

УДК 539.172.8: 546.11<sup>2</sup> + 546.11<sup>3</sup>

## Экспериментальное исследование реакции мюонного катализа $dt$ в широком диапазоне условий D/T смеси

А. А. Юхимчук, А. М. Демин, А. Н. Голубков, С. К. Гришечкин, В. Г. Клевцов, А. В. Курякин, В. В. Перевозчиков, Ю. И. Виноградов, С. В. Златоустовский, Д. Л. Демин<sup>1</sup>, В. В. Фильченков<sup>1</sup>, Н. Н. Графов<sup>1</sup>, К. И. Грицай<sup>1</sup>, А. Д. Конин<sup>1</sup>, С. В. Медведь<sup>1</sup>, Р. К. Мусяев<sup>2</sup>, А. И. Руденко<sup>1</sup>, С. А. Юхимчук<sup>1</sup>, В. Г. Зинов<sup>1</sup>, М. П. Файфман<sup>2</sup>, С. М. Садетский<sup>3</sup>, В. Р. Бом<sup>4</sup>, С. В. Е. Ван Ейк<sup>4</sup>

*На фазотроне ЛЯП ОИЯИ выполнена обширная программа по экспериментальному исследованию реакции  $dt$ , катализированной мюонами. Получены параметры  $dt$  цикла мюонного катализа в широком диапазоне параметров смеси D/T: температура ( $T = 20 \div 800$  K), плотность ( $\varphi = 0,2 \div 1,2$  LHD) и концентрация трития (15–85 %). Обобщаются полученные результаты.*

### Введение

Исследование процесса мюонного катализа (МК) ядерных реакций синтеза является уникальным и независимым направлением в современной физике, имеющим большое значение для молекулярной, атомной и ядерной физики [1–6]. Изучение ядерных реакций синтеза, протекающих из связанных состояний мюонной молекулы, представляет огромный интерес как для определения свойств легчайших ядер, включая различные экзотические ядерные системы, так и для астрофизики [7]. Кроме того, высокий выход нейтронов от МК может быть эффективно использован в решении различных практических задач, таких, как создание интенсивного источника нейтронов с энергией 14 МэВ [8] и для производства ядерного топлива [9].

По этим причинам процесс МК в смесях изотопов водорода активно изучается во многих лабораториях мира в течение нескольких последних десятилетий. За этот период было получено множество экспериментальных результатов в исследовании процессов, вызываемых мюонами как в различных смесях водорода, дейтерия и трития, так и в чистых изотопах; и большинство из них хорошо согласуется с теорией. Наиболее замечательным достижением является точное согласие

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, 141980, Дубна Московской обл.

<sup>2</sup> Российский исследовательский центр «Курчатовский институт», 123182, Москва.

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский институт ядерной физики, 188350, Гатчина Ленинградской обл.

<sup>4</sup> Технологический университет Делфта, 2629 JB, Делфт, Нидерланды.

между экспериментом и теорией для температурной зависимости скорости образования  $dd\mu$ -молекулы в газообразном дейтерии [4, 10, 11]. Это позволило экспериментально определить энергию связи слабосвязанного состояния молекулы  $dd\mu$  с очень высокой точностью  $\epsilon_{11}^{\text{exp}} = -1962,56_{-47}^{+32}$  мэВ [10], что хорошо согласуется с теоретическим значением  $\epsilon_{11}^{\text{theor}} = -1964,83$  мэВ [4].

По сравнению с чистым дейтерием процесс МК в смеси  $D/T$  включает в себе более разнообразные физические явления (перехват мюона  $d\mu \rightarrow t\mu$  из основного и возбужденных состояний  $d\mu$ -атома, механизм тройных соударений в образовании  $dt\mu$ -молекулы, эпитептермальные эффекты). Теория предсказывает значительный рост скорости образования  $dt\mu$ -молекул на молекулах  $D_2$  и  $DT$  с увеличением температуры и плотности смеси [12, 13]. Поэтому для полного теоретического анализа необходимы измерения зависимостей от температуры и плотности в более широких диапазонах. Наконец, результаты экспериментального и теоретического изучения процессов МК в двойной смеси  $D/T$  существенно помогут в исследовании и описании наиболее трудного случая тройной смеси  $H/D/T$ .

На данный момент, действительно систематическое изучение процессов МК было выполнено в PSI только для газовой смеси  $D/T$  низкой плотности ( $\varphi \approx 0,1$  LHD, где LHD (Liquid Hydrogen Density) плотность жидкого водорода  $\text{LHD} = 4,25 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ) при низких температурах ( $T < 300 \text{ K}$ ) [14]. Эта же группа, а также команда из RIKEN-RAL, провела измерения с жидкой и твердой смесью  $D/T$  [15, 16]. Команда LAMPF [17, 18] была единственной, кто исследовал МК в смесях высокой плотности ( $\varphi \approx 1$  LHD) и при высокой температуре ( $T \leq 600 \text{ K}$ ). Однако эти измерения носили "быстрый" характер и вызвали много вопросов по анализу данных. Исходя из всего вышесказанного, нами было принято решение провести полный цикл измерений в широком диапазоне экспериментальных параметров, охватывающем область плотностей  $\varphi = (0,2 \div 1,2)$  LHD и температур  $T = 20 \div 800 \text{ K}$ .

Лаборатория ядерных проблем им. В. П. Джелепова внесла определяющий вклад в экспериментальное изучение МК. Открытие явления резонансного образования молекул  $dd\mu$  [19] и впоследствии его прямое подтверждение измерением температурной зависимости скорости образования  $dd\mu$ -молекулы [20] были сделаны дубненской группой. Эта же группа впервые провела экспериментальное исследование [21] реакции синтеза МК  $dt\mu \rightarrow {}^4\text{He} (3,5 \text{ МэВ}) + n (14,1 \text{ МэВ}) + \mu$  и подтвердила теоретические предсказания [22] о высокой интенсивности этого процесса, что инициировало активность в изучении МК во всем мире.

Начиная с 1997 г., на фазотроне ОИЯИ наша коллаборация выполнила большую программу по исследованию процессов МК в  $D/T$ . Отличительной характеристикой этих исследований является использование новых методов как в проведении измерений, так и в обработке экспериментальных данных, что позволило нам получить точные и надежные данные, не уступающие данным, полученным на мезонных фабриках. Примененный нами экспериментальный метод позволил провести измерения параметров цикла МК в смеси  $D/T$  при варьировании параметров смеси в широком диапазоне [23].

В настоящей работе представлены результаты наиболее всесторонних измерений параметров МК в смеси  $D/T$ . Предварительные результаты опубликованы в [23–26]. На рис. 1 показаны диапазоны условий проведения экспериментов, выполненных к настоящему моменту. Накопленные данные и параметры цикла МК охватывают следующую область параметров  $D/T$  смеси:

- 1) температура 20–800 К;
- 2) концентрация трития 15–86 %;
- 3) плотность 0,2–1,2 LHD.

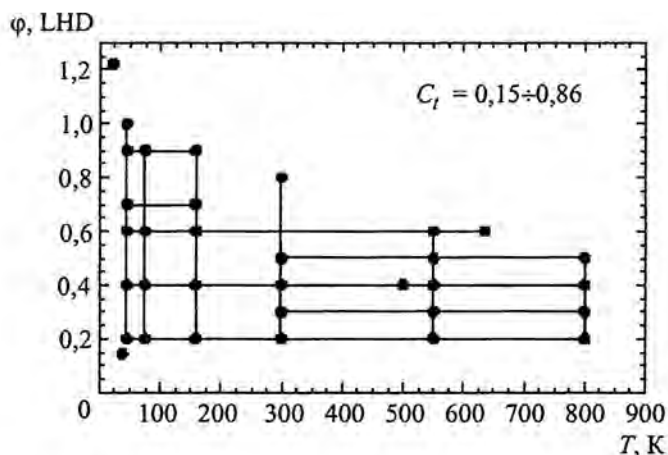


Рис. 1. Область экспериментальных параметров (плотность и температура) изучения процесса МК в смеси D/T

### 1. Общее описание процессов

На рис. 2 показана упрощенная схема кинетики МК в двойной D/T смеси. Остановившиеся в смеси мюоны образуют  $d\mu$ - или  $t\mu$ -атомы в их основных состояниях соответственно с вероятностями  $\omega_{d\mu} = C_d q_{1S}$  и  $\omega_{t\mu} = C_t + C_d(1 - q_{1S}) = 1 - C_d q_{1S}$ , где  $C_d$  и  $C_t$  – относительные концентрации изотопов водорода, а  $q_{1S}$  учитывает перехват мюона с  $d\mu$  на  $t\mu$  во время каскада де-возбуждения [27–29]

$$q_{1S} = \frac{\lambda_{dex}}{\lambda_{dex} + \lambda_{tr}} \tag{1}$$

Здесь  $\lambda_{dex}$  и  $\lambda_{tr}$  – скорости де-возбуждения мюона и перехвата мюона, усредненные по возбужденным состояниям  $d\mu$ -атома. Следует ожидать существование сильной зависимости  $q_{1S}$  от  $C_t$  и  $\phi$  [30, 31].

Стандартная каскадная модель, в которой начальные энергии  $\mu$ -атомов распределены в районе  $E_0 = (1 \div 2)$  эВ, очевидно, верна только для очень низких плотностей  $\phi \leq 10^{-3}$  LHD. В настоящее время известно, что в ходе каскада мюонные молекулы могут как замедляться (термализоваться), так и ускоряться, приобретая энергию в несколько десятков электронвольт (см., например, [32–34]). Однако до сих пор нет определенного решения проблемы знания начального распределения энергий мюонных атомов после каскада.

Оказавшись на основном уровне  $d\mu$ -атома, мюон может перехватиться на тритий в соударительном процессе



со скоростью  $\lambda_{dt} = 2,8 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$  [18, 21, 35, 36]. В процессе перехвата (2)  $t\mu$ -атом приобретает энергию 19 эВ. Атомы  $t\mu$  образуются в двух состояниях сверхтонкой структуры с полным спином  $F = 1$  (с весом 0,75) или  $F = 0$  (с весом 0,25) и могут участвовать в процессах переворота спина



Мюонные атомы  $t\mu$  могут образовать  $dt\mu$ - и  $tt\mu$ -молекулы, а  $d\mu$ -атомы –  $dd\mu$ -молекулы. В этих  $\mu$ -молекулах возможна реакция синтеза, после которой мюон может либо высвободиться и инициировать следующий цикл МК, либо прилипнуть к гелию, являющемуся продуктом реакции. Соответственные обозначения скоростей образования мюонных молекул и реакций синтеза, а также вероятностей прилипания указаны на рис. 2. Мюон, будучи связанным в  $\mu$ -атоме или  $\mu$ -молекуле, или будучи свободным, распадается со скоростью  $\lambda_0 = 4,55 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ .

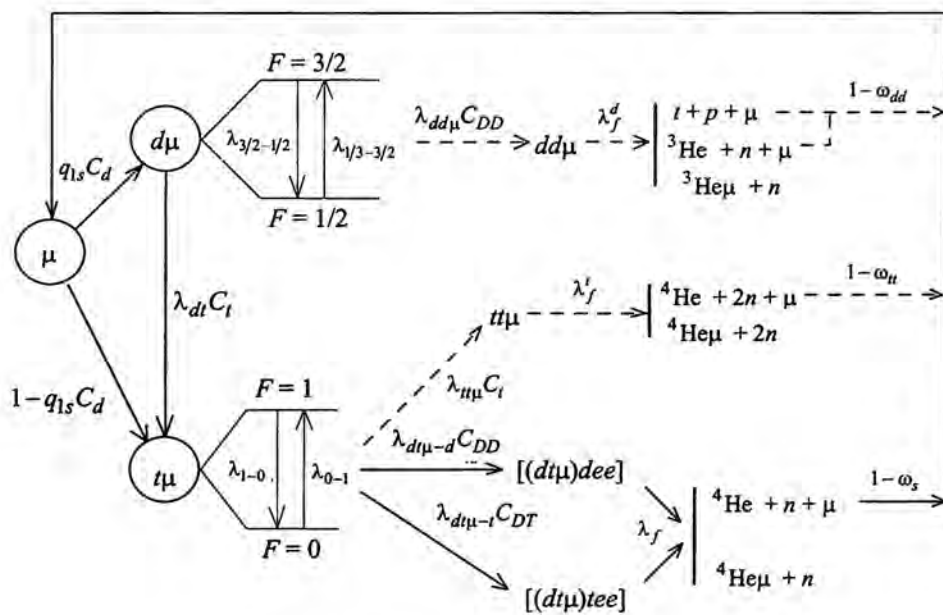
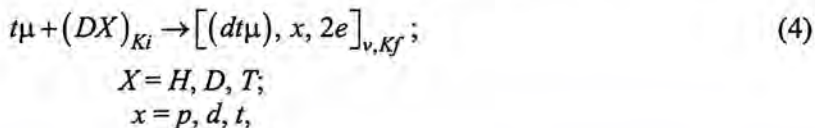


Рис. 2. Схема кинетики МК в двойной смеси D/T

Характерной чертой процессов образования  $dd\mu$ - и  $dt\mu$ -молекул является их резонансный характер, т. е., скорости образования мюонных молекул  $\lambda_{dd\mu}$  и  $\lambda_{dt\mu}$  зависят от кинетической энергии  $\mu$ -атома [3]. Цикл МК  $d + d$  изучен очень хорошо. Измеренные температурные зависимости  $\lambda_{dd\mu}(T)$  находятся в прекрасном согласии с теорией [13].

Совершенно другая ситуация в случае цикла МК  $d + t$ . Действительно, в той области параметров (низкие температуры), где стандартная теория предсказывает его относительно низкую интенсивность, этот процесс детально изучен. И, как следует из эксперимента, именно в этой области процесс МК, как оказывается, очень эффективен. Современная теория объясняет этот факт только качественно.

Как следует из оригинального предложения Весмана [37], резонансное образование  $dt\mu$ -молекул возможно во взаимодействии  $t\mu$ -атомов с молекулами  $D_2$ ,  $DT$  или  $HD$  в соответствии со схемой [22]

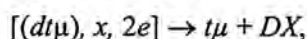


при этом энергия, выделяющаяся при образовании  $dt\mu$ -молекулы, и кинетическая энергия  $t\mu$ -атома  $E_{t\mu}$  передается на возбуждение колебательно-вращательных уровней молекулярного комплекса  $[(dt\mu), x, 2e]$ . Здесь  $K_i$  и  $K_f$  соответственно вращательные квантовые числа "начальной" молекулы  $DX$  и "конечного" комплекса. Набор резонансных энергий  $t\mu$ -атома

$$E_{t\mu}^r = \Delta E_{v,K}$$

соответствует различным переходам  $\nu = 3, 4, 5; K_i \rightarrow K_f$ . В действительности, при определении  $E_{t\mu}^r$  должны быть учтены и спиновые состояния  $t\mu$ -атома и  $dt\mu$ -молекулы. Кроме того, положение и интенсивности резонансов зависят от типа молекулы ( $D_2$ ,  $DT$  и  $HD$ ) и от температуры среды, которая влияет на заселенность вращательных степеней этих молекул.

После формирования комплекс  $[(dt\mu), x, 2e]$  может испытать либо обратный распад



либо в нем идут ядерные реакции (с высокой скоростью  $\lambda_f \approx 10^{12} \text{ c}^{-1}$  [38]).



Вероятность прилипания мюона к гелию (относительный выход реакции (6)) равна  $\omega_s \approx 0,5\%$ .

На рис. 3 показаны резонансы  $\lambda_{dt\mu-p,d,t}^0(E_{t\mu})$  для  $t\mu$ -атома со спином  $F = 0$ . Приведенные здесь расчеты базируются на развитии схемы, представленной в работе [13].

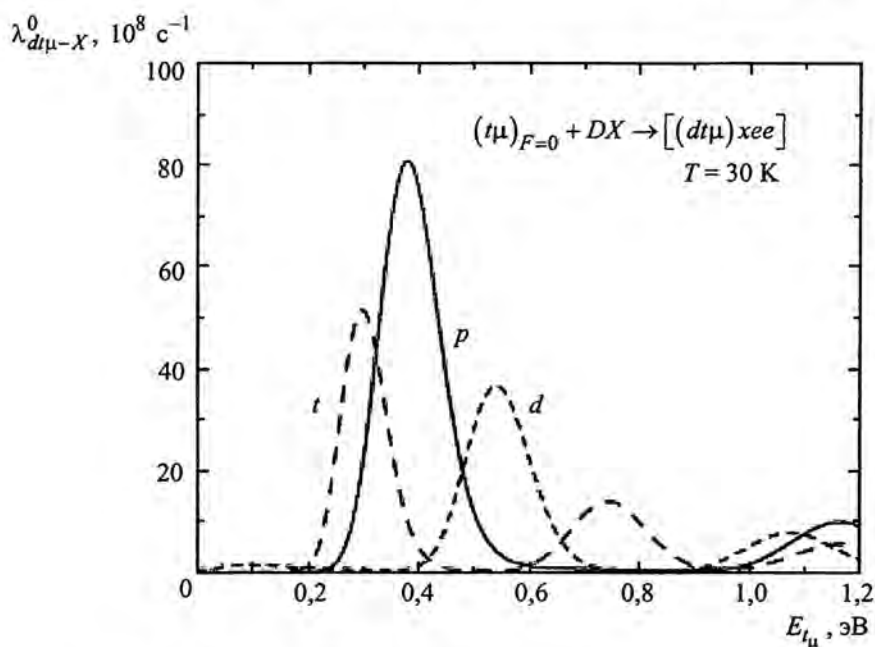


Рис. 3. Скорости образования  $dt\mu$ -молекул для  $t\mu$ -атома со спином  $F = 0$  и при температуре  $T = 30 \text{ K}$  [13]

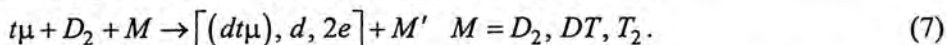
Из этого рисунка следуют характерные особенности:

1. Наиболее интенсивным является резонанс образования  $dt\mu$ -молекулы на молекуле  $HD$ .  
 2. Позиции резонансов соответствуют сравнительно высоким значениям энергий  $t\mu$ -атома, т. е. высокой температуре ( $T \sim 10^3 K$ ) термализованных мюонных атомов.

3. Позиции резонансов каждого типа соответствуют различным колебательным уровням комплекса  $\nu = 3, 4, 5$ . Ближайший резонанс для  $\lambda_{dt\mu}^0$  находится при  $E_{t\mu} \approx 0,5$  эВ. Это означает, что ближайший "подпороговый" резонанс (соответствующий  $\nu = 2$ ) лежит близко к нулю при отрицательной энергии  $t\mu$ -атома  $E_{t\mu} \approx -(10 \div 12)$  мэВ. Отрицательная энергия означает, что для наиболее интенсивных дипольных переходов  $|K_f - K_i| = 1$  появляется избыток энергии, который не может быть куда-либо передан в двухчастичной реакции (4).

Для наиболее высоких множественных переходов ( $\nu = 2; K_i = 0, 1 \rightarrow K_f = 2, 3, 4$ ) процесс (4) становится возможным, однако его интенсивность на два порядка ниже, чем для основных переходов. Тем не менее в противоречие со "стандартной" теорией эксперимент указывает на высокую интенсивность МК при низких температурах  $D/T$  смеси и на проявление нетривиальной зависимости скорости цикла от плотности. Следует заметить, что наиболее высокое значение скорости цикла  $\Lambda_c = (185 \pm 13)$  мкс<sup>-1</sup> было измерено в твердой  $D/T$  смеси в PSI [15].

Эта ситуация может быть качественно объяснена современной теорией [39], в соответствии с которой влияние подпороговых резонансов ожидается гораздо сильнее благодаря механизму тройных соударений. Согласно этой теории, при низких температурах резонансное образование  $dt\mu$  возникает в подпороговых резонансах в процессах тройных соударений



Вторая, "дополнительная" молекула  $M$  играет роль участника, уносящего излишек энергии. Поскольку процесс (7) – трехчастичный, он должен зависеть от плотности молекул  $M$ .

Большая скорость  $\lambda_{dt\mu-d}$  и ее зависимость от плотности качественно объясняются процессом (7). Однако, несмотря на многочисленные предпринятые попытки, до сих пор нет количественного вычисления ее интенсивности (см., например, [40, 41]).

С увеличением температуры картина резонанса меняется, благодаря изменению заселенности вращательных степеней свободы молекулы  $DH$  и увеличению ее тепловой скорости движения. На рис. 4 представлены вычисленные скорости  $\lambda_{dt\mu-d}$  и  $\lambda_{dt\mu-t}$  как функция  $E_{t\mu}$  при  $T = 300$  К. На этом же рисунке ( $\lambda_{dt\mu-t}$ ) приведено распределение Максвелла для термализованных  $t\mu$ -атомов. Распределение Максвелла, как можно видеть, лишь слегка перекрывает ближайшие по температуре резонансы.

Те же резонансы приведены на рис. 5 для температуры  $T = 1000$  К. Здесь наиболее интенсивные резонансы на молекулах  $D_2$ ,  $DT$  и  $HD$  уже существенно перекрываются распределением Максвелла. В экспериментах такие высокие температуры пока, к сожалению, не достигнуты. Максимальное значение температуры, при которой проведены измерения, составляет  $T = 800$  К (Дубна).

Как уже было сказано, у значительной части  $t\mu$ -атомов начальная энергия (после каскада) составляет  $E_{t\mu} > 1$  эВ. Эти атомы быстро термализуются (замедляются) в упругих столкновениях  $t\mu + t$ ,  $t\mu + d$ . Скорость термализации для плотности смеси 1 LHD равна  $\sim 1$  нс. Временное распределение продуктов синтеза соответственно должно состоять из двух компонент: быстрого "пика", отвечающего за первоначальное прохождение резонансов и гораздо более медленной компоненты – "стационарного режима".

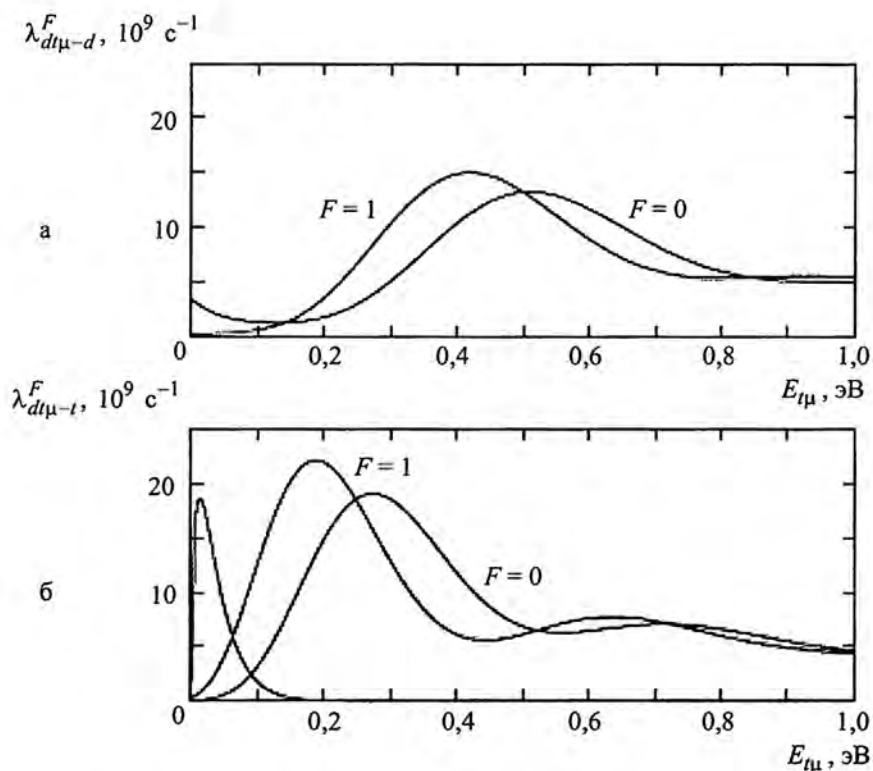


Рис. 4. Зависимость  $\lambda_{dt\mu-d}$  (а) и  $\lambda_{dt\mu-t}$  (б) от энергии  $t\mu$ -атома для  $T = 300$  К.  
На рис. б приведено распределение Максвелла

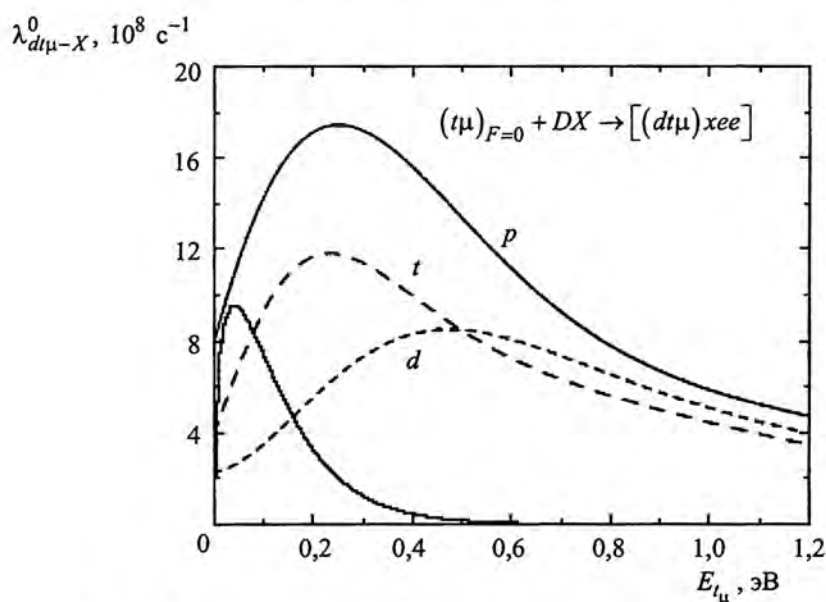


Рис. 5. Скорость образования  $dt\mu$ -молекулы на молекулах  $D_2$ ,  $DT$  и  $HD$  как функция  $E_{t\mu}$  для  $T = 1000$  К (расчеты [13]) и распределение Максвелла

Этот эффект трудно определяем, так как эпитепмальный пик очень короткий (по времени) и существует неопределенность в начальной энергии  $t\bar{\mu}$ -атома. Именно поэтому основные усилия различных экспериментальных групп направлены на изучение стационарного режима, для которого энергетическое распределение  $t\bar{\mu}$ -атомов является Максвелловским.

Для удобства принято проводить сравнение измерений с теоретическими вычислениями для так называемой "эффективной" скорости образования молекулы  $d\bar{t}\mu$ , зависящей от температуры. Эта скорость рассчитывается интегрированием по всем возможным начальным состояниям, усреднением по всем конечным состояниям и свертыванием с Максвелловским распределением  $W(E_{\text{ем}}, T)$ . Такие вычисления проведены в [13].

Распределение нейтронов синтеза для стационарного режима имеет форму

$$dN_n/dt = N_\mu \varepsilon_n \Lambda_c \exp(-\lambda_n t); \quad \lambda_n = \lambda_0 + \omega \Lambda_c. \quad (8)$$

Здесь  $\Lambda_c = \lambda_c \varphi$ ;  $\varepsilon_n$  – эффективность регистрации нейтронов;  $N_\mu$  – число остановок мюонов в смеси  $D/T$ ;  $\omega$  – потери мюонов в цикле, которые определяются вероятностью прилипания мюона к гелию после реакции синтеза в основном в реакции  $d + t$  ( $\omega_s$ ), а также, с меньшим весом, в сопутствующих реакциях  $d + d$  и  $t + t$ . Скорость цикла  $\Lambda_c$  определяется как усредненное обратное время между последующими циклами. Она включает в себя в основном времена перехвата  $d\bar{\mu} - t\bar{\mu}$  (2), переворота спина  $t\bar{\mu}$ -атома (3) и образования  $d\bar{t}\mu$ -молекулы (4). Выход нейтронов ограничен величинами  $\omega$  и  $\lambda_0$ :

$$Y_n^{-1} = \omega + \frac{\lambda_0}{\Lambda_c}. \quad (9)$$

В соответствии со схемой на рис. 2, выражение для  $\lambda_c$  имеет вид

$$\frac{1}{\lambda_c} \approx \frac{q_{1S} C_d}{\lambda_{dt} C_t} + \frac{0,75}{\lambda_{1-0} C_t} + \frac{1}{\lambda_{d\bar{\mu}-d} C_{DD} + \lambda_{d\bar{\mu}-t} C_{DT}}. \quad (10)$$

Для извлечения величин  $\lambda_{d\bar{\mu}-d}$  и  $\lambda_{d\bar{\mu}-t}$  необходимо, используя формулу (10), проанализировать значения  $\lambda_c$ , измеренные при различных концентрациях трития, влияющих на относительное количество молекул  $D_2$  и  $DT$ .

Выражение для  $\omega$  имеет вид

$$\omega \approx \omega_s + \frac{\lambda_{t\bar{\mu}} C_t \omega_{tt}}{\lambda_{d\bar{\mu}-d} C_{DD} + \lambda_{d\bar{\mu}-t} C_{DT} + \lambda_{t\bar{\mu}} C_t} + \frac{q_{1S} C_d \frac{2}{3} \lambda_{dd\bar{\mu}}^{3/2} C_{DD} \omega_{dd} r}{\lambda_{dt} C_t + \lambda_{dd\bar{\mu}}^{3/2} C_{DD} + \lambda_{3/2-1/2} C_d} + \frac{\lambda_Z C_Z}{\lambda_c}. \quad (11)$$

Здесь  $\lambda_Z$  – скорость перехвата мюона атомами возможных примесей с  $Z > 1$ , с концентрацией  $C_Z$ ;  $\lambda_{dd\bar{\mu}}^{3/2}$  – скорость образования  $dd\bar{\mu}$ -молекулы из состояния  $d\bar{\mu}$ -атома со спином  $F = 3/2$ ;  $r$  – отношение вероятностей каналов  $dd$  синтеза ( ${}^3\text{He} + n$ ) и ( $t + p$ ); другие обозначения указаны на рис. 2. Как следует из (11),  $\omega$  принимает минимальное значение при максимальной  $\lambda_c$  (большая  $\lambda_{dt}$  и  $\lambda_{d\bar{\mu}-d,t}$ ), при этом  $\omega$  близка к своему естественному ограничению  $\omega_s \approx 0,5\%$ .

Следует отметить, что в формулах (10), (11) и во всех последующих выражениях скорость цикла и все скорости соударений приведены к ядерной плотности  $\varphi$  смеси  $D/T$ .



## 2. Экспериментальный метод

Все экспериментальные экспозиции выполнены на установке "Тритон", смонтированной на мюонном канале [42] Фазоторона ОИЯИ. Схема эксперимента приведена на рис. 6.

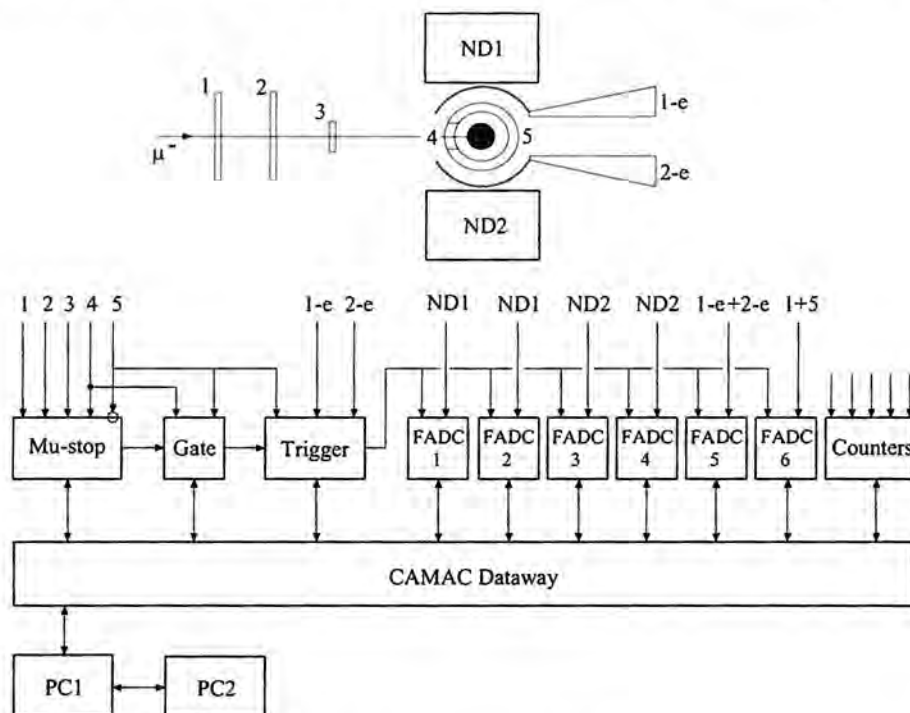


Рис. 6. Схема эксперимента

Для проведения экспериментов были разработаны новые методы [23]. Измерение общего заряда, выделенного нейтроном синтеза в детекторе, позволило нам избежать искажений во временных спектрах нейтронов, вызванных эффектами наложения сигналов, и, таким образом использовать высокоэффективную систему детектирования.

Входящие мюоны регистрировались сцинтилляционными счетчиками 1, 2, 3, пропорциональным проволочным счетчиком 4 и останавливаются в мишени. Два нейтронных детектора полного поглощения ND1, ND2 регистрировали нейтроны от реакции  $d-t$ . Проволочный пропорциональный счетчик 5 и сцинтилляционные счетчики 1-e, 2-e служили для регистрации электронов от распада мюонов, остановившихся в мишени.

### 2.1. Особенности метода

Примененная методика характерна следующим:

1. Использованы уникальные мишени и система тритиевого обеспечения, позволившие провести измерения в широком диапазоне плотностей и температур смеси  $D/T$ .

2. Применена высокоэффективная система регистрации, работающая в геометрии близкой к 4π. Система обеспечила высокую скорость набора статистики в условиях низкого фона случайных событий.

3. Для регистрации мюонов и электронов применена специально сконструированная пропорциональная камера, имеющая низкую чувствительность для нейтронов, что обеспечило надежное выделение электронов.

4. Вместо обычного временного спектра количества событий измерялось распределение заряда. Для этой цели применены параллельные аналого-цифровые преобразователи (ПАЦП). Это позволило избежать искажений во временных спектрах нейтронов и, таким образом, использовать высокоэффективную систему детектирования.

5. Применены новые методы обработки, наиболее эффективные для условия высокой множественности нейтронов, реализующегося в эксперименте. Помимо обычного временного спектра нейтронов мы измеряли и анализировали распределения по множественности нейтронов и по времени между электроном от распада мюона и последним нейтроном в серии. Это позволило уменьшить систематическую ошибку и получить надежные данные.

## 2.2. Мишени и система управления

В экспериментах использовалась серия мишеней [43–45] с рабочим объемом 10–18 см<sup>3</sup>, в зависимости от содержания трития.

Мишени позволили провести следующие измерения:

- с жидкой  $D/T$  смесью (жидкотритиевая мишень (ЖТМ) [43] объемом 18 см<sup>3</sup>, рабочей температурой 20–40 К, давлением до 2 МПа);
- с горячей газообразной  $D/T$  смесью (тритиевая мишень высокого давления (ТМВД) [44] объемом 16 см<sup>3</sup>, рабочей температурой 300–800 К, давлением до 160 МПа);
- с холодной газообразной  $D/T$  смесью (две тритиевые мишени высокого давления (ТМВД) [45] с объемом 8 и 16 см<sup>3</sup>, рабочей температурой 40–300 К, давлением до 250 МПа).

Для поддержания необходимого температурного режима использовались специальная криогенная система [43] (для ЖТМ и ТМВД) при низких температурах ( $T < 300$  К) и система специальных нагревателей при высоких температурах. Заправка всех мишеней проводилась при криогенных температурах.

Специальная система подготовки газовой смеси [46] обеспечивала подготовку смеси требуемого состава и степени очистки от примесей до уровня  $< 10^{-7}$  объемных долей. Молекулярный состав смеси контролировался радиохроматографическим методом.

## 2.3. Детекторы и электроника

Мишень была окружена следующей системой детектирования (рис. 6). Входящие мюоны регистрировались сцинтилляционными счетчиками 1–3. Цилиндрический пропорциональный счетчик (аналогичный [47]) с проволочками, разделенными на две части (4, 5) служил для выделения остановки мюона в мишени (сигнал 1, 2, 3, 4, 5) и для регистрации электронов от распада мюонов. Специально изготовленные цилиндрические сцинтилляционные счетчики (SC) 1-е, 2-е применялись для детектирования электронов от распада мюонов в совпадении со счетчиком 5 (сигнал 5, 1-е и 5, 2-е считались за электрон от распада мюона). Основой системы детектирования являлся нейтронный спектрометр полного поглощения [48, 49], состоящий из двух больших детекторов (ND1 и ND2), каждый объемом 12,5 л. Спектрометр предназначался для регистрации нейтронов из реакций (5, 6). В каждом детекторе применен сцинтиллятор из пластика с размерами  $\varnothing 31 \times 17$  см. Пластик просматривался четырьмя фотоумножителями (ФМ) XP 2040. Непосредственный кон-

такт ФМ с сцинтиллятором и тефлоном, используемым в качестве отражателя света, обеспечил отличные спектрометрические свойства детектора. Его энергетическое разрешение  $\sigma_{FWHM} = 0,09 (1 + 1/\sqrt{E_e, M_eV})$ . Полный телесный угол, закрываемый двумя детекторами, составлял  $\Omega \approx 70\%$ , что соответствует общей эффективности регистрации  $\epsilon_n \approx 2 \times 15\%$ . Временное разрешение ND, определяемое процессом светосбора и электроникой составляло  $\Delta t = 6-7$  нс.

Примененный триггер [50] позволял записывать только те события, которые сопровождаются регистрацией электрона. Поскольку интенсивность изучаемого процесса высока, практически в каждом случае эти события сопровождались регистрацией нейтронов. Установки триггера включали присутствие сигнала остановки мюона (1, 2, 3, 4, 5) и сигнала от электрона (5, 1-е или 2-е) в течение ворот длиной 20 мкс, начиная от сигнала входящего мюона (1, 2). Введение электронного сигнала в триггере позволило радикально подавить фоновые события, связанные с остановками мюонов в стенках мишени, где мюон преимущественно (90%) испытывает ядерный захват без рождения электрона. Дополнительное подавление фона достигнуто условием отбора задержанного (через 0,2 мкс после начала ворот) электрона. Еще одним преимуществом методики является возможность прямой нормировки на число электронов без обязательного определения числа остановок мюонов в водороде. Впервые этот метод был применен в первом эксперименте по изучению реакции  $d + t$  МК [21] и обеспечил успешное завершение настоящей работы.

Импульсы с нейтронного спектрометра регистрировались с помощью ПАЦП (8 бит x 2048 каналов, частота дискретизации 100 МГц), которая создавала временную последовательность амплитуд сигналов с ND1, ND2 для каждого отдельного мюона. Для обеспечения правильности измерений, сигналы с детектора входящих мюонов и с электронного счетчика также анализировались при помощи ПАЦП. На рис. 7 приведен пример "осциллограммы", регистрируемой ПАЦП. В течение каждой экспозиции проводился *on-line* контроль процесса набора статистики.

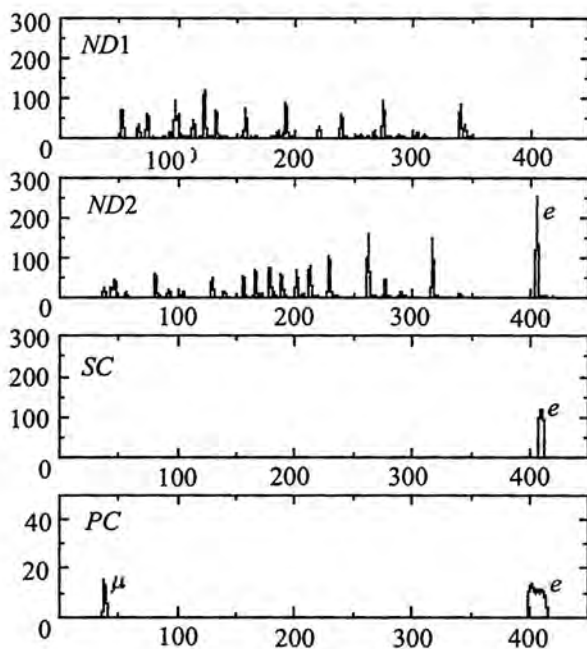


Рис. 7. Сигналы ПАЦП для одного мюона

### 3. Условия эксперимента

Всего проведена 81 экспозиция со смесью  $D/T$ . Условия каждой экспозиции (плотность, температура и концентрация трития) приведены в табл. 1. По крайней мере, 20 000 электронов от распада мюонов в мишени было набрано для каждой экспозиции (продолжительность 6–10 часов). Практически во всех случаях статистика по числу нейтронов была достаточно велика. Для измерения фона от электронов, остановившихся в стенках мишени, проводились специальные экспозиции с пустыми мишенями.

Таблица 1

Приведенная скорость цикла  $\lambda_c$ , вероятность потерь мюонов  $\omega$  и выход нейтронов на один мюон  $Y_n$ . Для  $\lambda_c$  приведены статистическая погрешность, неопределенность плотности  $\Delta_\phi$ , погрешность процедуры калибровки  $\Delta_q$  и суммарная ошибка. Для всех параметров ошибка включает систематическую погрешность определения эффективности регистрации нейтронов ( $\Delta_{en} = 6\%$ )

Номер п/п	Условия		$\omega, \%$	$Y_n$	$\lambda_c, \text{мкс}^{-1}$	Погрешность, %			
	$\phi(\text{LHD})$	$C_t(\%)$				Статистическая	$\Delta_\phi$	$\Delta_q$	Общая
$T = (22,0 \pm 0,7) \text{ К}$ (жидкость)									
1	1,19(0,02)	18,1(1,5)	0,77(0,07)	68,9(5,0)	61,5(4,4)	0,4	2,1	3,1	7,7
2	1,20(0,02)	33,4(1,0)	0,72(0,06)	96,6(7,9)	117,7(8,4)	0,2	2,1	3,1	7,7
3	1,19(0,02)	35,2(1,0)	0,63(0,05)	102,9(8,6)	117,9(8,4)	0,3	2,1	3,1	7,7
4	1,23(0,02)	63,5(2,0)	0,76(0,07)	82,5(6,9)	84,6(6,4)	0,4	2,4	3,1	7,8
5	1,24(0,02)	85,5(2,5)	1,40(0,11)	34,2(2,8)	20,8(1,6)	0,6	2,4	3,1	7,8
$T = (38,5 \pm 2,0) \text{ К}$									
6	0,143(0,004)	57(2)	1,03(0,08)	10,1(0,8)	31,1(2,5)	1,5	3,3	3,1	8,2
$T = (45 \pm 2) \text{ К}$									
7	0,237(0,08)	31,4(0,5)	0,77(0,06)	32,0(2,6)	80,5(6,3)	1,0	3,4	3,4	8,3
8	0,449(0,013)	16,7(0,5)	0,81(0,06)	39,4(3,2)	59,9(4,5)	1,0	3,0	3,2	8,1
9	0,450(0,015)	31,4(0,5)	0,68(0,05)	54,2(4,5)	88,7(6,9)	0,9	3,3	3,4	8,3
10	0,448(0,013)	50,6(0,5)	0,81(0,06)	43,8(3,6)	73,1(5,6)	1,3	3,0	3,2	8,1
11	0,445(0,013)	71,1(0,5)	1,46(0,11)	19,0(1,6)	30,6(2,3)	1,3	2,9	3,2	8,1
12	0,689(0,021)	16,3(0,5)	1,12(0,09)	46,1(3,7)	64,2(5,0)	0,9	3,0	3,1	8,0
13	0,643(0,021)	31,1(0,5)	0,74(0,06)	69,9(5,8)	101,2(7,8)	0,7	3,3	3,4	8,2
14	0,704(0,021)	52,7(0,5)	1,11(0,09)	53,4(4,2)	84,0(6,3)	0,7	3,0	3,1	8,0
15	0,766(0,023)	71,2(0,5)	1,89(0,15)	27,5(2,2)	34,7(2,6)	1,3	3,0	3,1	8,1
16	1,022(0,031)	16,3(0,5)	1,55(0,12)	45,0(3,5)	65,2(5,0)	1,0	3,0	3,1	8,0
17	0,912(0,029)	31,1(0,5)	0,89(0,07)	76,0(6,3)	118,5(9,1)	0,8	3,2	3,4	8,2
18	1,024(0,031)	52,7(0,5)	1,12(0,09)	64,2(5,0)	97,7(7,3)	0,8	3,0	3,1	8,0
19	1,018(0,031)	71,2(0,5)	1,83(0,14)	34,2(2,7)	40,6(3,1)	1,1	3,0	3,1	8,1
$T = (75 \pm 2) \text{ К}$									
20	0,234(0,007)	31,4(0,5)	0,85(0,07)	29,8(2,5)	81,2(6,3)	1,0	3,0	3,4	8,2
21	0,445(0,013)	31,4(0,5)	0,87(0,07)	50,4(4,2)	92,1(7,0)	0,9	2,9	3,4	8,1
22	0,635(0,019)	31,4(0,5)	0,94(0,07)	69,9(5,8)	101,6(7,7)	0,7	3,0	3,4	8,1
23	0,897(0,027)	31,1(0,5)	0,91(0,07)	75,5(6,2)	119,5(9,1)	0,8	3,0	3,4	8,1
$T = (158 \pm 2) \text{ К}$									
24	0,230(0,007)	31,4(0,5)	0,94(0,07)	28,6(2,4)	79,3(6,1)	1,1	3,0	3,4	8,2
25	0,438(0,013)	16,7(0,5)	1,41(0,11)	31,0(2,5)	58,7(4,5)	1,1	3,0	3,2	8,1

Продолжение табл. 1

Номер п/п	Условия		$\omega$ , %	$Y_n$	$\lambda_c$ , мкс <sup>-1</sup>	Погрешность, %			
	$\varphi$ (LHD)	$C_i$ (%)				Статистическая	$\Delta_\varphi$	$\Delta_q$	Общая
26	0,424(0,013)	31,0(0,5)	0,99(0,08)	45,4(3,7)	88,8(6,8)	1,0	3,1	3,2	8,1
27	0,436(0,013)	31,4(0,5)	0,88(0,07)	48,1(4,0)	90,9(6,9)	0,9	3,0	3,4	8,1
28	0,433(0,013)	50,6(0,5)	1,00(0,08)	39,2(3,2)	74,5(5,7)	1,3	3,0	3,2	8,1
29	0,430(0,013)	71,1(0,5)	2,01(0,15)	17,3(1,4)	29,5(2,2)	1,3	3,0	3,2	8,1
30	0,607(0,018)	16,3(0,5)	1,94(0,15)	31,7(2,5)	63,2(4,8)	1,4	3,0	3,1	8,1
31	0,620(0,019)	31,1(0,5)	0,98(0,08)	57,9(4,8)	100,1(7,7)	0,9	3,1	3,4	8,2
32	0,621(0,021)	52,7(0,5)	1,14(0,09)	48,9(3,9)	82,9(6,3)	0,8	3,1	3,1	8,1
33	0,688(0,021)	71,2(0,5)	1,64(0,13)	27,1(2,1)	35,4(2,7)	1,3	3,1	3,1	8,1
34	0,905(0,027)	16,3(0,5)	1,89(0,15)	36,9(2,9)	64,7(4,9)	1,3	3,0	3,1	8,1
35	0,876(0,026)	31,1(0,5)	0,90(0,07)	72,4(6,0)	119,6(9,1)	0,8	3,0	3,4	8,1
36	0,907(0,027)	52,7(0,5)	1,09(0,08)	66,3(5,2)	101,7(7,6)	0,8	3,0	3,1	8,0
37	0,902(0,027)	71,2(0,5)	1,62(0,12)	34,9(2,8)	40,6(3,1)	1,1	3,0	3,1	8,1
$T = (300 \pm 3) \text{ K}$									
38	0,204(0,07)	31,4(0,5)	1,23(0,10)	28,2(2,3)	91,4(7,6)	1,7	3,4	3,5	8,5
39	0,303(0,010)	17,9(0,5)	2,13(0,16)	21,6(1,7)	67,2(5,3)	1,1	3,3	3,1	8,1
40	0,302(0,010)	36,1(0,5)	1,14(0,09)	36,7(3,0)	101,1(8,2)	0,9	3,4	3,1	8,2
41	0,312(0,010)	52,0(0,5)	1,27(0,10)	30,3(2,5)	78,7(6,2)	1,0	3,2	3,1	8,1
42	0,312(0,010)	68,8(0,5)	1,25(0,10)	21,4(1,7)	47,6(3,7)	1,0	3,2	3,1	8,1
43	0,434(0,014)	15,4(0,5)	0,97(0,07)	35,4(2,9)	59,3(4,6)	0,9	3,2	3,1	8,1
44	0,411(0,013)	31,0(0,5)	1,08(0,08)	43,7(3,6)	96,0(7,3)	1,0	3,2	3,2	8,1
45	0,425(0,014)	32,7(0,5)	0,95(0,07)	49,4(4,0)	99,9(7,8)	0,7	3,3	3,1	8,1
46	0,443(0,015)	35,0(1,0)	0,89(0,07)	53,6(4,4)	104,4(8,3)	0,5	3,4	3,2	8,2
47	0,409(0,014)	47,7(0,8)	0,97(0,07)	44,3(3,6)	89,3(6,9)	0,7	3,4	3,1	8,1
48	0,411(0,013)	68,5(0,5)	1,21(0,09)	27,7(2,2)	50,3(3,9)	0,8	3,2	3,1	8,1
49	0,515(0,019)	18,2(0,5)	1,95(0,15)	30,2(2,4)	74,5(5,8)	1,1	3,7	3,1	8,3
50	0,518(0,019)	35,2(0,5)	1,38(0,10)	46,8(3,8)	109,2(8,5)	0,8	3,7	3,1	8,3
51	0,532(0,019)	52,8(0,5)	1,01(0,08)	50,0(4,0)	92,8(7,2)	0,7	3,6	3,1	8,2
52	0,787(0,024)	33,0(1,0)	0,80(0,06)	76,8(6,3)	123,2(9,1)	0,5	3,0	3,2	8,1
53	0,781(0,024)	33,7(0,5)	1,19(0,09)	57,1(4,7)	118,4(9,0)	1,1	3,1	3,5	8,3
$T = (500 \pm 6) \text{ K}$									
54	0,425(0,013)	35,0(1,0)	0,88(0,07)	58,9(4,8)	130,0(9,9)	0,6	3,1	3,2	8,2
$T = (550 \pm 6) \text{ K}$									
55	0,201(0,007)	33,7(0,5)	1,25(0,10)	30,2(2,5)	113,3(9,6)	1,6	3,5	3,5	8,5
56	0,293(0,010)	17,9(0,5)	1,92(0,15)	23,1(1,9)	73,5(5,8)	1,1	3,5	3,1	8,2
57	0,285(0,010)	36,1(0,5)	1,14(0,09)	42,8(3,5)	130,1(10,9)	0,9	3,6	3,1	8,2
58	0,287(0,010)	52,0(0,5)	1,07(0,08)	43,3(3,5)	135,6(10,9)	0,9	3,5	3,1	8,2
59	0,292(0,010)	68,8(0,5)	1,06(0,08)	38,7(3,1)	104,3(8,3)	0,8	3,5	3,1	8,2
60	0,407(0,014)	15,4(0,5)	0,93(0,07)	37,4(3,0)	66,1(5,4)	0,9	3,4	3,1	8,2
61	0,399(0,014)	32,7(0,5)	0,97(0,07)	35,4(2,9)	128,7(10,2)	0,7	3,5	3,1	8,2
62	0,383(0,014)	47,7(0,8)	0,87(0,07)	56,3(4,6)	133,1(10,6)	0,7	3,6	3,1	8,2
63	0,390(0,013)	68,5(0,5)	1,00(0,08)	45,8(3,7)	103,5(8,2)	0,9	3,4	3,1	8,2
64	0,505(0,019)	18,2(0,5)	1,81(0,14)	32,4(2,6)	79,8(6,3)	1,1	3,8	3,1	8,4
65	0,490(0,019)	35,2(0,5)	1,25(0,09)	50,3(4,1)	138,0(10,6)	0,7	3,9	3,1	8,4
66	0,502(0,019)	52,8(0,5)	0,93(0,07)	62,4(5,1)	141,8(11,0)	1,2	3,8	3,1	8,4
67	0,604(0,024)	51,5(0,5)	0,93(0,07)	68,0(5,5)	142,1(11,0)	1,1	3,8	3,1	8,4

Окончание табл. 1

Номер п/п	Условия		$\omega$ , %	$Y_n$	$\lambda_c$ , мкс <sup>-1</sup>	Погрешность, %			
	$\varphi$ (LHD)	$C_t$ (%)				Статистическая	$\Delta_\varphi$	$\Delta_q$	Общая
$T = (635 \pm 6)$ К									
68	0,597(0,024)	51,5(0,5)	0,94(0,07)	68,5(5,5)	155,5(12,3)	0,5	4,0	3,1	8,4
$T = (800 \pm 10)$ К									
69	0,191(0,008)	33,7(0,5)	1,28(0,10)	36,2(3,0)	134,9(11,9)	1,8	3,9	3,5	8,7
70	0,279(0,012)	17,9(0,5)	1,88(0,14)	23,6(1,9)	78,8(6,9)	1,2	4,3	3,1	8,6
71	0,275(0,012)	36,1(0,5)	1,13(0,09)	40,2(3,3)	150,1(13,1)	0,9	4,4	3,1	8,6
72	0,278(0,011)	52,0(0,5)	1,16(0,09)	46,8(3,8)	165,2(13,7)	0,8	4,0	3,1	8,4
73	0,278(0,011)	68,8(0,5)	1,24(0,09)	39,7(3,2)	139,9(11,4)	0,9	4,0	3,1	8,4
74	0,410(0,016)	18,2(0,5)	1,93(0,15)	29,8(2,4)	84,5(7,1)	1,0	4,0	3,1	8,5
75	0,400(0,016)	35,0(0,5)	0,92(0,07)	60,2(4,9)	152,0(12,5)	0,6	4,0	3,2	8,5
76	0,385(0,016)	35,2(0,5)	1,50(0,11)	45,6(3,7)	150,3(13,0)	1,0	4,3	3,1	8,6
77	0,405(0,016)	51,5(0,5)	1,23(0,09)	51,9(4,2)	164,8(13,5)	0,6	4,0	3,1	8,4
78	0,375(0,015)	68,5(0,5)	1,25(0,09)	47,0(3,8)	145,0(11,4)	0,8	3,9	3,1	8,4
79	0,484(0,021)	18,2(0,5)	1,84(0,14)	32,7(2,6)	84,2(6,9)	0,9	4,3	3,1	8,6
80	0,484(0,021)	35,2(0,5)	1,29(0,10)	50,2(4,1)	155,3(12,2)	0,7	4,3	3,1	8,6
81	0,491(0,021)	51,5(0,5)	1,14(0,09)	59,4(4,8)	173,0(13,6)	0,6	4,3	3,1	8,6

### 3.1. Контроль температуры и давления

Температура жидкой  $D/T$  смеси измерялась по давлению насыщенных паров при помощи тензометрического манометра, имеющего точность 0,5 %. Таким образом, точность определения температуры составила 0,1 К. Температура газовой  $D/T$  смеси измерялась при помощи специальных термопар. Существовал небольшой градиент по температуре в смеси в течение экспериментальных экспозиций. Точность определения температуры составила 3–10 К в диапазоне 40–800 К. Давление измерялось с использованием тензометрических датчиков с максимальной приведенной погрешностью 3 %.

### 3.2. Плотность смеси $D/T$

Ядерная плотность жидкой  $D/T$  смеси определялась исходя из криогенных данных по дейтерию и тритию [51], учитывая состав смеси. Ошибка определения плотности составила 2 %.

Для газовой  $D/T$  смеси ядерная плотность определялась двумя способами. Первый – с использованием уравнения состояния дейтерия (трития) [52], зная значения температуры и давления газа из измерений. Небольшие поправки были введены на влияние буферного объема, имеющего комнатную температуру. Второй способ – определение плотности по количеству газа в мишени, объем которой нам известен.

Оба способа дали одинаковые результаты в пределах 4 %. Окончательная ошибка в определении плотности газа составила 3–4 %.

Кроме того, у нас была возможность контролировать плотность смеси еще одним способом. При стабильной интенсивности пучка число остановок мюонов в смеси за единицу времени пропорционально плотности смеси. На основе этого способа в некоторых случаях мы внесли небольшие поправки (около нескольких процентов) в значение плотности смеси.

### 3.3. Измерение изотопного и молекулярного состава смеси

Для контроля за изотопным и молекулярным составом смеси был применен радиохроматографический метод [53]. Измерения проводились перед заправкой мишени и после эвакуации смеси из нее.

Хроматографический анализ показал, что молекулярный состав для каждой газовой смеси, экспонировавшейся на пучке мюонов, очень близок к равновесному

$$C_{DD} : C_{DT} : C_{TT} = C_d^2 : 2C_d C_t : C_t^2; \quad C_d + C_t = 1.$$

Однако для жидких смесей молекулярный состав мог несколько отличаться от равновесного благодаря наличию динамических эффектов испарения многокомпонентной жидкости, изученных нами в работе [54] для условий, реализующихся в нашей мишени.

Отклонения от равновесного состояния становятся ощутимыми для высоких концентраций трития  $C_t > 50\%$ . Соответствующие поправки в молекулярные и изотопные концентрации жидкой смеси были сделаны в работе [55]. Количество протия в D/T смесях не превышало 1 %.

### 3.4. Чистота D/T смеси и накопление $^3\text{He}$

Как видно из соотношения (10), скорость цикла не зависит от потерь мюонов, в том числе связанных с наличием в смеси примесей с  $Z > 1$ . Потери мюонов, напротив, зависят от скорости цикла ( $\lambda_{d\mu}$  и  $\lambda_{dt}$ ). Чем выше скорость цикла, тем ближе потери мюонов к своему естественному пределу, равному вероятности  $\omega_s$  прилипания мюона к гелию после реакции  $d + t$ .

Из формулы (11) видно, что перехват мюона на возможные примеси влияет на значение  $\omega$ . Поэтому необходимо обеспечить уровень примесей как можно более низкий. В действительности должно обеспечиваться условие

$$\lambda_Z C_Z \ll \omega_s \lambda_c. \quad (12)$$

Следует различать два вида примесей: примеси с  $Z > 2$  и примеси  $^3\text{He}$ .

**3.4.1. Примеси с  $Z > 2$  и  $^3\text{He}$ .** Примесями являются преимущественно гелий-4, углерод, кислород и азот, появляющиеся из-за несовершенной очистки смеси перед заправкой и газовой делением из стенок мишени во время экспозиции. Специальная система подготовки на основе металлгидридных источников и палладиевых фильтров [46] обеспечивает заполнение мишени газом, очищенным от примесей до уровня  $C_Z < 10^{-7}$  объемных долей. Так как эффекты отгаживания увеличиваются с температурой, то чистота смеси менялась от  $C_Z < 10^{-7}$  при  $T = 20\text{ К}$  до  $C_Z = 10^{-5} - 10^{-6}$  при  $T = 800\text{ К}$ . Скорость перехвата мюона с атома  $t\mu$  на указанные примеси составляет  $\lambda_Z \sim 10^{11}\text{ с}^{-1}$  для ядер с  $Z > 2$  [56] и  $\lambda_{^4\text{He}} \sim (1-5) \cdot 10^9\text{ с}^{-1}$  для  $^4\text{He}$  [57, 58]. Поэтому условие (12) выполняется только для жидкой смеси D/T, где скорость цикла достаточно велика ( $\lambda_c = 50 - 120\text{ мкс}^{-1}$  в зависимости от концентрации трития) и большинство примесей (кроме гелия) находятся в твердом состоянии и вымораживаются на стенках мишени.

**3.4.2. Примесь  $^3\text{He}$ .** Тритиевая система подготовки газовой смеси обеспечивает начальную концентрацию  $^3\text{He}$  в смеси перед заполнением ее в мишень на уровне  $C_{\text{He}} \sim 10^{-7}$ . Однако, благодаря  $\beta$ -распаду трития, гелий-3 накапливается в мишени согласно

$$C_{\text{He}}(\tau) = C_t [1 - \exp(-\lambda_{\text{trit}}\tau)],$$

где  $\lambda_{\text{trit}} = 6,4 \cdot 10^{-6} \text{ ч}^{-1}$  – скорость распада трития. Поэтому, процесс перехвата мюона с атомов  $t$  на  $^3\text{He}$  со скоростью  $\lambda_{^3\text{He}} \approx 2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  [57] может существенно повлиять на потери мюонов.

Эффект накопления  $^3\text{He}$  проявляется по-разному для жидкой и газообразной смеси  $D/T$ . В эксперименте [58] было показано, что  $^3\text{He}$  в жидкой смеси  $D/T$  диффундирует и выходит в газ. Наша система охлаждения ЖТМ [43] обеспечивает прохождение всего количества смеси  $D/T$  через газовую фазу в течение  $\sim 1$  ч, что приводит к удалению  $^3\text{He}$  из жидкости  $D/T$ . Таким образом, в экспериментах с жидкостью  $D/T$  у нас не было проблем с чистотой смеси  $D/T$  по  $^3\text{He}$ .

В экспериментах с газом  $D/T$  мы были вынуждены проводить перезаправки мишени каждые 10–40 ч (в зависимости от содержания трития в  $D/T$ ) для того, чтобы избежать накопления  $^3\text{He}$  выше "критической величины"  $C_{\text{He}} \approx 10^{-5}$ .

## 4. Обработка данных

Обработка данных включает следующие этапы.

1. Отбор событий. Под событием мы понимаем цепочку процессов, вызванных одним мюоном, которая начинается с остановки мюона в мишени и заканчивается его распадом. Пример события, зарегистрированного детекторами, приведен на рис. 7. Наиболее важным критерием для того, чтобы событие было зарегистрированным, являлась надежная регистрация электрона от распада мюона.

2. Создание зарядовых и временных спектров для нейтронов от реакции  $d + t$  и электронов от распада мюонов.

3. Обработка этих спектров для определения "эффективных" параметров МК  $\lambda_c$ ,  $\omega$  и  $Y_n$ .

4. Анализ полученных параметров как функций концентрации трития с целью получения скоростей образования молекул  $\lambda_{d\mu-d}$ ,  $\lambda_{d\mu-t}$  и вероятности прилипания мюона к гелию  $\omega_s$ .

### 4.1. Методы анализа

Наиболее популярный и практически единственный метод, используемый большинством групп, занимающихся изучением процессов МК  $d + t$ , это так называемый стандартный метод, в котором регистрируются и анализируются выход и временное распределение всех зарегистрированных нейтронов от реакций (5) и (6). Это распределение имеет хорошо известный одноэкспоненциальный вид (8). Число электронов от распада мюона  $N_e$  использовалось для нормировки

$$N_n/N_e = \varepsilon_n \Lambda_c / [\lambda_0 + \omega \Lambda_c]. \quad (13)$$



Наклон экспоненты  $\lambda_n$  (8) и отнормированный выход нейтронов  $Y_n$  являются измеренными параметрами. Значения  $\Lambda_c$ ,  $\omega$  и  $Y_n$  определялись из (8), (9) и (13)

$$\varepsilon_n \phi \lambda_c = \frac{N_n}{N_e} \lambda_n; \quad \frac{\omega}{\varepsilon_n} = \frac{\lambda_n - \lambda_0}{\varepsilon_n \phi \lambda_c}; \quad \varepsilon_n Y_n = \frac{N_n}{N_e}. \quad (14)$$

В наших экспериментах мы тоже использовали стандартный метод. Для получения спектра (8) мы создавали временное распределение заряда зарегистрированного нейтронным детектором  $Q(t)$ . Для этого суммировались амплитудные спектры каждого нейтронного детектора ND1 и ND2. Затем спектр  $Q(t)$  трансформировался во временное распределение количества событий  $N_n(t) = Q(t)/q$  приведением *единичному заряду*  $q$  [59]. Последний измерялся в специальных условиях, обеспечивающих низкую множественность нейтронов, когда каждый зарядовый импульс соответствовал одному нейтрону. Распределение по заряду, измеренное в таких экспозициях, сопоставлялось с расчетным спектром для получения экспериментального значения  $\varepsilon_n$  как функции порога.

Число электронов  $N_e$  определялось из анализа временного спектра электронов  $N_e(t)$  с использованием распределения  $B_{\text{empty}}(t)$ , измеренного для пустой мишени,

$$N_e^{\text{total}}(t) = kB_{\text{empty}}(t) + A_e \exp(-\lambda_e t) + F. \quad (15)$$

Здесь  $\lambda_e$  – скорость исчезновения электронов;  $F$  – случайный фон;  $k$ ,  $A_e$ ,  $\lambda_e$  и  $F$  являются фитируемыми параметрами. Наблюдаемая скорость исчезновения электронов  $\lambda_e$  очень близка к скорости распада мюона  $\lambda_0 = 0,455 \text{ мкс}^{-1}$  и зависит от чистоты смеси. В экспозициях с жидкостью  $D/T$ , где чистота максимальна, полученное значение  $\lambda_e$  совпадает с  $\lambda_0$  в пределах 1 %.

Пример профитированных временных распределений электронов распада (а) и нейтронов синтеза (б): для мишени, заполненной  $D/T$  смесью, приведен на рис. 8. Пунктирная линия соответствует электронам от мюонов, остановившихся в стенках мишени (пустая мишень).

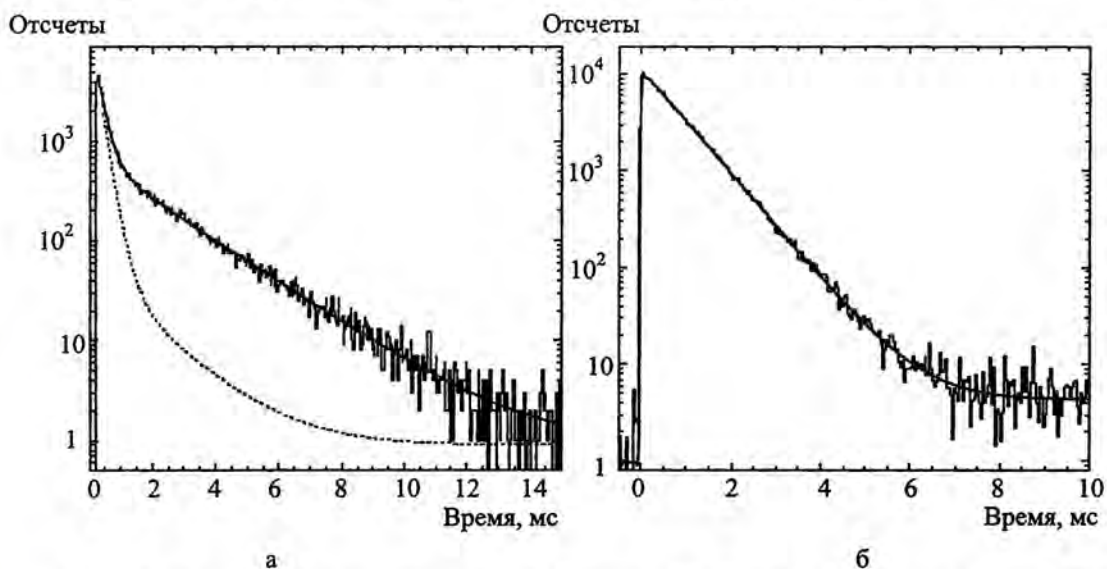


Рис. 8. Пример временных распределений электронов распада (а) и нейтронов синтеза (б): — оптимальный фит выражениями (15) (а) и (8) (б), - - - соответствует электронам от пустой мишени

Основным недостатком стандартного метода является то, что основные параметры МК – скорость цикла и эффективные потери мюонов – определяются не прямо. Только их произведение является непосредственно измеряемым параметром. В наших измерениях мы применили два принципиально новых метода, предложенных и развитых в Дубне [60, 61]. Эти методы анализа позволяют проводить прямое измерение величин  $\lambda_c$  и  $\omega$ .

Первым предложением [60] было измерение распределения  $N_{ne}(t)$ , являющегося функцией интервала  $t = t_e - t_n$  между последним зарегистрированным нейтроном в серии и электроном от распада мюона. Это распределение имеет форму суммы двух экспонент с значительно отличающимися показателями [60, 61]

$$dN_{ne}/dt = (\lambda_0/\lambda_n) [\omega \lambda_c \exp(-\lambda_0 t) + \varepsilon_n \Lambda_c (1 - \omega) \exp(-(\lambda_0 + \lambda_n) t)], \quad (16)$$

где  $\lambda_n$  выражается как

$$\lambda_n = (\varepsilon_n + \omega - \varepsilon_n \omega) \Lambda_c. \quad (17)$$

Первая ("медленная") компонента соответствует событиям, в которых мюон прилипает, а вторая ("быстрая") – событиям без прилипания. Из наклона быстрой компоненты определяется скорость цикла, а потери мюонов – из отношения амплитуд медленной и быстрой экспонент:  $A_s/A_f = \omega/\varepsilon_n(1 - \omega)$ . Пример этого распределения, измеренного в жидкой  $D/T$  смеси, приведен на рис. 9. Как видно из рисунка, события с прилипанием и без него четко различимы. Различные наклоны быстрых компонент отражают различные значения скоростей цикла при концентрациях  $C_t = 35,2\%$  и  $C_t = 85,5\%$ . Преимуществом этого метода является отсутствие необходимости калибровки по заряду. Другим предложением [61] было измерение распределения по множественности нейтронов (число зарегистрированных нейтронов  $k$  на один мюон) в некотором определенном временном интервале  $T$ . Если отбирать события, для которых мюон не распадается на этом интервале, то такое распределение будет иметь форму суммы двух термов. Один из них, распределение Гаусса (Пуассона) с центром  $m = \varepsilon_n \Lambda_c T$ , соответствует событиям без прилипания, а другой, зависящий от  $\omega$  и падающий с  $k$ , является распределением событий с прилипанием мюона.

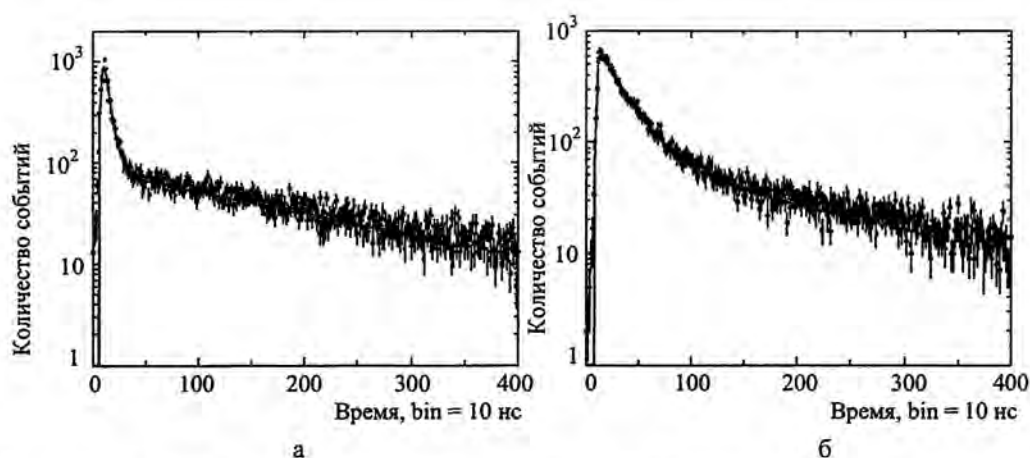


Рис. 9. Временной спектр между электронами и последним нейтроном, измеренный в экспозиции с жидкой  $D/T$  смесью: а – экспозиция с  $C_t = 35,2\%$ ; б – экспозиция с  $C_t = 85,5\%$ . — — фит выражениями (16), (17) с оптимальными параметрами  $\varepsilon_n \Lambda_c$  и  $\omega/\varepsilon_n$

Строгое выражение для распределения по множественности было получено в [62]. Оно имеет вид

$$f(k) = \frac{[\varepsilon_n(1-\omega)]^k}{(\varepsilon_n + \omega - \varepsilon_n\omega)^k} P(k) + \frac{[\varepsilon_n(1-\omega)]^{k-1} \omega}{(\varepsilon_n + \omega - \varepsilon_n\omega)^k} F(k), \quad (18)$$

где  $P(k)$  – распределение Пуассона с центром  $m = \lambda_n T$ ,

$$P(m) = \frac{(\lambda_n T)^k}{k!} e^{-\lambda_n T}, \quad F(k) = 1 - e^{-\lambda_n T} \sum_{i=0}^{k-1} \frac{(\lambda_n T)^i}{i!}$$

и  $\lambda_n$  определяется формулой (17).

Формула (18) соответствует "режиму событий", когда рассматривается число зарегистрированных нейтронов. В действительности, для получения распределения по множественности, в эксперименте измерялось распределение заряда нейтронного детектора и делилось на величину заряда от единичного нейтрона, полученную из экспериментов, в которых однозначно фиксировался только единичный нейтрон. Наличие функции отклика у детектора приводит к размытию измеряемых спектров по сравнению со спектрами, получающимися в "режиме событий". Следует отметить, что реальное распределение может быть получено в хорошем приближении (с точностью 2–3 % по скорости цикла) свертыванием формулы (18) с распределением Гаусса. Еще более хорошее согласие между экспериментом и вычислениями достигается варьированием ширины гауссиана.

Мы можем отбирать также и только те события, в которых нет прилипания. Для этого следует исключить наличие сигнала электрона в триггере и отбирать только те события, продолжительность которых больше выбранного интервала  $T$ . Строя и анализируя распределения по множественности таких событий, можно прямо определить скорость цикла. Преимуществом этого метода является то, что здесь не требуется факт наличия электрона от распада мюона. Конечно, в этом случае может быть определена только  $\lambda_c$ , так как принимаются только события без прилипания к гелию. На рис. 10 приведены примеры профитированного распределения множественности, полученного данным методом.

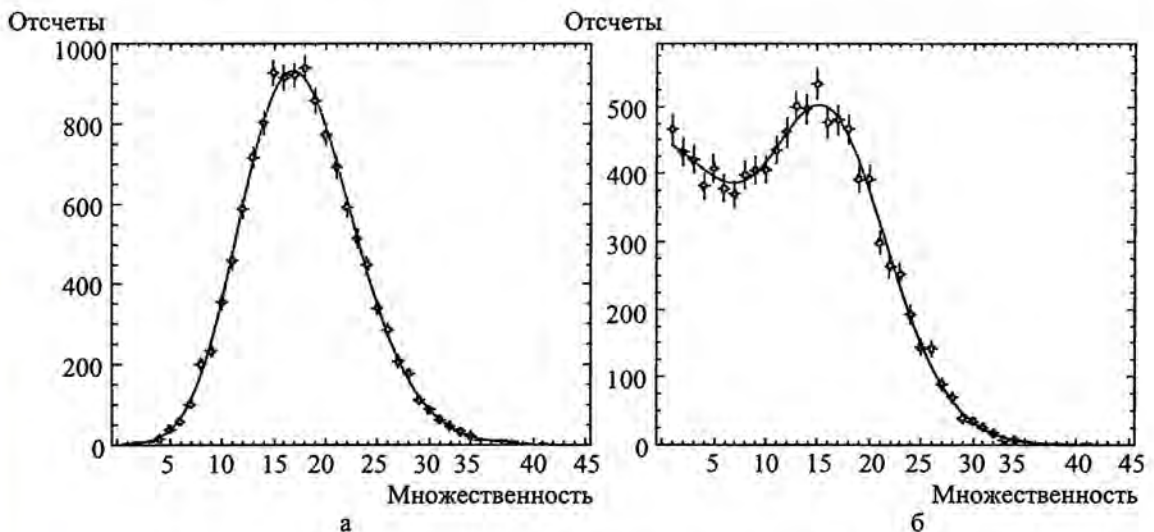


Рис. 10. Распределения по множественности во временном интервале  $T = 1$  мкс без событий с прилипанием (а), с ними (б). Кривые – оптимальный фит

Сравнение всех использованных в работе методов приведено в табл. 2. Для всех методов статистическая сила практически одинакова. Действительно, в стандартном методе главный фактор статистической точности это ограничение по числу электронов, в реальных экспериментальных условиях число нейтронов намного выше. В двух других методах полная статистика есть число первых и последних нейтронов, которое также приблизительно равно числу электронов.

Таблица 2

Сравнение различных методов анализа, примененных для изучения МК

Метод	Определение $\lambda_c, \omega$	Калибровка по заряду	Регистрация электрона
Стандартный	Не прямое	Требуется	Требуется
$t_c - t_n$	Прямое	Не требуется	Требуется
Множественность	Прямое	Требуется	Не требуется

В наших исследованиях применялись все три метода. Это позволило нам провести надежный анализ данных с минимальными систематическими неопределенностями. Конечно, полный анализ был гораздо сложнее и включал в себя многочисленные тесты с различными правилами отбора для принимаемых событий.

#### 4.2. Выделение электрона

Серьезной проблемой в анализе данных по МК является задача отделения реальных электронов от ложных. В наших условиях, когда один мюон может вызвать до 100 реакций (5), есть вероятность зарегистрировать нейтрон счетчиком электронов и принять его за электрон. В отличие от измерений других групп, мы регистрировали электроны с помощью проволочного пропорционального счетчика, имеющего очень низкую чувствительность к нейтронам. Тем не менее даже в этом случае доля ложных электронов, вызванных нейтронами, была существенна.

За реальный принимался только последний (по времени) сигнал. Этого было бы достаточно для исключения ложных электронов, если бы эффективность регистрации электронов была бы  $\epsilon_e = 100\%$ . Однако по разным причинам (см. [63]), эта эффективность не равна единице. Такая ситуация может возникнуть, если реальный электрон не зарегистрировался, а ложный был принят за реальный. Наличие ложного электрона приводит к искажению в  $\lambda_c, \omega$  и  $Y_n$ . Скорость цикла, определяемая по формуле (14), изменяется благодаря ошибкам в  $N_n, N_e$ , и  $\lambda_n$  (получаемым из выражений (8), (15)), влияющим на  $\lambda_c$ . С другой стороны, путаница с реальными и ложными электронами ведет к изменению в соотношении между сериями "с прилипанием" (прерванными за счет прилипания мюона) и "без прилипания" (закончившимися из-за распада мюона). Последние принимаются более эффективно. Поэтому результаты по потерям мюонов также искажаются. Наконец, искажение наклона временного распределения электронов делает невозможным верно оценивать чистоту смеси  $D/T$  и таким образом контролировать параметры системы очистки.

К счастью, ложные электроны никак не влияют на определение скорости цикла по положению пика распределения по множественности. Это очень важное обстоятельство, позволяющее получать надежные данные по скорости цикла, служит источником информации о параметрах "элементарных" процессов, таких, как скорость образования молекул  $dt\mu$ . Безусловно, было бы очень желательно получить корректные значения  $\lambda_c$  различными независимыми методами. Более того, получение корректных данных по потерям мюонов является отдельной важной задачей.

**4.2.1. Отбор по энергии, выделенной в нейтронном детекторе.** Нами был разработан и использован в данной работе эффективный способ подавления ложных электронов [23]. Для этого при отборе событий требовалось следующее.

1. Сигналы электрона на *PC* и *ND1* или *ND2* должны совпадать.

2. Энергия, выделяемая электроном в нейтронном детекторе, должна превышать максимально возможную энергию, выделенную 14-МэВ нейтроном в этом детекторе. Это позволяет надежно подавить ложные электроны. Использование этого критерия позволило получить данные для  $\lambda_c$  и  $\omega$ , совпадающие для всех трех методов анализа в пределах 5 % [23].

Недостатком такого отбора является уменьшение статистики, так как выбрасывается значительная часть полезных событий. Это уменьшение становится гораздо более чувствительным в экспериментах с имеющей довольно толстые стенки газовой мишенью высокого давления, для которой "выходной" энергетический спектр электронов существенно размыт и прозрачность стенок мишени для электронов значительно меньше, чем для мишени с жидкостью. Поэтому для газовой мишени надежное разделение электронов и нейтронов связано с более значительными потерями статистики, чем для мишени с жидкостью.

**4.2.2. Отбор по временной позиции электронного сигнала по отношению к нейтронной серии.** Чтобы избежать потерь статистики, нами развит новый метод [63] для подавления ложного электрона, наиболее эффективный для большой эффективности регистрации нейтронов, реализующейся в наших экспериментах. На этот раз мы применили критерий "электрон внутри нейтронной серии". Для этого рассматривался заряд нейтронного детектора  $Q$  (сумма амплитуд) на некотором интервале ( $\Delta T$ ), близком к сигналу электрона и задержанном по отношению к нему на  $\Delta t$ . События принимались при условии, что заряд  $Q$  меньше порога:  $Q < Q_{th}$ . Наши исследования [63] показали, что подходящими величинами являются  $\Delta t = 60$  нс и  $\Delta T = 500$  нс. Максимальные значения  $Q_{th}$  соответствуют событиям без отбора по ложным электронам. В этом случае реализуется наибольшее искажение выхода нейтронов и временного спектра (15). Обратный случай (низкий  $Q_{th}$ ) соответствует наименьшим искажениям для электронов и минимальному значению временного наклона электронной экспоненты  $\lambda_e$ , практически совпадающему с наклоном, полученным отбором по энергии в нейтронном детекторе.

Противоположная ситуация возникает для наклона временного распределения нейтронов (8). В случае, когда реальный электрон не детектируется, за реальный принимается ложный электрон. Это означает, что преимущественно регистрируются длинные серии, так как именно для таких серий появление ложного электрона наиболее вероятно. Действительно, нами было показано [63], что минимум  $Q_{th}$  (максимальное выделение ложных электронов) приводит к максимальному наклону  $\lambda_n$ . И опять же, "верное" значение  $\lambda_n$  находится в согласии с полученным отбором электрона в нейтронном детекторе по энергии.

Основные параметры МК, полученные с применением двух различных методов отбора, совпадают с точностью 3–4%. Надежность данных подтверждается тем фактом, что значения скорости цикла, полученные стандартным методом, такие же, как и полученные методом множественности, который не зависит от критериев отбора. Рассмотренный метод дает увеличение статистики в 4–5 раз по сравнению со случаем применения критерия отбора по энергии (под раздел 4.2.1). Это означает, что мы нашли путь, детально изложенный в [63], для корректного получения параметров МК без значимых потерь статистики.

### 4.3. Эффективность регистрации нейтронов

Все рассмотренные методы дают значения  $\lambda_c \varepsilon_n$  и  $\omega/\varepsilon_n$ . Для получения параметров  $\lambda_c$  и  $\omega$  необходимо знать эффективность регистрации нейтронов  $\varepsilon_n$ .

Определение  $\varepsilon_n$  для счетчиков с органическим сцинтиллятором является нетривиальной задачей, так как необходимо учитывать влияние таких факторов, как геометрия окружения, рождение света различными продуктами реакций и из-за привлечения многих энергетически зависящих сечений. Из-за отсутствия нейтронных источников для калибровки с хорошо известной интенсивностью и достаточно высокой энергией эффективность приходится рассчитывать. Для этого использовался метод Монте-Карло.

Расчеты  $\varepsilon_n$  для нейтронов, регистрируемых нейтронным детектором в дубненских экспериментах, приведены в [64]. Для стимулирующих расчетов в работе [64] использовался пакет программ GEANT, разработанный в CERN. Из-за недостатка соответствующих сечений взаимодействий медленных и быстрых нейтронов GEANT был связан с пакетом MICAP. MICAP использует экспериментальные нейтронные сечения из базы данных ENDF/B-VI от 20 МэВ и ниже до тепловых энергий ( $10^{-5}$  эВ). Сюда включаются парциальные сечения, угловые распределения, энергетические распределения продуктов реакций и тормозных фотонов. База ENDF/B-VI представляет собой экспериментальные данные с точностью до 2 %.

После вычисления энергии, выделенной внутри сцинтиллятора, был получен электронный выходной сигнал сначала преобразованием энергии в сцинтилляционный свет, учитывая тип частицы, а затем преобразованием полного световыхода в электронный сигнал, используя функцию отклика детектора [49]. Эта функция учитывает такие факторы, как неравномерный светосбор, зависящий от места появления света в сцинтилляторе, и статистику фотонов. На рис. 11 вместе с измеренным спектром представлены результаты вычислений [64] для нейтронов 14 МэВ из реакций (5), (6).

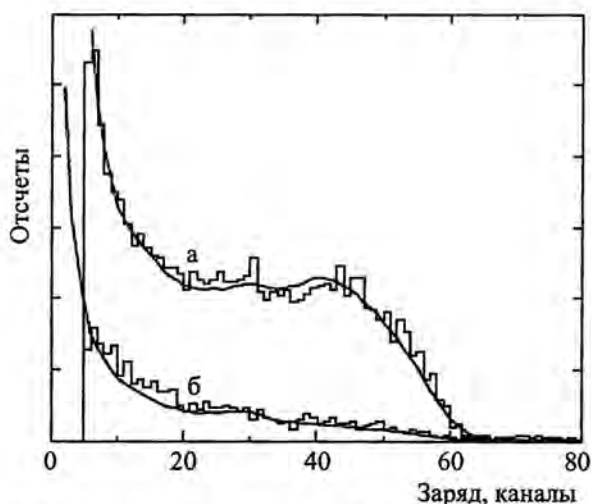


Рис. 11. Распределение заряда нейтронов 14 МэВ, измеренное в эксперименте [23] с помощью ND (гистограммы). Распределения построены для одиночных (а) и совпавших (б) событий. Линии – Монте-Карло вычисления [64]

Зарегистрированный в сцинтилляторе нейтрон может вызвать отклик в одном детекторе или, благодаря перерассеиванию или рождению гамма лучей, в обоих детекторах. Это приводит к одиночным и совпавшим счетам (рис. 11). Видно, что между измерениями и расчетами для обоих случаев (одиночные и совпавшие) наблюдается хорошее согласие. Интенсивность и амплитуда рассчитанного одиночного спектра отнормирована на данные одиночного спектра. Эта же нормировка применена к расчетному спектру совпадений, который очень хорошо совпал с соответствующими данными. Это означает, что отношение одиночных и совпавших событий хорошо предсказуемо, что рассматривается как чувствительная доказательная проверка вычислений. Относительная ошибка в  $\epsilon_n$  оценивается не хуже чем 5–7 %.

Возникает проблема, как от множественности нейтронов (скорости цикла) зависит эффективность регистрации нейтронов. Основной идеей использования ПАЦП является то, что общий заряд отнесенный к числу нейтронов сохраняется даже когда большинство сигналов ND перекрываются. Однако, это верно только для нулевого порога по заряду. В действительности, для уменьшения фона в области низких энергий, заряд кластера должен быть ограничен снизу. При высокой множественности нейтронов кластеры с малыми зарядами могут перекрываться друг с другом и, следовательно, могут быть приняты. Это приводит, очевидно, к увеличению эффективности регистрации, по сравнению со случаем низкой множественности нейтронов. Реальное увеличение зависит от нескольких факторов, таких, как форма сигнала ND, форма функции отклика, величины порога и измеряемой скорости цикла. Эта проблема требует специального рассмотрения, поскольку можно ожидать существенных поправок в значение  $\epsilon_n$ .

Такое рассмотрение проведено в [65], где для диапазона скоростей цикла методом Монте-Карло была смоделирована регистрация нейтронов синтеза. Рассматривались все три метода. Стоит отметить, что для стандартного метода и метода множественности соответствующая поправка в эффективность не так велика. Так, даже для случая максимально возможной скорости цикла  $\epsilon_n \Lambda_c = 40 \text{ мкс}^{-1}$  она составила лишь 12 %.

## 5. Результаты

### 5.1. Эффективные параметры МК

Эффективные параметры МК  $\lambda_c$ ,  $\omega$  и  $Y_n$  получены фитированием распределений, рассматриваемых методами анализа: стандартным, по множественности и " $t_e - t_n$ ". Первые два метода более надежные. Результаты, полученные тремя различными методами, согласуются с точностью 3–4 %. Результаты представлены в табл. 1 и на рис. 12.

Статистическая неопределенность результатов определяется числом событий и точностью фита. В обоих основных методах ("стандартный" и "множественности") эта ошибка не превышает 2 %. Напомним, что в методе множественности нам не требуется нормировка на число мюонов.

В систематическую ошибку вносят вклад следующие факторы:

1) неопределенность эффективности регистрации нейтронов вносит наибольший вклад в систематическую ошибку. Она оценена из неточности вычислений  $\epsilon_n$  и определения положения порога энергии, и составляет в сумме 6 %;

2) неопределенность процедуры зарядовой калибровки дает ошибку не выше 3 %;

3) неопределенность плотности смеси в газообразном и жидком состоянии (для приведенной скорости цикла) 3–4 % и 2 % соответственно;

4) неопределенность положения нуля времени (только для стандартного метода) приводит к систематической ошибке не более 0,5 %;

5) неопределенность, связанная с корректным отбором электронов от распада мюона (см. раздел 4.2) (для стандартного метода), равна 2 %;

6) неопределенность, вызванная возможной нестабильностью детекторов и электроники, не превосходит 0,5 %.

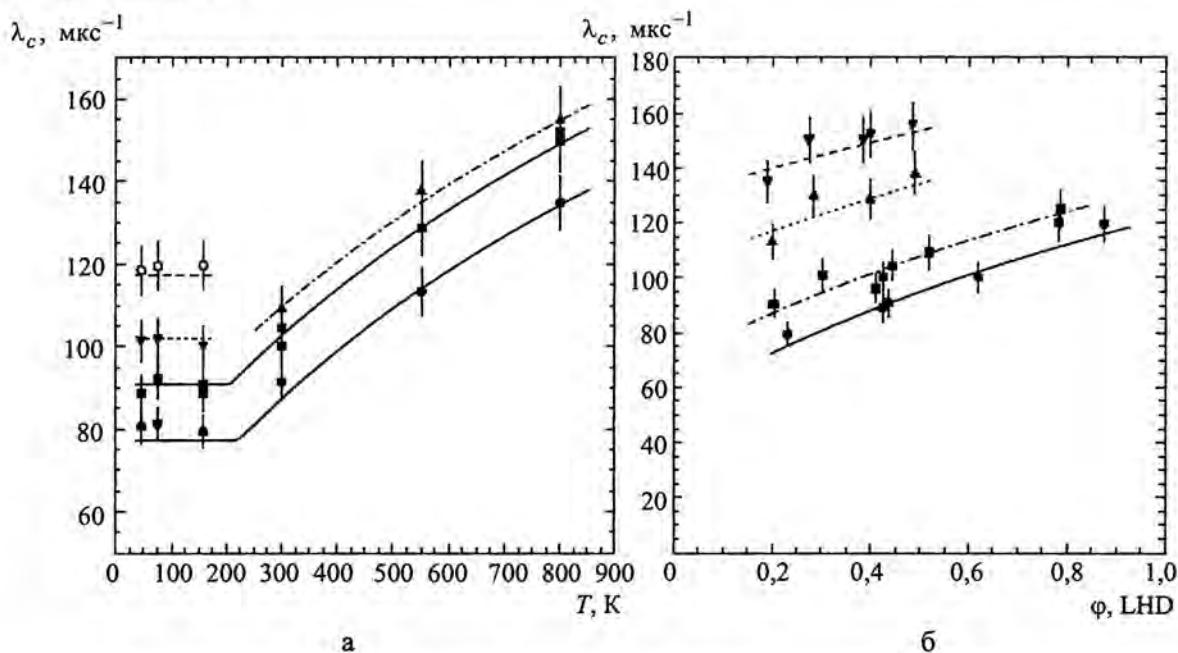


Рис. 12. Зависимость приведенной скорости цикла: а – от температуры газообразной  $D/T$  смеси с концентрацией  $C_t \approx 33\%$  и плотностях  $\phi = 0,88 \pm 0,91$  (○),  $0,62 \pm 0,64$  (▼),  $0,49 \pm 0,52$  (▲),  $0,39 \pm 0,45$  (■),  $0,19 \pm 0,24$  LHD (●); б – от плотности газообразной  $D/T$  смеси с концентрацией  $C_t \approx 33\%$  при различных температурах  $T = 800$  К,  $C_t = 0,34 \pm 0,36$  (▼);  $T = 500$  К,  $C_t = 0,33 \pm 0,36$  (▲);  $T = 300$  К,  $C_t = 0,31 \pm 0,36$  (■);  $T = 158$  К,  $C_t = 0,31$  (●). Зависимости получены с оптимальными параметрами

Итак, суммарная неопределенность абсолютных значений  $\omega$  и  $\lambda_c$  не выше 9 %. Относительный ход скорости цикла по температуре и плотности, конечно, известен с более хорошей точностью (4,5–5,5 %).

## 5.2. Скорость образования молекул $d_{t\mu}$ и вероятность прилипания мюона

Обычный способ определения "физических" величин  $\lambda_{d_{t\mu}}$  и  $\omega_s$  заключается в анализе "эффективных параметров"  $\lambda_c$  и  $\omega$  с использованием выражений (10) и (11), представляющих их зависимости от концентрации трития и плотности. Чтобы это стало возможным, необходимо, прежде всего, представить  $q_{1s}$  в виде функции от  $C_t$  и  $\phi$ . Из основного выражения (1) и теоретических предсказаний [32, 34, 66], а также принятых во внимание экспериментальных результатов [17, 35] параметризация  $q_{1s}$  была выбрана в виде



$$q_{1s}(C_i\varphi) = \frac{1}{1 + (b + c\varphi)C_i} \quad (19)$$

**5.2.1. Фит данных в жидкой D/T. Вероятность прилипания мюона  $\omega_s$ .** Как уже было сказано, наиболее удобные условия для измерения  $\omega_s$  наблюдаются в жидкой смеси D/T, где  $\lambda_c$  большая, а содержание примесей незначительно. Наши первые данные по жидкой D/T смеси представлены в [23]. В данной работе мы скорректировали значения молекулярных концентраций и, кроме того, выполнили совместный фит  $\lambda_c$  и  $\omega$  в жидкости D/T, используя формулы (10), (11). Для всех измеренных в жидкости точек значения плотности очень близко, поэтому параметризация для  $q_{1s}$  выбрана

$$q_{1s}(C_i) = (1 + aC_i)^{-1}, \quad (20)$$

где  $a \equiv b + c\varphi$  из формулы (19). Нами проведена серия фитов, варьируя различные параметры в соответствии с известными экспериментальными и теоретическими данными для  $\lambda_{1-0}$  [68, 69],  $\lambda_{u\mu}$  [70–72] и  $\lambda_{dt\mu-t}$  [14, 17, 18, 70]. Такое варьирование, как оказалось, не ведет к существенным изменениям результатов. Систематическая ошибка  $\Delta\epsilon_n$  (одинаковая для всех данных в жидкости) в этих фитах была исключена из общих ошибок. В табл. 3 приведены используемые параметры цикла МК и результаты одного из проведенных фитов.

Таблица 3

Результаты совместного фита данных для жидкости D/T.  
Зафиксированные параметры приведены со ссылками

Параметр	Значение
$a$	2,9±0,4 свободный
$\lambda_Z C_Z$ мкс <sup>-1</sup>	0,08±0,03 свободный
$\lambda_{dt}$ мкс <sup>-1</sup>	280 [18, 21, 35, 36]
$\lambda_{1-0}$ мкс <sup>-1</sup>	1200 [68, 69]
$\lambda_{dd\mu}^{3/2}$ мкс <sup>-1</sup>	3,5 [11]
$\lambda_{3/2-1/2}$ мкс <sup>-1</sup>	36 [11]
$\lambda_f''$ мкс <sup>-1</sup>	14 [72]
$\omega_{dd}$ %	0,13 [11]
$r$	0,51 [11]
$\lambda_{u\mu}\omega_u$ мкс <sup>-1</sup>	0,28±0,15 свободный
$\lambda_{dt\mu-d}$ мкс <sup>-1</sup>	650±40 свободный
$\lambda_{dt\mu-t}$ мкс <sup>-1</sup>	21±8 свободный
$\omega_s$ %	0,574±0,022 свободный

Результаты фита представлены на рис. 13 и в табл. 3. Главный результат для жидкой ( $T \approx 22$  K,  $\varphi \approx 1,22$  LHD) D/T смеси

$$\lambda_{d\bar{t}\mu-d} = (685 \pm 35^{stat} \pm 41^{syst}) \mu s^{-1}; \quad (21)$$

$$\lambda_{d\bar{t}\mu-t} = (18 \pm 6^{stat} \pm 11^{syst}) \mu s^{-1}; \quad (22)$$

$$\omega_s = (0,573 \pm 0,021^{stat} \pm 0,032^{syst}) \%. \quad (23)$$

Наше значение  $\lambda_{d\bar{t}\mu-d}$  (21) существенно выше, чем данные группы PSI [14], но согласуются с результатами LAMPF [17] (см. рис. 15). Величина  $\lambda_{d\bar{t}\mu-t}$  (22) находится в удовлетворительном согласии с результатами, полученными в [17, 18]  $\lambda_{d\bar{t}\mu-t} = 20 \text{ мкс}^{-1}$  и [70]  $\lambda_{d\bar{t}\mu-t} = 11_{-11}^{+6} \text{ мкс}^{-1}$ . Неожиданно высокое значение  $\lambda_{d\bar{t}\mu-t} = 160 \text{ мкс}^{-1}$  приводит группа RIKEN [16, 73]. Фиксируя это значение, нам не удалось получить удовлетворительного согласия фита с нашими данными, поэтому мы делаем вывод, что эта величина завышена примерно в 5 раз.

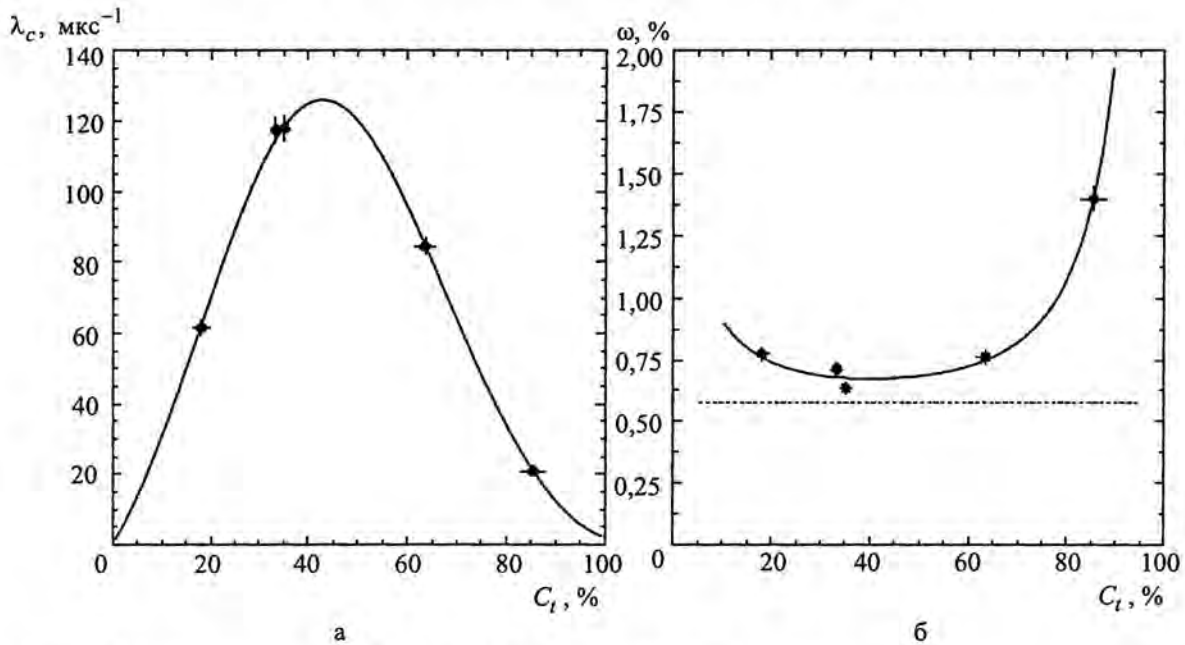


Рис. 13. Приведенная скорость цикла (а) и вероятность потери мюонов (б) как функция концентрации трития в жидкой смеси  $D/T$  ( $T = 22 \text{ К}$ ,  $\varphi \approx 1,22 \text{ LHD}$ ). — — оптимальный фит; - - - - величина [23]

Вероятность эффективного прилипания мюона к гелию  $\omega_s$  после синтеза  $d + t$  является одним из наиболее важных параметров, т. к. она ограничивает число синтезов на один мюон. Теория рассматривает  $\omega_s$  как произведение  $\omega_s = \omega_s^0 (1 - R)$ , где  $\omega_s^0$  — "начальная" вероятность прилипания сразу после синтеза; а  $R$  — вероятность стряхивания мюона с гелия во время процесса термализации Нерн.  $R$  зависит от плотности и поэтому для  $\omega_s$  теория предсказывает медленное, близкое к линейному падение с увеличением плотности. Сравнение различных теоретических и экспериментальных результатов по  $\omega_s$  проведено в табл. 4.

Таблица 4

Сравнение результатов по  $\omega_s$ , полученных в различных теоретических и экспериментальных исследованиях

$\omega_s$ , %	Ссылка	Комментарий
0,58	[74]	Теория для $\varphi = 1,2$ LHD
0,58	[75]	Теория для $\varphi = 1,2$ LHD
0,65	[76]	Теория для $\varphi = 1,2$ LHD
$0,43 \pm 0,05 \pm 0,06$	[77]	Эксперимент LAMPF для $\varphi = 1,2$ LHD
$0,48 \pm 0,02 \pm 0,04$	[78]	Эксперимент PSI для $\varphi = 1,2$ LHD
$0,532 \pm 0,030$	[79]	Эксперимент RIKEN для $\varphi = 1,2$ LHD
$0,505 \pm 0,029$	[10]	Эксперимент PSI для $\varphi = 1,45$ LHD
$0,573 \pm 0,02^{\text{stat}} \pm 0,032^{\text{sys}}$		Этот эксперимент

Среднее значение  $\lambda_Z C_Z = (0,08 \pm 0,03) \text{ мкс}^{-1}$ , полученное из фитов, согласуется с оценкой  $(0,08 \pm 0,04) \text{ мкс}^{-1}$ , сделанной на основе анализа временного спектра электронов. Произведение  $\lambda_{\mu\omega}$ , будучи свободным параметром в фите, получается  $0,28 \pm 0,15$ , что хорошо согласуется с [70–72].

**5.2.2. Данные для низкотемпературного газа D/T.** Здесь мы представляем новые, ранее не публиковавшиеся данные. Это данные для смеси при температурах  $T = 45, 158$  К и различных плотностях  $\varphi = (0,2-1)$  LHD. Они интересны, прежде всего, с точки зрения зависимости от плотности скорости образования молекулы  $d\mu$  на молекулах  $D_2$ .

Для всех значений  $\varphi$  в фите использовалось приближение (20) для  $q_{1s}$ . Результаты приведены в табл. 5. Сюда же включены данные для  $T = 300$  К, ранее опубликованные в работе [26]. Как видно, полученные значения  $\lambda_{d\mu-d}$  проявляют сильную зависимость от плотности и практически не чувствительны к температуре смеси.

Таблица 5

Результаты фита данных по газу D/T при низких температурах (45–300 К).  
а – параметр в формуле (22) для параметризации  $q_{1s}$

Параметр	Значение	Условия
$a$	$7,1 \pm 2,5$ свободный	
$\lambda_{d\mu-d}$ , $\text{мкс}^{-1}$	$326 \pm 27$ свободный	$T = 45$ К $\varphi = 0,45$ LHD
	$403 \pm 32$ свободный	$T = 45$ К $\varphi = 0,67$ LHD
	$490 \pm 36$ свободный	$T = 45$ К $\varphi = 0,95$ LHD
	$320 \pm 26$ свободный	$T = 158$ К $\varphi = 0,43$ LHD
	$402 \pm 32$ свободный	$T = 158$ К $\varphi = 0,66$ LHD
	$499 \pm 37$ свободный	$T = 158$ К $\varphi = 0,90$ LHD
	$292 \pm 29$ свободный	$T = 300$ К $\varphi = 0,31$ LHD
	$313 \pm 30$ свободный	$T = 300$ К $\varphi = 0,42$ LHD
$\lambda_{d\mu-t}$ , $\text{мкс}^{-1}$	$380 \pm 33$ свободный	$T = 300$ К $\varphi = 0,52$ LHD
	$7 \pm 4$ свободный	$T = 45-160$ К $\varphi = 0,4-1,0$ LHD
	$52 \pm 14$ свободный	$T=300$ К $\varphi=0,3-0,5$ LHD

**5.2.3. Данные для высокотемпературного газа  $D/T$ .** Измерения при высоких температурах ( $T \geq 300$  К) важны для определения скорости образования  $dt\mu$  – молекулы на молекулах  $DT$ . В соответствии со "стандартной" теорией в этом диапазоне температур распределение Максвелла для энергии  $t_\mu(E_{t\mu})$  перекрывает ближайший резонанс  $t_{dt\mu-t}(E_{t\mu})$ . Кроме того, интересно выяснить, до каких значений температур сохраняется зависимость от плотности  $\lambda_{dt\mu-d}$  и что представляет собой такая зависимость от температуры.

Предварительные данные для  $T = 300, 550, 800$  К можно найти в работе [26]. Здесь мы приводим окончательные результаты, полученные из совместного фита экспериментальных зависимостей  $\lambda_c(\varphi, T)$ . Для температур  $T > 300$  К мы положили, что скорости образования  $dt\mu$  на молекулах  $D_2$  и  $DT$  не зависят от плотности. Результаты представлены в табл. 6. При их рассмотрении можно сделать следующие выводы.

Таблица 6

Результаты фита данных по газу  $D/T$  при высоких температурах (300–800 К)

Параметр	Значение		Условия	
$a$	$8,5 \pm 2,8$	свободный		
$\lambda_{dt\mu-t}, \text{ мкс}^{-1}$	$56 \pm 14$	свободный	$T = 300$ К	$\varphi = 0,2 - 0,8$ LHD
	$190 \pm 81$	свободный	$T = 500$ К	$\varphi = 0,2 - 0,8$ LHD
	$198 \pm 28$	свободный	$T = 550$ К	$\varphi = 0,2 - 0,8$ LHD
	$270 \pm 53$	свободный	$T = 635$ К	$\varphi = 0,2 - 0,8$ LHD
	$328 \pm 34$	свободный	$T = 800$ К	$\varphi = 0,2 - 0,8$ LHD
$\lambda_{dt\mu-d}, \text{ мкс}^{-1}$	$251 \pm 36$	свободный	$T = 300$ К	$\varphi = 0,20$ LHD
	$277 \pm 30$	свободный	$T = 300$ К	$\varphi = 0,31$ LHD
	$293 \pm 31$	свободный	$T = 300$ К	$\varphi = 0,42$ LHD
	$354 \pm 34$	свободный	$T = 300$ К	$\varphi = 0,52$ LHD
	$420 \pm 44$	свободный	$T = 300$ К	$\varphi = 0,78$ LHD
	$319 \pm 45$	свободный	$T = 500 - 800$ К	$\varphi = 0,19 - 0,60$ LHD

1. В соответствии с теорией  $\lambda_{dt\mu-t}$  растет с температурой.
2.  $\lambda_{dt\mu-d}$ , напротив, не проявляет зависимости от температуры.

**5.2.4. Общий фит данных в газообразном  $D/T$ .** Для надежного определения  $\lambda_{dt\mu}$  для заданных  $T$  и  $\varphi$  каждый набор  $\lambda_c(\varphi, T; C_i)$  должен содержать достаточно точек в широком диапазоне  $C_i$ . Не все наши данные удовлетворяют этому условию. Так, у нас не было возможности провести измерения при высоких значениях  $C_i$  при "экстремальных" значениях  $\varphi$  и  $T$ . Тем не менее, мы можем включить в анализ все данные, сделав некоторые предположения о зависимостях  $\lambda_{dt\mu}$  от плотности и температуры.

Основываясь на нашем предварительном анализе [26, 67] и зависимостях  $\lambda_c$  от температуры и плотности, полученных из обработки всех данных, мы можем заключить, что

(i)  $\lambda_{d\mu-d}$  линейно растет с плотностью в широком диапазоне температур до  $T = 300$  К;

(ii) в области температур  $T = 300 \div 800$  К  $\lambda_{d\mu-t}$  является практически линейной функцией температуры и не зависит от плотности.

Исходя из этого, мы выбрали простейшую линейную параметризацию зависимости скорости образования от температуры и плотности:

$$\lambda_{d\mu-d}(\varphi) = A_d + B_d\varphi \quad \text{при } T = 37 \div 300 \text{ К}; \quad (24)$$

$$\lambda_{d\mu-d} = C_d \quad \text{при } T > 300 \text{ К},$$

$$\lambda_{d\mu-t}(T) = A_t + B_t T \quad \text{при } T \geq 200 \text{ К}, \quad (25)$$

$$\varphi = 0,2 - 0,9.$$

Для определения  $q_{1s}$ , включая зависимость от плотности, использовалось уравнение (19).

В общей сложности 76 точек  $\lambda_c$  для газообразных смесей было вовлечено в фитирование по формуле (10). Систематическая неопределенность эффективности регистрации нейтронов  $\Delta \epsilon_n$  (одна и та же для всех данных) была исключена из ошибок при фитировании. Результаты представлены в табл. 6 и на рис. 14–16.

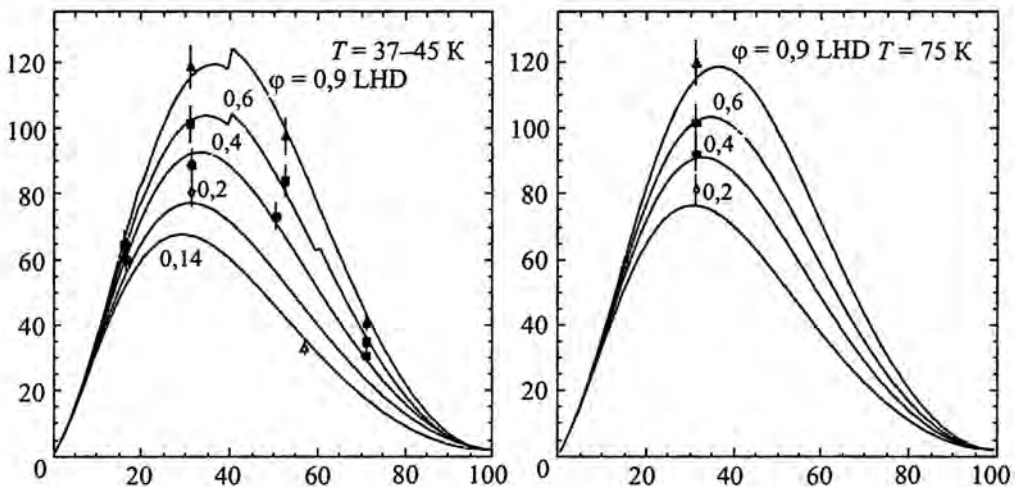


Рис. 14. Общий фит приведенной скорости цикла как функции концентрации трития для всех данных (76 точек) по газовой смеси  $D/T$  ( $T = 37 \div 800$  К,  $\varphi \approx 0,143 \div 1,024$  LHD).  
Линии – оптимальный фит (см. также с. 261)

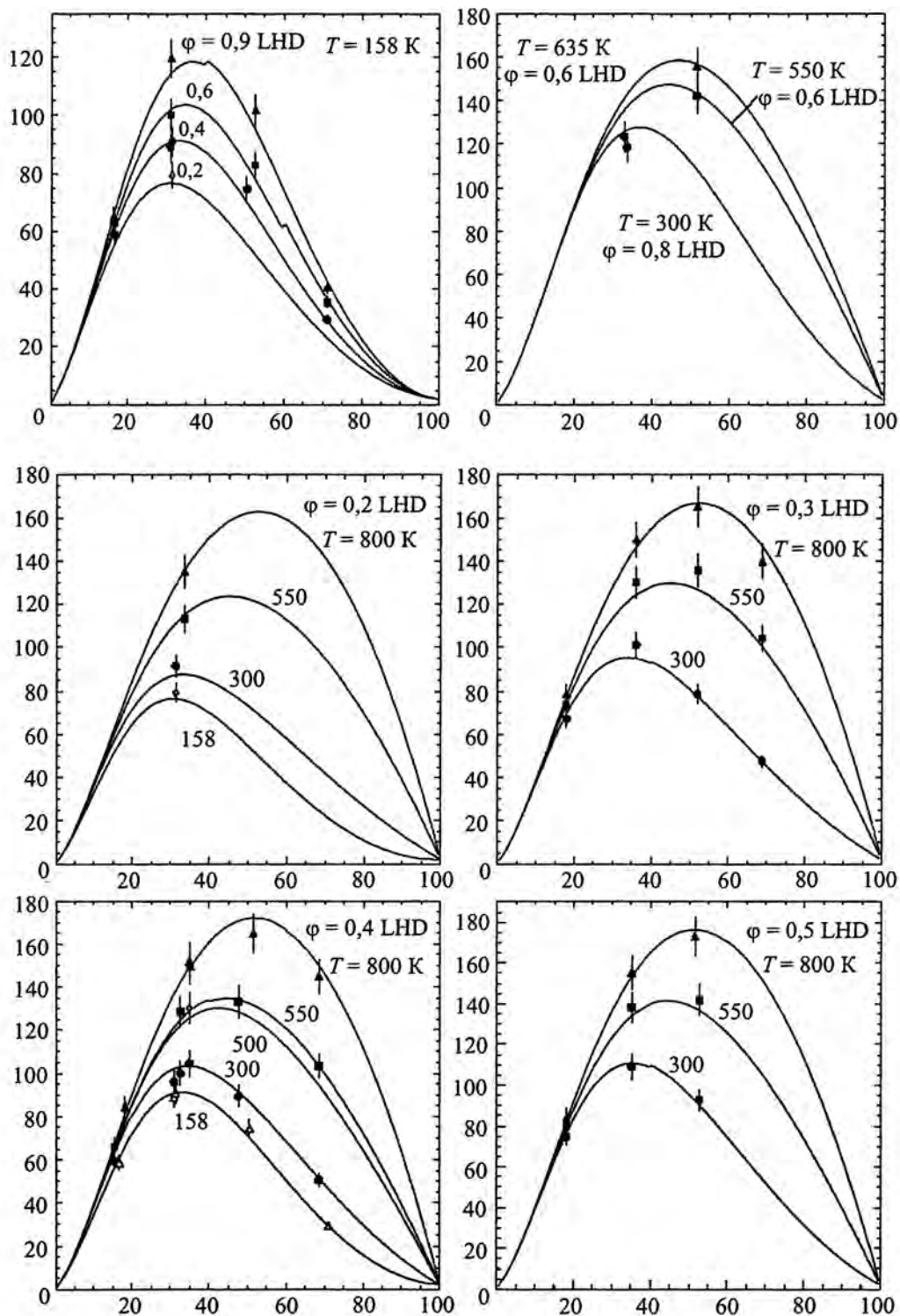


Рис. 14. Окончание

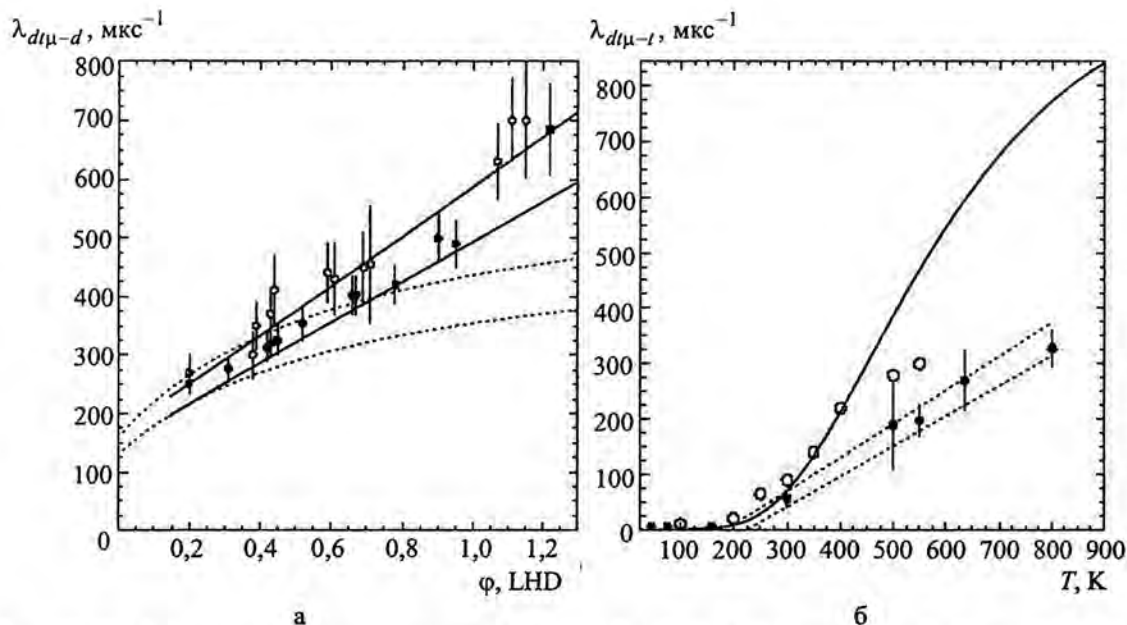


Рис. 15. а –  $\lambda_{dt\mu-d}$  как функция плотности для  $T \leq 300$  К:  $\bullet$  — наши точки для газа;  $\circ$  — результаты LAMPF [17];  $\square$  — результат данной работы для жидкости [21]; — — границы допустимых значений, найденные из общего фита; - - - границы области  $\lambda_{dt\mu-d}$ , полученные в [14]; б –  $\lambda_{dt\mu-d}$  как функция температуры:  $\bullet$  — наши точки для газа;  $\circ$  — результаты LAMPF [17]; — — теория [13] для  $\lambda_{dt\mu-t}^0$ . - - - границы параметризации [25]

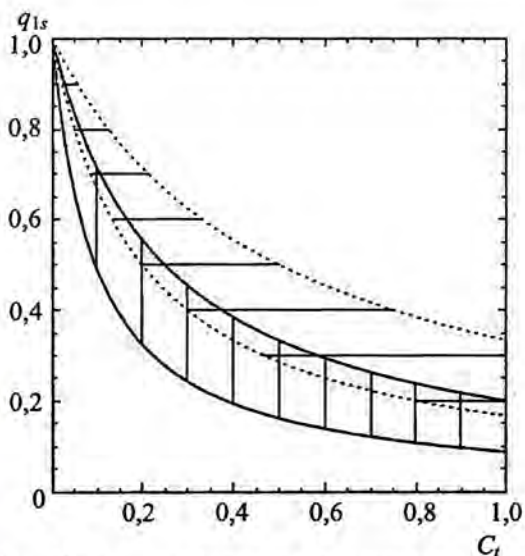


Рис. 16.  $q_{1s}$  как функция концентрации трития: вертикальная штриховка – параметризация, найденная из фита настоящей работы; горизонтальная штриховка – результат PSI [14], основанный на измерениях при низких температурах  $\leq 40$  К

Из рис. 14 видно, как экспериментальные точки  $\lambda_c$  описываются формулой (10) с нашей параметризацией  $q_{1s}$  и  $\lambda_{dt\mu}$ . Из фита следует, что экспериментальные данные находятся в удовлетворительном согласии с использованными приближениями:  $\chi^2 = 84$  для 76 точек и 6 свободных параметров. Оптимальные значения для используемых аппроксимаций приведены в табл. 7. Надо отметить, что для  $q_{1s}$  зависимость от плотности отсутствует. То же самое было получено в работе [14], однако наши значения  $q_{1s}$  несколько ниже, нежели в этой работе (см. рис. 16).

На рис. 15 представлены результаты общего фита для  $\lambda_{dt\mu-d}(\phi)$  (а) и  $\lambda_{dt\mu-t}(T)$  (б) для низких температур ( $T \leq 300$  К). Сплошные линии ограничивают области допустимых значений, найденные из фита с учетом ошибок в плотности и температуре. Полученная точность фита оказалась:

$$\delta(\lambda_{dt\mu-d}) = 8 - 9 \%$$

$$\delta(\lambda_{d\mu-t}) = 20\% \quad (T = 300 \text{ K}) - 9\% \quad (T = 800 \text{ K}).$$

Таблица 7

Результаты общего фита всех данных для газа D/T

Параметр	Результат фита		
$q_{1s}$	$b$		$7,2 \pm 2,9$ свободный
	$c$		$0 \pm 1$ свободный
$\lambda_{dt}$ , $\text{мкс}^{-1}$			280 [18, 21, 35, 36] фиксированный
$\lambda_{1-0}$ , $\text{мкс}^{-1}$			1200 [68, 69] фиксированный
$\lambda_{d\mu-d}$	$A_d (T \leq 300 \text{ K})$	$\text{мкс}^{-1}$	$156 \pm 14$ свободный
	$B_d (T \leq 300 \text{ K})$	$\text{LHD}^{-1}$	$384 \pm 21$ свободный
	$C_d (T > 300 \text{ K})$	$\text{мкс}^{-1}$	$331 \pm 32$ свободный
$\lambda_{d\mu-t}$	$T \leq 200 \text{ K}$	$\text{мкс}^{-1}$	$6 \pm 6$ свободный
	$A_t (T \geq 200 \text{ K})$	$\text{мкс}^{-1}$	$-117 \pm 9$ свободный
	$B_t (T \geq 200 \text{ K})$	$\text{K}^{-1}$	$0,577 \pm 0,028$ свободный

При сравнении этих данных с теорией и результатами других измерений следует принимать во внимание также систематическую ошибку  $\delta_{\text{sys}} = 7\%$ .

## 6. Обсуждения результатов

### 6.1. Вероятность прилипания мюона

Из табл. 4 видно, что экспериментальные значения  $\omega_s$ , полученные разными группами, находятся в удовлетворительном согласии. Стоит заметить, что значения, наблюдаемые в прямых измерениях, совпадают с полученными из анализа потерь мюонов, как функции концентрации трития. В то же время, остается некоторое расхождение между экспериментом и теорией.

### 6.2. $q_{1s}$ и $\lambda_{d\mu}$

Анализ экспериментальных данных подтверждает теоретические выводы о существенной роли перехвата мюона с возбужденных уровней атома  $d\mu$ . Согласно теории, интенсивность этого процесса зависит от концентрации трития. Вероятность  $q_{1s}$  достижения мюоном  $1s$  состояния в атоме  $d\mu$  успешно описывается достаточно простым выражением (20) с одним и тем же параметром  $a$  для различных  $C_t$ . В то же время  $q_{1s}$ , в противоречие теоретическим предсказаниям, не показывает заметной зависимости от плотности. Этот вывод совпадает с заключениями, сделанными в работе PSI [14].

Как следует из теории, при низких температурах ( $T < 300 \text{ K}$ ) доминирует процесс образования  $d\mu$  на молекуле  $D_2$ . Нетривиальная зависимость от плотности  $\lambda_{d\mu-d}(\varphi)$  свидетельствует



в пользу механизма тройных соударений (7). К сожалению, до сих пор нет количественного согласия между экспериментом и теорией по интенсивности этого процесса. Отсутствие заметной зависимости  $\lambda_{dt\mu-d}$  от температуры, как кажется, трудно совместимо с механизмами образования  $dt\mu$  на "отрицательном" резонансе.

Экспериментальные данные по зависимости  $\lambda_{dt\mu-d}(\varphi)$ , полученные различными группами, находятся в удовлетворительном согласии. Заметим, что параметризация, предложенная группой PSI, не соответствует полному набору данных.

Согласно теоретическим предсказаниям о позициях резонансов, процесс образования  $dt\mu$  на молекулах  $DT$  проявляется при высоких температурах  $T \approx 300$  К и растет с температурой. Однако результаты настоящей работы и данные LAMPF по  $\lambda_{dt\mu-t}(T)$  значительно ниже теоретически рассчитанных. Это означает, что интенсивность соответствующих резонансов переоценена теорией. Такой же вывод следует из анализа эпитермальных эффектов в образовании  $dt\mu$ , проведенного группой PSI [80]. В то же время группа TRIUMF, проводящая измерения выхода реакции  $MK d + t$  по времени пролета, как функции энергии атома  $t\mu$  [81], пришла к выводу, что их данные находятся в удовлетворительном согласии с теорией. Однако следует заметить, что анализ [81] очень сложен и может содержать систематические неопределенности. Для прояснения ситуации, очень важно провести измерения для стационарного режима при высоких температурах  $T = 1000 \div 2000$  К, где распределение Максвелла энергий атомов  $t\mu$  перекрывает наиболее интенсивные резонансы.

### 6.3. Возможное влияние эпитермальных эффектов

Полученные параметры относятся к стационарному режиму, когда атомы  $t\mu$ , образующиеся с начальной энергией  $E \geq 1$  эВ, уже прошли через резонансы и термализовались. Однако каждый раз после освобождения мюона после реакции синтеза мюонные атомы снова проходят стадию замедления и ощущают влияние резонансов. Очевидно, что это приводит к увеличению скорости цикла по сравнению со скоростью цикла для мюонных атомов с максвелловским распределением. Это аналогично хорошо изученному МК в низкотемпературном дейтерии, где есть два спиновых состояния атома  $d\mu$  [82]. Как и в том случае, есть "верхнее" и "нижнее" состояния с резко отличающимися скоростями цикла и с быстрым исчезновением "верхнего" состояния. По аналогии скорость цикла в стационарном режиме  $\lambda_c^{ss}$  может быть выражена как

$$\lambda_c^{ss} = \lambda_c (1 + \delta),$$

где  $\lambda_c$  – "чистая" величина.

Относительное увеличение скорости цикла  $\delta$  может быть оценено как

$$\delta \approx \alpha_{ep} \lambda_{dt\mu}^{res} / \lambda_d, \quad (26)$$

где  $\alpha_{ep}$  – доля атомов  $t\mu$ , проходящих через резонансы на стадии термализации;  $\lambda_{dt\mu}^{res}$  – эффективная скорость образования молекулы  $dt\mu$  в области резонансов;  $\lambda_d$  – скорость, с которой атомы  $t\mu$  покидают резонансы (термализация и обратный распад после образования  $dt\mu$ ).

Оценки, сделанные исходя из расчетных величин  $\lambda_{dt\mu}(E_{t\mu})$  [13] и сечений рассеяния  $\sigma_{t\mu+d, t\mu+t}$  [83], показывают, что поправки к стационарному режиму могут достигать десятков

процентов. Следует ожидать, что поправка  $\delta$  должна быть минимальна для низких концентраций трития, поскольку скорость замедления в столкновениях  $t\mu + d$  значительно выше, чем в столкновениях  $t\mu + t$ , доминирующих при высоких  $C_t$ .

Как следствие, возникает проблема корректного определения скорости образования молекулы  $dt\mu$  из зависимости  $\lambda_c(C_t)$  (10). Очевидным заключением является переоценка  $\lambda_{dt\mu}$  по сравнению с ситуацией термализованных атомов  $t\mu$ . Кроме того, могут иметь место систематические ошибки в параметрах формулы (10). К счастью, как видно из рис. 13 и 14, наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных значений  $\lambda_c$  с выражением (10). Таким образом, можно полагать, что соответствующие искажения не очень велики. По нашим оценкам, соответствующие поправки в  $\lambda_{dt\mu}$  в диапазоне  $C_t = 20 \div 70$  % составляют  $\delta \approx (10 \div 20)$  %.

### Заключение

На фазотроне ОИЯИ выполнены систематические исследования процесса МК в смеси  $D/T$  с применением новых методов. Измерения проведены в широком диапазоне параметров смеси: плотности, температуры и концентрации трития. Разнообразие экспериментальных условий можно видеть на рис. 17, где показаны зависимости скорости цикла от параметров смеси.

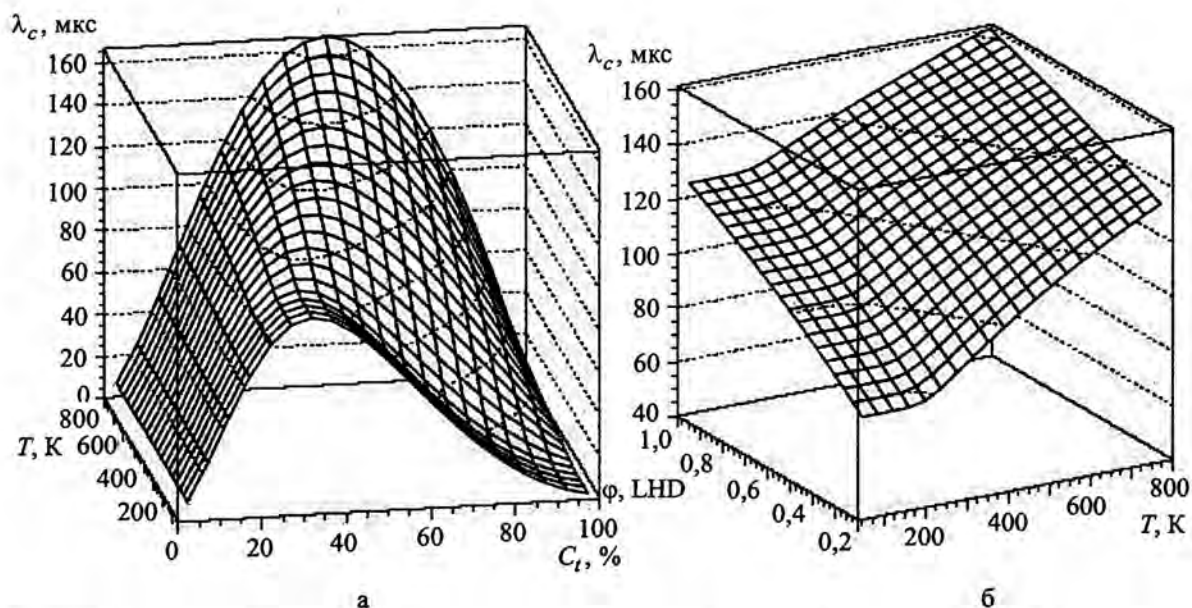


Рис. 17. Зависимости приведенной скорости цикла от условий смеси  $D/T$ , построенные с использованием оптимальных параметров, полученных из фита: а – приведенная скорость цикла как функция концентрации трития и температуры для  $\phi = 0,4$  LHD; б – приведенная скорость цикла, как функция температуры и плотности для  $C_t = 35$  %

Анализ данных позволил определить основные параметры МК. В целом, они согласуются с результатами других групп в тех областях, где условия одинаковы. Сравнение эксперименталь-

ных данных с теорией подтверждает эффективность главных механизмов, рассматриваемых теорией МК, но полного количественного описания процесса еще не достигнуто.

По нашему мнению, было бы очень важно провести измерения со смесью  $D/T$  при высоких температурах  $T = (1000 \div 2000)$  К, где основные резонансы проявляются наиболее эффективно.

Авторы выражают благодарность проф. Л. И. Пономареву за стимулирующие обсуждения и Д. В. Балину, Г. Г. Семенчуку, Ю. А. Смиренину, Н. И. Воропаеву (ПИЯФ, Гатчина), принявшим участие в первых измерениях. Работа поддержана МНТЦ (проект 025-95), Министерством атомной энергетики РФ (контракт № 6.25.19.19.99.969), Министерством науки и технологии РФ (государственный контракт № 103-7(00)-II) и РФФИ (проекты 97-02-16882, 98-02-16351, 00-02-17192, 03-02-16876).

Авторы посвящают статью памяти проф. В. П. Джелепова, их соавтора и руководителя. Проф. В. П. Джелепов был инициатором долговременных экспериментов по исследованию мюонного катализа и до своих последних дней являлся главой этого научного направления в ОИЯИ.

### Список литературы

1. Ponomarev L. I. // *Contemp. Phys.* 1990. Vol. 31. P. 219.
2. Breunlich W. H., Kammel P., Cohen J. S. et al. // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1989. Vol. 39. P. 311.
3. Герштейн С. С., Петров Ю. В., Пономарев Л. И. // *УФН.* 1990. Т. 160. Вып. 8.
4. Ponomarev L. I. Review of the  $\mu CF$  theory after EXAT-98 // *Hyperfine Interactions.* 2001. Vol. 138. P. 15.
5. Ponomarev L. I. // *In Proceedings of the International Workshop on Exotic Atoms.* 2002. Vienna, Austria. Austrian Academy of Science Press. 2002.
6. Filchenkov V. V., Grafov N.N. // *JINR Communication E15-2003-96.* 2003. Dubna.
7. Bogdanova L. N., Filchenkov V. V. Radiative and non-radiative fusion in muonic molecules // *Hyperfine Interactions.* 2001. Vol. 138. P. 321.
8. Petitjean C. et al. // *Fusion Technology.* 1994. Vol. 25. P. 466.
9. Petrov Yu. V. // *Nature.* 1980. Vol. 285. P. 466.
10. Petitjean C. The  $\mu CF$  experiments at PSI-a conclusive review // *Hyperfine Interactions.* 2001. Vol. 138. P. 191.
11. Voropaev N. I., Balin D. V., Breunlich W. H. et al.  $\mu CF$  experiments in  $D_2$  and HD gases-final results // *Hyperfine Interactions.* 2001. Vol. 138. P. 331.
12. Faifman M. P., Menshikov L. I., Strizh T. A. // *Muon Cat. Fusion.* 1989. Vol. 4. P. 1.
13. Faifman M. P., Strizh T. A., Armour E. A. G., Harston M. R. Quadrupole corrections to matrix elements of transitions in resonant reactions of muonic molecule formation // *Hyperfine Interactions.* 1996. Vol. 101/102. P. 179.

14. Ackerbauer P. et al. // Nucl. Phys. 1999. Vol. A 652. P. 311.
15. Ackerbauer P., Werner J., Breunlich W. H. et al. The kinetics of muon-catalyzed  $dt$  fusion // Hyperfine Interactions. 1993. Vol. 82. P. 357.
16. Kawamura N., Nagamine K., Matsuzaki T. et al. The first observation of the temperature-dependent phenomenon of muon catalyzed fusion in solid  $D-T$  mixtures // Hyperfine Interactions. 2001. Vol. 138. P. 235.
17. Jones S. E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 1757; Jones S.E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. P. 588.
18. Jones S. E. et al. // Muon Cat. Fusion. 1987. Vol. 1. P. 21; Caffrey A.J. et al. // Muon Cat. Fusion. 1987. Vol. 1. P. 53.
19. Dzhelepov V. P. et al. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. С. 1235.
20. Bystritsky V. M. et al. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 460.
21. Bystritsky V. M. et al. // Phys. Lett. 1980. Vol. B 94. P. 476 // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1700 // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 53. С. 877.
22. Vinitzky S. I. et al. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 849.
23. Averin Yu. P., Balin D. V., Bom V. R. et al. Novel method for MCF study in a dense  $D/T$  mixture, first experimental results // Hyperfine Interactions. 1999. Vol. 118. P. 111.
24. Bom V. R., Bradbury J. N., Davies J. D. et al. Temperature and density dependence of  $\mu$ -catalysis cycling rate in dense  $D/T$  and  $H/D/T$  gas mixtures // Hyperfine Interactions. 1999. Vol. 18. P. 103.
25. Averin Yu. P., Balin D. V., Bom V. R. et al. First measurements of  $dt\mu$  cycle characteristics in liquid  $H/D/T$  mixtures // Hyperfine Interactions. 1999. Vol. 118. P. 121.
26. Bom V. R., Bradbury J. N., Davies J. D. et al. Investigation of the parameters of muon-catalyzed fusion in double  $D/T$  mixture at high temperature and density // Hyperfine Interactions. 2001. Vol. 138. P. 213.
27. Menshikov L. I., Ponomarev L. I. // Письма в ЖЭТФ. Т. 39. С. 542.
28. Menshikov L. I., Ponomarev L. I. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 12.
29. Menshikov L. I., Ponomarev L. I. // Z. Phys. 1986. Vol. D2. P. 1.
30. Markushin V. E. // Phys. Rev. 1994. Vol. A 50. P. 1137.
31. Czaplinski W. et al. // Phys. Rev. 1994. Vol. A 50. P. 525 // Phys. Rev. 1994. Vol. A 50. P. 518.
32. Faifman M. P., Menshikov L. I. Cascade processes in muonic hydrogen atoms // Hyperfine Interactions. 2001. Vol. 138. P. 61.
33. Markushin V. E., Jensen T. S. Kinetics of atomic cascade in light exotic atoms // Hyperfine Interactions. 2001. Vol. 138. P. 71.

34. Kravtsov A. V., Mikhailov A. I., Mikhailov I. A., Ponomarev L. I. Acceleration of mesic atoms associated with auger transitions in low energy collisions // *Hyperfine Interactions*. 2001. Vol. 138. P. 103.
35. Brcunlich W. H. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1987. Vol. 58. P. 329.
36. Balin D. V. et al. // *ЖЭТФ*. 1987. Т. 92. С. 1543.
37. Vesman E. // *Письма в ЖЭТФ*. 1967. Т. 5. С. 113.
38. Bogdanova L. N. et al. // *ЖЭТФ*. 1982. Т. 83. С. 1615.
39. Menshikov L. I., Ponomarev L. I. // *Phys. Lett.* 1986. Vol. B 167. P. 141.
40. Leon M. // *Muon Cat. Fusion*. 1987. Vol. 1. P. 163 // *Phys. Rev.* 1994. Vol. A 49. P. 4438.
41. Petrov Yu. V., Petrov V. Yu, Schmidt H. H. // *Phys. Lett.* 1994. Vol. B 331. P. 266.
42. Demianov A. V. et. al. // *JINR Communication P9-93-374*. 1993.
43. Demin D. L., Dzhelepov V. P., Grafov N. N. et al. Liquid tritium target // *Hyperfine Interactions*. 1999. Vol. 119. P. 349–351; Графов Н. Н., Гребинник В. Г., Демин Д. Л. и др. Жидкотритиевая мишень // *ПТЭ*. 1999, № 1. С. 21–27.
44. Perevozchikov V. V., Yukhimchuk A. A., Demin D. L. et al. Tritium high pressure target // *Hyperfine Interactions*. 1999. Vol. 119. P. 353–355; Перевозчиков В. В., Юхимчук А. А., Н. С. Ганчук и др. Тритиевая мишень высокого давления // *ПТЭ*. 1999, № 1. С. 28–33.
45. Перевозчиков В. В., Юхимчук А. А., Виноградов Ю. И. и др. Мишени высокого давления для исследования процессов мюонного катализа ядерных реакций синтеза // *Сб. докл. Второго международного семинара "Взаимодействие изотопов водорода с конструкционными материалами. IHISM-04"*. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2005. С. 381–392; Perevozchikov V. V., Yukhimchuk A. A., Vinogradov Yu. I. et al. High-pressure tritium targets for research in muon-catalyzed fusion // *Fusion Science and Technology*. 2005. Vol. 48 (1). P. 310–313.
46. Yukhimchuk A. A., Aпасov V. A., Vinogradov Yu. I. et al. Facility for preparation of gas mixture in muon catalyzed fusion experiments // *Hyperfine Interactions*. 1999. Vol. 119. P. 341–344; Юхимчук А. А., Апасов В. А., Виноградов Ю. И. и др. Комплекс газового обеспечения экспериментов по мюонному катализу ядерных реакций синтеза // *ПТЭ*. 1999, № 6. С. 17–23.
47. Konin A. D. // *JINR Communication P13-82-634*. 1982.
48. Dzhelepov V. P. et al // *Nucl. Instr. Meth.* 1988. Vol. A 269. P. 634; Filchenkov V. V., Konin A. D. and Zinov V. G. // *Nucl. Instr. Meth.* 1986. Vol. A 245. P. 490; Baranov V. A., Filchenkov V. V., Konin A. D. and Zhuk V. V. A study of characteristics of scintillation detectors with diffuse reflector // *Nucl. Instr. Meth.* 1996. Vol. A 374. P. 335; V. G. Zinov et al. // *JINR Communication P13-91-182*. 1991.
49. Filchenkov V. V., Konin A. D., Rudenko A. I. // *Nucl. Instr. Meth.* 1990. Vol. A 294. P. 504.
50. Zinov V. G. et al. // *ПТЭ*. 1998, № 3. С. 38.
51. Малков М. Р. и др. Справочник по физико-техническим основам криогеники. М.: Энергия, 1973.

52. Prydz R., Timmerhaus K. D. and Stewart R. B. // *Advances in Cryogenic Engineering*. 1967. Vol. 13. P. 384.
53. Ширнин П. В., Виноградов Ю. И., Голубков А. Н. и др. Количественный анализ изотопов водорода газовым радиохроматографом РХТ-2: Препринт № 83. Саров: ВНИИЭФ, 2002.
54. Demin D. L. et al. // *Journal of Low Temperature Physics*. 2000. Vol. 120. P. 45 // Препринт ОИЯИ P8-99-179. 1999.
55. Demin D. L. and Grafov N. N. Determination of concentrations and nuclear density of hydrogen isotope mixtures in MCF experiments with liquid tritium target // Отчет ЛЯП ОИЯИ. 1997.
56. Schellenberg L. Recent experiments on muon transfer in gas mixtures // *Muon Cat. Fusion*. 1990/91. Vol. 5/6. P. 73 // *Hyperfine Interactions*. 1993. Vol. 82. P. 513.
57. Gartner B., Ackerbauer P., Augsburg M. et al. Muon transfer from ground state deuterium to helium nuclei and its temperature dependence // *Hyperfine Interactions*. 1999. Vol. 119. P. 103.
58. Kawamura N., Nagamine K., Matsuzaki T. et al. He accumulation effect in solid and liquid D-T mixture // *Hyperfine Interactions*. 1999. Vol. 118. P. 213; Kawamura N. et al. // *Phys. Lett.* 1999. Vol. B 465. P. 74.
59. Filchenkov V. V., Drebusko A. E., Rudenko A. I. New methods for analyzing multiple processes in muon catalyzed fusion // *Nucl. Instr. Meth.* 1997. Vol. A 395. P. 2370–243.
60. Zinov V. G. // *Muon Cat. Fusion*. 1992. Vol. 7. P. 419.
61. Filchenkov V. V. // *Muon Cat. Fusion*. 1992. Vol. 7. P. 409.
62. Filchenkov V. V. and Sadetsky S.M. // *Nucl. Instr. Meth.* 2002. Vol. A 480. P. 771 // Препринт ОИЯИ. 2000. E15-2000-223.
63. Filchenkov V. V. et al. // Препринт ОИЯИ. 2002. E15-2002-285. // *Hyperfine Interactions*. 2004. Vol. 155. P. 39.
64. Bom V. R. and Filchenkov V. V. On the absolute efficiency of large neutron detectors for  $\mu CF$ // *Hyperfine Interactions*. 1999. Vol. 119. P. 365 // Препринт ОИЯИ. 1998. E15-98-338; Filchenkov V. V. and Marcisz L. // *JINR Communication* E13-88-566. 1988.
65. Filchenkov V. V. // *JINR Communication* E15-2000-224. 2000.
66. Jensen T.S. and Markushin V.E. // *Eur. Phys. J.* 2002. Vol. D21. P. 271.
67. Filchenkov V. V. and Grafov N. N. Effective muon losses in the muon catalyzed fusion cycle in a double D/T mixture at high temperature and density // *Hyperfine Interactions*. 2001. Vol. 138. P. 241.
68. Bracci L. et al. // *Phys. Lett.* 1989. Vol. A 134. P. 435 // *Muon Cat. Fusion*. 1989. Vol. 4. P. 247.
69. Abramov D. I., Gusev V. V., Ponomarev L. I. Spin-flip and elastic processes in slow collisions of mesic atoms // *Hyperfine Interactions*. 2001. Vol. 138. P. 275.

70. Breunlich W. H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 1137; Breunlich W.H. et al. // Muon Cat. Fusion. 1987. Vol. 1. P. 29 // Muon Cat. Fusion. 1987. Vol. 1. P. 67 // Muon Cat. Fusion. 1987. Vol. 1. P. 121.
71. Matsuzaki T., Nagamine K., Ishida K. et al. Muon catalyzed fusion and muon to  $^3\text{He}$  transfer in solid  $\text{T}_2$  studied by X-ray and neutron detection // Hyperfine Interactions. 1999. Vol. 118. P. 229 // Phys. Lett. 2003. Vol. B 557. P. 176.
72. Bogdanova L. N. // Muon Cat. Fusion. 1988. Vol. 3. P. 359.
73. Ishida K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 90. P. 043401; Ishida K., Nagamine K., Matsuzaki T. et al. Measurement of X-rays from muon to alpha sticking and fusion neutrons in solid/liquid  $D\text{-T}$  mixtures of high tritium concentration // Hyperfine Interactions. 1999. Vol. 118. P. 203.
74. Struensee M. and Cohen J. S. // Phys. Rev. 1988. Vol. A 38. P. 44.
75. Markushin V. E. // Muon Cat. Fusion. 1988. Vol. 3. P. 395.
76. Kamimura M., Hiyama E., Kino Y. New comprehensive calculation of muon initial sticking to  $^4\text{He}$  in  $d\text{t}\mu$  fusion // Hyperfine Interactions. 1999. Vol. 118. P. 217.
77. Jones S. E., Taylor S. F., Anderson A. N. Evaluation of muon-alpha sticking from liquid, non-equilibrated  $d\text{-t}$  targets with high tritium fractions // Hyperfine Interactions. 1993. Vol. 82. P. 303.
78. Petitjean C., Balin D. V., Baturin V. N. Experimental survey of the sticking problem in muon catalyzed  $d\text{t}$  fusion // Hyperfine Interactions. 1993. Vol. 82. P. 273.
79. Ishida K, Nagamine K., Matsuzaki T. et al. // Hyperfine Interactions. 2001. Vol. 138. P. 225.
80. Jeitler M. et al. // Phys. Rev. 1995. Vol. A 51. P. 2881.
81. Fujiwara M. C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85. P. 1642.
82. Filchenkov V. V. Kinetics of the  $\mu\text{CF}$  process in deuterium at the lowest temperatures // Hyperfine Interactions. 1996. Vol. 101/102. P. 37.
83. Adamczak A. et al. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1996. Vol. 62. P. 255 // Препринт ОИЯИ 1995. Е4-95-488.

## Experimental Investigation of Muon-Catalyzed $dt$ Fusion in Wide Ranges of D/T Mixture Conditions

V. R. Bom, A. M. Demin, D. L. Demin, C. W. E. van Eijk, M. P. Faifman,  
V. V. Filchenkov, A. N. Golubkov, N. N. Grafov, S. K. Grishechkin, K. I. Gritsaj,  
V. G. Klevtsov, A. D. Konin, A. V. Kuryakin, S. V. Medved, R. K. Musyaev,  
V. V. Perevozchikov, A. I. Rudenko, S. M. Sadetsky, Yu. I. Vinogradov,  
A. A. Yukhimchuk, S. A. Yukhimchuk, V. G. Zinov, S. V. Zlatoustovskiy

*A vast program of the experimental investigation of muon-catalyzed  $dt$  fusion was performed on the Joint Institute for Nuclear Research phasotron. Parameters of the  $dt$  cycle were obtained in a wide range of the D/T mixture conditions: temperatures of 20–800 K, densities of 0.2–1.2 of the liquid hydrogen density (LHD), and tritium concentration of 15–85 %. In this paper, the results obtained are summarized.*