

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВЫХ ЭФФЕКТОВ В РЕЗОНАНСНОМ ОБРАЗОВАНИИ МЮОННЫХ МОЛЕКУЛ ДЕЙТЕРИЯ

В.П.Джелепов, В.Г.Зинов, С.А.Ивановский, С.Б.Карпов, А.Д.Конин,
А.И.Малышев, Л.Марциш, Д.Г.Меркулов, А.И.Руденко,
В.В.Фильченков, О.А.Юрин

Объединенный институт ядерных исследований
10100, Москва

Поступила в редакцию 17 мая 1991 г.

В экспериментах с дейтерием высокой плотности ($\phi \cong 1$) измерены температурные зависимости скоростей образования молекул $dd\mu$ из двух состояний сверхтонкой структуры $d\mu$ -атома и скорость перехода между этими состояниями. Сравнение полученных данных с результатами измерений при плотности дейтерия $\phi = 0,02$ указывает на возможность существования эффекта плотности при образовании $dd\mu$ -молекул из верхнего спинового состояния $d\mu$ -атома.

Проблемы, возникающие при объяснении результатов экспериментального изучения мюонного катализа в смеси $D_2 + T_2$, побудили обратиться к измерениям, которые могут более просто и надежно интерпретироваться. Так, в RAL и PSI были предприняты попытки прямо измерить важнейшую величину - вероятность прилипания мюона к гелию в реакции слияния ядер $d+t$. Другое важное направление - исследование процесса мюонного катализа в чистом дейтерии (см. рис.1).

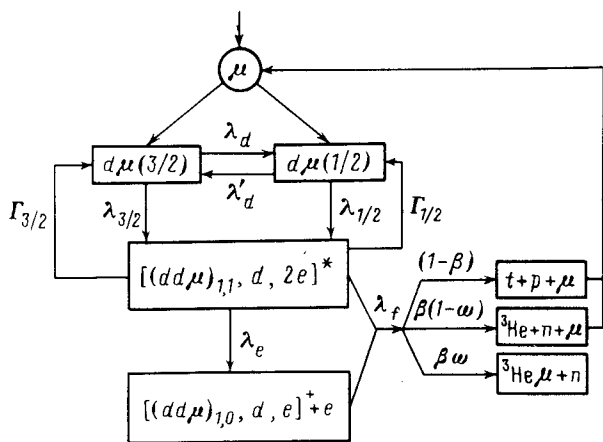
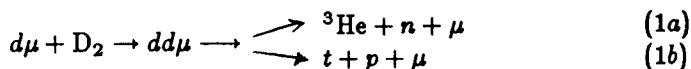


Рис. 1. Схема процесса мюонного катализа в чистом дейтерии

Характерно, что на недавней Международной конференции по мюонному катализу (Вена, 1990 г.) было представлено сразу три работы по изучению процесса



В них была измерена температурная зависимость скорости образования молекул $dd\mu$ ($\lambda_{dd\mu}$): в работах ¹⁻² группы Vienna-PSI - для обоих состояний $d\mu$

- атома со спином $F = 3/2$ и $1/2$ ($\lambda_{3/2}$ и $\lambda_{1/2}$), в работах ЛИЯФ АН СССР ³ и ОИЯИ ⁴ - для нижнего спинового состояния $d\mu$ -атома (точнее - усредненную по спиновым состояниям, т.н. "steady state" величину"). В работе ⁵ нами были даны оценки величины $\lambda_{3/2}$. Результаты измерений ¹⁻⁵ находятся в хорошем согласии друг с другом и с вычислениями ⁶⁻⁷, выполненными на основе "стандартной" модели Весмана ⁸.

Таким образом, измерения зависимости $\lambda_{3/2}(T)$ были выполнены лишь одной группой, причем при малой плотности дейтерия $\phi = 0,02$ и $0,04$ (как обычно, значение плотности приведено к плотности жидкого водорода $n_0 = 4,25 \times 10^{22}$ ядер/см³). Целью настоящей работы было измерить зависимости $\lambda_{3/2}(T)$ и $\lambda_{1/2}(T)$ при плотности дейтерия $\phi \cong 1$. Как следует из теории ^{6,7}, функция $\lambda_{3/2}(T)$ должна быть крайне чувствительна, особенно в области температур $T \leq 120$ К, к энергии слабосвязанного уровня в системе $dd\mu$, ответственного за ее резонансное образование ⁹.

Другой важный аспект проблемы заключается в том, что теория предсказывает существование нетривиальных эффектов плотности в зависимости $\lambda_{3/2}(T)$ за счет ударного уширения резонанса ^{7,10,11}.

Экспериментальная установка была описана нами ранее ¹²⁻¹⁴. Главные ее части - газовая дейтериевая мишень высокого давления ¹³ и высокоэффективный спектрометр нейтронов полного поглощения ¹⁴. Регистрировались нейтроны с энергией $E_n = 2,45$ МэВ из реакции (1а). В настоящей работе были внесены изменения в постановку эксперимента и обработку данных ¹⁵, обусловленные необходимостью аккуратного измерения малых временных интервалов (время жизни $d\mu$ -атома в состоянии с $F = 3/2$ при $\phi \cong 1$ составляет всего 20-30 нс). Были проведены измерения при температурах $T = 22$ К ($\phi = 1,18$), $T = 48, 80, 91, 105, 120$ К ($\phi = 0,88$) и $T = 162, 205$ К ($\phi = 0,50$). Содержание примесей с $z > 1$ в дейтерии составляло $\cong 10^{-7}$ объемных долей, а протия - не более 1%.

Параметры исследуемого процесса определялись из анализа временных распределений первых зарегистрированных нейтронов, которые фитировались зависимостью вида 1, 2, 6, 16 :

$$dN_n/dt = c[A_6 \exp(-\lambda_6 t) + A_m \exp(-\lambda_m t)], \quad (2)$$

"свернутой" с функцией временного разрешения детектора ¹⁵. Параметр c - нормировочный множитель, учитывающий зарегистрированное число электронов от мю-распада и эффективность регистрации нейтронов (ϵ_n). Величина ϵ_n входит также и в другие параметры формулы (2) ^{16,17}. Значения ϵ_n для различных условий измерений вычислялись методом Монте-Карло ¹⁸.

Выражение (2) представляет собой сумму двух экспонент - "быстрой" и "медленной" с параметрами A_6 , λ_6 , A_m , λ_m , которые являются функциями искомых величин $\lambda_{3/2}$, $\lambda_{1/2}$ и λ_d :

$$\lambda_6 \cong \lambda_d \phi + \lambda'_d \phi + \lambda_0 + 1/3 \lambda_{3/2} \phi + 2/3 \lambda_{1/2} \phi; \quad \lambda_m \cong \lambda_0 + (\epsilon + \omega) \beta \phi \lambda_{1/2};$$

$$A_6 \cong 2/3 A_s (\lambda_{3/2} - \lambda_{1/2}) / \lambda_{1/2}; \quad A_m = \bar{\lambda} \cong k \lambda_{1/2} \phi; \quad (|k - 1| = 5 - 15\%), \quad (3)$$

где $\lambda_0 = 0,455$ мкс⁻¹ - скорость распада мюона, $\omega = 0,12$ ¹⁹ - вероятность "прилипания" мюона к гелию в реакции (1а). Значения величин $\lambda_{3/2}$, $\lambda_{1/2}$ и λ_d находились путем численного решения системы дифференциальных уравнений для функций $n_{d\mu(3/2)}(t)$, $n_{d\mu(1/2)}(t)$ и $n_n(t)$, составленных в соответствии со схемой процессов, приведенной на рис.1 ^{1,2,6,16}. "Наблюдаемые" скорости образования молекул $dd\mu$ являются "эффективными" величинами

⁶ : $\lambda_{3/2,1/2} = \Lambda_{3/2,1/2} \bar{\lambda}_f / (\bar{\lambda}_f + \Gamma)$, где Λ - скорости образования комплекса $[(dd\mu)_{1,1}, d, 2e]^*$, $\bar{\lambda}_f = \lambda_f + \lambda_e$ - "эффективная" скорость ядерной реакции $d+d$ в молекуле $dd\mu$, $\lambda_f = 0,43 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ ²⁰ и $\lambda_e = 0,022 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ ²¹, $\Gamma = \Gamma_{1/2} + \Gamma_{3/2}$ - скорость обратного распада комплекса. Скорость переходов $3/2 \rightarrow 1/2$ λ_d учитывает не только спин-обменные соударения $d\mu + d$, но также и возможное изменение заселенностей спиновых состояний $d\mu$ - атомов при обратном распаде комплекса ^{22,6}.

Для $dd\mu$ -молекул, образованных из состояния $d\mu$ -атома с $F = 3/2$ (резонансное образование), парциальная вероятность реакции (1а) полагалась равной $\beta = 0,58$ ¹⁹. Для $dd\mu$ -молекул, сформированных из состояния с $F = 1/2$, учитывался также (в соответствии с расчетами ⁶) вклад нерезонансного образования, для которого полагалось $\beta = 0,50$. В ходе анализа варьировалось и положение t_0 нуля времени в спектре (2), оно также контролировалось по положению пика от мезорентгеновских γ -квантов, возникающих при остановке мюонов в стенке мишени.

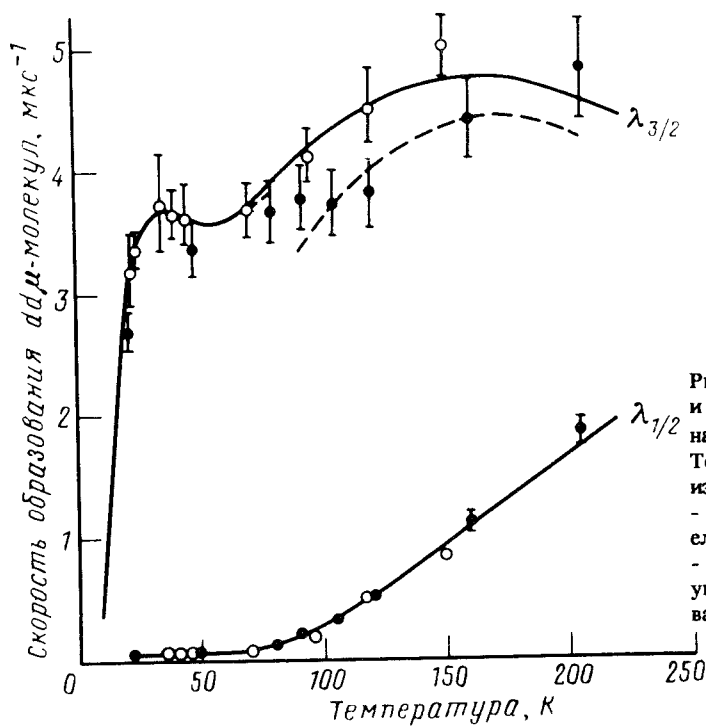


Рис. 2. Зависимость $\lambda_{3/2}(T)$ и $\lambda_{1/2}(T)$, измеренные в настоящей работе и опытах ^{1,2}. Точки: ● - наши данные, ○ - измерения ^{1,2}. Сплошная линия - расчеты ⁷ на основе модели Весмана, штриховая линия - вычисления ⁷, учитывающие уширение резонанса в образовании молекул $dd\mu$

Найденные в результате анализа значения величин $\lambda_{3/2}$ и $\lambda_{1/2}$ приведены на рис.2. Погрешности в них включают статистические и систематические неопределенности. Главные из них - неопределенности в значениях величин эффективности регистрации (4 - 5%) и плотности дейтерия.

Как можно видеть из рис.2, для зависимости $\lambda_{1/2}(T)$ имеет место хорошее согласие наших данных как с измерениями ², выполненными с дейтерием малой плотности ($\phi = 0,02$ и $0,04$), так и с расчетами ^{6,7}. Что же касается зависимости $\lambda_{3/2}(T)$, то наблюдается некоторое расхождение наших результатов с экспериментальными данными ². Для шести наших точек при $T = 80-205$ К отклонение от оптимальной зависимости $\lambda_{3/2}(T)$, найденной в работах ² с использованием схемы расчета ⁶, соответствует величине $\chi^2 = 16$. Расхождение проявляется более четко, если представить данные измерений в виде отношений $\lambda_{3/2}/\lambda_{1/2}$ и таким образом практически исключить систематические

погрешности, связанные с неточным значением величин ϵ_n и ϕ .

В связи с этим представляет интерес интерпретация на основе теории, учитывающей уширение резонанса в столкновениях комплекса $[(dd\mu), d, 2e]$ с молекулами D_2 ^{7,10,11}. Эффект уширения резонанса, доминирующий в образовании молекул $dt\mu$, для молекул $dd\mu$ должен проявляться лишь при больших значениях плотности дейтерия $\phi \geq 1$. На рис.2 штриховой линией указаны результаты вычислений ⁷ $\lambda_{3/2}$ для $\phi = 1,2$. Наличие разрыва в области температур, где "упругая" ширина примерно равна резонансной энергии, является свидетельством несовершенства расчетов, основанных на определенных моделях, однако изменение скорости $\lambda_{3/2}$ с увеличением плотности в интервале температур $T = 70 - 120$ К проявляется достаточно отчетливо.

Таким образом, оба набора экспериментальных данных $\lambda_{3/2}(T)$ - наших для плотности $\phi \cong 1$ и группы Vienna-PSI для $\phi = 0,02$ и $0,04$ можно согласовать между собой в рамках теории, учитывающей ударное уширение резонанса. Для дальнейшего прояснения вопроса желательно выполнить измерения зависимости $\lambda_{3/2}(T)$ при малой и большой плотности дейтерия в одном эксперименте.

В результате обработки экспериментальных временных распределений нейтронов были получены также данные о скорости λ_d переходов $F = 3/2 \rightarrow F = 1/2$ между спиновыми состояниями $d\mu$ -атома. Эти данные приведены на рис.3.

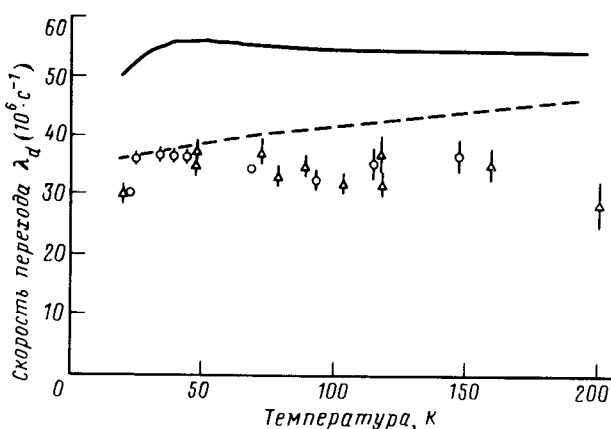


Рис. 3. Значения скорости перехода между состояниями сверхтонкой структуры $d\mu$ -атома в зависимости от температуры дейтерия. Точки: Δ - данные настоящей работы и результаты ⁵, \circ - измерения ^{1,2}. Штриховая линия - расчеты ²³ для скорости перехода $3/2 \rightarrow 1/2$ в соударениях $d\mu$ -атомами (молекулами) дейтерия, сплошная линия - то же с учетом изменения заселенности состояний с $F = 3/2$ и $F = 1/2$ при обратном распаде комплекса $[(dd\mu), d, 2e]$

Полученные нами значения λ_d хорошо согласуются с результатами измерений ¹⁻² и с усредненной по температуре величиной $\bar{\lambda}_d = 37,3 \pm 1,5$, найденной в работе ³. Как видно из рис.3, экспериментальные данные плохо согласуются с результатами вычислений ²³, учитывающими увеличение эффективной скорости переходов $3/2 \rightarrow 1/2$ за счет распада комплекса $[(dd\mu), d, 2e]^*$. Причина этого расхождения пока не понятна.

В заключение отметим еще одно обстоятельство. Абсолютная калибровка нуля времени нейтронного детектора путем регистрации мезорентгеновского излучения из стенок мишени дает нам возможность оценить время замедления $d\mu$ -атомов от начальной энергии $E_0 = 1 - 2$ эВ до энергий $E = 0,02 - 0,03$ эВ. Согласно нашим оценкам указанное время не превышает 2 нс. Было бы интересно выполнить опыты с дейтерием меньшей плотности, более чувствительные в этом отношении.

Авторы благодарны Л.И.Меньшикову, Л.И.Понамареву и М.П.Файфману за полезные обсуждения, Б.М.Кулагину и М.М.Петровскому за помощь в подготовке сеанса и проведении измерений.

Литература

1. Nagele N. et al. Nucl. Phys., 1989, A493, 397.
 2. Zmeskal J. et al. Muon Catalyzed Fusion, 1987, 1, 109; Zmeskal J. et al. Phys. Rev. A, 1990, 42, 1165.
 3. Balin D.V. et al. Muon Catalyzed Fusion, 1988, 2, 241; Proc. of the Int. Conf. on Muon Catalyzed Fusion, Vienna, 1990.
 4. Bystritsky V.M. et al. Preprint JINR, 1990, E1-90-322, Dubna; Proc. of the Int. Conf. on Muon Catalyzed Fusion, Vienna, 1990.
 5. Filchenkov V.V., Marcziš L. Comm. of JINR, 1990, E1-90-321, Dubna; Proc. of the Int. Conf. on Muon Catalyzed Fusion, Vienna, 1990.
 6. Меньшиков Л.И., Понамарев Л.И., Стриж Т.А., Файфман М.П. ЖЭТФ, 1987, 92, 1173; Menshikov L.I., Strizh T.A., Faifman M.P. Muon Catalyzed Fusion, 1989, 4, 1.
 7. Faifman M.P. Muon Catalyzed Fusion, 1988, 2, 247.
 8. Весман Э.А. Письма в ЖЭТФ, 1967, 5, 113.
 9. Ponomarev L.I. Muon Catalyzed Fusion, 1988, 3, 629; Bakalov D. Muon Catalyzed Fusion, 1988, 3, 321; Aissing G., Bakalov D., Monkhorst H. Phys. Rev. A., 1990, 42, 116.
 10. Petrov Yu.V. Phys. Lett., 1985, 163B, 588.
 11. Menshikov L.I. Физ. ЭЧАЯ, 1988, 19, 1349; Muon Catalyzed Fusion, 1988, 2, 273.
 12. Bystritsky V.M. et al. in Muon Catalyzed Fusion (Sanibel Island, 1988), Proceedings of the Conference on Muon Catalyzed Fusion, AIP Conf. Proc. No. 81, Eds.: S.E. Jones, J. Rafelsky, H.J. Monkhorst, (AIP, New-York, 1989), p.17.
 13. Быстрицкий В.М. и др. ПТЭ, 1989, 1, 50.
 14. Dzheleпов V.P. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1988, A269, 634.
 15. Зинов В.Г. и др. Препринт ОИЯИ, 1991, P1-91-326, Дубна.
 16. Filchenkov V.V. Communication of JINR, 1989, E1-89-57, Dubna.
 17. Зинов В.Г., Сомов Л.Н., Фильченков В.В. Препринт ОИЯИ, 1982, P15-82-478, Дубна; Ат. Энергия, 1985, 58, 190.
 18. Filchenkov V.V., Marcziš L. Communication of JINR, 1988, E13-88-566, Dubna.
 19. Балин Д.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 318.
 20. Bogdanova L.N. Muon Catalyzed Fusion, 1988, 3, 359.
 21. Бакалов Д.Д. и др. ЖЭТФ, 1988, 94, 61.
 22. Leon M. Phys. Rev., 1986, A33, 4434.
 23. Adamchak A., Meleshik V.S. Muon Catalyzed Fusion, 1989, 4, 303.
-