

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ МЮ-КАТАЛИЗА,
ЗАХВАТ МЮОНА В ВОДОРОДЕ

В. В. Фильченков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1093
ЗАХВАТ МЮОНА В ВОДОРОДЕ	1098
ЗАХВАТ МЮОНА В ДЕЙТЕРИИ*	1140
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1145

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ МЮ-КАТАЛИЗА, ЗАХВАТ МЮОНА В ВОДОРОДЕ

В. В. Фильченков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлены результаты теоретических и экспериментальных работ по захвату отрицательных мюонов в водороде. Особо отмечены сопутствующее явление мюонного катализа в водороде и тонкости экспериментального метода. Сделан вывод о важности прецизионного определения скорости захвата для уточнения Стандартной модели.

The results of theoretical and experimental work on the capture of negative muons in hydrogen are presented. The accompanying phenomenon of muon catalysis in hydrogen and the features of the experimental method are particularly noted. The conclusion is made about the importance of determining the precise capture rate for the clarification of the Standard Model.

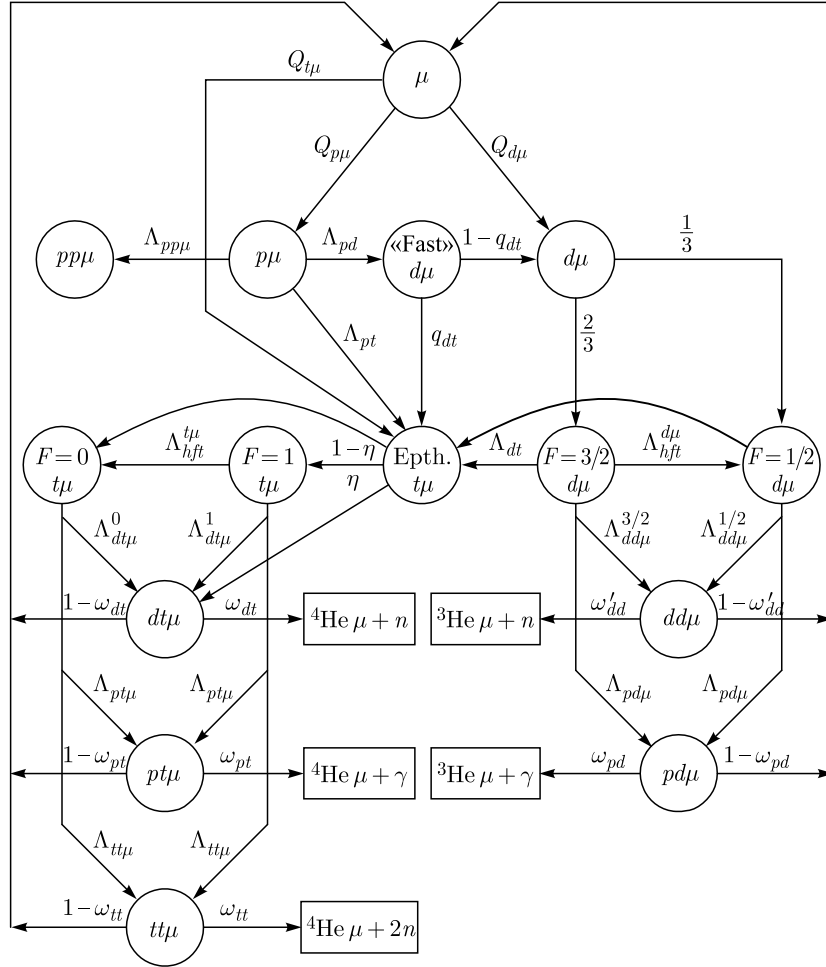
PACS: 13.35.Bv; 25.30.Mr; 29.30.Hs; 36.10.Ee

ВВЕДЕНИЕ

Мю-катализом сейчас принято называть совокупность процессов, вызываемых отрицательным мюоном в водороде (смеси его изотопов), начинающуюся с образования мюонного атома и включающую различные мезоатомные и мезомолекулярные взаимодействия и ядерные реакции слияния ядер в мезомолекулах. Исследование этой красивой области физики, обусловленной своеобразным сочетанием атомных, мезоатомных, мезомолекулярных и ядерных явлений, представляет самостоятельный научный интерес. В то же время понимание мезоатомных и мезомолекулярных процессов (ММП) необходимо для исследования ряда важных процессов. В частности, знание параметров ММП важно для выбора оптимальных экспериментальных условий и корректной интерпретации данных измерений для этих процессов. Этим физическим приложениям ММП и посвящен данный обзор.

Общая схема ММП показана на рис. 1.

Физике ММП посвящено много обзорных публикаций, начиная со знаменитого обзора Я. Б. Зельдовича и С. С. Герштейна [1]. От вышедшей одновременно с ним публикации [2] он выгодно отличается своей «физичностью»: там не только представлены методы теории и результаты вычислений, но



$$\begin{aligned}
 Q_{p\mu} &= q_{1s}^{p\mu} C_p \\
 Q_{d\mu} &= q_{1s}^{d\mu} (C_d + C_p P_{pd} (1 - q_{1s}^{p\mu})) \\
 Q_{t\mu} &= C_t + C_d (1 - q_{1s}^{d\mu}) + C_p (1 - P_{pd} q_{1s}^{d\mu}) (1 - q_{1s}^{p\mu}) \\
 \Lambda_{dd\mu} &= (C_d^2 \lambda_{dd\mu-d} + C_d C_t \lambda_{dd\mu-t} + C_p C_d \lambda_{dd\mu-p}) \phi \\
 \Lambda_{dt\mu} &= (C_d^2 \lambda_{dt\mu-d} + C_d C_t \lambda_{dt\mu-t} + C_p C_d \lambda_{dt\mu-p}) \phi \\
 \omega'_{dd} &= (P_s \beta_s + (1 - P_s) \beta_p) \omega_{dd}
 \end{aligned}$$

Рис. 1. Общая схема мезоатомных и мезомолекулярных процессов в смеси изотопов водорода. Автор схемы С. М. Садецкий (ПИЯФ)

и рассматривается физика изучаемых процессов. Из более поздних обзоров следует отметить [3–6].

На рис. 1 на стрелках, символизирующих различные процессы, указаны обозначения их скоростей. Поскольку эти скорости пропорциональны плотности водорода, их приводят к плотности жидкого водорода $n_0 = 4,22 \times 10^{22}$ нукл./ см^3 . Для конкретных условий соответствующая величина умножается на относительную плотность $\phi = n/n_0$. Естественным масштабом служит скорость распада свободного мюона

$$\lambda_0 = 4,55 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}.$$

Согласно современным представлениям суммарное время торможения мюона с начальной энергией ~ 5 кэВ до энергий ~ 10 эВ, где он захватывается на высоковозбужденное состояние мезоатома, и последующего перехода в основное $1S$ -состояние составляет $\leq 10^{-11}\phi$ с. В дальнейшем мезоатом испытывает процессы рассеяния на атомах (и молекулах) водорода, изотопного обмена и образования мюонных молекул, в которых могут происходить ядерные реакции синтеза. В результате реакции синтеза мюон может освободиться и вызвать новый цикл мюонного катализа. Естественно, на стадии мезоатома или мезомолекулы мюон может испытывать распад или ядерный захват.

Конечно, схема на рис. 1 является неполной. В ней не показаны процессы рассеяния мезоатомов, в том числе и неупругие (спин-обменные). Детальное рассмотрение конкретных процессов будет проведено далее соответственно предмету изложения.

Данный обзор подготовлен к печати в 2013 г., когда отмечалось 100-летие со дня рождения выдающегося ученого В.П.Джелепова. В 2014 г. исполнилось 100 лет со дня рождения великого физика Я.Б.Зельдовича. В связи с этим представляется должным специально отметить вклад этих выдающихся советских ученых в изучение мю-захвата и мю-катализа [1, 7].

Сразу же после предсказания Ф. Франка [8] о возможности ядерных реакций в мюонных молекулах А.Д. Сахаров рассмотрел мю-катализ в жидком дейтерии и определил время жизни молекулы $dd\mu$ как 10^{-11} с [9]. Независимо в 1954 г. Я.Б. Зельдович изучил процессы образования молекулы $dd\mu$ и реакции синтеза $d + d$ в этой системе [10]. Результаты свидетельствовали о реальной возможности наблюдения процесса мюонного катализа (на ускорителях). В этой же работе были произведены первые оценки энергии уровней мезомолекул водорода и указано на возможность резонансного образования этих молекул при условии существования в них слабосвязанного состояния. Это замечание имело важнейшее значение для всей дальнейшей судьбы исследования мю-катализа. Вскоре после экспериментального обнаружения мю-катализа (реакция $p + d$ в $pd\mu$) [11] Я.Б. Зельдович и А.Д. Сахаров

в совместной работе [12] оценили сечение перехода мюона от протона к дейтрону, скорость образования молекул $p d \mu$ и вероятность реакции $p + d \rightarrow {}^3\text{He}$. Тем самым были заложены основы теории мю-катализа, развитой потом С. С. Герштейном и получившей всеобъемлющее развитие в трудах уникального российского научного содружества, организованного Л. И. Пономаревым.

Я. Б. Зельдович и С. С. Герштейн установили «генетическую» связь между МАМП-процессами и мю-захватом в водороде:



Для V-A-модели слабого взаимодействия скорость реакции (1) должна резко зависеть от взаимной ориентации спинов протона и мюона. В $p\mu$ -атоме процесс (1) с подавляющей вероятностью идет из его синглетного состояния со спином $F_{p\mu} = 0$. Поэтому, как указали Я. Б. Зельдович и С. С. Герштейн, переход $F_{p\mu} = 1 \rightarrow F_{p\mu} = 0$ увеличивает вероятность мю-захвата в четыре раза по сравнению с ожидаемой для начального статистического распределения по состояниям сверхтонкой структуры. Согласно работе С. С. Герштейна [13], скорость указанных переходов удовлетворяет условию $\lambda_{1-0}\phi \gg \lambda_0$ даже в газе малой плотности ($\phi \sim 10^{-3}$). В жидком водороде мю-захвату предшествует образование молекул $pp\mu$ [1, 14], для которых скорость мю-захвата составляет 3/4 от мю-захвата в $p\mu$ -атоме. Эти выводы имели важное значение для последующих экспериментальных исследований мю-захвата.

Исходя из идеи универсального слабого взаимодействия Я. Б. Зельдович в 1954 г. рассмотрел ранее неизвестный процесс β -распада пиона $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ [15]. Он указал, что этот процесс может быть только чисто векторным, и оценил его вероятность. Последующее экспериментальное исследование этого распада имело (и имеет) важнейшее значение для современной теории.

В дальнейшем при рассмотрении различных вариантов β -распада с учетом указанной работы [15] Я. Б. Зельдович и С. С. Герштейн пришли к заключению, что константа векторного взаимодействия не перенормируется под влиянием сильных взаимодействий [16]. Позднее, после открытия V-A-варианта слабого взаимодействия и разработки его теории [17, 18], к тому же выводу пришли Фейнман и Гелл-Манн. В качестве обоснования они ввели гипотезу об изотриплетном характере электрослабого векторного тока (СВТ). Открытие закона СВТ послужило указанием на то, что слабое взаимодействие должно описываться на основе калибровочной теории Янга–Миллса. В результате этого подхода в конечном счете и была создана калибровочная теория электрослабых взаимодействий.

В. П. Джелепов — знаковая фигура в экспериментальном изучении мю-катализа. Он был инициатором и руководителем широкой программы экспериментальных исследований мю-катализа и мю-захвата в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, носящей сейчас его имя [19, 20]. Она охватывает

40-летний период вплоть до кончины В.П.Джелепова в 1999 г. и продолжается по настоящее время.

Первый цикл опытов, начатый в самом начале 1960-х гг., был выполнен с диффузионной камерой, заполняемой водородом, дейтерием или их смесью. В них удалось изучить целый ряд мезоатомных и мезомолекулярных явлений. Впервые зарегистрирована ранее не наблюдавшаяся реакция $dd\mu \rightarrow {}^3\text{He} + n + \mu$ [21], измерены сечения рассеяния $p\mu$ - и $d\mu$ -атомов на протонах, дейтронах и сложных ядрах [22, 23]. Главным достижением этого цикла стало обнаружение явления резонансного образования $dd\mu$ -молекул [24], проявляющегося в резком (более чем на порядок) различии в выходах реакции синтеза $d + d$ в $dd\mu$, измеренного при температуре $T = 240$ К (энергии $d\mu$ -атомов $\epsilon_{d\mu} \simeq 0,03$ эВ) и определенного ранее в пузырьковых камерах при $T = 22$ К ($\epsilon_{d\mu} \simeq 0,003$ эВ). Конечно, при интерпретации своих данных авторы опирались на известное указание Я. Б. Зельдовича [15] о возможности резонанса на слабосвязанном уровне в $dd\mu$ и первые расчеты С. С. Герштейна для энергии такого уровня. Вскоре Э. А. Весман, в то время аспирант С. С. Герштейна, предложил красивый механизм для описания явления, в котором энергия, выделяющаяся при образовании $dd\mu$ -молекул, передается на возбуждение уровней специфического молекулярного комплекса $((dd\mu)^+, d, 2e)$ [25]. При этом скорость процесса оказывается естественным образом зависящей от энергии термализованных $d\mu$ -атомов, т. е. от температуры среды.

В конце 60-х годов прошлого столетия по инициативе В.П.Джелепова начался проект по измерению скорости захвата мюона в газообразном водороде. С этой целью была создана уникальная установка с газовой мишенью и сцинтилляционными детекторами. В 1973 г. эксперимент был успешно завершен [26]. Полученный результат находился в согласии с имевшимися тогда расчетами (и новейшими тоже) и тем самым подтверждал положения теории универсального слабого взаимодействия. Эти наши данные наряду с полученными группой ЦЕРН–Болонья [27] оставались единственными на протяжении 35 лет.

Вскоре после измерения скорости мю-захвата на той же самой установке были проведены измерения скорости образования мюонных молекул $pp\mu$ и $pd\mu$ [28], скорости синтеза $p + d$ в $pd\mu$ [29] и сечения рассеяния $p\mu + p$ [30]. Самым ярким результатом этой серии опытов стало измерение температурной зависимости скорости образования молекул $\lambda_{dd\mu}$, что явилось прямым доказательством существования резонансного механизма Весмана [31, 32]. Эти результаты были доложены на Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра в Цюрихе в 1977 г. [33]. На этой же конференции Л. И. Пономарев представил результаты точных вычислений энергии уровней мюонных молекул [33]. В соответствии с этими расчетами в системе $dd\mu$ существует слабосвязанный уровень с энергией связи $\epsilon_{dd\mu} \simeq 1,96$ эВ.

Особый интерес вызвало сообщение об обнаружении в системе $dt\mu$ слабо-связанного уровня с энергией связи $\epsilon_{dt\mu} \simeq 0,67$ эВ, что должно приводить к аналогичному $dd\mu$, на два порядка более интенсивному резонансу в образовании молекул $dt\mu$. Это означало, что в смеси дейтерия и трития мюон может вызвать более ста ядерных реакций синтеза $d + t$, что обусловило исключительный интерес к исследованиям мю-катализа, которые развернулись во многих лабораториях мира.

Эти исследования проводились по многим направлениям, однако особое внимание уделялось процессам цикла мю-катализа реакции $d + t$. Благодаря целеустремленности и огромным организаторским способностям В. П. Желепова его группе удалось в кратчайшие сроки (полтора года) создать установку и впервые в мире выполнить экспериментальные исследования процесса мю-катализа реакции $d + t$ и подтвердить предсказания теории о его высокой эффективности [34].

В последующие годы В. П. Желепов организовал плодотворное международное сотрудничество, чтобы с помощью новой оригинальной методики провести систематические исследования параметров процесса мю-катализа в двойной (D/T) и тройной ($H/D/T$) смесях для широкого диапазона экспериментальных условий. Результаты измерений [35,36], полученные уже после кончины В. П. Желепова, признаны в научном мире уникальными по полноте и качеству.

1. ЗАХВАТ МЮОНА В ВОДОРОДЕ

Изучение мю-захвата в водороде имеет богатую историю, начиная с предложения идеи о мюон-электронной универсальности [37] до современных прецизионных измерений [38, 39], используемых уже в качестве теста для новых подходов в теории сильных взаимодействий, своей интенсивностью превышающих мю-захват на двадцать порядков. Особую актуальность эти исследования получили в 1960-е гг. с целью проверки основных положений недавно созданной теории универсального слабого взаимодействия. О важности проблемы может свидетельствовать тот факт, что в ее разрешении принимали участие знаменитые ученые Стивен Вайнберг, Леон Ледерман, Карло Руббиа.

История исследований явно разделяется на два этапа. Первый из них закончен в 1982 г., когда были выполнены последние измерения из серии опытов с ограниченной (5–10 %) точностью [40, 41] и предпринята попытка их интерпретации [42]. Новые измерения [38, 43, 44] были завершены лишь спустя 25 лет. Среди обзоров, посвященных первому этапу исследований, следует отметить [45–48].

Началом современного этапа следует считать конец 1990-х гг., когда в теории обозначились новые количественные подходы в исследовании про-

цесса мю-захвата, а в области эксперимента началась реализация проекта по прецизионному (1%) измерению скорости мю-захвата в $p\mu$ -атоме (см. обзоры [44, 49, 50]).

1.1. Ретроспектива с конца 1950-х до начала 1980-х гг. 1.1.1. Теория. Скорость мю-захвата в $p\mu$ -атоме. Захват мюона протоном (1) является базовым процессом в стандартной теории электрослабых взаимодействий. На рис. 2, а показана диаграмма процесса в кварк-глюонном представлении, а на рис. 2, б та же диаграмма представлена как точечный процесс.

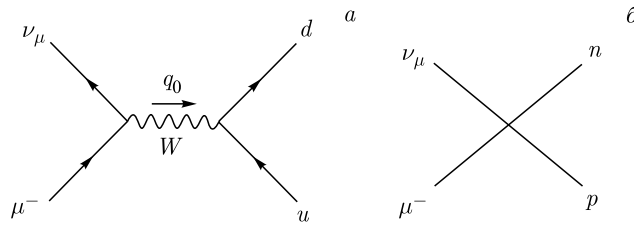


Рис. 2. Диаграмма процесса мю-захвата протоном

Ввиду относительной малости (в масштабе массы W -бозона) передаваемого импульса

$$q_0^2 = -0,88 m_\mu^2$$

(m_μ — масса мюона) описание процесса сводится к эффективному ферми-взаимодействию между лептонным и адронным токами с амплитудой перехода

$$M = \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}} \right) V_{ud} L_\alpha J^\alpha, \quad (2)$$

где G_F — константа Ферми; V_{ud} — элемент матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (СКМ-матрица, или косинус угла Кабиббо $\cos(\theta_C)$); L_α и J^α — лептонный и адронный токи. Лептонный ток выражается просто:

$$L_\alpha = \bar{\psi}_{\nu_\mu} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \psi_\mu.$$

В принципе, адронный ток

$$J^\alpha = \bar{\psi}_n (V^\alpha - A^\alpha) \psi_p$$

может быть записан в такой же форме (с операторами рождения и уничтожения кварков), однако соответствующий матричный элемент не удается получить из-за проблем в теории сильных взаимодействий. Поэтому процесс рассматривается как локальное мюон-протонное взаимодействие (рис. 2, б), а структура нуклонов учитывается введением формфакторов, зависящих

от q^2 [51,52]. Участие в процессе сильновзаимодействующих нуклонов должно приводить, с одной стороны, к перенормировке констант взаимодействия, а с другой — к появлению дополнительных индуцированных взаимодействий.

Наиболее полная запись адронного тока, удовлетворяющая лоренц- и T -инвариантности, имеет вид

$$\begin{aligned} V_\alpha &= g_v(q^2)\gamma_\alpha + \left(\frac{ig_m(q^2)}{2M}\right)\sigma_{\alpha\beta}q^\beta + \left(\frac{g_s(q^2)}{m}\right)q_\alpha, \\ A_\alpha &= g_A(q^2)\gamma_\alpha\gamma_5 + \left(\frac{g_P(q^2)(q_\alpha/m)(q^2)}{m}\right)\gamma_5 + \left(\frac{ig_T q^2}{2M}\right)\sigma_{\alpha\beta}q^\beta\gamma_5. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $g_k(q^2)$ означают эффективные константы связи для векторного (V), аксиально-векторного (A), слабого магнетизма (M), индуцированного псевдоскалярного (P), скалярного (S) и тензорного (T) взаимодействий, M и m — массы нуклона и мюона соответственно.

Согласно G -инвариантности $g_s = 0$, $g_T = 0$, т. е. запрещены токи второго рода. Согласно закону СВТ:

- 1) $g_s = 0$, $g_V(q^2 = 0) = 1$;
- 2) $g_V(q^2)$, $g_M(q^2)$ могут быть выражены через электромагнитные формфакторы нуклона:

$$\begin{aligned} g_V(q^2; N_i \rightarrow N_f) &= F_{\text{Dirac}}(q^2; N_i) - F_{\text{Dirac}}(q^2; N_f), \\ g_M(q^2; N_i \rightarrow N_f) &= F_{\text{Pauli}}(q^2; N_i) - F_{\text{Pauli}}(q^2; N_f). \end{aligned}$$

Поскольку формфакторы Паули F_{Pauli} и Дирака F_{Dirac} могут быть выражены через зарядовые $F_E^{p,n}$ и магнитные $F_M^{p,n}$ формфакторы нуклонов, данные о $g_{V,M}(q^2)$ извлекаются из экспериментов по рассеянию электронов на водороде и дейтерии.

При $q^2 = 0$

$$g_V(0) = 1, \quad g_M(0) = \mu_p - \mu_n = 3,7.$$

Для определения формфакторов $F_{X=V,M,A}(q^2)$ используется дипольный фит

$$\frac{F_X(q^2)}{F_X(0)} = \frac{1}{1 + q^2/M_X^2}, \quad (4)$$

где параметры M_X находятся из опыта. Другое используемое представление:

$$F(q) = \int \rho(r) \exp(iqr) dV \cong 1 + \langle r_X^2 \rangle \frac{q^2}{6}, \quad (5)$$

где $\rho(r)$ — плотность распределения зарядов или их токов в нуклоне и $\langle r_X^2 \rangle$ — среднеквадратичный радиус нуклона. Согласно [44]

$$r_V^2 = 0,59 \text{ фм}^2, \quad g_V(q_0^2) = 0,975; \quad r_M^2 = 0,80 \text{ фм}^2, \quad g_M(q_0^2) = 3,58.$$

Перенормируемая величина $g_A(0)$ извлекается из опытов по бета-распаду нейтрона, а ее зависимость от передаваемого импульса находится из экспериментов по квазиупругому рассеянию нейтрино и фоторождению пионов:

$$g_A(0) = 1,27, \quad g_A(q_0^2) = 1,24.$$

Сложнее обстоит дело с величиной $g_P(q^2)$, которая может быть определена только расчетным путем. Первые такие расчеты были проведены на основе дисперсионных соотношений в предположении о том, что доминирующий вклад в этот формфактор вносит однопионный полюсный член [53, 54].

Дальнейшее продвижение было связано с использованием идеи о существовании приближенной ($\sim m_\pi/M \simeq 1/10$, m_π — масса пиона) киральной симметрии сильных взаимодействий [55–57]. (Подробнее см. обзор А. И. Вайнштейна и В. И. Захарова [58].) Применительно к теории мюзахвата следствием приближенной киральной симметрии явилось использование так называемой гипотезы частичного сохранения аксиального тока (PCAC) [56, 59]. Суть ее заключается в том, что по крайней мере при малых q^2 ($q^2 \leq m_\mu^2$) матричный элемент $\langle n | \frac{\partial A_\alpha}{\partial x_\alpha} p | \rangle$ в основном определяется вкладом однопионного полюсного члена. Тогда получаем соотношение

$$g_A(0) = f_\pi g_{\pi NN}, \quad (6)$$

где величина f_π связана с константой распада пиона, а $g_{\pi NN} \simeq 13$ — константа псевдоскалярного сильного пион-нуклонного взаимодействия. Если использовать это соотношение совместно с однопионным полюсным приближением для $g_P(q^2)$, то можно получить выражение, связывающее $g_A(0)$ и $g_P(q^2)$:

$$g_P(q^2) = \frac{2m_\mu m_N g_A(0)}{m_\pi^2 - q^2}, \quad (7)$$

которое принято называть формулой Гольдбергера–Треймана. Если воспользоваться значением $g_A(0)$ из (6), то получаем

$$g_P(q_0^2) = 8,5, \quad \frac{g_P(q_0^2)}{g_A(0)} = 6,8.$$

Заметим, что формула (6) основана на предположении об относительной малости массы пиона, его точность составляет $\simeq 10\%$.

Развитие метода алгебры токов позволило авторам работ [60,61] уточнить значение псевдоскалярного формфактора:

$$g_P(q^2) = \frac{2m_\mu f_\pi g_{\pi NN}}{m_\pi^2 - q^2} - \frac{1}{3} g_A(0) m_\mu M r_A^2, \quad (8)$$

где r_A^2 — аксиальный радиус нуклона. Заметим, что поправка к главному члену (6) составила $\simeq 5\%$.

В рамках «традиционной» теории было проведено несколько расчетов величины Λ_S — скорости захвата мюона из синглетного состояния $p\mu$ -атома [51, 62–64]. В наиболее поздней работе [64] были использованы значения

$$G_F = 1,1593(2) \cdot 10^{-5} / \text{ГэВ}^2, \quad \cos \theta_c = 0,9816(3)$$

и $g_k \equiv g_k(q_0^2)$, приведенные в табл. 1.

Таблица 1. Значения констант связи $g_k(q_0^2)$, используемых в расчетах [64]

g_V	g_M	g_A	g_P
0,973	3,601	1,218	8,47

Для вычисления скорости Λ_S мю-захвата из синглетного состояния $p\mu$ -атома в работе [64] использовалась формула

$$\Lambda_S = (6,236g_V + 0,5513g_M + 16,44g_A - 0,2834g_P)^2. \quad (9)$$

Для скорости Λ_T захвата из триплетного состояния $p\mu$ -атома выражение оказывается гораздо более сложным. Важно, что величины g_V и g_A входят только в комбинации $(g_V - g_A)$, т. е. она определяется только индуцированными взаимодействиями.

Используя значения $g_k(q_0^2)$, приведенные в табл. 1, авторы [64] получили

$$\Lambda_S = 659 \text{ с}^{-1}, \quad \Lambda_T = 11,6 \text{ с}^{-1}. \quad (10)$$

Данные остальных работ [51, 62, 63] находятся в согласии с (10) в пределах точности вычислений ($\simeq 4\%$).

Мезоатомные и мезомолекулярные процессы в водороде. Этот пункт является ключевым по тематике обзора. В нем рассматривается, как МАМП влияют на скорость мю-захвата в зависимости от экспериментальных условий и как они могут приводить к некоторым искажающим явлениям. Схема МАМП в водороде приведена на рис. 3 (взята из [65]).

Попадая в водородную мишень, мюоны замедляются и образуют мюонные атомы. Исследования соответствующих процессов начались с известных

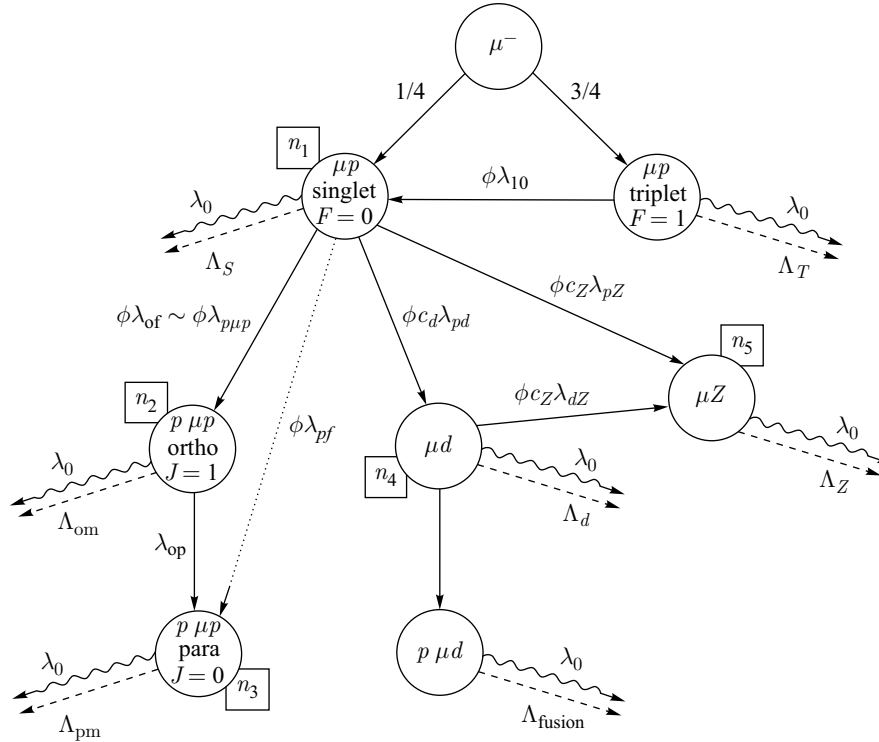
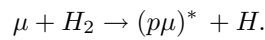


Рис. 3. Схема мезоатомных и мезомолекулярных процессов в смеси водорода и дейтерия

работ Ферми–Теллера [66], Уайтмана [67] и в дальнейшем развивались во многих теоретических работах [68–75]. Некоторые данные о процессах образования и каскадного девозбуждения мезоатомов удалось определить экспериментально в водороде сверхмалой ($\phi \sim 10^{-6}$) плотности [76, 77]. Согласно современным представлениям, мюоны с начальной энергией $E_\mu \sim 1$ МэВ тормозятся до скоростей $v_\mu \sim 0,1 v_0$ ($v_0 = e^2/\hbar \simeq 2,2 \cdot 10^8$ см/с) за время $\simeq (3 \cdot 10^{-9}) \phi$ с $^{-1}$.

После замедления до энергий $\simeq 20$ эВ начинается процесс кулоновского захвата мюонов с образованием высоковозбужденных мезоатомов



В этой реакции $p\mu$ -атом приобретает кинетическую энергию ~ 1 эВ. Захват происходит на уровни с главными квантовыми числами n , распределенными в диапазоне $n = \sqrt{m_\mu/me} \simeq 12-14$ [75, 78].

Далее начинаются каскадные процессы девозбуждения мезоатомов. На самых верхних уровнях доминируют кулоновские и штарковские соударения, далее (с уменьшением n) — оже-ионизация, а при самых малых n ($n \leq 3$) — радиационные переходы, интенсивность которых в конечном счете и определяет суммарное среднее время каскада $\tau_{\text{casc}} \leq 10^{-11} \phi \text{ с}^{-1}$ [69, 79, 80].

В процессе соударений возбужденного мезоатома с атомами (молекулами) водорода он может замедляться или ускоряться. В соударениях при малых n мезоатом может (с некоторой вероятностью) приобретать кинетическую энергию ~ 10 эВ. В результате при достижении основного $1S$ -состояния $p\mu$ -атомы имеют довольно сложное распределение по кинетической энергии, сосредоточенное в основном в области ≤ 1 эВ и простирающееся до 10^2 эВ [81, 82].

Спиновые состояния $p\mu$ -атомов при достижении ими основного состояния $n = 1$ распределены статистически: $3/4$ с $F_{p\mu} = 1$ и $1/4$ с $F_{p\mu} = 0$.

В основном состоянии $p\mu$ -атомы испытывают неупругие спин-обменные процессы

$$p\mu(F_{p\mu} = 1) + p \rightarrow p\mu(F_{p\mu} = 0) + p \quad (11)$$

и термализуются в упругих соударениях с атомами (молекулами) водорода. При снижении кинетической энергии $p\mu$ -атома до уровня энергии, меньшей его сверхтонкого расщепления $\Delta E_{hfs} = 0,182$ эВ, переходы (11) становятся необратимыми, и $p\mu$ -атомы оказываются в синглетном спиновом состоянии $F_{p\mu} = 0$. Таким образом, для решения принципиальной задачи о заселенности спиновых состояний $p\mu$ как функции времени следует знать скорость процесса (11) и сечения рассеяния $p\mu$ -атомов на водороде.

Еще в 1958 г. С. С. Герштейн показал, что в силу тождественности ядер спин-обменные процессы оказываются особенно эффективными и характеризуются скоростью $\lambda_{1 \rightarrow 0} \simeq 10^{10} \phi \text{ с}^{-1}$ [13]. Более поздние вычисления [83, 84] дают значение $\lambda_{1 \rightarrow 0} \simeq 1,7 \cdot 10^{10} \phi \text{ с}^{-1}$.

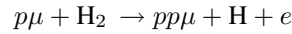
Следует сказать, что это значение находится в соответствии с прецизионными измерениями скорости мю-захвата в водороде при $\phi \simeq 0,01$ [38, 39]. Однако прямые экспериментальные данные о величине $\lambda_{1 \rightarrow 0}$ до настоящего времени отсутствуют. Таковыми могли бы стать измерения поляризации отрицательных мюонов в водороде. Подобные измерения для дейтерия (где скорость спин-обменных процессов $\lambda_{3/2 \rightarrow 1/2}$ на три порядка ниже) были выполнены нами при плотности $\phi \simeq 0,01$ [85]. При этом была зарегистрирована ненулевая остаточная поляризация в согласии с экспериментальными данными [86] о величине $\lambda_{3/2 \rightarrow 1/2}$. Конечно, в водороде такие измерения гораздо более сложные, так как в нем при малой плотности $\phi \sim 10^{-3}$ нужно зарегистрировать амплитуду поляризации $a_{\text{pol}} \simeq 3\%$ в интервале ≤ 100 нс.

В работе [87] авторы проанализировали данные своих измерений [88] выхода и временных распределений для $p\mu$ -атомов, достигающих в процессе

диффузии фолг, эквидистантно расположенных внутри водородной мишени. Их целью было оценить время жизни триплетного состояния $p\mu$ -атома в водороде различной плотности. В анализе использовалась простая модель, в которой сечения рассеяния для верхнего (σ_{11}) и нижнего (σ_{00}) спиновых состояний $p\mu$ -атома выражаются как функции одних и тех же параметров — длин рассеяния a_g и a_u [1], причем значение величины a_u фиксировалось. Из результатов анализа следует, что в водороде при давлении 10 атм ($\phi \simeq 0,01$) уже через $\tau_{\text{депор}} = 10$ нс доля $p\mu$ -атомов в триплетном спиновом состоянии составляет $\delta_{\text{трипл}} \leq 1\%$. Современный анализ [89] дает гораздо большую величину $\tau_{\text{депор}} \simeq 50$ нс, и для времени $t = 20$ нс заселенность $\delta_{\text{трипл}} \simeq 10\%$.

• *Образование $pp\mu$ -молекул.* Состояния мюонных молекул характеризуются квантовыми числами (J, v) , где $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{l}$, а \mathbf{L} и \mathbf{l} — орбитальные моменты ядер и мюона, v — колебательное квантовое число. В молекуле $pp\mu$ имеются два связанных состояния $(J, v) = (0, 0)$ и $(1, 0)$. Для первого из них суммарный спин протонов $S_{pp} = 0$ (парамолекула), а для второго состояния $S_{pp} = 1$ (ортомолекула). Поэтому скорости мю-захвата в них существенно различаются: $\Lambda_{\text{pm}} \simeq 1/4\Lambda_S$ и $\Lambda_{\text{om}} \simeq 3/4\Lambda_S$ (подробнее см. ниже).

Молекулы $pp\mu$ образуются в результате оже-процесса



с передачей энергии связи $pp\mu$ электрону конверсии. Эффективным оказывается электрический дипольный $E1$ -переход, при котором $pp\mu$ образуется в ортосостоянии [1,90]. Образование $pp\mu$ в парасостоянии путем монополярного $E0$ -перехода гораздо менее (на два-три порядка) интенсивно [1,90].

Существует большой разброс (примерно в два раза) между первыми расчетами [1,2] скорости образования ортомолекул $pp\mu$ (λ_{of}) и более точными вычислениями [90,91]. Эти данные вместе с экспериментальными значениями приведены в табл. 2 (даны для плотности жидкого водорода).

Приведенные в табл. 2 расчетные значения относятся к образованию ортомолекул, экспериментальные — практически тоже, поскольку скорость образования парамолекул крайне мала: $\lambda_{\text{pf}} = (7,4 \cdot 10^3) \phi \text{ с}^{-1}$ [91]. Ввиду разброса экспериментальных данных обычно используется среднее значение

$$\lambda_{pp\mu} \simeq \lambda_{\text{of}} = (2,5 \cdot 10^6) \phi \text{ с}^{-1}. \quad (12)$$

Вероятность образования $pp\mu$ -молекул определяется выражением

$$w_{pp\mu} = \frac{\lambda_{pp\mu}}{\lambda_0 + \lambda_{pp\mu}}.$$

В соответствии с (12) получаем, что в жидком водороде $w_{pp\mu} \simeq 80\%$, а в газе при плотности $\phi = 0,01$ имеем $w_{pp\mu} \simeq 5\%$.

Таблица 2. Теоретические и экспериментальные значения скорости образования молекул $p\bar{p}\mu$, $\lambda_{p\bar{p}\mu} \cdot 10^{-6} \phi \text{ с}^{-1}$

Теоретические расчеты, экспериментальные результаты	Значение	Ссылка
Теория	2,6	[1]
	3,9	[2]
	2,2	[91]
	1,8	[90]
Эксперимент	$1,89 \pm 0,20$	[92]
	$2,55 \pm 0,18$	[93]
	$2,74 \pm 0,25$	[94]
	$2,34 \pm 0,17$	[30]
	$3,21 \pm 0,17$	[95]

В нерелятивистском приближении ортопарапереходы $J = 1 \rightarrow J = 0$ в системе $p\bar{p}\mu$ запрещены, так как требуют переворота суммарного спина протонов. Однако из-за наличия в волновой функции системы $p\bar{p}\mu$ релятивистской составляющей такие переходы могут происходить с заметной вероятностью. Расчеты [42] дают значение $\lambda_{op} = (7,1 \pm 1,2) \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Такие переходы приводят к уменьшению наблюдаемой величины Λ_{cm} по сравнению со скоростью захвата Λ_{om} в ортомолекуле.

Исследуя экспериментально процесс мю-захвата в жидком водороде, авторы работы [40] из анализа своих данных пришли к необходимости учета ортопарапереходов при мю-захвате в парасостоянии $p\bar{p}\mu$ (чем пренебрегалось в предыдущих измерениях). В следующем опыте им удалось измерить скорость указанных переходов и получить таким образом самосогласованный результат по скорости мю-захвата [41].

Ниже рассмотрены процессы, которые могут приводить к различного рода фоновым эффектами, и обсуждаются меры по подавлению этого фона.

• *Диффузия $p\bar{p}$ -атомов.* В процессе соударений $p\bar{p}$ -атомов с атомами (молекулами) водорода они диффундируют, проходя некоторое расстояние от точки образования до места гибели. Опасность заключается в том, что в процессе диффузии $p\bar{p}$ -атомы могут достигать стенок мишени, в веществе которых вероятность мю-захвата в сто и более раз больше, чем в водороде. Долю достигающих стенок мезоатомов $\alpha_{p\bar{p}}$ можно оценить в диффузионном приближении в том случае, когда число соударений термализованных $p\bar{p}$ -атомов достаточно велико: $n_{sc} \geq 10$.

Оказывается, это условие выполняется даже при малой плотности водорода $\phi = 0,01$. Действительно, среднее время пролета между соударениями

$$\Delta t = (n_0 \phi \sigma_{p\bar{p}+H_2}^{tr} v_{p\bar{p}})^{-1} \simeq 50 \cdot 10^{-9} \text{ с} \ll \frac{1}{\lambda_0 + \phi \cdot \lambda_{p\bar{p}\mu}}.$$

Здесь $\sigma_{p\mu+H_2}^{tr} \simeq 2 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ — «транспортное» сечение рассеяния $p\mu$ -атомов на молекулах H_2 ; $v_{p\mu} = 2,6 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ — средняя скорость термализованных $p\mu$ -атомов; $\lambda_0 + \phi\lambda_{pp\mu} \equiv \lambda_{p\mu}$ — скорость гибели $p\mu$ -атома [83, 89]. Время термализации, согласно оценкам, составляет 150 нс.

В диффузионном приближении $\alpha_{p\mu} \sim L/d$, где d — характерный размер мишени и L — длина диффузии:

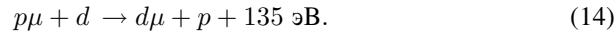
$$L = \left[\frac{1}{3} (n_0 \phi \sigma_{p\mu+H_2}^{tr})^{-1} \frac{v_{p\mu}}{\lambda_{p\mu}} \right]^{1/2}.$$

Для $\phi = 0,01$ и $T = 300 \text{ К}$: $L \simeq 0,5 \text{ мм}$, т.е. для $d \sim 10 \text{ см}$ $\alpha_{p\mu} \sim 5 \cdot 10^{-3}$, что недопустимо много для прецизионных измерений. Для того чтобы дискриминировать фон от диффузии $p\mu$ -атомов на стенки мишени, необходимо реализовать методику, в которой рабочий объем, где регистрируются остановки мюонов, отстоит от стенок на расстояние $\geq 1 \text{ см}$ (как это и было сделано в работах [38, 39]).

• *Перехват мюона от протона к дейтрону.* Анализируя «по горячим следам» результаты эксперимента [11] по обнаружению мю-катализа реакции



в жидком водороде, А. Д. Сахаров и Я. Б. Зельдович [12] пришли к выводу, что даже при ничтожно малой концентрации дейтерия в водороде ($C_D \sim 10^{-4}$, природное содержание) мюон за время жизни успевает образовать значительную долю $d\mu$ -атомов за счет интенсивного процесса перехвата



В табл. 3 приведены результаты первых вычислений [96–98] и современных расчетов [84, 99] для скорости λ_{pd} процесса (14) вместе с данными измерений [100, 101] этой величины.

Таблица 3. Теоретические и экспериментальные значения скорости λ_{pd} перехвата мюона от протона к дейтрону (10^{10} с^{-1})

Теоретические расчеты, экспериментальные результаты	Значение	Ссылка
Теория	1,8	[96]
	1,36	[97]
	1,3	[98]
	1,6	[84, 99]
Эксперимент	$1,43 \pm 0,13$	[100]
	$0,84 \pm 0,13$	[101]

Вероятность перехвата (14) определяется выражением

$$w_{d\mu} = \frac{\lambda_{pd}C_d\phi}{\lambda_0 + \lambda_{pp\mu}\phi + \lambda_{pd}C_D\phi}. \quad (15)$$

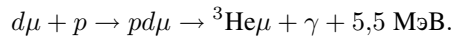
Отсюда следует, что при степени изотопической очистки водорода до уровня $C_D \simeq 10^{-6}$ эта вероятность составит

$$w_{d\mu}(\phi = 1) \simeq 0,5\%, \quad w_{d\mu}(\phi = 0,01) \simeq 0,03\%. \quad (16)$$

Искажающие эффекты от наличия в водороде дейтерия связаны со следующими процессами (далее мы всюду будем полагать $C_D \simeq 10^{-6}$).

1. Мю-захват в $d\mu$ -атоме. Поскольку скорость этого процесса $\Lambda_d \simeq 500 \text{ с}^{-1}$ [48], его влияние пренебрежимо мало.

2. Синтез в молекуле $pd\mu$ с последующим мю-захватом в ${}^3\text{He}$:



Как следует из данных измерений параметров этого процесса в жидком [102] и газообразном [28, 29] водороде, выход этого процесса не превышает единицы (коэффициент регенерации мюона в нем много меньше единицы). С учетом того, что скорость мю-захвата в ${}^3\text{He}$ [103] всего в несколько раз больше, чем в водороде [104], вклад этого процесса составляет 1–2% для жидкого водорода и $\simeq 0,1\%$ для газа с $\phi = 0,01$.

3. Диффузия $d\mu$ -атомов на стенки мишени. Значимость этого эффекта определяется резким (на два порядка) уменьшением сечения рассеяния $d\mu$ -атомов на протонах в области энергий в несколько электронвольт за счет эффекта Рамзауэра–Таунсенда [1]. Указанную область энергий $d\mu$ -атомы достигают в процессе замедления от начальной энергии $\epsilon_{d\mu}^0 = 45 \text{ эВ}$, получаемой в процессе перехвата (14). Впервые проявление этого эффекта наблюдалось в пионерском эксперименте Альвареца [11] и затем, более наглядно, в наших опытах с диффузионной камерой [23], заполняемой или чистым водородом, или с добавлением к нему небольшой примеси ($\sim 1\%$) дейтерия.

Для оценки фона от диффузии $d\mu$ -атомов диффузионное приближение неприменимо, так как в диапазоне энергий их замедления сечение рассеяния $d\mu+p$ резко меняется: сначала падает от «нормальных» значений $\sim 10^{-19} \text{ см}^2$ на два-три порядка при энергиях $\epsilon_{d\mu} = 2\text{--}5 \text{ эВ}$ и затем возвращается до «обычного» значения $\sim 10^{-19} \text{ см}^2$ при тепловой энергии. Для экстремально малых сечений $\sim 10^{-22} \text{ см}^2$ длина пролета между соударениями составляет $l \sim 1 \text{ см}$, а время пролета $\Delta t \sim \text{мкс}$ (мы опять рассматриваем случай $\phi = 0,01$, $C_D = 10^{-6}$).

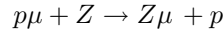
Эти особенности процесса рассеяния $d\mu + p$ вынуждают использовать для его описания расчеты по методу Монте-Карло. Такие вычисления были

прделаны А. Адамчаком [89]. Оказалось, что в соответствии с характером поведения сечения $\sigma_{d\mu+p}(\epsilon_{d\mu})$ распределение по пробегаем $d\mu$ -атомов представлено в виде двух составляющих. Одна из них имеет резко падающий характер и заключена в области < 1 см, т. е. дискриминируется соответствующим ограничением рабочего объема мишени. Другая часть, напротив, характеризуется малым наклоном и простирается до расстояний ≥ 10 см. Очевидно, эта часть обусловлена $d\mu$, захваченными в резонансную яму $\sigma_{d\mu+p}$. Однако эта часть, не поддающаяся дискриминации, достаточно мала, и для условий прецизионного эксперимента [38] ($C_D = 1,2 \cdot 10^{-6}$) приводит к корректировке результата на

$$\delta_{d\mu} \simeq -10 \text{ с}^{-1}, \quad (17)$$

т. е. $\simeq 1,5\%$ от Λ_S .

• *Перехват мюона от протона к ядрам с $Z > 1$.* Процесс перехвата мюона на сложные ядра



заслуживает серьезного рассмотрения, во-первых, из-за высокой скорости перехвата $\lambda_{pZ} = 10^{10}-10^{11} \text{ с}^{-1}$ и, во-вторых, высокой скорости мю-захвата $\Lambda_{\text{сaр}}^Z \sim Z^4$. В подавляющей степени находящиеся в водороде примеси содержат азот, кислород и углерод. Измеренные значения величин λ_{pZ} и $\Lambda_{\text{сaр}}^Z$ для ядер С, N, O приведены в табл. 4.

Таблица 4. Экспериментальные значения скорости λ_{pd} перехвата мюона от протона к ядрам С, N, O и скорости мю-захвата на эти элементы

Элемент	$\lambda_{pZ}, 10^{10} \text{ с}^{-1}$		$\Lambda_{\text{сaр}}^Z, 10^5 \text{ с}^{-1}$	
	Значение	Ссылка	Значение	Ссылка
С	9,5(5)	[105]	0,3888(5)	[106]
N	3,4(7)	[107]	0,6393(8)	[106]
O	8,5(2)	[82]	1,026(6)	[106]

Вероятность перехвата определяется выражением

$$w_{pZ} = \frac{\lambda_{pZ} C_Z \phi}{\lambda_0 + \lambda_{pp\mu} \phi + \lambda_{pZ} C_Z \cdot \phi}.$$

Для жидкого водорода ($\phi = 1$) и $C_Z = 10^{-8}$ вероятность перехвата составляет $w_{pZ} \simeq 3 \cdot 10^{-4}$. Если воспользоваться максимальным значением $\Lambda_{\text{сaр}}^Z \simeq 10^5 \text{ с}^{-1}$, то получаем поправку для скорости мю-захвата $\delta_Z \simeq -30 \text{ с}^{-1}$, т. е. $\simeq 5\%$.

Для газа при давлении 10 атм ($\phi = 0,01$) и $C_Z = 10^{-7}$ получается

$$\delta_Z \simeq -20 \text{ с}^{-1}. \quad (18)$$

Скорость мю-захвата в молекуле $pp\mu$. Скорость мю-захвата в системе $pp\mu$ определяется двумя факторами: взаимной ориентацией спинов мюона и протонов [51, 108, 109] и перекрытием (плотностью) их пространственных волновых функций. Относительные коэффициенты перекрытия для мюона и протона в $pp\mu$ -молекуле и $p\mu$ -атоме обозначаются γ_0 и γ_P для орто- и парамолекулы соответственно. Скорости захвата в орто- и парамолекулах выражаются через скорости захвата в $p\mu$ -атоме [108]

$$\Lambda_{\text{om}} = 2\gamma_0 \left(\frac{3}{4}\Lambda_S + \frac{1}{4}\Lambda_T \right), \quad (19)$$

$$\Lambda_{\text{pm}} = 2\gamma_p \left(\frac{1}{4}\Lambda_S + \frac{3}{4}\Lambda_T \right). \quad (20)$$

Первые вычисления величин γ_0 и γ_p были выполнены С. Вейнбергом [108] с использованием мезомолекулярных функций [2]. В дальнейшем вычисления проводились многими авторами. В табл. 5 приведены ранние результаты [62, 110, 111] и последние, наиболее точные данные, полученные группой Л. И. Пономарева [42], выполненные на основе разработанной ими теории мезомолекулярных явлений.

Таблица 5. Расчетные значения величин γ_0 и γ_p , полученные различными авторами

$2\gamma_0$	$2\gamma_p$	Источник данных
1,165	1,308	Weinberg [108]
$1,01 \pm 0,005$	—	Halpern [110]
1,000	1,146	Wessel [111]
$1,01 \pm 0,01$	—	Kabir [62]
$1,009 \pm 0,001$	$1,143 \pm 0,001$	Bakalov [42]

В работе [42] было проведено теоретическое исследование мезомолекулы $pp\mu$ на основе релятивистского расширения, разработанного авторами аппарата вычислений в адиабатическом представлении задачи трех тел [112, 113]. Были вычислены энергии и заселенности (ρ_n) состояний сверхтонкой структуры (СТС) мезомолекулы. Эти состояния характеризуются квантовыми числами I , S и G соответствующих векторов \mathbf{I} , \mathbf{S} и \mathbf{G} : $\mathbf{I} = \mathbf{S}_{p1} + \mathbf{S}_{p2}$ — суммарный спин протонов, $\mathbf{S} = \mathbf{I} + \mathbf{S}_\mu$, $\mathbf{G} = \mathbf{S} + \mathbf{J}$, где \mathbf{S}_μ — спин мюона и \mathbf{J} — угловой момент системы. Для ортомоллекулы таких состояний пять: три ($G = 5/2, 3/2, 1/2$) для $S = 3/2$ и два ($G = 3/2, 1/2$) для $S = 1/2$. В парасостоянии $pp\mu$ имеется один уровень с $I = 0, S = G = 1/2$. Для каждого состояния существуют определенные вероятности для параллельной ($Q_T^{(n)}$) и антипараллельной ($Q_S^{(n)}$) взаимной ориентации спинов протона и мюона.

Скорость ортопарпереходов $\lambda_{\text{ор}}$ определялась как сумма парциальных переходов из начальных состояний (i) $n = 1, 2, 3, 4$ в конечное состояние

(f) $n = 0$. Вероятность частичного перехода $n_i \rightarrow n_f = 0$ определяется через квадрат матричного элемента с эффективным (релятивистски расширенным) гамильтонианом и релятивистскими волновыми функциями СТС $pp\mu$ -молекулы. В работе [42] было получено

$$\lambda_{\text{оп}}^{\text{th}} = (7,1 \pm 1,2) \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}. \quad (21)$$

Скорость мю-захвата определялась как сумма частичных скоростей

$$\Lambda_{\text{ом}} = \sum_{n=1}^5 \rho_n \Lambda_{\text{ом}}^{(n)}, \quad \Lambda_{\text{ом}}^{(n)} = 2\gamma_0 \Lambda^{(n)}, \quad \Lambda_{\text{рм}} = 2\gamma_p \Lambda^{(0)},$$

где

$$\Lambda^{(n)} = \Lambda_S Q_S^{(n)} + \Lambda_T Q_T^{(n)}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, 5.$$

В результате суммирования получается

$$\Lambda_{\text{ом}} = 0,756\Lambda_S + 0,253\Lambda_T, \quad (22)$$

$$\Lambda_{\text{рм}} = 0,286\Lambda_S + 0,857\Lambda_T. \quad (23)$$

Как можно видеть из сравнения выражений (19), (20) и (22), (23), значение $\Lambda_{\text{ом}}$ практически не изменяется по сравнению с нерелятивистским рассмотрением, а значение $\Lambda_{\text{рм}}$ увеличивается примерно на 15%. Если подставить значения (10) для Λ_S и Λ_T в выражения (22), (23), то имеем

$$\Lambda_{\text{ом}} = 502 \text{ с}^{-1}, \quad \Lambda_{\text{рм}} = 201 \text{ с}^{-1}. \quad (24)$$

В отсутствие ортопарапереходов скорость мю-захвата в $pp\mu$ -молекуле $\Lambda_c = \Lambda_{\text{ом}}$. Для конечной скорости $\lambda_{\text{оп}}$ ортопарапереходов

$$\Lambda_c = \frac{\lambda_0 \Lambda_{\text{ом}} + \lambda_{\text{оп}} \Lambda_{\text{рм}}}{\lambda_0 + \lambda_{\text{оп}}} = 460 \text{ с}^{-1}. \quad (25)$$

Это значение является ожидаемым для экспериментов с жидким водородом при времени измерений $t \ll (\lambda_{pp\mu} + \lambda_0)^{-1}$. Для полного временного интервала следует учитывать вклад от мю-захвата в $p\mu$ -атоме:

$$\Lambda_c = \frac{\lambda_0 \Lambda_S + \lambda_{pp\mu} \Lambda_c}{\lambda_0 + \lambda_{pp\mu}} = (490 \pm 10) \text{ с}^{-1}. \quad (26)$$

Погрешность определяется в основном неопределенностью в вычислениях $\lambda_{\text{оп}}$.

1.1.2. Эксперимент. Особенности экспериментального исследования мю-захвата в водороде. Процесс мю-захвата в водороде сложен для экспериментального исследования. Это обусловлено следующими обстоятельствами.

1. Малая вероятность мю-захвата, составляющая лишь $\sim 10^{-3}$ от μ - e -распада, наряду с невозможностью организовать триггер из-за того, что регистрируется лишь одна, притом нейтральная частица — нейтрон, что приводит к большому влиянию фона случайных совпадений.

2. В опытах с водородными мишенями значительное негативное влияние оказывает поглощение мюонов в стенках мишени, выполненных из вещества с большой плотностью. Это приводит, с одной стороны, к фону от мю-захвата в веществе стенок, вероятность которого ($\sim Z^4$) в сотни раз выше, чем в водороде, а с другой — к резкому возрастанию числа ложных запусков, т. е. к фону случайных совпадений.

3. Из-за высокой скорости процессов перехвата мюона от протона к дейтрону и к ядрам с $Z > 1$ необходимо проводить опыты со сверхчистым водородом ($C_Z < 10^{-8}$), в котором содержание дейтерия не превышает, согласно оценке (16), величины $C_D < 10^{-6}$. Осуществление этих требований является сложной технической задачей.

Первые опыты с жидким водородом. Из-за больших экспериментальных трудностей первые измерения скорости мю-захвата протоном были выполнены с жидким водородом, сначала с пузырьковыми камерами [104, 114]. Фотография одного из событий мю-захвата, зарегистрированного в эксперименте [104], приведена на рис. 4, б. Оно определяется как сочетание трека остановившегося мюона и находящегося на некотором расстоянии от него (пробег нейтрона) трека протона отдачи от n - p -взаимодействия.

Конечно, пузырьковые камеры обладают крупным принципиальным недостатком — малым быстродействием, ограничивающим статистическую точность результатов. Во многих других отношениях эта методика оказалась весьма удобной:

1) естественным образом выделяется рабочий объем, исключаяющий влияние стенок;

2) из-за высокой эффективности регистрации электронов от мю-распада радикально уменьшается число претендентов на искомые события;

3) по этой же причине удастся измерить величину фона исходя из числа событий μ - e -распада, сопровождающихся треком протона;

4) исходя из угла рассеяния нейтрона и энергии протона отдачи удастся восстановить начальную энергию нейтрона (5,2 МэВ), что позволяет дискриминировать случайный фон.

На рис. 4, а показан суммарный восстановленный спектр нейтронов, полученный в первой работе [104]. Калибровка выполнена по событиям реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, в которой энергия нейтрона составляет 8,7 МэВ. Из рисунка видно, что статистика полезных событий невелика: $\simeq 40$. Это является определяющим фактором, что ограничивает точность эксперимента. В следующем эксперименте [114] статистика была существенно выше, что позволило довести его точность до 11 %. Данные опытов [104, 114] приведены в табл. 6.

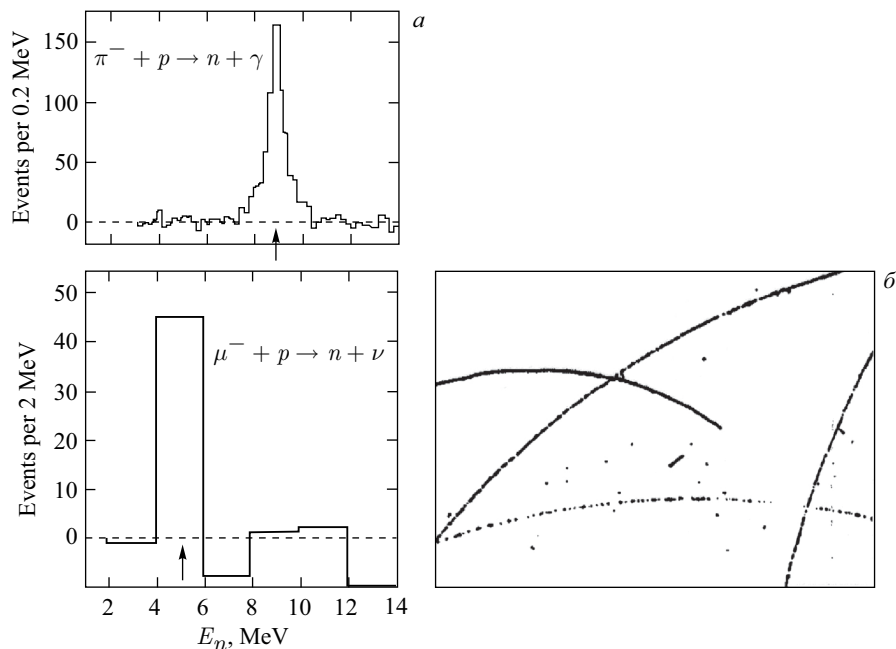


Рис. 4. а) Суммарный спектр нейтронов, полученных для всех событий в опытах [104, 114]. б) Фото события мю-захвата в водороде, полученное в работе [104]

Таблица 6. Измеренные значения скорости мю-захвата (Λ_c) в жидком водороде

Метод	$\Lambda_c, \text{с}^{-1}$	$\delta\Lambda_c/\Lambda_c, \%$	Источник данных
Пузырьковая камера	428 ± 85	20	Чикаго, 1962 [104]
Пузырьковая камера	450 ± 50	11	ЦЕРН, 1962 [114]
Нейтронные детекторы	464 ± 42	9	Колумбия, 1963 [115]
Время жизни мюона	460 ± 20	4	Сакле, 1981 [40, 41]

Следует заметить, что в пузырьковых камерах измерялась эффективная скорость захвата, включающая фактор некоторой доли ($\lambda_0/(\lambda_0 + \lambda_{pp\mu}) \simeq 15\%$) мю-захвата в $p\mu$ -атоме.

Стремление получить результат независимым способом и при этом повысить быстродействие установки инициировало проведение измерений [115], выполненных по электронной методике, т. е. с жидководородной мишенью и сцинтилляционными детекторами нейтронов и электронов. Преимущества методики связаны с возможностью селекции событий по времени их регистрации. Схема эксперимента [115] показана на рис. 5.

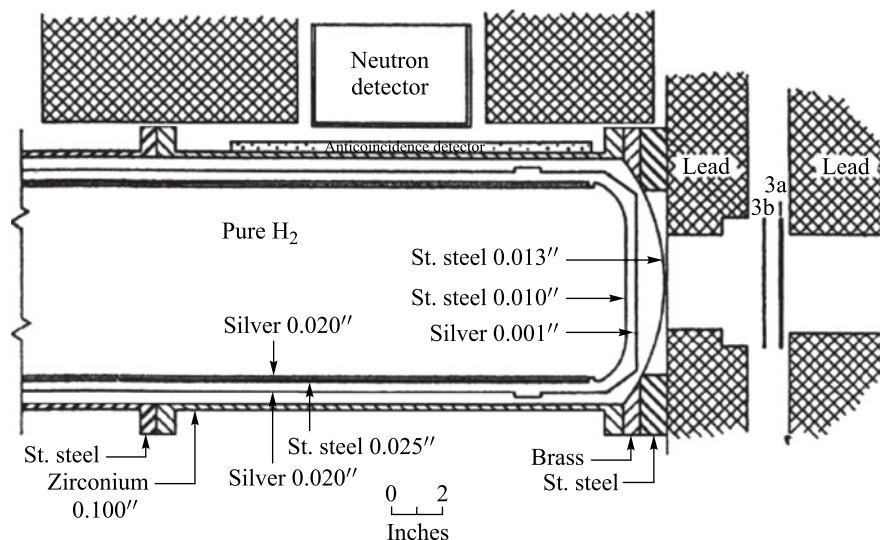


Рис. 5. Схема эксперимента [115]. Пучок мюонов направлен слева направо

Основными частями установки являлись мишень и детекторы нейтронов. Для обеспечения механической прочности внутренний корпус мишени изготовлен из нержавеющей стали с толщиной стенок 0,7 мм. С внутренней и внешней сторон его окружал тонкий (250 мкм) слой серебра, создающий барьер с высоким Z для мюонных остановок. Это позволяло дискриминировать по времени события, связанные с мюонными остановками в стенках мишени. Так, для железа, где время жизни мюона $\tau_\mu = 0,2$ мкс, введение задержки 1 мкс практически полностью подавляло фон от стенок. Специальные меры, принятые для обеспечения высокого вакуума для пустой мишени и очистки водорода, позволили поддерживать содержание примесей на уровне 10^{-8} в течение 10-дневной экспозиции. На входе и выходе мишени располагались сцинтилляционные счетчики, служащие для регистрации остановок мюонов в мишени.

Мишень окружали четыре $30 \times 35 \times 1$ см пластических сцинтиллятора A_1-A_4 , за ними располагались нейтронные детекторы N_1-N_4 . Детекторы A_1-A_4 предназначались для регистрации электронов от мю-распада и одновременно для антисовпадений с нейтронными счетчиками. Детекторы N_1-N_4 были выполнены на основе жидкого сцинтиллятора NE-213 (1,8 л каждый), позволяющего разделять протоны (нейтроны) и электроны (гамма-кванты). Нейтронные детекторы охватывали телесный угол $\Omega = 19,6\%$. Полная эффективность, включающая внутреннюю (intrinsic) эффективность и потери в мишени, составила $E = 3,2\%$ для выбранного порога $E_{ee} \simeq 1$ МэВ (эквив-

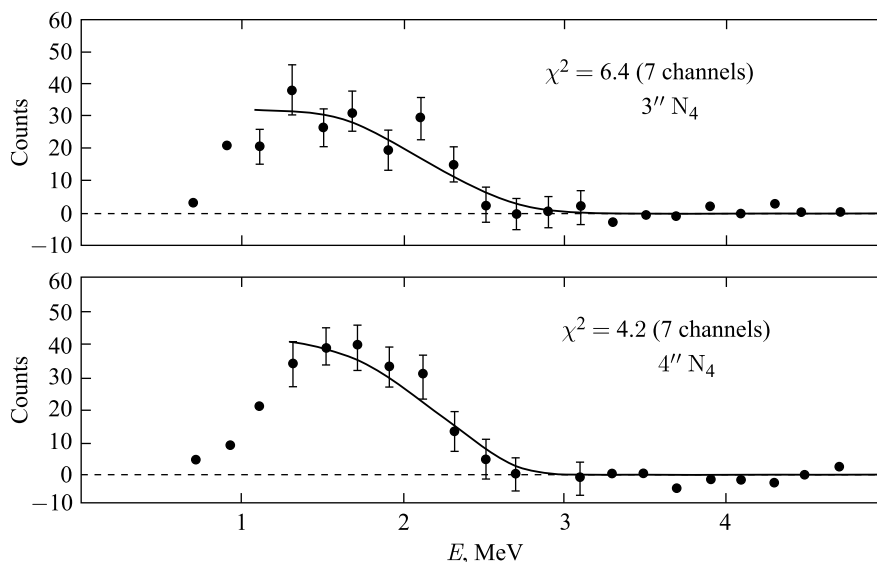


Рис. 6. Аппаратурные спектры нейтронных детекторов N_1 , N_2 , измеренные в работе [115]: точки — экспериментальные данные за вычетом нормированного фона; линии — результаты моделирования. Энергии протонов отдачи от 5,2-МэВ нейтронов прокалиброваны в масштабе E_{ee} (эквивалентная энергия электрона)

валентная энергия электрона). Это значение было получено путем расчетов Монте-Карло, выдающих аппаратурные спектры для каждого нейтронного детектора.

Примеры аппаратурных спектров для отобранных в результате временного анализа нейтронных событий приведены на рис. 6.

Селекция полезных событий осуществлялась в ходе анализа временного спектра нейтронных событий, который фитировался выражением

$$F_n(t) = A \exp\left(-\frac{t}{0,2}\right) + B \exp\left(-\frac{t}{2,2}\right) + C,$$

где t — время в мкс. Здесь первое слагаемое связано с мю-остановками в стенках мишени, второе отвечает мю-захвату в водороде, а константа C соответствует фону случайных совпадений.

Всего было набрано $N_n \simeq (1500 \pm 4,5)\%$ полезных нейтронных событий для числа мюонных остановок $N_\mu \simeq (43 \cdot 10^6 \pm 5,6)\%$.

Скорость захвата определялась согласно формуле

$$\Lambda_c = \lambda_0 N_n / (E N_\mu T), \quad (27)$$

где $T \simeq 0,75$ — фактор временных ворот. Подставляя в (27) измеренные значения N_n , N_μ и вычисленное значение $E = (3,24 \pm 0,17)\%$, получаем $\Lambda_c = (464 \pm 42) \text{ с}^{-1}$; оно приведено в табл. 6. Отсюда для скорости мю-захвата в $p\mu$ -атоме $\Lambda_s \simeq 4/3\Lambda_c = (619 \pm 56) \text{ с}^{-1}$, что согласуется с расчетами (10).

Эксперименты с газообразным водородом. После выполнения опытов с жидким водородом стало актуальным продолжить исследования с газообразным водородом с целью:

1) определить скорость мю-захвата из состояния $p\mu$ -атома и тем самым исключить возможные неопределенности в интерпретации, связанные с мезомолекулярными процессами;

2) получить новые, независимые данные о скорости мю-захвата и тем самым повысить точность в определении констант этого взаимодействия.

По сравнению с жидким водородом измерения в газе связаны с дополнительными серьезными проблемами, обусловленными эффектом стенок мишени:

1) из-за малой плотности водорода ($\rho_H \sim 10^{-2}$) уменьшается соотношение числа мюонных остановок в газе и стенках мишени;

2) при малой плотности газа значительно возрастает (как $\rho_H^{-1/2}$) влияние эффекта диффузии мезоатомов на стенки мишени.

Всего на рассматриваемом этапе было выполнено два эксперимента: в ЦЕРН [27] и ОИЯИ [26]. Постановка опытов, методы отбора событий и их анализа были во многом аналогичны используемым в классической работе [115]. Отличием являлось использование специальных мер по дискриминации эффекта стенок мишени.

Схема эксперимента ЦЕРН [27] показана на рис. 7. Авторы использовали цилиндрическую мишень длиной 135 см и диаметром 26 см. Корпус мишени был изготовлен из нержавеющей стали. Толщина стенок была уменьшена до 1 мм в ее передней по отношению к мюонному пучку части. Мишень заполнялась сверхчистым водородом ($C_Z \simeq 10^{-7}$, $C_D \simeq 0,1 \text{ ppm}$).

Рабочий объем мишени был выделен с помощью системы проволочных пропорциональных камер: передней (α), четырех боковых (γ) и задней (β). Детектор α представлял собой плоскую камеру с диаметром сигнальной сетки 13 см, ее полный временной джиттер составлял 0,5 мкс. Детектор γ состоял из 16 квазицилиндрических пропорциональных счетчиков, объединенных в четыре группы. Детектор β представлял собой цилиндрический пропорциональный счетчик с одной сигнальной нитью, натянутой в задней части мишени. Электрический потенциал обеспечивался внутренними электродами счетчиков A_1 – A_4 . Из-за большого расстояния «нить–электроды» (радиус 86 см) детектор оказался медленным — эффективность, близкая к единице, достигалась лишь для интервала $\simeq 50$ мкс.

Достоинства такой системы внутренних счетчиков очевидны. Она позволяет дискриминировать фон от диффузии мезоатомов на стенки мишени

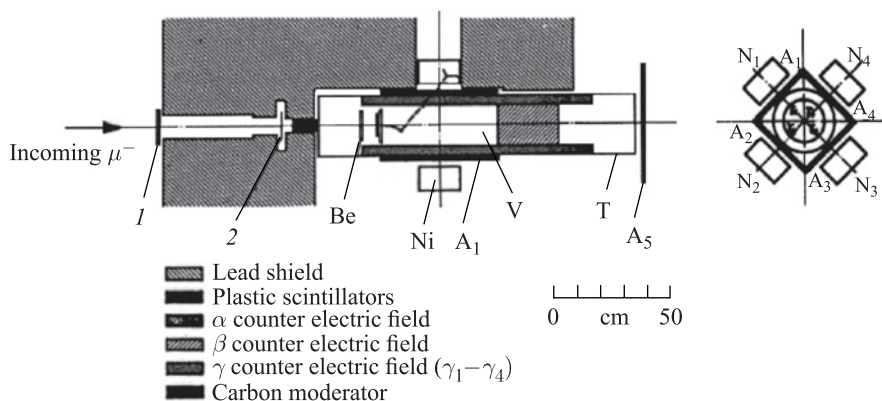


Рис. 7. Схема опыта [27]: Т — корпус мишени; V — ее рабочий объем; 1, 2, A₁–A₅ — сцинтилляционные детекторы мюонов (1, 2, A₅) и электронов (A₁–A₄); N₁–N₄ — сцинтилляционные детекторы нейтронов. Заштрихованные части внутри мишени обозначают области электрических полей проволочных детекторов α , β и γ

и практически полностью подавить ложные запуски, связанные с мю-остановками в стенках мишени, т. е. не «захлебнуться» в фоне случайных совпадений. К недостаткам следует отнести невозможность проведения опытов с вакуумированной мишенью для прямого измерения фона электронов и с тяжелым газом (ксенон) для эффективного определения уровня фона случайных совпадений. Кроме того, из-за низкого временного разрешения детектора антисовпадений β его сигналы не всегда укладывались в интервал (≈ 1 мкс), выделяемый для триггера $\alpha\bar{\gamma}\beta$. Это приводило к трудоемкой процедуре просмотра сигналов β -детектора, зарегистрированных в интервале 55 мкс.

Так же как и в измерениях [115], мишень окружали четыре нейтронных цилиндрических детектора NE-213 размерами 18×10 см. Нейтронными событиями полагались сигналы $\bar{A}_i N_i$, удовлетворяющие критериям n - γ -разделения. Электронные события идентифицировались как сигналы совпадений $A_i N_i$, они измерялись в специальных экспозициях. Для дальнейшего анализа отобранные нейтронные события определялись из анализа временного распределения вида (26) как принадлежащие 2,2-мкс экспоненте. Вклад фона случайных совпадений определялся в специальных измерениях со смесью $H_2 + Xe$. Концентрация ксенона $C_{Xe} \sim 10^{-2}$ подбиралась так, чтобы обеспечить скорость перехвата $\lambda_{p\mu-Xe\mu} > 10^7$ с⁻¹. Время жизни мюона в ксеноне $\sim 0,1$ мкс, поэтому в распределении (26) события со временами больше выбранного порога 0,9 мкс практически полностью обусловлены случайными совпадениями. Важно, что в результате этих измерений определялся энергетический спектр фоновых событий, который вычитался из пол-

ного спектра нейтронных событий. Результирующий спектр использовался для проверки расчетов эффективности регистрации нейтронов.

Скорость мю-захвата определялась с помощью формулы, аналогичной (27), в которой число мюонных остановок выражалось через число электронов N_e , нормированное на число «нейтральных» запусков:

$$\Lambda_s = \lambda_0 l \frac{N_n E_e}{N_e E} \left(1 + \frac{N_n E_e l}{N_e E} \right). \quad (28)$$

В этом выражении E и E_e — эффективности регистрации нейтронов и электронов. Они были рассчитаны методом Монте-Карло. Фактор l учитывает долю мю-захвата в $pp\mu$ -молекуле. Значения величин, входящих в формулу (28), приведены в табл. 7.

Таблица 7. Значения величин, входящих в формулу (28)

N_n	N_e	$E, \%$	$E_e, \%$	l
315 ± 23	$(5,07 \pm 0,05) \cdot 10^5$	$3,90 \pm 0,15$	$8,88 \pm 0,27$	1,01

Значение скорости мю-захвата из синглетного состояния $pp\mu$ -атома получилось равным

$$\Lambda_s = (651 \pm 57) \text{ c}^{-1}, \quad (29)$$

оно оказалось в хорошем согласии с «текущим» теоретическим значением (10).

Сравнивая свои данные (29) с результатами, полученными ранее для скорости мю-захвата в жидком водороде, авторы [27] получили оценку для скорости ортопарапереходов в $pp\mu$ -молекуле:

$$\Lambda_{op} \leq 5 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}. \quad (30)$$

Другой эксперимент по измерению скорости мю-захвата в газообразном водороде был выполнен в Дубне [26]. Схема основной части установки (мишень и детекторы) показана на рис. 8. С целью уменьшения фона она была размещена в специально оборудованной малофоновой лаборатории и дополнительно окружена водяной защитой (50 см).

Пучок мюонов от синхроциклотрона ОИЯИ регистрировался детекторами 1–3 и попадал в мишень. В опытах использовалась газовая водородная мишень при давлении 40 атм ($\phi \simeq 0,05$). Корпус мишени был изготовлен из нержавеющей стали. Его размеры составляли 140×540 мм, толщина боковых стенок 3 мм.

Внутри мишени располагались сцинтилляторы из йодистого цезия (CsI(Tl)), предназначенные для регистрации остановок мюонов в мишени.

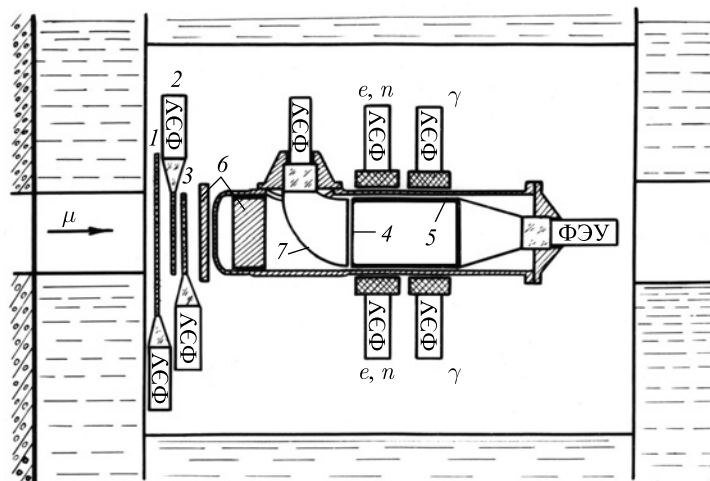


Рис. 8. Схема экспериментальной установки, используемой в опытах [26]: 1–3 — сцинтилляционные детекторы мюонного пучка (пластик); 4, 5 — сцинтилляторы из CsI(Tl); 6 — замедлитель мюонов (медь); 7 — полые световоды, прозрачные уплотнители (стекло)

Один из них (детектор 5) был выполнен в виде стакана длиной 205 мм, внутренним диаметром 120 мм и толщиной стенок 5 мм, а другой (детектор 4) — в виде диска диаметром 110 мм и толщиной 250 мкм. Столь малая толщина сцинтиллятора детектора 4 была выбрана для минимизации числа остановок мюонов в нем самом, т. е. числа ложных запусков. Выбор типа сцинтиллятора для детекторов 4, 5 был продиктован следующими обстоятельствами.

1. Время жизни мюона в CsI составляет $\tau_{\mu}(\text{CsI}) \simeq 0,1$ мкс, поэтому фон, связанный с остановками мюонов в нем самом, легко дискриминируется по времени.

2. Уровень выделения паров воды и других веществ (газация) для CsI допустимо мал с точки зрения обеспечения необходимой чистоты водорода.

Все остальные конструктивные материалы внутри мишени (замедлитель, световоды и герметичные прозрачные уплотнения) также были изготовлены из веществ с малой скоростью газации. Для обеспечения необходимого малого содержания в водороде примесей с $Z > 1$, а именно $C_Z \leq 10^{-7}$ объемных долей, осуществлялись следующие меры.

1. Тщательная вакуумная тренировка мишени (откачивание с периодическим нагревом) в течение 7–10 сут перед рабочей экспозицией. Периодически измерялись величина вакуума и скорость его изменения при отсоединенных насосах. Целью было добиться того, чтобы необходимая степень вакуума ($\leq 10^{-3}$ Торр) сохранялась в течение длительной (100 ч) экспозиции установки на мюонном пучке.

2. При заполнении мишени водород пропускаться через палладиевый фильтр, обеспечивающий чистоту газа на уровне не хуже $C_Z \leq 10^{-8}$. Чистота используемого в измерениях водорода измерялась сразу по окончании каждой экспозиции. Оказалось, что требование $C_Z \leq 10^{-7}$ всегда выполнялось.

Наконец, для подавления фона от перехвата мюона на дейтерий в опытах использовался изотопически чистый водород (протий), специально очищенный от дейтерия до уровня 10^{-6} .

Для регистрации нейтронов от мю-захвата использовались девять детекторов (dn_i) на основе кристаллов стибьена 70×30 мм. Свойства сцинтиллятора позволяли реализовать n - γ -разделение. Телесный угол детекторов составлял $\Omega \simeq 25\%$, а эффективность регистрации 5,2-МэВ нейтрона в стибьене — 18%.

Логика регистрации событий заключалась в следующем. Сигнал остановки мюона (μ) в мишени запускал через задержку 1,3 мкс временные ворота длительностью 4 мкс, в течение которых регистрировались сигналы от нейтронных детекторов. В качестве сигнала остановки использовалась комбинация импульсов от детекторов $234\bar{5}$, включенных в схему совпадений. Методы эффективной регистрации остановок в условиях малого световыхода (низкого светосбора) были специально разработаны авторами [116]. Во время сеансов измерений основные «нейтронные» экспозиции периодически чередовались с «электронными». Для «нейтронных» экспозиций требовалось отсутствие сигнала детектора 5 в течение всего интервала измерений (сигнатура μ - n_i , $\bar{5}$). Сигнатурой электронного события являлась комбинация μ - n_i , $\bar{5}$. Для каждого нейтронного события формировались сигналы, соответствующие быстрой компоненте импульса нейтронного детектора (БК) и его полной площади, т. е. энергии (E). Анализ этих сигналов позволял отделить нейтроны от гамма-квантов. Кроме того, анализировалось время регистрации события (T). Такой многомерный анализ (БК, E , T) проводился на ЭВМ непосредственно в ходе измерений и позволял оперативно контролировать число отбираемых событий и их параметры.

Специальные измерения были посвящены определению различных компонент фона. Фон случайных совпадений был измерен в экспозициях с мишенью, заполненной ксеноном. Это обеспечило (за счет существенного увеличения плотности остановок мюонов) высокую скорость набора событий. Их интенсивность составила $N_{cc} = (66 \pm 4,3) \text{ мкс}^{-1}$.

Фон от диффузии $p\mu$ -атомов на стенки мишени (CsI) определялся в измерениях, где один из нейтронных детекторов был заменен на гамма-спектрометр NaI(Tl) 150×100 мм.

1. В опытах с водородом и гелием были измерены выходы «задержанных» γ -квантов. Нормированная на число мюонных остановок разность этих выходов интерпретировалась как выход η_{γ}^H γ -квантов мезорентгеновского излучения от CsI, возникающего в результате диффузии $p\mu$ -атомов.

2. В экспозиции $\text{H}_2 + 3 \cdot 10^{-5} \text{Xe}$ было измерено отношение выходов $(\eta_n/\eta_\gamma)_{\text{H}+\text{Xe}}$. Из-за близости атомных номеров для Cs, I ($Z = 53$ и 55) и Xe ($Z = 54$) это отношение должно быть практически таким же, как и для CsI (что подтверждается соответствующими экспериментальными данными).

3. Нормированный фон от диффузии определялся из соотношения $\eta_\gamma^{\text{H}}(\eta_n/\eta_\gamma)_{\text{H}+\text{Xe}}$.

Выделение числа N_n событий от мю-захвата в водороде определялось из анализа временного распределения нейтронов, представленного на рис. 9. Оно фитировалось с помощью выражения

$$\frac{dN_n}{dt} = A \exp(-\lambda_0 t) + B\phi(t) + C, \quad (31)$$

где $\phi(t)$ — рассчитанная на ЭВМ временная зависимость для нейтронов от диффузии.

В анализе использовались измеренные значения фона. На рис. 10 сплошная линия соответствует зависимости вида (31) с оптимальными параметрами. В результате анализа было найдено, что число нейтронов от мю-захвата в водороде составляет $N_n = 278 \pm 33$, оно приведено в табл. 8.

Скорость мю-захвата в $p\mu$ -атоме определялась с помощью выражения

$$\Lambda_s = \lambda_0 \frac{N_n \epsilon_e}{N_e \epsilon_n} \rho, \quad (32)$$

где N_n и N_e — числа нейтронных и нормированных электронных событий; ϵ_n и ϵ_e — эффективности регистрации нейтронов и электронов; ρ — фактор, учитывающий долю мю-захвата в молекуле. Значения величин, входящих в формулу (32), отражены в табл. 8.

Значения величин ϵ_n и ϵ_e были вычислены методом Монте-Карло. В приведенных значениях учтен фактор временных «ворот» $\Delta_t = 0,46$. При мо-

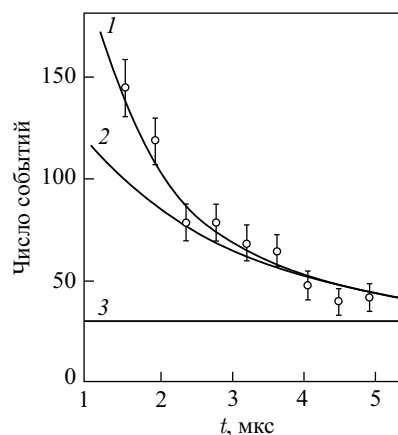


Рис. 9. Временное распределение «нейтронных» событий, измеренное в экспозициях с водородом: 1 — суммарный спектр; 2 — события от мю-захвата в водороде; 3 — уровень фона случайных совпадений

Таблица 8. Значения величин, входящих в формулу (32)

N_n	N_e	$\epsilon_n, \%$	$\epsilon_e, \%$	l
278 ± 33	$(1,86 \pm 0,08) \cdot 10^6$	$0,789 \pm 0,033$	$7,52 \pm 0,19$	0,943

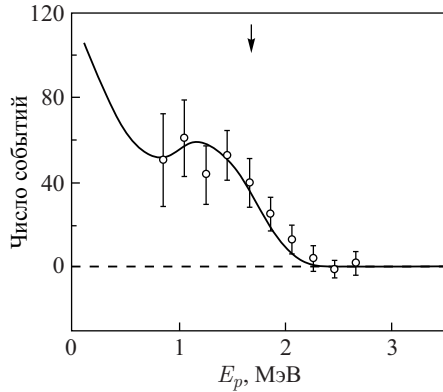


Рис. 10. Аппаратурный спектр нейтронных детекторов, измеренный в работе [26]: точки — экспериментальные данные за вычетом нормированного фона; линии — результаты моделирования. Энергии протонов отдачи от 5,2-МэВ нейтронов прокалиброваны в масштабе E_{ee}

делировании регистрации нейтронов вычислялся аппаратурный спектр нейтронного детектора. Это позволяло непосредственно проверить расчет, а также определить зависимость ϵ_n от амплитудного порога детектора. Аппаратурный спектр, объединенный для всех нейтронных детекторов, приводится на рис. 10.

Значение скорости мю-захвата из синглетного состояния $p\mu$ -атома оказалось равным

$$\Lambda_s = (686 \pm 88) \text{ c}^{-1}. \quad (33)$$

Оно согласуется с предыдущими измерениями (29) и теоретическим значением (10). Близость данных (33) и (29) дала основание авторам [26] объединить их и получить усредненное значение для Λ_s , из анализа которого получить интервал допустимых значений для псевдоскалярного формфактора g_P . Результаты измерений скорости мю-захвата в газообразном водороде приведены в табл. 9.

Как можно видеть из данных этой таблицы, экспериментальное значение величины $g_P(-0,88 m_\mu^2)$ согласуется с вычисленным (8) на основе использова-

Таблица 9. Результаты измерения скорости мю-захвата в газообразном водороде. Значения g_P , указанные для объединенных данных [26, 27], приведены для анализа [26] (а) и для современного рассмотрения [38] (б)

Метод	$\Lambda_s, \text{ c}^{-1}$	$g_P(-0,88 m_\mu^2)$	Источник данных
Нейтронные детекторы	651 ± 57	—	ЦЕРН, 1969 [27]
Нейтронные детекторы	686 ± 88	—	Дубна, 1974 [26]
Нейтронные детекторы	661 ± 48	8 ± 3 (а) 10 ± 3 (б)	Объединенные данные, 1974 [26, 27]
Время жизни мюона	$714,9 \pm 5,4_{\text{стат}} \pm 5,1_{\text{сист}}$	$8,06 \pm 0,55$	PSI, 2007 [38]

ния соотношения Гольдбергера–Треймана. Другое замечание: новые, гораздо более точные измерения были выполнены только спустя более 30 лет.

Измерения времени жизни τ_μ отрицательного мюона в жидком водороде. Измерение скорости мю-захвата нейтронным методом принципиально ограничено по точности в 4–5 %, что связано с необходимостью использовать моделирование процесса регистрации нейтронов для определения эффективности их регистрации. Это обстоятельство побудило авторов [41] предложить новый метод, когда скорость мю-захвата определяется из разности результатов прецизионного времени жизни для положительного и отрицательного мюонов:

$$\Lambda_c = \frac{1}{\tau_{\mu^-}} - \frac{1}{\tau_{\mu^+}}. \quad (34)$$

Для устранения возможной систематики измерения величин τ_{μ^-} и τ_{μ^+} должны проводиться в одних и тех же экспериментальных условиях.

Из-за малости отношения скоростей мю-захвата и мю-распада ($\Lambda_c/\lambda_0 \sim 10^{-3}$) измерения τ_μ следует выполнить с точностью $\delta(\tau_\mu) \sim 10^{-5}$. Во время реализации предложения [41] (1980) возможности методики позволяли выполнить такие измерения только в жидком водороде. Конечно, при этом оставалась возможная неопределенность в интерпретации результатов, связанная с проблемой решения задачи трех тел. Однако к этому времени теория МАМП достигла больших успехов в количественном описании параметров различных циклов мюонного катализа. Более того, специально для этого эксперимента было развито мощное теоретическое обоснование [42] (см. «Скорость мю-захвата в молекуле $pp\mu$ »). В рамках расширенной теории, включающей релятивистские взаимодействия, были вычислены скорость $\lambda_{ор}$ ортопарапереходов в $pp\mu$ (21), скорости мю-захвата для орто- и парамолекул $pp\mu$ (24) и эффективная скорость Λ_c мю-захвата в жидком водороде. Это позволяло ожидать надежную интерпретацию запланированных измерений.

Эксперимент был выполнен на электронном линейном ускорителе в Сакале, производящем пучки положительных и отрицательных пионов и мюонов 125 МэВ/с в чередующихся с частотой 3000 Гц импульсах с длительностью каждого 3 мкс. Схема установки показана на рис. 11.

Мишень заполнялась сверхчистым водородом (протием), очищенным от дейтерия до уровня $C_D \simeq 2 \cdot 10^{-6}$. Как следует из рассмотрения пункта «Мезоатомные и мезомолекулярные процессы в водороде», для подавления влияния возможных примесей с $Z > 1$ до уровня $\leq 1\%$ требуется дискриминировать их содержание в водороде до величины $C_Z \simeq 10^{-9}$. Указанная степень чистоты достигалась, во-первых, тщательной вакуумной тренировкой корпуса мишени и коммуникаций и, во-вторых, очисткой водорода с помощью палладиевого фильтра.

Свойства пучка были таковы, что большинство мюонов (90 %) останавливались в водороде, а остальные — в меди и свинце, где быстро ($\leq 0,1$ мкс)

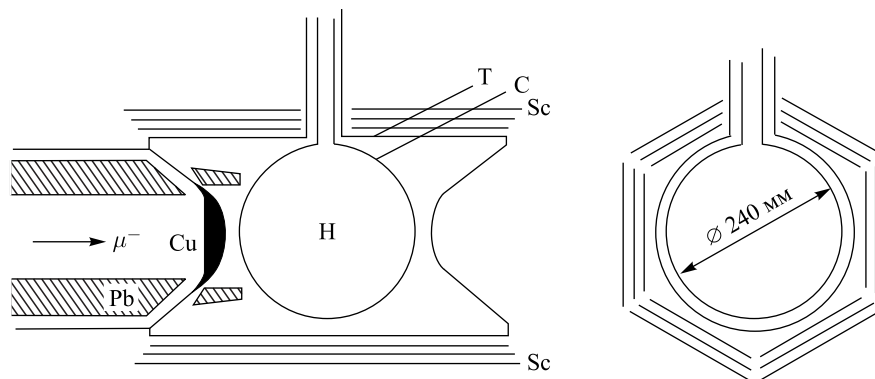


Рис. 11. Схема экспериментальной установки [40]: С — медный корпус водородной мишени; Т — стальная камера; Sc — электронный телескоп (пластический сцинтиллятор)

испытывали ядерный захват. Электроны от мю-распада регистрировались шестью телескопами, каждый из которых состоял из трех сцинтилляционных детекторов. Для регистрации электрона требовалось тройное совпадение сигналов детекторов с выделением энергии в каждом не менее 2 МэВ.

Экспозиции с положительными и отрицательными мюонами периодически чередовались друг с другом. Для дискриминации искажений, связанных с μ SR-эффектами для поляризованных мюонов, μ^+ получались от распада π^+ , остановившихся в мишени из серы, где, как известно из опыта, происходит быстрая деполяризация мюонов. Дополнительным фактором подавления эффекта прецессии спина мюона являлось симметричное расположение электронных телескопов относительно мишени. Часть экспозиций с μ^+ была проведена с противовой мишенью с магнитной защитой. В обоих случаях влияние искажающих μ SR-эффектов оказалось пренебрежимо малым.

Что касается отрицательных мюонов, то для них мощным механизмом деполяризации являются спин-обменные соударения $p\mu$ -атомов с протонами (19) (см. «Мезоатомные и мезомолекулярные процессы в водороде»). Интенсивность этого процесса такова, что полная деполяризация μ^- в жидком водороде наступает за время $\tau_d < 10^{-9}$ с.

Измерения проводились в течение временного интервала 65 мкс, начало которого отстояло от импульса пучка на 1 мкс, т.е. фактически соответствовали состоянию $pp\mu$ -молекулы. Кроме того, использовались еще трое 80-мкс временных ворот, последовательно располагавшихся вслед за основными и служившими для контроля фона. В течение всего цикла измерений было зарегистрировано $1,3 \cdot 10^9$ событий от μ^- -распада в противовой мишени и $3,8 \cdot 10^8$ событий от μ^+ -распада. При этом средняя скорость набора событий

(на ворота и один телескоп) $r \simeq 0,1$. Для контроля эффекта скорости регистрации (наложения сигналов) для μ^- и μ^+ было набрано по 10^8 событий при повышенной интенсивности пучка, соответствующей $r = 0,5$.

Методы анализа событий были разработаны в предыдущих измерениях τ_{μ^+} [117,118]. В общем случае временное распределение позитронов описывается выражением

$$R(t) = R_0 [\exp(-\lambda t) + A r \exp(-2 \lambda t) + B], \quad (35)$$

где $\lambda = 1/\tau_{\mu}$. Величина фона B практически полностью определяется не зависящей от времени внешней загрузкой (в основном космические лучи) с небольшой добавкой, медленно спадающей со временем ($T \simeq 100$ мкс), от наведенной радиоактивности. В определении фона использовались данные для задержанных временных ворот, а также проводились специальные измерения с вакуумированной мишенью. Вклад поправок на скорость счета находился из сравнения данных измерений с различными значениями величины r . Составляющие, соответствующие двум последним слагаемым выражения (35), вычитались из исходного спектра.

Для положительных мюонов скорость гибели мюона λ не зависит от времени, поэтому величина τ_{μ^+} может быть найдена в одноэкспоненциальном приближении. Для отрицательных мюонов величина λ , в принципе, зависит от времени из-за наличия ортопарапереходов, изменяющих скорость мю-захвата. Поэтому для нахождения τ_{μ} использовалась формула

$$\tau_{\text{exp}} = \left(\sum_i^K n_i t_i \right) / \left(\sum_i^K n_i \right) + \epsilon_K \quad (36)$$

для исходного спектра с вычтенным фоном. Суммирование (36) проводилось до 7 мкс, при этом учитывалась поправка ϵ_K на конечное интегрирование (K — число шагов интегрирования). Время жизни мюона дается формулой

$$\tau_{\mu} = \tau_{\text{exp}}(1 + ar), \quad (37)$$

где величина a была определена исходя из сравнения данных измерений с различной скоростью счета. Совместный анализ данных различных экспозиций с разными значениями r дает окончательное значение для времени жизни отрицательного мюона:

$$\tau_{\mu^-} = (2194,903 \pm 0,006) \text{ нс}. \quad (38)$$

Измеренное значение времени жизни положительного мюона составило

$$\tau_{\mu^+} = (2197,182 \pm 0,121) \text{ нс}. \quad (39)$$

Объединение с известными на то время (1978) данными дает значение

$$\tau_{\mu^+} = (2197,148 \pm 0,066) \text{ нс.} \quad (40)$$

Используя для τ_{μ^-} значение (38) и для τ_{μ^+} значение (40), получаем, согласно (34), скорость мю-захвата

$$\Lambda_c = (460 \pm 20) \text{ с}^{-1}, \quad (41)$$

что согласуется с результатом колумбийской группы [115] (см. табл. 6) и по точности в два раза превосходит его. Сравнивая свой результат с теоретическим значением $\Lambda_{\text{ом}} = 502 \text{ с}^{-1}$, авторы [40] заключили, что наблюдаемое различие объясняется наличием ортопарапереходов в $pp\mu$ -молекуле. Поэтому для интерпретации данных мю-захвата в жидком водороде в рамках теории слабого взаимодействия необходимо определить скорость $\lambda_{\text{ор}}$ указанных переходов.

Измерение [41] величины $\lambda_{\text{ор}}$ было выполнено авторами [40] и является продолжением их исследования мю-захвата в жидком водороде. При известном значении $\lambda_{\text{ор}}$ величина $\Lambda_{\text{ом}}$ извлекается из измеренного значения Λ_c с помощью выражения

$$\Lambda_{\text{ом}} = \Lambda_c \left(1 + K \frac{\lambda_{\text{ор}}}{\lambda_0} \right), \quad (42)$$

где величина K , как пишут авторы, определяется экспериментальными условиями. Как именно она зависит от экспериментальных условий и каким путем была определена, авторы не сообщают, приведя лишь ее значение. Между тем связь между $\Lambda_{\text{ом}}$ и Λ_c может быть установлена исходя из формулы (58) в статье [42] (здесь формула (25)).

Идея эксперимента состояла в измерении характера временного распределения нейтронов от мю-захвата, чувствительного к величине $\lambda_{\text{ор}}$:

$$\frac{dN_n}{dt} \propto \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^-}}\right) \left[1 + \left(\frac{\Lambda_{\text{ом}} - \Lambda_{\text{рм}}}{\Lambda_{\text{рм}}} \right) \exp(-\Lambda_{\text{ор}}t) \right]. \quad (43)$$

Техника измерений и отбор событий были аналогичны опытам по мю-захвату, выполненным «нейтронным» методом. Нейтроны регистрировались шестью цилиндрическими детекторами Ne-213 15×10 см. Между ними и мишенью располагались пластиковые сцинтилляционные детекторы электронов, использовавшиеся в режиме антисовпадений. На рис. 12 приведены аппаратный спектр нейтронов и временное распределение нейтронных событий, отобранных за вычетом фона.

В аппаратном спектре отчетливо проявляется ступенька при $E_{ee} \simeq 1,7$ МэВ, характерная для 5,2-МэВ нейтронов. Для начального времени $t_0 =$

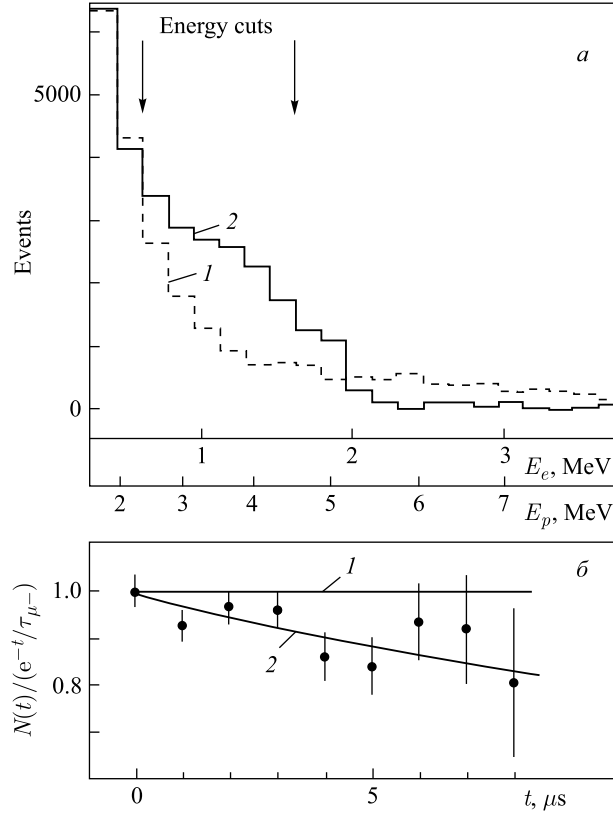


Рис. 12. *a)* Энергетические спектры, отобранные для нейтронных событий для $t_0 = 1,5$ мкс: 1 — суммарный спектр фоновых событий; 2 — спектр нейтронов от захвата мюонов за вычетом фона. *б)* Временное распределение отобранных нейтронных событий, нормированное на фактор $\exp(-t/\tau_{\mu^-})$: 1 — $\lambda_{ор} = 0$; 2 — $\lambda_{ор} = 4,1 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$

1,5 мкс и интервала энергий протонов отдачи 3–5 МэВ вклад фона составил $\simeq 34\%$. Числа событий во временном спектре умножены на фактор $\exp(-t/\tau_{\mu^-})$.

Временное распределение нейтронных событий обрабатывалось по методу Пайерлса (36). Полученное в результате значение среднего времени жизни составляет

$$\tau_n = (2084 \pm 30) \text{ нс.}$$

Оно существенно меньше, чем измеренное ранее авторами значение $\tau_{\mu^-} = 2195$ нс, что свидетельствует о ненулевой скорости ортопарапереходов

в $p\mu$ -молекуле. Из анализа авторов следует

$$\lambda_{\text{ор}} = (4,1 \pm 1,4) \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}. \quad (44)$$

Подставив в формулу (42) измеренное значение (41) для Λ_c , найденный коэффициент $K = 1,69 \pm 0,03$ и значение (44) для $\lambda_{\text{ор}}$, авторы получили

$$\Lambda_{\text{ом}} = (531 \pm 33) \text{ с}^{-1} \quad (45)$$

в согласии с расчетной величиной (24). Усреднив все данные (кроме камерных) по измерению скорости мю-захвата в водороде и проведя соответствующий анализ, авторы получили для псевдоскалярного формфактора значение

$$g_P^\mu = 8,7 \pm 1,9, \quad (46)$$

что согласуется с ожидаемой величиной (8) $g_P^\mu = 8,5$.

Сравним теперь результаты измерений [40, 41] с предсказаниями теории [42]. Авторы [42], используя как репер теоретическое значение $\Lambda_s = 659 \text{ с}^{-1}$, определенное в [64], вычислили значения (24) для $\Lambda_{\text{ом}}$ и $\Lambda_{\text{рм}}$, а также необходимое для интерпретации опытных данных значение (21) скорости ортопарапереходов $\lambda_{\text{ор}}$. Однако, как видно из табл. 10, измеренное значение этой величины (44) оказалось плохо согласующимся с расчетами. Это вызывает определенные трудности в интерпретации данных измерений [40, 41] скорости мю-захвата.

Таблица 10. Теоретическое и экспериментальные значения скорости $\lambda_{\text{ор}}$ ортопарапереходов в молекуле $p\mu$ (10^4 с^{-1})

Теория	Эксперимент	
$7,1 \pm 1,2$ [42]	$4,1 \pm 1,4$ [41]	$11,1 \pm 1,9$ [119]

Ситуация еще более усугубилась после более поздних измерений $\lambda_{\text{ор}}$ в эксперименте [119], данные которого плохо согласуются с теорией и совсем не согласуются с предыдущими измерениями. В этой ситуации стало актуальным проведение измерений скорости мю-захвата (τ_{μ^-}) в газообразном водороде малой плотности ($\phi \leq 10^{-2}$), где влияние мезомолекулярных процессов на результат измерений достаточно мало ($\leq 1\%$).

Заключение. В течение 1962–1982 гг. в различных лабораториях мира проводилось интенсивное экспериментальное изучение процесса мю-захвата в водороде, результаты которого оказались в согласии с теорией в пределах $\approx 10\%$. В стандартной модели (СМ) скорость мю-захвата в $p\mu$ -атоме Λ_S определяется четырьмя формфакторами: g_V , g_M , g_A , g_P . Из них первые три, в принципе, не требуют специальных вычислений, поскольку с хорошей точностью находятся из других измерений. В этом ряду величина g_P находится в

особом положении — экспериментально она может быть извлечена только из измерений Λ_S . Как следует из анализа наиболее надежных данных для газообразного водорода, приведенных в табл. 9, точность в g_P составляет $\simeq 30\%$. Анализ [120], выполненный для всех экспериментов, включая данные для жидкого водорода, приводит к значению

$$g_P^\mu = 8,7 \pm 1,2. \quad (47)$$

При этом, конечно, следует учитывать возможную систематическую погрешность в интерпретации измеренного значения скорости мю-захвата для жидкого водорода.

Из-за относительно слабой зависимости $g_P(\Lambda_S)$ для достижения 10%-й точности в g_P величина Λ_S должна быть измерена с точностью не хуже 1%, т. е. τ_{μ^-} — с неопределенностью $\leq 10^{-5}$. Это означает, что статистика в набранном числе электронов от мю-распада должна составлять 10^{10} – 10^{11} событий.

В традиционном подходе во избежание искажений во временном спектре электронов требуется блокировать события, связанные с регистрацией более одного мюона в течение временных ворот регистрации электронов $\Delta T_1 \simeq 20$ мкс и в предшествующем интервале времени $\Delta T_2 = 10$ – 20 мкс. Это приводит к снижению реально используемой (полезной) интенсивности и к ее ограничению на уровне $\leq 10^4 \mu/c$. В этих условиях даже при использовании качественного мюонного пучка, обеспечивающего высокую плотность остановок мюонов в водороде малой плотности, для достижения необходимой статистики требуются многие месяцы непрерывных измерений. Кроме того, на этом уровне точности приходится применять особые меры для подавления фона как физического, связанного с мезоатомными явлениями, так и случайной загрузки нейтронных детекторов.

Таким образом, прецизионное измерение величины Λ_S заставляет применить принципиально новые методы в регистрации мюонов и электронов, что и было сделано в работах [38, 39].

1.2. Современный статус. 1.2.1. Теория. Современное состояние теории мю-захвата в водороде характеризуется прежде всего прогрессом в вычислениях наименее изученного псевдоскалярного формфактора нуклона g_P , что связано с развитием теории КХД сильных взаимодействий. В принципе, индуцированные нуклонами формфакторы следовало бы получить исходя из фундаментального кварк-глюонного лагранжиана КХД. На практике, однако, это не удается. Реальный путь определения g_P связан с использованием эффективных теорий взаимодействий при низких энергиях, к которым относится киральная теория возмущений (ChPT). Она объединяет симметрии КХД в систематическое расширение, которое может быть применено для процессов с энергиями, малыми по сравнению с масштабом нарушения киральной

симметрии, $\Lambda_\chi \sim M_N \sim 1$ ГэВ. Как для любой эффективной теории, лагранжиан ChPT содержит параметры, которые не могут быть получены из самой теории и должны быть определены из эксперимента [121]. В киральной теории это так называемые константы низких энергий (low-energy constants, LEC).

Изначально ChPT была сформулирована для описания взаимодействия легких мезонов [122], но она может быть применена и для барионов без нарушения низкоэнергичного расширения [123]. В этом контексте она обычно выражается как киральная теория возмущений с тяжелыми барионами (heavy baryons chiral perturbation theory, HBChPT), которая к настоящему времени достигла больших успехов. В HBChPT пионы идентифицируются как (приблизительно) голдстоуновские бозоны спонтанно нарушенной киральной симметрии в сильных взаимодействиях, и это находит применение для построения нуклонных матричных элементов.

Строгое сохранение аксиального тока, возникающее в безмассовом пределе, приводит к связи между g_A и g_P . Из-за того что киральная симметрия нарушается благодаря наличию масс кварков, дивергенция аксиального тока не равна нулю. Можно показать (см., например, [124]), что в действительности она пропорциональна массе пиона и пионной константе связи, т. е. прийти к тому, что ранее было известно как гипотеза PCAC и однопионная доминантность.

Это позволяет получить модифицированное соотношение $g_P(g_A)$, известное ранее как формула Гольдбергера–Треймана (G.–Т.). В действительности лагранжиан киральной теории дает возможность не только определить главный член соотношения $g_P(g_A)$, но и члены более высокого порядка. Используя этот подход, авторы вывели для g_P выражение, совпадающее с формулой (8), полученной ранее в рамках PCAC. В рамках HBChPT главный член (8) соответствует изначальному соотношению G.–Т. (7), а второе слагаемое интерпретируется как поправка порядка однопетлевой в пионном поле [121, 125]. Тот факт, что в HBChPT получен не только главный член для $g_P(g_A)$, но и поправка первого порядка, дает уверенность в возможности надежного и систематического вычисления следующих поправок. Последующие вычисления [126] подтвердили, что выражение PCAC (7) остается точным и для двухпетлевых поправок. С использованием современных данных для входных параметров вычислений (f_π , g_{PiNN} , $g_A(0)$) в работе [120] получено значение

$$g_P^\mu = 8,26 \pm 0,23. \quad (48)$$

К настоящему времени достигнут значительный прогресс в определении формфакторов g_V , g_M и g_A . Анализ [127] данных по рассеянию электронов на водороде (протии) и дейтерии приводит к значениям параметров r_V , r_M

в разложении (5)

$$r_V^2 = 0,585(2) \text{ фм}^2, \quad r_M^2 = 0,585(2) \text{ фм}^2. \quad (49)$$

Прецизионные исследования β -распада нейтрона [128] дают значение

$$g_A(0) = 1,2695(29) \quad (50)$$

в согласии с предыдущими данными [129] $g_A(0) = 1,2695(29)$. Прогресс в исследовании зависимости $g_A(q^2)$ характеризует рис. 13, на котором показаны результаты определения параметра M_A для дипольного фита (5).

Анализ данных по (квази)упругому рассеянию нейтрино и по фоторождению пионов приводит к близким усредненным значениям $M_A = (1,026 \pm 0,021) \text{ ГэВ}$ и $M_A = (1,069 \pm 0,016) \text{ ГэВ}$ соответственно.

Прецизионные расчеты скорости мю-захвата протоном были выполнены в работах [49] и [130] (см. также [50, 131]). В расчетах использовались текущие значения величин G_F и V_{ud}

$$G_F = 1,166367(5) 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}, \quad V_{ud} = 0,97418(27)$$

и формфакторов $g_k(q_0^2)$, приведенные в табл. 11.

Таблица 11. Значения формфакторов $g_k(q_0^2)$, используемых в расчетах [130] величины Λ_s

$g_V(q_0^2)$	$g_M(q_0^2)$	$g_A(q_0^2)$	$g_P(q_0^2)$
0,976(1)	3,583(3)	1,247(4)	8,26(23)

Результаты расчетов [49] и [130] величины Λ_s без учета радиационных поправок практически совпадают:

$$\Lambda_s = 688,4(3,8) \text{ с}^{-1} \quad [49], \quad \Lambda_s = 692,3(3,4) \text{ с}^{-1} \quad [130]. \quad (51)$$

Как можно видеть из сравнения значений (10) и (51), расчетная величина Λ_s увеличилась на 4–5 % по сравнению с ранними расчетами [62]. Это обусловлено уточнением параметров g_k , главным образом формфактора g_A , к значению которого наиболее чувствительна величина Λ_s (см. формулу (9)).

В работе [130] было вычислено значение величины РС радиационных поправок. Оказалось, что учет указанных поправок приводит к увеличению величины Λ_s на $\simeq 3\%$:

$$\Lambda_s = 711,5(4,6) \text{ с}^{-1}. \quad (52)$$

Это заметно (на 8 %) превышает ранее принятое значение (10), но остается в согласии с прежними экспериментальными данными, выполненными с точностью $\simeq 10\%$.

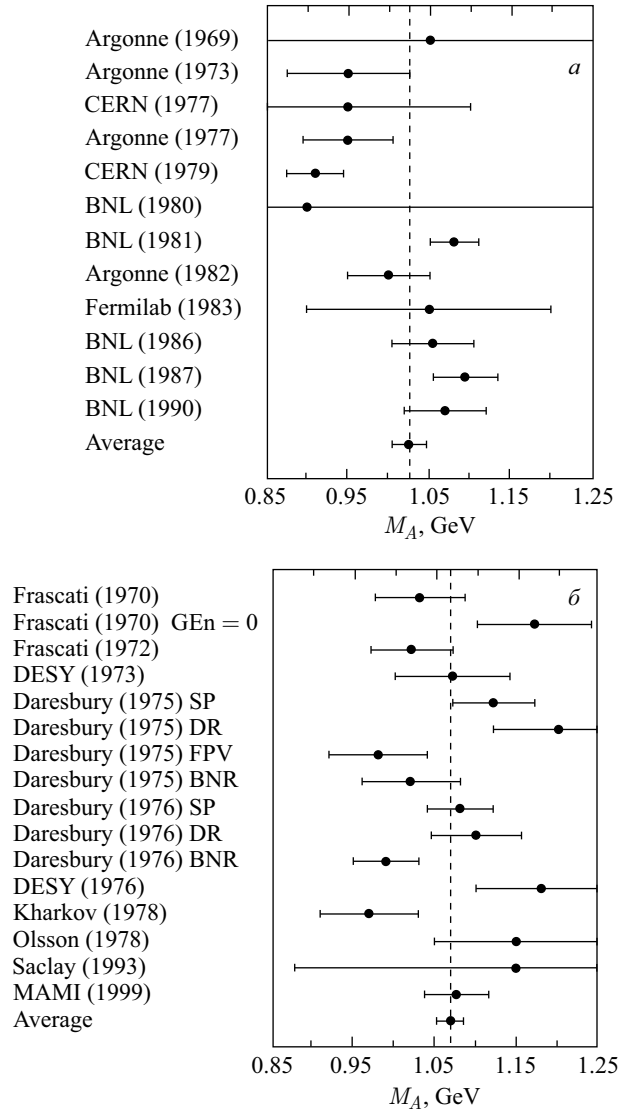


Рис. 13. Экспериментальные данные для величины M_A , приведенные в работе [120]: а) данные по (квази)упругому рассеянию нейтрино; б) измерения сечения электророзщедения пионов вблизи порога

Прогресс в вычислениях величины Λ_s стимулировал усилия по прецизионному измерению этой величины [38, 39]. Не случайно разработка соответствующего проекта MuCap и его реализация начались на рубеже XX–XXI вв.,

когда были получены основные результаты современной теории: [125] (1994), [121] (1997), [49] (2000), [120] (2002), [50] (2003). Актуальность измерений обусловлена:

- 1) сравнением результатов с выводами СМ для процесса мю-захвата на новом уровне точности (вопрос о токах второго рода);
- 2) новыми данными о структуре нуклона;
- 3) проверкой эффективности современного подхода для описания сильных взаимодействий при низких энергиях — киральной теории в рамках КХД и извлечением соответствующих эффективных констант.

1.2.2. Эксперимент. Измерения были выполнены на мюонном пучке ускорителя PSI интернациональной командой ученых. Наиболее полное описание эксперимента можно найти в работе А. А. Воробьева [43], лидера группы физиков из ПИЯФ РАН, создавших наиболее важную и сложную часть установки — времяпроекционную камеру (time projection chamber, ТРС). Эта камера служила одновременно как газовая водородная мишень и трековый детектор для регистрации остановившихся в ней мюонов.

Выполнение проекта MuCap следует разделить на две стадии. Окончанием первой из них следует считать опубликование результата в статье [38] (2007). Этот же результат приводится в более поздних публикациях [43] и [44]. В последующем авторам удалось существенно (почти на порядок) увеличить статистику и значительно улучшить чистоту водорода, что дало возможность уменьшить погрешность в величине Λ_s примерно в три раза [39] (см. также [132]).

Для описания эксперимента мы будем пользоваться в основном работой [43]. Главные принципы, заложенные в проекте MuCap, следующие.

1. Так же как и в опытах [40], величина скорости мю-захвата определялась исходя из разности времен жизни для положительного (τ_{μ^+}) и отрицательного (τ_{μ^-}) мюонов, измеренных в одинаковых экспериментальных условиях. А именно, использовалась водородная мишень малой плотности ($\phi \simeq 0,01$), при которой мю-захват практически всегда (в 96 % случаев) происходит из синглетного состояния $p\mu$ -атома.

2. Для достижения 1 %-й точности в Λ_s следовало обеспечить высокую скорость набора событий, позволяющую получить статистику в числе электронов от мю-распада на уровне $\sim 10^{10}$ при уровне фона $\leq 10^{-4}$.

3. Для дискриминации фона, связанного с перехватом мюона с протона на дейтерий и на ядра с $Z > 1$, необходимо было обеспечить концентрации примесей на уровне

$$C_D \leq 10^{-7}, \quad C_Z \leq 10^{-8}. \quad (53)$$

Схема эксперимента показана на рис. 14.

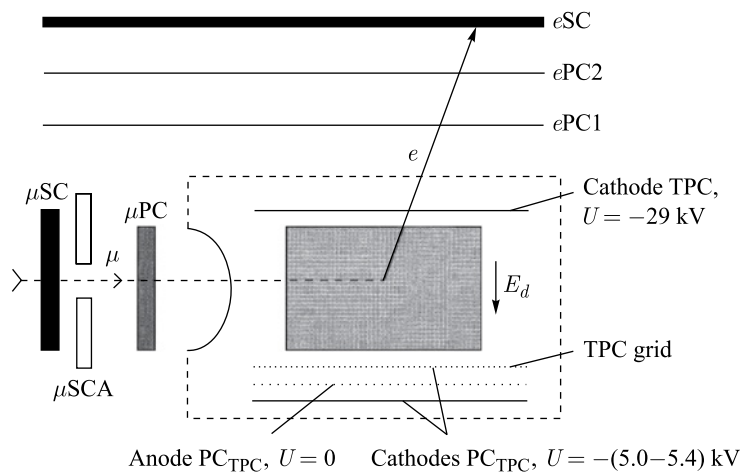


Рис. 14. Схема эксперимента MuCap (пояснения см. в тексте)

Мюоны от циклотрона PSI проходили тонкий сцинтиляционный счетчик μ SC и далее через пропорциональную камеру μ PC и тонкое (0,5 мм) бериллиевое окно попадали в заполненную водородом алюминиевую емкость, где располагалась времяпроекционная камера. Чувствительный объем камеры определялся размерами 28 (вдоль оси пучка) \times 15 (перпендикулярно пучку в горизонтальной плоскости) \times 12 см (вертикальный дрейфовый промежуток). Импульс мюонного пучка 32,6 МэВ/с соответствовал максимуму мюонных остановок в центре мишени. В дрейфовом промежутке между катодом и многопроволочной пропорциональной камерой (PC_{TPC}) электроны ионизации движутся по направлению к аноду в постоянном электрическом поле $E_d = 2$ кэВ/см со скоростью 5,5 мм/мкс. Время их дрейфа определяло координаты трека мюона в вертикальной плоскости. Совокупность проволочек $\varnothing 25$ мкм, расположенных с шагом 2 мм в горизонтальной плоскости перпендикулярно оси пучка, составляла анодную плоскость камеры. Катодная плоскость ионизационной камеры (на рис. 14 сверху) формировалась проволочками, также расположенными горизонтально, но перпендикулярно оси пучка. Анализировались амплитуды сигналов на аноде и катоде камеры и время их регистрации относительно времени сигнала на счетчике μ SC. Это позволило восстановить трехмерное изображение трека мюона и определить координаты точки его остановки. Электроны от мю-распада детектировались с помощью годоскопов из пропорциональных счетчиков e PC1 и e PC2 и сцинтиляционным годоскопом e SC. Первый служил для определения направления вылета электрона, а второй — для регистрации времени его вылета: $t_e = t_{eSC} - t_{\mu SC}$.

Реализация возможности определения координат точки остановки мюона в водороде явилась основным достоинством методики. Во-первых, это позво-

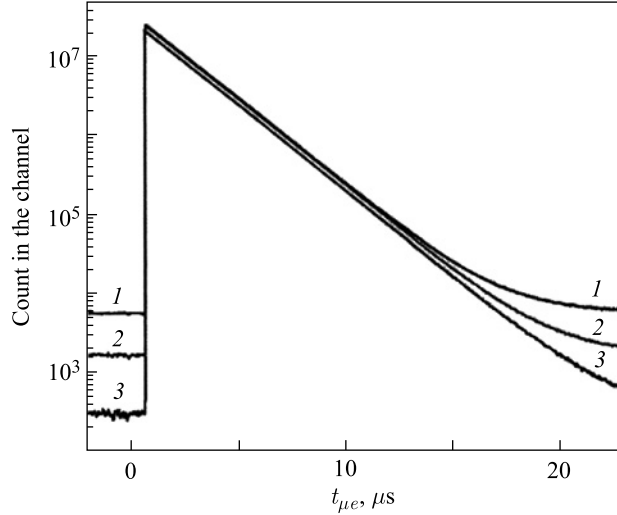


Рис. 15. Пример временного спектра электронов, полученного для различных значений параметра ΔR : 1 — без селекции; 2 — $\Delta R \leq 120$ мм; 3 — $\Delta R \leq 50$ мм

лило выделить рабочий объем внутри мишени, отстоящий от ее стенок на выбранное расстояние ≥ 15 мм. Это позволило дискриминировать фон от мю-захвата в веществе стенок мишени, возникающий либо от прямых остановок в них мюонов, либо в результате диффузии мезоатомов на стенки. Во-вторых, установление корреляции между направлением электрона и координатами точки его вылета (остановки мюона) позволило резко сократить фон электронов. Это иллюстрирует рис. 15, на котором показано влияние критерия ΔR , т.е. расстояния между направлением трека электрона и точкой остановки мюона.

На первом этапе исследований авторам не удалось выполнить декларируемые в проекте требования как по статистике (10^{10} электронов), так и по чистоте водорода. Реально содержание дейтерия и примесей $Z > 1$ оказалось на порядок выше заявленных величин (53):

$$C_D = (1,4 \pm 0,13) \cdot 10^{-6}, \quad C_Z \sim 10^{-7}. \quad (54)$$

Именно процессы перехвата мюона на указанные примеси явились источником доминирующих поправок к конечному результату для Λ_s :

$$\delta_{D\mu} = (-10,2 \pm 1,6) \text{ с}^{-1}, \quad \delta_Z = (-19,2 \pm 5,0) \text{ с}^{-1}. \quad (55)$$

Эти значения практически совпадают с оценками (17), (18), полученными нами при рассмотрении соответствующих процессов для условий опытов [38].

Что касается статистики, то необходимость выполнения требования блокировки сдвоенных мюонов во временном интервале измерений ± 25 мкс относительно момента остановки мюона заставила в несколько раз уменьшить доступную интенсивность пучка до уровня 7 кГц. При этом эффективность использования пучка составила 65 %. Данные по статистике опытов с положительными и отрицательными мюонами и измеренные значения скорости их гибели (λ_μ) приведены в табл. 12.

Таблица 12. Значения скорости исчезновения положительных и отрицательных мюонов, измеренные в работе [38]

Мюон	Число событий	$\lambda_\mu \equiv 1/\tau_\mu, \text{ c}^{-1}$
μ^-	$1,6 \cdot 10^9$	$455\,851 \pm 12,5_{\text{стат}} \pm 8,5_{\text{сист}}$
μ^+	$0,5 \cdot 10^9$	$455\,164 \pm 28_{\text{стат}}$

Для извлечения величины Λ_S использовалось выражение

$$\lambda_{\mu^-} = (\lambda_{\mu^+} + \Delta\lambda_{\mu p}) + \Lambda_S + \Delta\Lambda_{pp\mu}, \quad (56)$$

где $\Delta\lambda_{\mu p} = -12,3 \text{ c}^{-1}$ отражает небольшое увеличение скорости гибели отрицательного мюона в связанном состоянии $p\mu$ -атома и

$$\Delta\Lambda_{pp\mu} = (-23,5 \pm 4,3_{\text{стат}} \pm 3,9_{\text{сист}}) \text{ c}^{-1} \quad (57)$$

учитывает некоторую ($\simeq 4\%$) вероятность мю-захвата из состояния $pp\mu$ -молекулы. Погрешность в этой поправке представляется завышенной, так как при ее вычислении использовались значения $\lambda_{pp\mu}$ и λ_{op} , покрывающие весь диапазон известных данных, в том числе и противоречащие друг другу.

Используя известное к тому времени значение $\lambda_{\mu^+} = (455\,160 \pm 4,4) \text{ c}^{-1}$ [133], авторы получили значение

$$\Lambda_S^{\text{MuCap}} = (725,0 \pm 13,7_{\text{стат}} \pm 10,7_{\text{сист}}) \text{ c}^{-1}, \quad (58)$$

что согласуется с теоретическим значением (52). Совместный анализ расчетного (48) и измеренного значений (52) Λ_S позволил оценить величину g_P :

$$g_P^{\text{MuCap}} = 7,3 \pm 1,1, \quad (59)$$

что согласуется с ожидаемым из теории [120] значением (48).

На второй стадии исследований [39] авторам удалось значительно усовершенствовать методику эксперимента, что позволило существенно улучшить точность измерений. Во-первых, была решена задача эффективного использования пучка мюонов высокой интенсивности при допустимо малой доле «сдвоенных» мюонов (более одного) в течение временных ворот регистрации. С этой целью был использован быстродействующий электростатический дефлектор (кикер), прерывающий пучок на определенное время (25,6 мкс)

после регистрации мюона детектором μSC . Это позволило авторам примерно в три раза повысить интенсивность пучка и получить суммарную статистику (экспозиции R06 и R07) в числе электронов $\simeq 10^{10}$.

Другое важное изменение было связано со значительным улучшением изотопической и химической чистоты водорода. Соответствующая технология была разработана в ПИЯФ. Для достижения рекордно низкого содержания примесей с $Z > 1$ авторами была применена система очистки с непрерывной циркуляцией водорода, проходящего через систему из охлаждаемых цеолитовых фильтров [134]. Характерно, что авторы могли контролировать содержание примесей, наблюдая в TPC редкие события мю-захвата на ядра с вылетом заряженных частиц. Анализ частоты появления таких событий наряду с применением высокочувствительных хроматографа и гигрометра показал, что содержание азота в водороде составляло $C_{\text{N}_2} < 10^{-8}$, а паров воды $C_{\text{H}_2\text{O}} \simeq 1,5 \cdot 10^{-8}$, что на порядок меньше прежнего значения (54).

Другим достижением стало обеспечение уникальной степени изотопической чистоты водорода. С этой целью был разработан и использован метод, в котором изотопический обмен между жидкой и газовой фазами осуществлялся в специальной криогенной дистилляционной колонне [135]. В результате удалось добиться уменьшения содержания дейтерия до уровня $C_D \simeq 10^{-8}$. Для определения содержания дейтерия на столь низком уровне был использован уникальный масс-спектрометр на базе ускорителя Цюрихского политехнического института.

В табл. 13 приведены в сравнении параметры экспозиций первой (R04) и второй стадий (R06, R07) измерений.

Указанным в табл. 13 значениям C_D и C_Z соответствуют поправки к измеренным значениям λ_{μ^-} :

$$\begin{aligned} \text{R06: } \delta_{d\mu} &= \pm 0,74 \text{ c}^{-1}, & \delta_Z &= (-7,8 \pm 1,9) \text{ c}^{-1}, \\ \text{R07: } \delta_{d\mu} &= \pm 0,12 \text{ c}^{-1} & \delta_Z &= (-4,54 \pm 0,93) \text{ c}^{-1}. \end{aligned} \quad (60)$$

Как можно видеть из сравнения (54) и (60), погрешности, связанные с чистотой водорода, были уменьшены в несколько раз. После внесения всех

Таблица 13. Характеристики экспозиций для первого [38] и второго [39] циклов измерений величины Λ_S в PSI. Величина C_Z означает выход (на один мюон) наблюдаемых событий мю-захвата на примеси

Параметр	R04	R06	R07
Статистика	$1,6 \cdot 10^9$	$5,5 \cdot 10^9$	$5,0 \cdot 10^9$
$C_D(10^{-9})$	1440	< 60	< 10
$C_{\text{H}_2\text{O}}(10^{-9})$	—	18	8,7
$C_Z(10^{-9})$	12	6,3	3,4

поправок измеренные значения λ_{μ^-} составили

$$\begin{aligned}\lambda_{\mu^-}(\text{R06}) &= 455\,857,3 \pm 7,7_{\text{стат}} \pm 5,1_{\text{сист}}, \\ \lambda_{\mu^-}(\text{R06}) &= 455\,853,1 \pm 8,3_{\text{стат}} \pm 3,0_{\text{сист}}.\end{aligned}\quad (61)$$

Извлечение Λ_S проводилось, как и прежде, с помощью выражения (55), при этом модифицировалось значение $\Delta\Lambda_{pp\mu}$, в котором теперь использовалось современное значение $\lambda_{pp\mu} = (1,94 \pm 0,06) \text{ с}^{-1}$, измеренное в работе [136].

Используя современное значение [137] для λ_{μ^+}

$$\lambda_{\mu^+} = (455\,170,05 \pm 0,46) \text{ с}^{-1}$$

и объединив данные всех экспозиций R04, R06 и R07, авторы получили окончательный результат:

$$\Lambda_S^{\text{MuCap}} = (714,9 \pm 5,4_{\text{стат}} \pm 5,1_{\text{сист}}) \text{ с}^{-1}, \quad (62)$$

который прекрасно согласуется с теоретическим значением (52) $\Lambda_S^{\text{th}} = 711(5,4) \text{ с}^{-1}$.

Из сопоставления экспериментального (62) и расчетного (52) значений для скорости мю-захвата из синглетного состояния $p\mu$ -атома с учетом неопределенностей, входящих в выражение для Λ_S , авторы получили значение

$$g_P^{\text{MuCap}}(q_0^2 = -0,88m_\mu^2) = 8,00 \pm 0,48 \pm 0,28. \quad (63)$$

Две неопределенности в (63) являются погрешностью величин Λ_S^{MuCap} и Λ_S^{th} соответственно.

1.3. Выводы. Полувековая история экспериментального изучения процесса мю-захвата в водороде ознаменовалась замечательным достижением — прецизионным измерением его скорости для синглетного состояния $p\mu$ -атома. Глубокое знание мезоатомных и мезомолекулярных явлений дало возможность определить оптимальные экспериментальные условия, при которых с использованием уникальной методики измерений систематические погрешности оказались допустимо малы.

Сам процесс экспериментального исследования мю-захвата характеризуется непрерывным развитием методики, при этом можно выделить следующие наиболее важные этапы.

1. Применение газовых водородных мишеней с «активными стенками» [26,27], где регистрировались нейтроны от мю-захвата (точность $\simeq 10\%$).

2. Определение скорости мю-захвата путем сравнения измеренных значений времени жизни отрицательного и положительного мюонов в жидком водороде [40,41], что позволило устранить принципиальную неопределенность в результате, связанную с расчетами эффективности регистрации нейтронов (точность $\simeq 5\%$).

3. Прецизионное измерение (с точностью лучше 1%) времени жизни мюона в газе малой плотности с регистрацией координат точки остановки мюона в водороде и направления вылета электрона от мю-захвата. Выполнение проекта MuCap, включающее создание новой методики и ее освоение, получение ультрачистого водорода, сохраняющего эти качества в течение длительных экспозиций, потребовало 15 лет напряженного труда. Безусловно, эти затраты были адекватны полученному результату ввиду его высокой научной значимости.

1) Точность измерения скорости мю-захвата в газообразном водороде, т. е. в условиях, свободных от мезомолекулярных осложнений, улучшена примерно на порядок и составила $\leq 1\%$, что позволило провести прецизион-

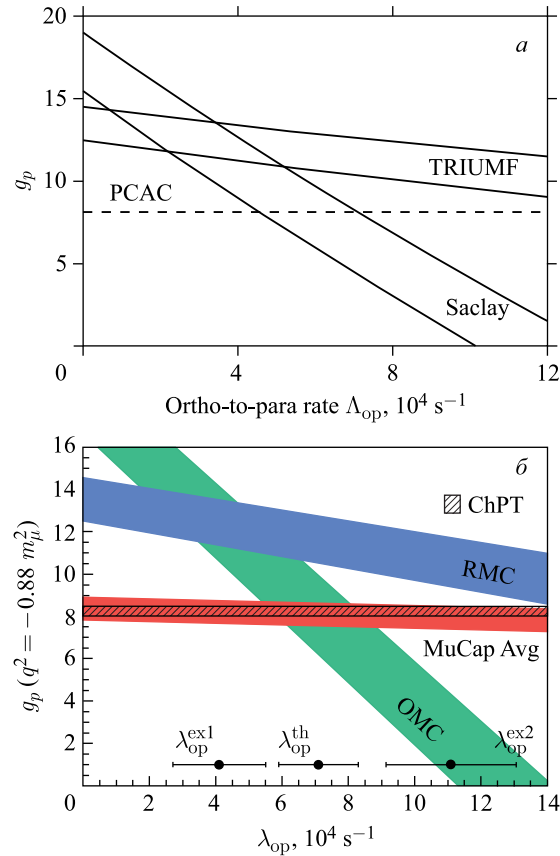


Рис. 16. Зависимость величины g_p , извлекаемой из данных измерений скорости «обычного» (ОМС) и радиационного (RMC) мю-захвата, от величины λ_{op} : а) оригинальный рисунок из [50]; б) модифицированный из [39]

ную проверку фундаментальных предсказаний КХД в низкоэнергетической области.

2) Традиционно во всех современных презентациях и публикациях указывается на то, что новые измерения Λ_S [38, 39, 43, 44] устраняют существовавшую ранее противоречивую ситуацию для извлекаемой из эксперимента величины g_P . В качестве иллюстрации на рис. 16, *a* приводится так или иначе модифицированный рисунок, изначально приведенный в обзоре [50]. Допустимая область (коридор ошибок) для эксперимента [40, 41] по измерению скорости «обычного» мю-захвата (ОМЗ) обозначена как Saclay, а для скорости радиационного мю-захвата (РМЗ) [138] — как TRIUMF.

Численные данные для оригинального рисунка отражены в табл. 14 (данные взяты из [119]).

Таблица 14. Значения величины g_P , извлекаемые из экспериментальных данных по измерению скорости $\Lambda_c^{\text{ОМЗ}}$ «обычного» (Saclay, [40, 41]) и радиационного $\Lambda_c^{\text{РМЗ}}$ (TRIUMF, [138]) мю-захвата в жидком водороде, в зависимости от величины $\lambda_{\text{оп}}$

$\lambda_{\text{оп}}, 10^4 \text{ с}^{-1}$	g_P	
	Saclay	TRIUMF
$\lambda_{\text{оп}}^{\text{ex1}} = 4,1 \pm 1,4$ [41]	$10,6 \pm 2,7$	$12,2 \pm 1,1$
$\lambda_{\text{оп}}^{\text{ex2}} = 11,1 \pm 1,7 \pm_{0,6}^{0,9}$ [119]	$0,8 \pm 2,8$	$10,6 \pm 1,2$

Из данных таблицы следует, что для $\lambda_{\text{оп}} = \lambda_{\text{оп}}^{\text{ex1}}$ результаты Saclay и TRIUMF удовлетворительно согласуются между собой, а при $\lambda_{\text{оп}} = \lambda_{\text{оп}}^{\text{ex2}}$ резко расходятся. Результаты предшествующих измерений в газе [26, 27] $g_P^{\text{ОМЗ}} = 10 \pm 3$ (табл. 9) примерно согласуются с данными TRIUMF для всех значений $\lambda_{\text{оп}}$ и резко расходятся с Saclay для $\lambda_{\text{оп}}^{\text{ex2}}$. Прецизионные результаты [39] позволяют однозначно исключить данные TRIUMF [138] из рамок существующей теории. С дискуссией по результатам радиационного мю-захвата протоном можно ознакомиться, например, в обзоре [50].

2. ЗАХВАТ МЮОНА В ДЕЙТЕРИИ*

(Физика мю-катализа в дейтерии и проект MuSun)

Самым красивым явлением среди МАМП является резонансное образование мюонных молекул $dd\mu$, характеризующееся зависимостью его скорости от спинового состояния $d\mu$ -атома и температуры дейтерия. Систематическое исследование параметров явления дало возможность найти оптимальные

*Не окончанный автором раздел. — *Ред.*

условия проведения реализуемого в PSI-проекте MuSun [139] эксперимента по измерению скорости Λ_d мю-захвата из дублетного (спин $F_{d\mu} = 1/2$) состояния $d\mu$ -атома:



Это слабый процесс с участием двух сильновзаимодействующих частиц, поэтому при его рассмотрении необходимо учитывать нуклон-нуклонное взаимодействие.

Данные предыдущих измерений и современных вычислений величины Λ_d приведены в табл. 15.

Таблица 15. Экспериментальные и теоретические значения величины Λ_d (с^{-1})

Эксперимент			Теория	
Условия опытов	Λ_d^{exp}	Источник данных	Λ_d^{th}	Ссылка
Жидкость	369 ± 96	Колумбийский университет [139]	397–400	[142]
Жидкость	470 ± 29	Сакле [140]	416(7)	[143]
Газ, $\phi = 0,04, T = 34$ К	409 ± 40	PSI [141]	416(6)	[144]

Как видно из данных таблицы, точность лучших измерений величины Λ_d составляет $\approx 10\%$. Целью проекта MuSun является добиться точности $1,5\%$.

Прецизионные данные по мю-захвату протоном [39] позволили определить эффективные константы (LEC) киральной теории в однонуклонном секторе. Это означает, что если методы эффективной киральной теории (EFT) могут быть распространены на двухнуклонные системы и если соответствующие нуклон-нуклонные данные известны с достаточной точностью, чтобы зафиксировать соответствующие эффективные константы, то можно получить надежные модельно-независимые предсказания для других двухнуклонных слабых процессов, таких как μd , νd и pp . Проект MuSun призван сыграть важную роль в этой программе.

Вычисления [142–144] были выполнены в так называемом подходе SNPA (Standard Nuclear Physics Approach). Здесь полагается, что лагранжиан двухнуклонной системы описывается суммой $H^2 = \sum_{i=1}^2 t_i + \sum_{i<j}^2 v_{ij}^{\text{phen}}$, где t_i — кинетическая энергия i -нуклона, v_{ij}^{phen} — феноменологический нуклон-нуклонный потенциал. Ядерные волновые функции получаются как точные решения 2-частичного уравнения Шредингера. Что касается v_{ij}^{phen} , то существует ряд достаточно точных феноменологических NN-потенциалов, которые воспроизводят все известные данные по нуклон-нуклонному рассеянию, так же как и свойства дейтрона. Электрослабые операторы в SNPA включают:

— одночастичный член $\sum_{i=1}^2 O_i$, который может быть определен из связи одного нуклона с электрослабым током;

— двухчастичные члены $\sum_{i<j}^2 O_{ij}$, которые получаются из диаграмм с обменом.

Использование некоторых приближений [145] (см. подробнее [44] и ссылки в нем) позволяет включить метод SNPA в формализм киральной теории. Этот подход позволяет заключить, что:

1) для низкоэнергетического процесса Гамова–Теллера (GT), которым является реакция (64), одночастичные операторы перехода O_i^{EFT} s хорошо известны;

2) двухчастичные операторы O_{ij}^{EFT} s содержат только одну неизвестную ЛЕС. Эта константа, обозначаемая \bar{d}^R , характеризует величину вклада контактной четырехнуклонной связи в аксиальный ток. Более того, как отмечено в [146], эта константа также входит в двухчастичные GT-амплитуды для низкоэнергетических νd -процессов, бета-распада трития и для реакции прямого «солнечного» синтеза $pp \rightarrow de^+\nu_e$. Таким образом, прецизионное измерение скорости процесса (64) крайне важно для дальнейшей разработки солнечной модели.

Схема ММП процессов в дейтерии изображена на рис. 17 (взят из [44]).

Атомы $d\mu$ образуются в статистической смеси состояний: $2/3$ со спином $F_{d\mu} = 3/2$ (quartet) и $1/3$ со спином $F_{d\mu} = 1/2$ (doublet). В процессе спин-обменных соударений $d\mu$ -атомов с дейтронами происходит их переход в нижнее состояние СТС. Из обоих этих состояний образуются $dd\mu$ -молекулы, в которых практически со 100%-й вероятностью происходят реакции синтеза, указанные на рис. 17. В результате синтеза мюон с некоторой вероятностью

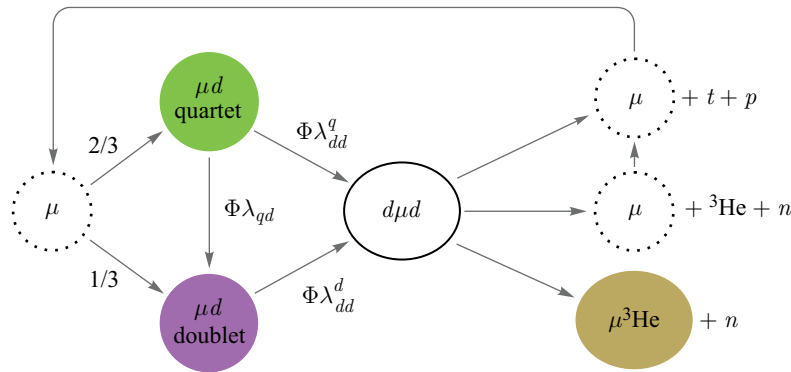
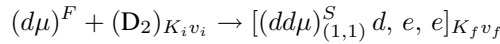


Рис. 17. Схема процессов мю-катализа в дейтерии

ω_{dd} оказывается связанным на ядре ${}^3\text{He}$ и может испытать ядерный захват со скоростью, в несколько раз превышающей Λ_d .

Резонансное образование молекул $dd\mu$ обусловлено наличием в нем слабосвязанного уровня с энергией $\epsilon(dd\mu)_{J=1, v=1} \equiv \epsilon_{1,1} \simeq 1,96$ эВ (J, v — вращательное и колебательное квантовые числа). Оно было обнаружено в ОИЯИ [24, 147] и там же получило теоретическое обоснование [25, 148]. Позднее в ЛЯП ОИЯИ было получено первое экспериментальное доказательство для конкретного механизма этого явления путем измерения температурной зависимости $\lambda_{dd\mu}(T)$ [31, 32]. Суть механизма Весмана заключается в том, что энергия $\epsilon(dd\mu)_{1,1} \equiv \epsilon_{1,1}$, выделяющаяся при образовании $dd\mu$, передается на возбуждение вращательно-колебательных уровней мезомолекулярного комплекса (М), состоящего из $dd\mu$, дейтрона и двух электронов:



(см. схему на рис. 18). Резонансная энергия $d\mu$ -атома $\epsilon_{d\mu}^{\text{res}} \equiv \epsilon_T$ определяется из условия

$$\epsilon_T = \Delta E_{K_f v_f} - |\epsilon_{1,1}|, \quad (65)$$

где $\Delta E_{K_f v_f}$ — разность энергий комплекса М и молекулы D_2 . Поскольку вероятность найти $d\mu$ -атом с резонансной энергией ϵ_T определяется распределением Максвелла, скорость образования $dd\mu$ молекул зависит от температуры дейтерия.

Выражение (65) записано в нерелятивистском приближении. Если учесть СТС уровней $d\mu$ -атома и $dd\mu$ -молекулы ($S = 3/2, 1/2$), то следует рассматривать четыре резонанса (уширяющихся с температурой за счет максвелловского движения молекул D_2 и возбуждающих ее колебательные состояния согласно распределению Больцмана), соответствующие переходам

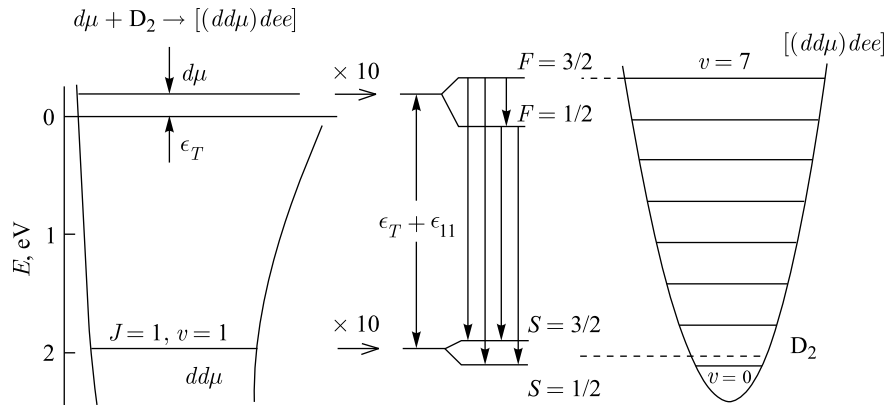


Рис. 18. Схема резонансного образования молекул $dd\mu$

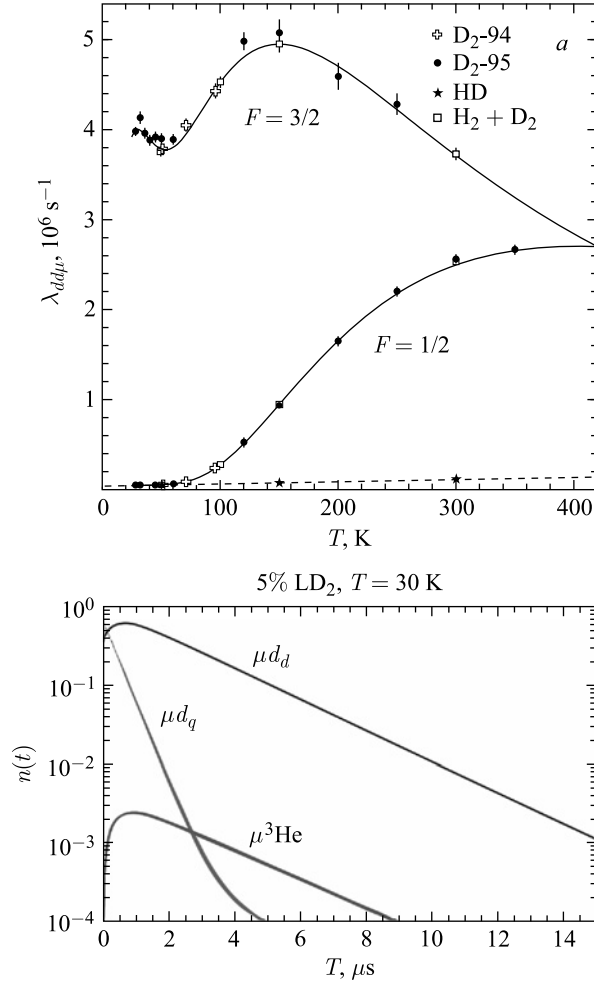


Рис. 19. а) Температурная зависимость скорости образования $dd\mu$ -молекул для различных спиновых состояний $d\mu$ -атома [152]. б) Временная зависимость заселенности ${}^3\text{He}\mu$ -атома и спиновых состояний $d\mu$ -атома [139]

$F_{d\mu} = 3/2, 1/2 \rightarrow S_{dd\mu} = 3/2, 1/2$. Положения этих резонансов таковы, что при низких температурах ($T = 20\text{--}100$ K) доминирует резонансное образование $dd\mu$ из $F_{d\mu} = 3/2$ со скоростью $\lambda_{3/2}^{\text{res}} \simeq 4 \cdot 10^6 \text{ мкс}^{-1}$ [149] (рис. 19, а). В то же время для состояния $F_{d\mu} = 1/2$ при температуре $T \leq 50$ K происходит «обычный» оже-переход со скоростью $\lambda_{1/2}^{\text{res}} \simeq 0,04 \cdot 10^6 \text{ мкс}^{-1}$ [149–152].

Из этого следует, что оптимальными условиями измерений Λ_d являются низкие температура и плотность дейтерия, обеспечивающие малый вклад от

Таблица 16. Значения скоростей λ_{qd} , $\lambda_{3/2}^{\text{res}}$, $\lambda_{1/2}^{\text{res}}$ и коэффициента прилипания мюона к гелию. Взятые из [149]

Скорость процесса, мкс ⁻¹			Коэффициент прилипания, %	
λ_{qd}	$\lambda_{3/2}^{\text{res}}$	$\lambda_{1/2}^{\text{res}}$	$\omega_{dd}(J=1)$	$\omega_{dd}(J=0)$
37,1 (3)	4,13 (7)	0,051(1)	0,702 (3)	0,430 (3)

мю-захвата на ³He. В то же время значение плотности должно быть достаточно высоким, чтобы обеспечить быстрый (\simeq мкс) необратимый переход $F_{d\mu} = 3/2 \rightarrow F_{d\mu} = 1/2$.

Анализ кинетики процессов, вызванных мюонами в дейтерии, был выполнен авторами проекта [153] с использованием данных, помещенных в табл. 16. В результате было принято считать оптимальными условия $\phi = 0,05$, $T = 30$ К. Зависимости заселенностей $d\mu$ -атомов в верхнем (μd_q) и нижнем (μd_d) состояниях их СТС, а также атомов ³He μ показаны на рис. 19, б. Как можно видеть, μd_q уменьшается до требуемого уровня $\simeq 1\%$ для времени $t \simeq 1,5$ мкс. Для этого же значения времени популяция атомов ³He μ составляет $\simeq 2 \cdot 10^{-3}$. Скорость мю-захвата в гелии-3 $\Lambda_{\text{He}} = (2140 \pm 180) \text{ с}^{-1}$ [154] примерно в пять раз больше, чем в дейтерии, поэтому соответствующий фон будет также на уровне 1%. К тому же скорость доминирующего (70%) канала ³He $\mu \rightarrow \text{T} + \nu_\mu$ измерена с очень высокой точностью: $(1496 \pm 4) \text{ с}^{-1}$ [153].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я. Б., Герштейн С. С. Ядерные реакции в холодном водороде. I. Мезонный катализ // УФН. 1960. Т. 71, № 8. С. 581–630.
2. Cohen S., Judd D. L., Riddell Jr. R. J. Mu-Mesonic Molecules. I. Three-Body Problem // Phys. Rev. 1960. V. 119, No. 1. P. 384–397.
3. Bracci L., Fiorentini G. Mesic Molecules and Muon Catalysed Fusion // Phys. Rep. 1982. V. 86, No. 4. P. 169–216.
4. Герштейн С. С., Петров Ю. В., Пономарев Л. И. Мюонный катализ и ядерный бридинг // УФН. 1990. Т. 160, № 8. С. 3–46.
5. Меньшиков Л. И., Сомов Л. Н. Современное состояние мюонного катализа ядерных реакций синтеза // Там же. С. 47–103.
6. Breunlich W. H. et al. Muon-Catalyzed Fusion // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1989. V. 39, No. 1. P. 311–356.
7. Герштейн С. С. Работы Я. Б. Зельдовича и современная физика частиц // УФН. 2004. Т. 174, № 8. С. 911–918.
8. Frank F. C. Hypothetical Alternative Energy Sources for the “Second Meson” Events // Nature. 1947. V. 160. P. 525–527.
9. Сахаров А. Д. Пассивные мезоны. Отчет ФИАН. 1948.
10. Зельдович Я. Б. Реакции, вызываемые μ -мезонами в водороде // Докл. АН СССР. 1954. Т. 95, № 3. С. 493–499.

11. *Alvarez L. W. et al.* Catalysis of Nuclear Reactions by μ Mesons // *Phys. Rev.* 1957. V. 105, No. 3. P. 1127–1128.
12. *Зельдович Я. Б., Сахаров А. Д.* О реакциях, вызываемых μ -мезонами в водороде // Письма в ЖЭТФ. 1957. Т. 32, № 4. С. 947–949.
13. *Герштейн С. С.* Переходы между уровнями сверхтонкой структуры в μ -мезоатоме водорода // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 463–469.
14. *Зельдович Я. Б., Герштейн С. С.* Образование мезомолекул водорода // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 649–654.
15. *Зельдович Я. Б.* О распаде заряженных π -мезонов // Докл. АН СССР. 1954. Т. 97, № 3. С. 421–424.
16. *Джелепов В. П. и др.* Экспериментальное исследование μ^- -мезоатомных процессов в газообразном водороде // ЖЭТФ. 1962. Т. 42, № 2. С. 439–449.
17. *Feynman R. P., Gell-Mann M.* Theory of the Fermi Interaction // *Phys. Rev.* 1958. V. 109, No. 1. P. 193–198.
18. *Sudarshan E. C. G., Marshak R. E.* Chirality Invariance and the Universal Fermi Interaction // *Ibid.* No. 5. P. 1860–1862.
19. *Джелепов В. П., Фильченков В. В.* Экспериментальное исследование мю-атомных и мю-молекулярных процессов в водороде на синхротроне ОИЯИ // АЭ. 1983. Т. 55, № 6. С. 376–391.
20. *Джелепов В. П., Фильченков В. В.* Экспериментальное исследование явления резонансного образования мюонных молекул $dd\mu$ и $dt\mu$ и катализа отрицательными мюонами реакций синтеза ядер дейтерия и трития // Чтения памяти А. Ф. Иоффе, 1983. Л.: Наука, 1985. С. 3–24.
21. *Джелепов В. П. и др.* Катализ отрицательными мюонами ядерной реакции синтеза $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ // ЖЭТФ. 1964. Т. 46, № 6. С. 2042–2045.
22. *Джелепов В. П., Ермолов П. Ф., Фильченков В. В.* Рассеяние $p\mu$ -атомов на протонах // ЖЭТФ. 1965. Т. 49, № 2. С. 393–405.
23. *Джелепов В. П. и др.* Упругое рассеяние $d\mu$ -мезоатомов на протонах, дейтронах и сложных ядрах // ЖЭТФ. 1964. Т. 47, № 4/10. С. 1243–1256.
24. *Джелепов В. П. и др.* Катализ отрицательными мюонами ядерных реакций $d\mu + p \rightarrow {}^3\text{He} + \mu^-$ и $d\mu + d \rightarrow p + t + \mu^-$ и образование μ -молекул $pd\mu$ и $dd\mu$ в газообразном дейтерии // ЖЭТФ. 1966. Т. 50, № 5. С. 1235–1251.
25. *Весман Э. А.* Об одном возможном механизме образования мезомолекулярных ионов дейтерия // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5. С. 113–115.
26. *Быстрицкий В. М. и др.* Измерение скорости захвата мюона в газообразном водороде // ЖЭТФ. 1974. Т. 66, № 1. С. 43–60.
27. *Quaranta A. A. et al.* Muon Capture in Gaseous Hydrogen // *Phys. Rev.* 1969. V. 177, No. 5. P. 2118–2132.
28. *Быстрицкий В. М. и др.* Прямое измерение скоростей образования $pp\mu$ - и $pd\mu$ -молекул в газообразном водороде // ЖЭТФ. 1976. Т. 70, № 4. С. 1167–1177.
29. *Быстрицкий В. М. и др.* Изучение спиновых состояний $d\mu$ -атомов в газообразном водороде и измерение скорости синтеза в $pd\mu$ -молекуле // ЖЭТФ. 1976. Т. 71, № 5. С. 1680–1688.
30. *Быстрицкий В. М. и др.* Перехват мюонов с водорода на гелий // ЖЭТФ. 1983. Т. 84, № 4. С. 1257–1265.

31. Быстрицкий В. М. и др. Экспериментальное исследование мезоатомных и мезомолекулярных процессов в газообразном водороде // Мезоны в веществе: Тр. Междунар. симп., Дубна, 1977. Дубна: ОИЯИ, 1977. С. 193–198.
32. Быстрицкий В. М. и др. Резонансная зависимость скорости образования мезомолекул $dd\mu$ в газообразном дейтерии // ЖЭТФ. 1979. Т. 76, № 2. С. 460–469.
33. Ponomarev L. I. Mesons in Matter — Workshop R // Seventh Intern. Conf. on High-Energy Physics and Nuclear Structure. Basel: Birkhauser, 1977. P. 403–409.
34. Быстрицкий В. М. и др. Экспериментальное обнаружение и исследование мюонного катализа ядерной реакции синтеза ($d + t$) // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1700–1713.
35. Bom V. R. et al. Experimental Investigation of Muon-Catalyzed dt Fusion in Wide Ranges of D/T Mixture Conditions // J. Exp. Theor. Phys. 2005. V. 100, No. 4. P. 663–687.
36. Averin Y. P. et al. Experimental Results on Muon Catalyzed dt Fusion in H/D/T Mixture // Hyper. Int. 2001. V. 138, No. 1–4. P. 249–253.
37. Pontecorvo B. Nuclear Capture of Mesons and the Meson Decay // Phys. Rev. 1947. V. 72, No. 3. P. 246–247;
Puppi G. Sui mesoni dei raggi cosmici // Nuovo Cim. 1948. V. 5, No. 6. P. 587–588;
Lee T. D., Rosenbluth M., Yang C. N. Interaction of Mesons with Nucleons and Light Particles // Phys. Rev. 1949. V. 75, No. 5. P. 905.
38. Andreev V. A. et al. Measurement of the Muon Capture Rate in Hydrogen Gas and Determination of the Proton's Pseudoscalar Coupling g_P // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99, No. 3. P. 032002.
39. Andreev V. A. et al. Measurement of Muon Capture on the Proton to 1% Precision and Determination of the Pseudoscalar Coupling g_P // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110, No. 1. P. 012504.
40. Bardin G. et al. A Novel Measurement of the Muon Capture Rate in Liquid Hydrogen by the Lifetime Technique // Nucl. Phys. A. 1981. V. 352, No. 3. P. 365–378.
41. Bardin G. et al. Measurement of the Ortho-Para Transition Rate in the $pp\mu$ Molecule and Deduction of the Pseudoscalar Coupling Constant g_p^μ // Phys. Lett. B. 1981. V. 104, No. 4. P. 320–324.
42. Bakalov D. D. et al. μ -Capture and Ortho-Para Transitions in the Muonic Molecule $pp\mu$ // Nucl. Phys. A. 1982. V. 384, No. 3. P. 302–322.
43. Vorobyov A. A. Precision Measurement of the Rate of Nuclear Muon Capture in the Muonic Hydrogen Atom and the Determination of the Pseudoscalar Form Factor of the Nucleon // Phys. At. Nucl. 2009. V. 72, No. 1. P. 128–140.
44. Kammel P., Kubodera K. Precision Muon Capture // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2010. V. 60, No. 1. P. 327–353.
45. Zavattini E. Muon Capture // Muon Physics. New York.: Acad. Press, 1975. V. 2. P. 219.
46. Mukhopadhyay N. C. Nuclear Muon Capture // Phys. Rep. 1977. V. 30, No. 1. P. 1–144.
47. Grenacs L. Induced Weak Currents in Nuclei // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1985. V. 35, No. 1. P. 455–500.

48. *Measday D.F.* The Nuclear Physics of Muon Capture // *Phys. Rep.* 2001. V. 354, No. 4. P. 243–409.
49. *Govaerts J., Lucio-Martinez J.L.* Nuclear Muon Capture on the Proton and ^3He within the Standard Model and Beyond // *Nucl. Phys. A.* 2000. V. 678, No. 1. P. 110–146.
50. *Gorringe T., Fearing H.W.* Induced Pseudoscalar Coupling of the Proton Weak Interaction // *Rev. Mod. Phys.* 2003. V. 76, No. 1. P. 31–91.
51. *Primakoff H.* Theory of Muon Capture // *Rev. Mod. Phys.* 1959. V. 31. P. 802–822.
52. *Kim C. W., Primakoff H.* Application of the Goldberger–Treiman Relation to the Beta Decay of Complex Nuclei // *Phys. Rev.* 1965. V. 139, No. 6B. P. B1447.
53. *Goldberger M.L., Treiman S.B.* Decay of the π Meson // *Phys. Rev.* 1958. V. 110, No. 5. P. 1178–1184.
54. *Wolfenstein L.* Virtual Pion Effects in μ -Meson Capture // *Nuovo Cim. Ser. 10.* 1958. V. 8, No. 6. P. 882–887.
55. *Nambu Y.* Axial Vector Current Conservation in Weak Interactions // *Phys. Rev. Lett.* 1960. V. 4. P. 380–382;
Nambu Y., Lurie D. Chirality Conservation and Soft Pion Production // *Phys. Rev.* 1962. V. 125. P. 1429–1436.
56. *Gell-Mann M., Levy M.* The Axial Vector Current in Beta Decay // *Nuovo Cim.* 1960. V. 16, No. 4. P. 705–726.
57. *Adler S.L.* Calculation of the Axial-Vector Coupling Constant Renormalization in Beta Decay // *Phys. Rev. Lett.* 1965. V. 14. P. 1051–1055;
Adler S.L. Sum Rules for the Axial-Vector Coupling-Constant Renormalization in Beta Decay // *Phys. Rev.* 1965. V. 140. P. 736–747.
58. *Вайнштейн А. И., Захаров В. И.* Частичное сохранение аксиального тока и процессы «мягкими» π -мезонами // *УФН.* 1970. Т. 100, № 2. С. 225–276.
59. *Чжоу Гуанчжао.* О псевдовекторном токе и лептонных распадах барионов и мезонов // *ЖЭТФ.* 1960. Т. 39, № 3. С. 703–712.
60. *Adler S.L., Dothan Y.* Low-Energy Theorem for the Weak Axial-Vector Vertex // *Phys. Rev.* 1966. V. 151. P. 1267–1277.
61. *Wolfenstein L.* High-Energy Physics and Nuclear Structure / Ed. by S. Devons. New York: Plenum, 1970. 661 p.
62. *Kabir P.K.* The Ortho- $pp\mu$ Molecule and Muon Absorption in Liquid Hydrogen // *Z. Phys.* 1966. V. 191, No. 5. P. 447–460.
63. *Frazier J., Kim C.W.* Muon Capture and the Hypothesis of Partially Conserved Axial-Vector Current // *Phys. Rev.* 1969. V. 177. P. 2568–2573.
64. *Santisteban A., Pascual R.* Muon Capture by Hydrogen and ^3He // *Nucl. Phys. A.* 1976. V. 260, No. 3. P. 392–400.
65. *Banks T.I.* A Measurement of the Rate of Muon Capture in Hydrogen Gas and Determination of the Proton's Induced Pseudoscalar Coupling g_P . A Dissertation for the Degree of Doctor of Philosophy in Physics in the University of California. Berkley, 2007. 327 p.
66. *Fermi E., Teller E.* The Capture of Negative Mesotrons in Matter // *Phys. Rev.* 1947. V. 72. P. 399–408.

67. *Wightman A.S.* Moderation of Negative Mesons in Hydrogen I: Moderation from High Energies to Capture by an H₂ Molecule // *Phys. Rev.* 1950. V. 77, No. 4. P. 521–528.
68. *Герштейн С.С.* О вероятности захвата мезонов на различные мезоатомные уровни // *ЖЭТФ.* 1960. Т. 39, №4. С. 1170–1172.
69. *Leon M., Bethe H.A.* Negative Meson Absorption in Liquid Hydrogen // *Phys. Rev.* 1962. V. 127, No. 2. P. 636–647.
70. *Bracci L., Fiorentini G.* Coulomb De-excitation of Mesic Hydrogen // *Nuovo Cim. A.* 1978. V. 43, No. 1. P. 9–30.
71. *Korenman G.Y., Rogovaya S.I.* Primary Populations in Mesonic Hydrogen Atoms // *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 1980. V. 13. P. 641–653.
72. *Markushin V.E.* Light μ^- Atoms in Liquid and Gaseous Hydrogen and Deuterium // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 1981. V. 80. P. 35–48.
73. *Cohen J.S.* Slowing Down and Capture of Negative Muons by Hydrogen: Classical-Trajectory Monte Carlo Calculation // *Phys. Rev. A: Gen. Phys.* 1983. V. 27, No. 1. P. 167–179.
74. *Balashov V.V. et al.* Slowing-Down and Coulomb Capture of Negative Muons in the Hydrogen-Helium Isotope Mixture // *Muon Catalyzed Fusion.* 1988. V. 2, No. 1–4. P. 105–116.
75. *Korenman G.Ya., Popov V.P., Fesenko G.A.* Coulomb Capture of Negative Mesons and the Formation of Mesic Atoms in Molecular Hydrogen // *Muon Catalyzed Fusion.* 1992. V. 7, No. 1–2. P. 179–194.
76. *Anderhub H. et al.* Slowing-Down of Negative Muons and Formation of Muonic Hydrogen in Hydrogen Gas Below 1 Torr // *Phys. Lett. B.* 1981. V. 101, No. 3. P. 151–154.
77. *Hauser P. et al.* Slowing Down of Negative Muons in Gaseous H₂ and Determination of the Stopping Power // *Muonic Atoms and Molecules.* Basel: Birkhauser, 1993. P. 235–241.
78. *Коренман Г.Я., Попов В.П.* // Тр. Междунар. симп. по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом, Дубна, 30 июня – 4 июля 1987 г. Дубна: ОИЯИ, 1987. С. 268.
79. *Kottmann F.* Kinetic Energies at the Formation and Cascade of μp -Atoms // *Muonic Atoms and Molecules.* Basel: Birkhauser, 1993. P. 219–233.
80. *Markushin V.E.* Atomic Cascade in Muonic Hydrogen and the Problem of Kinetic-Energy Distribution in the Ground State // *Phys. Rev. A.* 1994. V. 50. P. 1137–1143.
81. *Abbott D.J. et al.* Diffusion of Muonic Deuterium and Hydrogen Atoms // *Phys. Rev. A.* 1997. V. 55. P. 214–229.
82. *Werthmuller A. et al.* Transfer of Negative Muons from Hydrogen to Oxygen // *Hyp. Int.* 1996. V. 103, No. 1. P. 147–155;
Werthmuller A. et al. Energy Dependence of the Charge Exchange Reaction from Muonic Hydrogen to Oxygen // *Hyp. Int.* 1998. V. 116, No. 1–4. P. 1–16.
83. *Bracci L. et al.* Collision-Induced Spin Flip in Isotopes of Muonic Hydrogen // *Phys. Lett. A.* 1989. V. 134, No. 7. P. 435–439.

84. *Adamczak A. et al.* Atlas of Cross Sections for Scattering of Muonic Hydrogen Atoms on Hydrogen Isotope Molecules // *At. Data Nucl. Data Tables*. 1996. V. 62, No. 2. P. 255–344.
85. *Бинько Г. Ф. и др.* Измерение остаточной поляризации отрицательных мюонов в газообразном дейтерии при давлении 10 атм // *Письма в ЖЭТФ*. 1989. Т. 49, № 9. С. 476–479.
86. *Джеленов В. П. и др.* Экспериментальное исследование спиновых эффектов в резонансном образовании мюонных молекул дейтерия // *Письма в ЖЭТФ*. 1991. Т. 53, № 12. С. 581–585.
87. *Bertin A. et al.* Triplet State Lifetime for $(p\mu)$ $1S$ Muonic Atoms in Gaseous Hydrogen // *Phys. Lett. B*. 1979. V. 88, No. 1. P. 185–188.
88. *Bertin A. et al.* New Measurement of the Cross Section for the Elastic Scattering Process $p\mu + p \rightarrow p\mu + p$ in Gaseous Hydrogen at 26 Atmospheres // *Phys. Lett. B*. 1978. V. 78, No. 2–3. P. 355–359.
89. *Adamczak A., Gronowski J.* Diffusion Radius of Muonic Hydrogen Atoms in HD Gas // *Eur. Phys. J. D*. 2007. V. 41, No. 3. P. 493–497.
90. *Faifman M. P.* Nonresonant Formation of Hydrogen Isotope Mesic Molecules // *Muon Catalyzed Fusion*. 1989. V. 4, No. 4. P. 341–364.
91. *Ponomarev L. I., Faifman M. P.* Calculation of Rates of Formation of μ -Mesic Hydrogen Molecules // *Zh. Eksp. Teor. Fiz*. 1976. V. 71. P. 1689–1699.
92. *Bleser E. J. et al.* Muonic Molecules in Liquid Hydrogen // *Phys. Rev.* 1963. V. 132. P. 2679–2691.
93. *Conforto G. et al.* Direct Measurement of μ -Mesonic Molecule Formation Rates in Liquid Hydrogen // *Nuovo Cim*. 1964. V. 33, No. 4. P. 1001–1019.
94. *Будяшов Ю. Г. и др.* Измерение скорости образования $pp\mu$ -молекулы в газообразном водороде. Дубна: ОИЯИ, 1968. 25 с.
95. *Mulhauser F. et al.* Measurement of Muon Transfer from Proton to Triton and $pp\mu$ Molecular Formation in Solid Hydrogen // *Phys. Rev. A*. 1996. V. 53. P. 3069–3080.
96. *Shimizu M., Mizuno Y., Izuyama T.* Molecular Processes Induced by μ^- Mesons in Hydrogen Bubble Chamber. I: Transfer Process of μ^- Meson from Proton to Deuteron // *Progress of Theor. Phys*. 1958. V. 20. P. 777–779.
97. *Cohen S., Judd D. L., Riddell R. J.* μ^- Mesonic Molecular Ions and Nuclear Catalysis // *Phys. Rev.* 1958. V. 110. P. 1471–1472.
98. *Беляев В. Б. и др.* μ^- -мезомолекулярные процессы в водороде // *ЖЭТФ*. 1959. Т. 37, № 6. С. 1652–1662.
99. *Adamczak A. et al.* Muon Transfer Rates in Hydrogen Isotope Mesic Atom Collisions // *Phys. Lett. B*. 1992. V. 285, No. 4. P. 319–324.
100. *Bertin A. et al.* Measurement of the Rate γ_e for the Reaction $p\mu + d \rightarrow d\mu + p$ at Room Temperature // *Lett. Nuovo Cim. Ser. 2*. 1972. V. 4, No. 11. P. 449–453.
101. *Bleser E. J. et al.* Muonic Molecules in Liquid Hydrogen // *Phys. Rev.* 1963. V. 132. P. 2679–2691.
102. *Petitjean C.* The μ CF Experiments at PSI — A Conclusive Review // *Hyp. Int.* 2001. V. 138, No. 1–4. P. 191–201.
103. *Falomkin I. V. et al.* Measurement of the $\mu^- + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + \nu$ Reaction Rate: Final Results // *Phys. Lett.* 1963. V. 3, No. 5. P. 229–229.

104. *Hildebrand R. H.* Observation of μ -Capture in Liquid Hydrogen // *Phys. Rev. Lett.* 1962. V. 8. P. 34–37.
105. *Schellenberg L.* Recent Experiments on Muon Transfer in Gas Mixtures // *Hyp. Int.* 1993. V. 82, No. 1–4. P. 513–517.
106. *Suzuki T., Measday D. F., Roalsvig J. P.* Total Nuclear Capture Rates for Negative Muons // *Phys. Rev. C.* 1987. V. 35, No. 6. P. 2212–2224.
107. *Schellenberg L.* Muon Transfer in Gas Mixtures with Hydrogen // *Muon Catalyzed Fusion.* 1990. V. 5, No. 1–4. P. 73–85.
108. *Weinberg S.* Muon Absorption in Liquid Hydrogen // *Phys. Rev. Lett.* 1960. V. 4. P. 575–578.
109. *Зельдович Я. Б., Герштейн С. С.* Универсальное ферми-взаимодействие и захват μ -мезона протоном // *ЖЭТФ.* 1958. Т. 35. С. 821–822.
110. *Halpern A.* μ^- Capture Rate in $(p\mu p)$ // *Phys. Rev.* 1964. V. 135, No. 1A. P. 34–35.
111. *Wessel W. R., Phillipson P.* Quantum Mechanics of the $(p - \mu - p)^+$ Molecular Ion // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 13. P. 23–25.
112. *Бакалов Д. Д., Виноцкий С. И.* Спиновые эффекты в задаче трех тел с электромагнитным взаимодействием. Сверхтонкая структура уровней энергии мезомолекулы $p\mu p$ // *ЯФ.* 1980. Т. 32, № 3. С. 720–733.
113. *Бакалов Д. Д., Виноцкий С. И., Мележик В. С.* Сверхтонкая структура уровней энергии μ -мезомолекул изотопов водорода // *ЖЭТФ.* 1980. Т. 79, № 5. С. 1629–1640.
114. *Bertolini E. et al.* Determination of the μ^- Total Capture Rate in Liquid Hydrogen // *Proc. of the 11th Intern. Conf. on High-Energy Phys., CERN, July 4–11, 1962.* Geneva: CERN, 1962. P. 421–423.
115. *Rothberg J. E. et al.* Muon Capture in Hydrogen // *Phys. Rev.* 1963. V. 132. P. 2664–2678.
116. *Быстрицкий В. М. и др.* Увеличение эффективности совпадений и антисовпадений при работе со сцинтилляторами CsJ(Tl) // *ПТЭ.* 1971. Вып. 4. С. 86–88.
117. *Balandin M. P. et al.* Measurement of the Lifetime of the Positive Muon // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 1974. V. 67. P. 1631–1637.
118. *Duclos J., Magnon A., Picard J.* A New Measurement of the Muon Lifetime // *Phys. Lett. B.* 1973. V. 47, No. 6. P. 491–493;
Bardin G. et al. Total Muon Capture Rate in ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ // *Phys. Lett. B.* 1978. V. 79, No. 1. P. 52–54.
119. *Clark J. H. D. et al.* Ortho-Para Transition Rate in μ^- Molecular Hydrogen and the Proton's Induced Pseudoscalar Coupling g_P // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 96, No. 7. P. 073401.
120. *Bernard V., Elouadrhiri L., Meissner U.-G.* Axial Structure of the Nucleon // *J. Phys.* 2002. V. G28. P. R1–R35.
121. *Fearing H. W. et al.* Muon Capture by a Proton in Heavy Baryon Chiral Perturbation Theory // *Phys. Rev. D.* 1997. V. 56. P. 1783–1791.
122. *Gasser J., Leutwyler H.* Chiral Perturbation Theory: Expansions in the Mass of the Strange Quark // *Nucl. Phys. B.* 1985. V. 250, No. 1. P. 465–516.

123. *Jenkins E., Manohar A. V.* Baryon Chiral Perturbation Theory Using a Heavy Fermion Lagrangian // *Phys. Lett. B.* 1991. V. 255, No. 4. P. 558–562.
124. *Fuchs T., Scherer S.* Pion Electroproduction, Partially Conserved Axial-Vector Current, Chiral Ward Identities, and the Axial Form Factor Revisited // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 68, No. 5. P. 055501.
125. *Bernard V., Kaiser N., Meissner U.-G.* QCD Accurately Predicts the Induced Pseudoscalar Coupling Constant // *Phys. Rev. D.* 1994. V. 50, No. 11. P. 6899–6901.
126. *Kaiser N.* Induced Pseudoscalar Form Factor of the Nucleon at Two-Loop Order in Chiral Perturbation Theory // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 67, No. 2. P. 027002.
127. *Mergell P., Meissner U.-G., Drechsel D.* Dispersion-Theoretical Analysis of the Nucleon Electromagnetic Form Factors // *Nucl. Phys. A.* 1996. V. 596, No. 3. P. 367–396.
128. *Yao W.-M. et al. (Particle Data Group).* Review of Particle Physics // *J. Phys. G.* 2006. V. 33. P. 471.
129. *Gurtu A. et al. (Particle Data Group).* Review of Particle Physics // *Eur. Phys. J. C.* 1998. V. 3, No. 1–4. P. 1–783.
130. *Czarnecki A., Marciano W. J., Sirlin A.* Electroweak Radiative Corrections to Muon Capture // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99, No. 3. P. 032003.
131. *Bernard V., Hemmert T. R., Meissner U.-G.* Ordinary and Radiative Muon Capture on the Proton and the Pseudoscalar Form Factor of the Nucleon // *Nucl. Phys. A.* 2001. V. 686, No. 1. P. 290–316.
132. *Winter P.* // *Bull. Am. Phys. Soc.* 2012. V. 57, No. 3.
133. *Chitwood D. B. et al.* Improved Measurement of the Positive-Muon Lifetime and Determination of the Fermi Constant // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99, No. 3. P. 032001.
134. *Ganzha V. A. et al.* A Circulating Hydrogen Ultra-High Purification System for the MuCap Experiment // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2007. V. 578. P. 485–497.
135. *Alekseev I. et al.* Experimental Results of Hydrogen Distillation at the Deuterium Removal Unit of the MuCAP Experiment. Preprint PNPI No. 2702. Gatchina, 2006.
136. *Knaack S.* A determination of the Formation Rate of Muonic Hydrogen Molecules in the MuCap Experiment. Ph.D Thesis. UIUC. Illinois, USA, 2012. 143 p.
137. *Beringer J. et al. (Particle Data Group).* Review of Particle Physics // *Phys. Rev. D.* 2012. V. 86. P. 010001.
138. *Wright D. H. et al.* Measurement of the Induced Pseudoscalar Coupling Using Radiative Muon Capture on Hydrogen // *Phys. Rev. C.* 1998. V. 57, No. 1. P. 373–390.
139. *Andreev V. A. et al.* Muon Capture on the Deuteron — The MuSun Experiment. arXiv: 1004.1754v 1 [nucl-exp]. 2000.
140. *Wang I. T.* Muon Capture by Deuterons // *Phys. Rev.* 1965. V. 139. P. 1539–1544.
141. *Bardin G. et al.* A Measurement of the Muon Capture Rate in Liquid Deuterium by the Lifetime Technique // *Nucl. Phys. A.* 1986. V. 453, No. 4. P. 591–604.
142. *Cargnelli M. et al.* // *Proc. of the XXIII Yamada Conf. on Nuclear Weak Processes and Nuclear Structure, Osaka, 1989 / Ed.: M. Morita et al. World Sci., 1989. P. 115.*
143. *Tatara N., Kohyama Y., Kubodera K.* Weak Interaction Processes on Deuterium: Muon Capture and Neutrino Reactions // *Phys. Rev. C.* 1990. V. 42, No. 4. P. 1694–1717.

144. *Adam J. et al.* Muon Capture in Deuterium and the Meson Exchange Current Effect // Nucl. Phys. A. 1990. V. 507, No. 3. P. 675–697.
145. *Weinberg S.* Color and Electroweak Forces as a Source of Quark and Lepton Masses // Phys. Lett. B. 1981. V. 102, No. 6. P. 401–407.
146. *Park T. S. et al.* Parameter-Free Effective Field Theory Calculation for the Solar Proton-Fusion and He^3 Processes // Phys. Rev. C. 2003. V. 67, No. 5. P. 055206.
147. *Весман Э. А. и др.* Закономерность резонансного образования мюонных молекул дейтерия (с приоритетом 1965 г.) // Открытия и изобретения: Бюл. 1988. Диплом № 46. 3 с.
148. *Виницкий С. И. и др.* Резонансное образование μ -мезомолекул водорода // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 849–861.
149. *Balin D. V. et al.* High Precision Study of Muon Catalyzed Fusion in D_2 and HD Gases // Phys. Part. Nucl. 2011. V. 42, No. 2. P. 362–414.
150. *Menshikov L. I. et al.* Resonant Formation of $dd\mu$ Muonic Molecules // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1987. V. 92, No. 4. P. 1173–1187.
151. *Джелепов В. П. и др.* // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. С. 1105;
Джелепов В. П. и др. Измерение температурной зависимости скорости образования мюонных молекул дейтерия для различных спиновых состояний $d\mu$ -атомов при высокой плотности дейтерия // ЖЭТФ. 1992. Т. 101, № 4. С. 1105–1117.
152. *Voropaev N. I. et al.* μCF Experiments in D_2 and HD Gases and Final Results // Hyp. Int. 2001. V. 138, No. 1–4. P. 331–341.
153. *Vorobyov A. A. et al.* Final Results on the $\mu^3\text{He}$ -Capture Experiment and Perspectives for μp -Capture Studies // Hyp. Int. 1999. V. 118, No. 1. P. 13–24.
154. *Zaimidoroga O. A. et al.* Measurement of the Total Muon Capture Rate in ^3He // Phys. Lett. 1963. V. 6, No. 1. P. 100–102.