W \sim 10$  с<sup>-1</sup>  $\times 10^{-6}$  с  $\times 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> ~ МВт/см<sup>2</sup>, что лежит за пределами существующих возможностей /реально можно рассчитывать на мощность  $\bar{W} \sim$  кВт/см<sup>2</sup>/.

Ситуация может оказаться более привлекательной, если учесть, что из-за упругих соударений  $\mu$ -атомов при их тепловом движении ширина доплеровской линии уменьшается. Согласно /18/ доплеровская ширина уменьшается в отношении

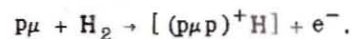
$$a = 2\pi\ell/\lambda, \quad /13/$$

где  $\lambda$  - длина волны излучения;  $\ell = 1/\rho\sigma$  - средняя длина пробега между соударениями;  $\rho$  - плотность водорода,  $\sigma$  - сечение упругих соударений. Длина волны перехода между состояниями СТС  $\mu$ -атомов водорода  $\lambda \approx 10$  мкм, а сечение соударений  $\sigma \sim 10^{-19}$  см<sup>2</sup>, откуда  $a \sim 1/\phi / \phi$  - относительная плотность/, то есть уменьшение доплеровского уширения незначительно даже при плотности жидкого водорода.

Таким образом, большая скорость самопроизвольных переходов  $F_1 \rightarrow F_2$  в спин-обменных соударениях и, главным образом, доплеровское уширение линии являются факторами, препятствующими изменению сверхтонкого расщепления в мюонном водородном атоме.

Оказывается, что оба эти фактора становятся несущественными при переходе от  $\mu$ -атомов к мюонным молекулам. Мы будем рассматривать лишь молекулы /правильнее их называть  $\mu$ -молекулярными ионами/  $pp\mu$  и  $pd\mu$ , так как, в отличие от других подобных систем ( $dd\mu$ ,  $dt\mu$  и  $tt\mu$ ), их время жизни достаточно велико / $\sim$  мкс/ /5,6/.

Мюонные молекулы образуются при столкновениях  $\mu$ -атомов с молекулами водорода в реакциях типа /5,6/



Важное отличие мюонных молекул от  $\mu$ -атомов водорода заключается в том, что эти молекулы - заряженные системы. Поэтому они быстро / $\sim 10^{-18}$  с/ "обрастают" электронами и молекулами водорода, образуя молекулярные комплексы  $(pp\mu, e)$ ,  $(pp\mu, H_2)$  /17/. Эти комплексы характеризуются обычными атомными размерами, и сечение их упругих соударений с молекулами водорода составляет порядка  $10^{-15}$  см<sup>2</sup>. Как следует из формулы /13/, при таком большом сечении разброс частот излучения уменьшается до уровня естественной ширины, если использовать водород с относительной плотностью  $\phi \geq 0,1$ .

Другая важная особенность мюонных молекул  $pp\mu$  и  $pd\mu$  заключается в том, что их спиновые состояния можно в хорошем приближении рассматривать как "замороженные", так как между этими состояниями отсутствуют самопроизвольные переходы /5,6/. Это означает, что минимальная скорость индуцированных переходов, необходимая для изменения заселенностей спиновых состояний этих молекул, должна составлять  $\Omega \sim 10^6$  с<sup>-1</sup>, что на 2-3 порядка меньше, чем для  $\mu$ -атомов.

Расчеты уровней СТС мюонных молекул были выполнены в /11,18/, их точность составляет  $\sim 10^{-3}$  эВ. Как следует из этих работ, прецизионное измерение разности уровней СТС  $\mu$ -молекул представляет большой интерес с точки зрения определения вклада трех-частичных релятивистских сил и эффектов КЭД.

Молекула  $pp\mu$  образуется в состоянии с орбитальным моментом  $L=1$  и суммарным спином двух протонов  $S_p = 1$  со скоростью  $\lambda_{pp\mu}^0 = 2,5 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup> /5,6/. Скорость орто-пара-переходов в  $pp\mu$  мала по сравнению со скоростью распада мюона /18,19/. Уровень  $L=1$ ,  $S_p=1$  из-за тонкого и сверхтонкого взаимодействий расщепляется на пять подуровней, энергии и заселенности которых приведены на рис.1.

Так же, как и в  $p\mu$ -атоме, скорость ядерного захвата мюона в системе  $pp\mu$  существенно зависит от заселенности ее спиновых состояний. Из-за большой скорости перехода  $F_{pp\mu} = 1 \rightarrow F_{pp\mu} = 0$  в соударениях  $p\mu + p$  молекула  $pp\mu$  образуется практически лишь в состояниях СТС с полным спином  $S_{pp\mu} = 1/2$ . В этих двух состояниях скорость ядерного  $\mu$ -захвата составляет  $\lambda_{захв.}(S_{pp\mu} = 1/2) = 500$  с<sup>-1</sup> /18,19/, в то время как в трех состояниях СТС со спином  $S_{pp\mu} = 3/2$  скорость  $\mu$ -захвата близка к нулю:  $\lambda_{захв.}(S_{pp\mu} = 3/2) = 15$  с<sup>-1</sup> /18/. Индуцированные переходы  $S_{pp\mu} = 1/2 \rightarrow S_{pp\mu} = 3/2$  приведут к уменьшению вероятности  $\mu$ -захвата, что можно использовать для определения величины  $\Delta E_{hfs}$  в системе  $pp\mu$ .

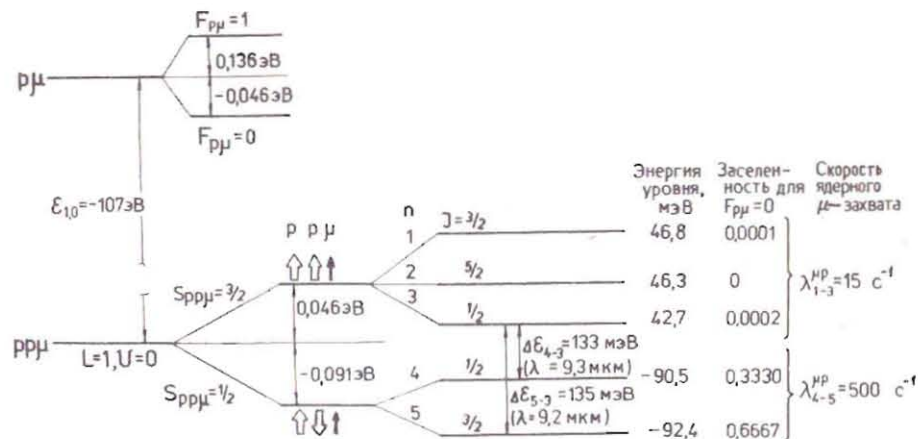


Рис.1. Схема уровней сверхтонкой структуры мюонной молекулы  $p\bar{p}\mu$  в состоянии с  $L=1$ ,  $v=0^{18/}$ .

Оценку интенсивности лазерного излучения, необходимой для заметного изменения заселенностей состояний СТС в  $p\bar{p}\mu$ , проведем аналогично тому, как это было сделано нами для  $p\mu$ -атомов.

Гамильтониан взаимодействия с полем излучения вновь имеет вид /7/, где теперь, однако, под  $\hat{S}_p$  следует понимать суммарный спин двух протонов:  $\hat{S}_p = \hat{S}_{p1} + \hat{S}_{p2}$ . Матричные элементы операторов  $\hat{S}_p^{\pm}$  и  $\hat{S}_\mu^{\pm}$  с помощью теоремы Вигнера-Экарта могут быть представлены в виде

$$\langle a j m | \hat{S}_{p,\mu}^{\pm} | \beta \gamma' m' \rangle = C_{1,\pm 1; j, m}^{j, m} (\alpha || \hat{S}_{p,\mu}^{\pm} || \beta). \quad /14/$$

Здесь  $C_{j_1, m_1; j_2, m_2}^{j, m}$  - коэффициенты Клебша-Гордона, а величины  $(\alpha || \hat{S}_{p,\mu}^{\pm} || \beta)$  не зависят от квантовых чисел  $m$  и  $m'$ .

В табл.3 приведены вычисленные значения величин  $(\alpha || \hat{S}_{p,\mu}^{\pm} || \beta)$  /как обычно, матричные элементы оператора  $\hat{S}^{\pm}$  определяются из условия  $\langle a | \hat{S}^{\pm} | b \rangle = (\langle b | \hat{S}^{\pm} | a \rangle)^*$ . Из таблицы видно, что матричные элементы оператора  $\hat{V}$  для молекулы  $p\bar{p}\mu$  имеют тот же порядок величины, что и для атома  $p\mu$ . Это означает, с учетом отсутствия самопроизвольных переходов между состояниями СТС молекулы  $p\bar{p}\mu$  и сужения доплеровской линии до естественной ширины, что непрерывная средняя мощность лазера должна составлять  $\sim \text{кВт/см}^2$ , а это доступно уже в настоящее время.

Отсутствие самопроизвольных переходов между уровнями СТС в  $p\bar{p}\mu$  позволяет осуществить такую логику измерений, в которой сначала осуществляется перевод состояния с  $S_{p\bar{p}\mu} = 1/2$  в состояние

Значения величины  $(\alpha || \hat{S}_{p,\mu}^{\pm} || \beta)$  для матричных элементов /14/

$$\begin{aligned} (5 || \hat{S}_\mu^+ || 3) &= \sqrt{2/3} & (5 || \hat{S}_p^+ || 3) &= -\sqrt{2/3} \\ (4 || \hat{S}_\mu^+ || 3) &= \sqrt{8/27} & (4 || \hat{S}_p^+ || 3) &= -\sqrt{8/27} \\ (4 || \hat{S}_\mu^+ || 1) &= -\sqrt{10/27} & (4 || \hat{S}_p^+ || 1) &= \sqrt{10/27} \\ (2 || \hat{S}_\mu^+ || 3) &= \sqrt{2/27} & (2 || \hat{S}_p^+ || 3) &= -\sqrt{2/27} \\ (2 || \hat{S}_\mu^+ || 1) &= -\sqrt{16/27} & (2 || \hat{S}_p^+ || 1) &= \sqrt{16/27} \end{aligned}$$

с  $S_{p\bar{p}\mu} = 3/2$ , а затем регистрируется нейтрон от  $\mu$ -захвата. Как видно из рис.1, наиболее целесообразно использовать переходы  $5 \rightarrow 1 \div 3$ , так как при этом достигается изменение скорости счета нейтронов в 3 раза /начальная заселенность состояния 5 составляет 67%. С точки зрения существующих возможностей в области мощных перестраиваемых лазеров подходящим оказывается переход  $5 \rightarrow 3$  /длина волны 9,2 мкм/.

В принципе, можно /используя два лазера/ осуществить два перехода:  $5 \rightarrow 3$  /9,2 мкм/ и  $4 \rightarrow 3$  /9,3 мкм/, и получить таким образом почти чистое состояние системы  $p\bar{p}$  с полным спином  $F_{p\bar{p}} = 1$ . Реализация такой возможности позволит создать исключительно благоприятные условия для измерения скорости  $\mu$ -захвата протоном в триплетном спиновом состоянии / $\lambda_{захв.}^{\mu p} / F = 1/$ , причем плотность используемого водорода может быть большой / $\phi \sim 1/$ . Заметим, что при "стандартном" /без лазера/ методе измерения величины  $\lambda_{захв.}^{\mu p} / F = 1/$  возникает необходимость использования водорода с очень малой плотностью / $\phi \sim 10^{-4}/$ , и при этом всегда присутствует вклад /1/4/-состояний с  $F_{p\bar{p}} = 0$ .

При исследовании резонансным методом состояний СТС другой мюонной молекулы -  $p\bar{d}\mu$  имеются те же преимущества, что и для  $p\bar{p}\mu$ , а именно: отсутствие доплеровского уширения и "замороженность" спиновых состояний. Система  $p\bar{d}\mu$  образуется при замедлении мюонов в смеси  $\text{H}_2 + \text{D}_2$  со скоростью  $\lambda_{p\bar{d}\mu}^{\mu} = 6 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1} /8/$  в состоянии с  $L = 1$ , и затем быстро / $10^{-11} \text{ с}/$  переходит в состояние с  $L = 0$ . Схема уровней СТС для этого состояния приведена на рис.2, там же указаны заселенности уровней и относительные значения скорости катализируемой мюоном реакции синтеза



Для состояния с полным моментом  $J = 0$  скорость реакции /15/ составляет  $\lambda_{r}^{p\bar{d}} = 0,3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1} /8/$ , что близко к скорости распада мюона. Поскольку спин образующегося в реакции /15/ ядра  ${}^3\text{He}$  равен

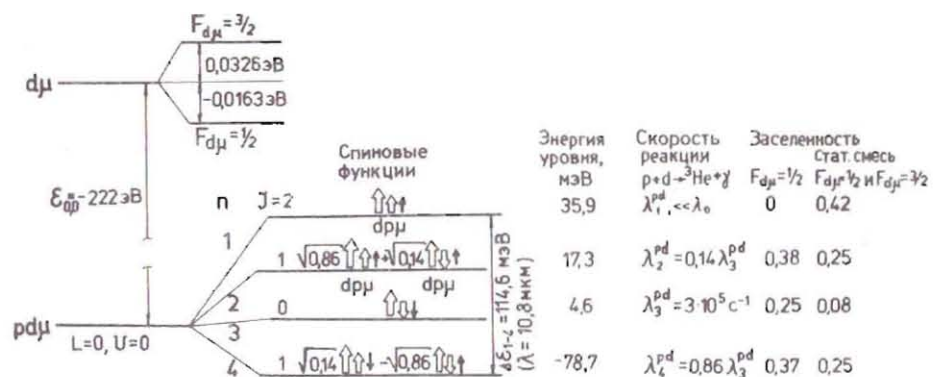


Рис.2. Схема уровней сверхтонкой структуры молекулы  $pd\mu$  в состоянии с  $L = v = 0$  <sup>18/</sup>.

$1/2$ , то скорость реакции из состояний, отвечающих параллельной ориентации спина протона и дейтрона, должна быть подавлена на несколько порядков по сравнению со скоростью этой реакции из состояний с полным спином  $S_{pd} = 1/2$  <sup>8/</sup>. Как видно из рис.2, различным уровням СТС молекулы  $pd\mu$  соответствуют разные вклады состояний с  $S_{pd} = 1/2$  и  $S_{pd} = 3/2$ , поэтому эффективная скорость реакции  $1/15$  в  $pd\mu$  должна зависеть от заселенности ее спиновых состояний <sup>8/</sup>. Если с помощью лазера изменить заселенность уровней СТС, то это приведет к изменению выхода  $\gamma$ -квантов из реакции  $1/15$ . Подходящим оказывается переход  $3 \rightarrow 1$   $1/\lambda = 10,8$  мкм/, индукцирование которого приводит к изменению выхода  $\gamma$ -квантов из  $1/15$  примерно в 2 раза. Заметим, что сравнение характеристик реакции  $1/15$  при нулевых энергиях, в частности ее спиновой зависимости, с данными исследования обратной реакции  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$  представляет большой интерес с точки зрения проблемы проверки инвариантности относительно обращения времени <sup>20/</sup>.

Авторы благодарны Д.Д.Бакалову, П.Ф.Ермолову, Л.И.Пономареву и А.Т.Рахимову за полезные обсуждения. Выражаем глубокую признательность А.Л.Микаэлянцу за помощь в вычислении матричных элементов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Летохов В.С., Устинов Н.Д. Мощные лазеры и их применение. "Советское радио", М., 1980.
2. Bertin A. et al. Phys.Lett., 1978, v. 73B, p. 229.
3. Бродский С., Дрелл С. УФН, 1972, т. 107, с. 57; Фаустов Р.Н. ЭЧАЯ, 1972, т.3, с. 238.
4. Bakalov D.D. Phys.Lett., 1980, 93B, p. 265.

5. Gerstein S.S., Ponomarev L.I. In: Muon Physics /Eds. Hughes V.W., Wu C.S./. Academic Press, New York and London, 1975, v. III.
6. Ponomarev L.I. In: Proc. of the Sixth Int.Conf. on Atomic Physics, August 17-22, Riga, USSR. "Zinantne", Riga and Plenum Press, New York - London, 1978.
7. Baily K.M. et al. Phys.Rev., 1973, v. A3, p. 871; Favart D. et al. Phys.Rev., 1973, v. A8, p. 1195.
8. Santisteban A., Pascual R. Nucl.Phys., 1976, A260, p. 392; Zavattini E. In: Muon Physics (Eds. Hughes V.W. and Wu C.S.). Academic Press, New York and London, 1975, v. II, p. 219.
9. Alberigi Quaranta A. et al. Phys.Rev., 1969, v. 177, p. 2118; Быстрицкий В.М. и др. ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 43.
10. Быстрицкий В.М. и др. ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 460; Быстрицкий В.М. и др. ЖЭТФ, 1981, т. 80, с. 1700.
11. Бакалов Д.Д., Веницкий С.И. ЯФ, 1980, 32, с. 72С; Бакалов Д.Д., Веницкий С.И., Мележик В.С. ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 1629.
12. Breunlich W.H. Nucl.Phys., 1981, v. A353, p. 201.
13. Баткин И.С., Смирнов Ю.Г., Чуракова Г.А. ЯФ, 1978, т. 26, с. 34.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Физматгиз, М., 1968.
15. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. Физматгиз, М., 1963.
16. Раутиани С.Г., Собельман И.И. УФН, 1966, т. 90, с. 209.
17. Меньшиков Л.И. Препринт ИАЭ, 642-1982, М., 1982.
18. Bakalov D.D. et al. Nucl.Phys., 1982, 384A, p. 302.
19. Bardin G. et al. Nucl.Phys., 1981, v. A532, p. 365; IX Int.Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure, Abstract M35, Versailles, 1981.
20. Bernabeu J. Proc. of IX Int.Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Versailles, France, 6-20 July, 1981 (Eds. Catillon P., Radvanyi P. and Porneuf M.) North-Holland Publishing Company-Amsterdam, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 января 1983 года.

### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Смилга В.П., Фильченков В.В. P2-83-42  
Экспериментальные возможности прецизионных измерений энергии сверхтонкого расщепления в мюонных атомах и молекулах

Рассмотрены процессы индуцированных лазером /CO<sub>2</sub>, λ ≈ 10 мкм/ переходов между уровнями сверхтонкой структуры /СТС/ мюонных атомов и молекул. Показано, что для мюонных молекул доплеровская ширина линии значительно уменьшается в упругих соударениях, и это обстоятельство приводит к снижению мощности лазера, необходимой для осуществления указанных переходов. Проведенные оценки свидетельствуют о том, что вполне реально эффективно изменять заселенность уровней СТС молекул ppμ и pдμ в экспериментах с водородной мишенью на мюонном пучке. Осуществление этой возможности позволяет: 1/ изучить спиновую зависимость реакций  $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$  и  $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ ; 2/ измерить с точностью ~10<sup>-5</sup> эВ сверхтонкое расщепление в молекулах ppμ и pдμ и определить вклад, обусловленный эффектами КЭД и 3-частичными релятивистскими силами.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.  
Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Smilga V.P., Filchenkov V.V. P2-83-42  
Experimental Possibilities of Precision Measurements of Hyperfine Splitting Energy in Muonic Atoms and Molecules

The processes of induced by the CO<sub>2</sub> laser (λ ≈ 10 mkm) transitions between the hyperfine structure (HFS) levels of muonic atoms and molecules are studied. It is shown that the Doppler broadening of the transition line is practically negligible for muonic molecules that sharply decreases the demands to the laser power. It follows from our consideration that the effective change in the HFS population of ppμ and pдμ molecules is possible now in experiments with hydrogen target of high density on the muon beam. Realization of this possibility allows one: 1) to study spin dependence of the  $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$  and  $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$  reactions; 2) to measure with the ~10<sup>-5</sup> eV accuracy the energy of hyperfine splitting in the ppμ and pдμ systems and to determine the contribution of three-body relativistic forces and QED effects.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.