

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

C-616

P4-87-907

Л.Н.Сомов

КИНЕТИКА МЮОННОГО КАТАЛИЗА
В СМЕСИ ДЕЙТЕРИЯ И ТРИТИЯ

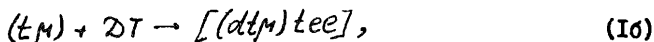
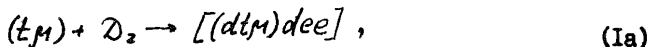
Направлено в Оргкомитет Советско-американского
совещания по мюонному катализу, Москва, 1987 г.

1987

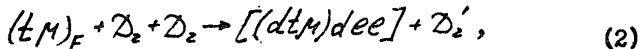
I. Введение

Интерпретация измеренных данных [1-3] и планирование новых экспериментов по извлечению информации о константах мезомолекулярных процессов, протекающих в смеси $D_2 + T_2$, требуют детального исследования их кинетики [4].

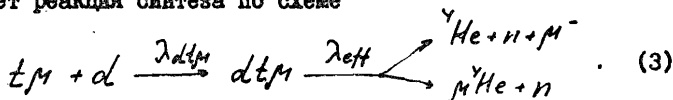
Основными процессами, определяющими эффективность мезо-катализа, являются реакции образования мезомолекул dtM согласно резонансному механизму [5,6] при парных столкновениях tM -атомов с молекулами среды:



и в соответствии с квазирезонансным механизмом [7,8] при тройных соударениях

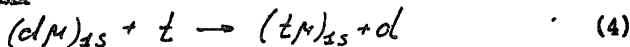


а далее идет реакция синтеза по схеме



Скорости процессов (1) и (3) $\lambda^{(F)} \approx \lambda_{dtM}$, где F - полный спин мезоатома, зависят от температуры смеси $D_2 + T_2$. Характер температурной зависимости зависит от функции $\Phi_F(E, T)$ распределения tM -атомов по кинетической энергии E .

Так как скорости процессов образования мезомолекул $\lambda^{(F)} \sim 10^8 + 10^{10} \text{ с}^{-1}$ весьма велики и сравнимы по порядку величины со скоростями термализации tM -атомов [4,9,10], а также со скоростью перехвата мюона в реакциях



и протекающих в $1s$ -состоянии мезоатома /II/, необходимо исследовать искажение максвелловского распределения мезоатомов tM по энергиям E . К искажению спектра приводит также процесс "ускорения" мезоатомов при его девозбуждении /12/:

$$(tM)_F + t \rightarrow (tM)_{F+1} + t, \quad (5)$$

$$(tM)_n + T_2 \rightarrow (tM)_{n-1} + T_2 + e, \quad (6)$$

который будет рассмотрен в пункте 3.

В данном докладе рассматривается кинетика мезонного катализа в смеси дейтерия и трития по результатам работ /13-14/.

2. Система кинетических уравнений

Система кинетических уравнений, соответствующая схеме процессов, изображенных на рис. 1, и определяющая спектр tM -атомов имеет вид

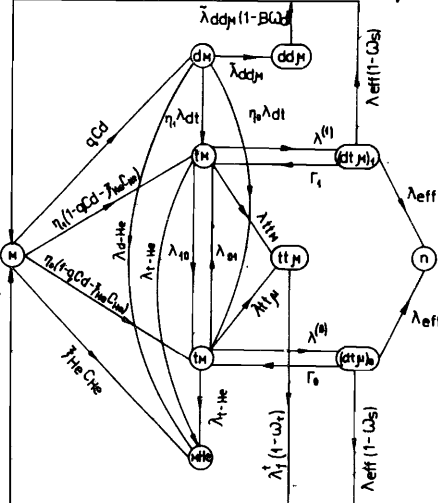


Рис. 1. Схема процессов, вызываемых отрицательными мезонами, в смеси дейтерия и трития (здесь $q \approx q_{1s}$).

$$\frac{\partial f_F(t, E)}{\partial t} = -f_F(t, E) [\lambda_0 + \lambda_{tM} + \lambda_{tHe} + \lambda^{(F)}(E) + \sum \lambda_{FF'}(E)] + \sum \int f_{F'}(t, E) \lambda_{FF'}(E, E') dE' + \int f_F(t, E_0) \lambda_{dt} N_{dM} + f_F(t, q_{1s} C_d - \beta C_{He}) K(E) D + P(E) R_F(t), \quad (7)$$

$$\frac{dN_{dM}}{dt} = -(\lambda_0 + \tilde{\lambda}_{ddM} + \lambda_{dt}) N_{dM} + q_{1s} C_d D, \quad (8)$$

$$\frac{dN_{tM}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_t^+) N_{tM} + \lambda_{tM} \sum_F N_F, \quad (9)$$

$$\frac{dN_n}{dt} = Q(t) + \tilde{\lambda}_{ddM} N_{dM} + \lambda_t^+ N_{tM}, \quad (10)$$

$$D = (1 - \omega_s) Q(t) + (1 - \beta \omega_d) \tilde{\lambda}_{ddM} N_{dM} + (1 - \omega_s) \lambda_t^+ N_{tM}. \quad (11)$$

Здесь введены обозначения:

C_d, C_t и C_{He} - концентрации ядер дейтерия, трития и гелия, $C_d + C_t + C_{He} = 1$;

$N_{tM}^{(F)}$ и N_{dM} - число мезоатомов tM со спином F и мезоатомов dM ;

$N_{dtM}^{(S)}$ - число мезомолекул dtM со спином S ;

N_n - число нейтронов, испускаемых в реакциях синтеза ядер в dtM -молекуле;

$f_F(t, E)$ - функция распределения tM -атомов по энергиям E , находящихся в $1s$ -состоянии с полным спином F в момент времени t ;

λ_{dt} - скорость изотопного обмена (3), значение которой $\lambda_{dt} = 2,7 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$, рассчитано в работах /11, 15/ и измерено в экспериментах /1, 2, 16/.

В уравнении (7) учтено, что в результате реакции (4) появляется мезоатом tM с энергией $E_0 \sim 19 \text{ эВ}$ и спином $F = 0, 1$ пропорционально статистическим весам $\beta_0 = 1/4$ и $\beta_1 = 3/4$;

$\varphi = N/N_0$, - где N и $N_0 = 4,25 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ - плотности смеси и жидкого водорода соответственно;

$\lambda_{FF'}(E, E') dE'$ - скорость перехода мезоатома из состояния со спином F и кинетической энергией E в состояние со спином F' и энергией E' при столкновениях с молекулами смеси $D_2 + T_2$.

Выражение для скоростей $\lambda_{FF'}$ с учетом данных работ /15, 17-21/ по рассеянию tM -атомов приведены в /13/ (см. рис. 2).

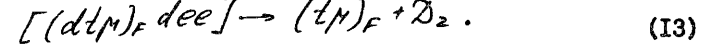
$\lambda^{(F)}(E)$ - скорости резонансного образования мезомолекул, которые с учетом двух различных механизмов образования равны

$$\lambda^{(F)}(E) = \lambda_r^{(F)}(E) + \lambda_{gr}^{(F)}(E), \quad (12)$$

где $\lambda_r^{(F)}$ и $\lambda_{gr}^{(F)}$ - скорости реакций типа (1) и (3) соответственно.

Зависимости величин $\lambda_r^{(F)}(E)$ от кинетической энергии мезоатомов вычислены в работах /17, 22/ (на рис. 3 приведены результаты предварительных расчетов скорости, взятые из работы /22/);

Γ_F - скорости распада образовавшихся в реакциях (1) мезомолекулярных комплексов:



Значение $\Gamma_F \approx 10^{10} \text{ c}^{-1}$ получено в работе /22/;

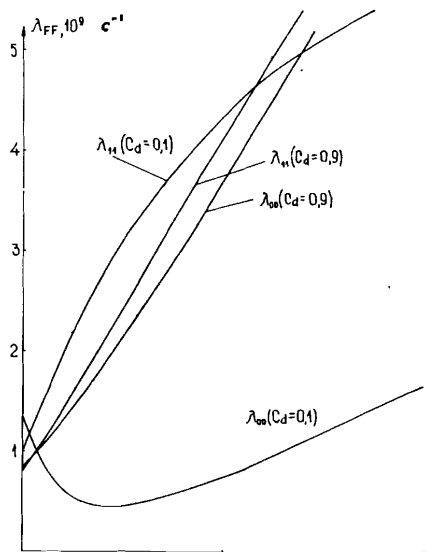


Рис. 2. Зависимость скоростей $\lambda_{FF'}(E)$ процессов $(tM)_F + M \rightarrow (tM)_F' + M$ ($M = d, t$) от энергии столкновения в л.с. с учетом химической связи ядер "М" в молекулах и влияние электронной оболочки молекул при $C_d = 0,1$ и $C_d = 0,9$.

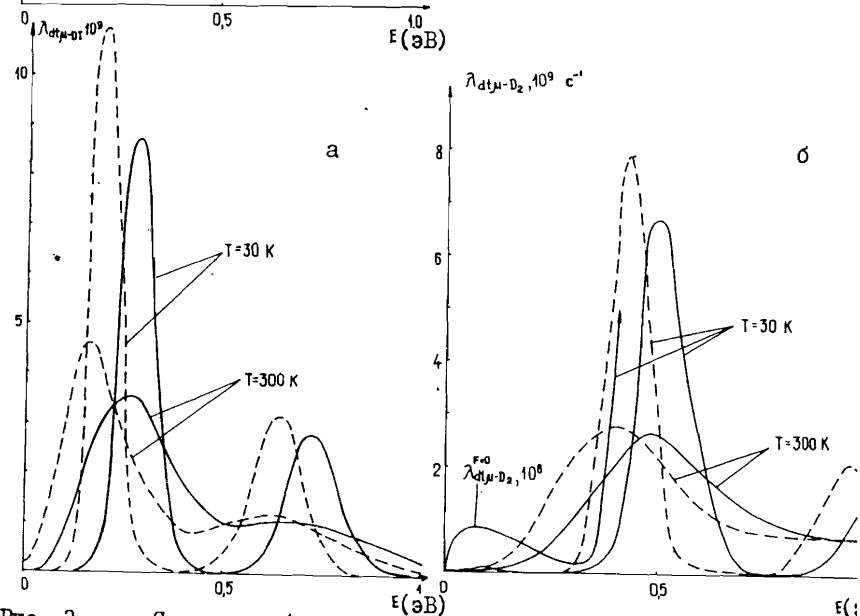


Рис. 3. Скорость образования мезомолекулы $d\mu - \lambda_{d\mu}$ на молекулах D_2, DT в зависимости от энергии столкновения в л.с. при $T = 30$ К и $T = 300$ К (сплошные кривые соответствуют $F = 0$, пунктирные - $F = 1$).

$\lambda_{eff} = \lambda_{dex} + \lambda_f$ - суммарная скорость стабилизации комплексов типа $[d\mu]dee$ в процессах девозбуждения мезомолекулы $d\mu$, скорость которых равна $\lambda_{dex} = 1,27 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$, и в реакциях синтеза ядер (2), где $\lambda_f = 3,9 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$ - скорость ядерной реакции [23];

$\omega_3 = 0,58 \cdot 10^{-2}$ - коэффициент прилипания мюона к α -частице [24];
 $\rho(E)$ - функция распределения по энергиям tM -атомов, образовавшихся при распаде мезомолекулярных комплексов в реакциях (12). Согласно работе [22], реакция распада (12) лишь на 5% изменяет наблюдаемую скорость образования мезомолекул $d\mu$, что позволяет в пределах точности, принятой здесь, не конкретизировать вид функции $\rho(E)$ и выбрать ее, исходя из физического смысла, в виде максвелловского распределения

$$\rho(E) = f_M(E, T), \quad (14)$$

где

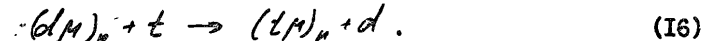
$$f_M(E, T) = 2 \cdot \left(\frac{E}{\pi}\right)^{1/2} T^{-3/2} e^{-E/T}. \quad (15)$$

Действительно, мезомолекулярные комплексы, вращательные состояния которых заселены по закону Больцмана [25], можно рассматривать как системы, находящиеся в тепловом равновесии со средой и "испускающие" мезоатомы tM .

$K(E)$ - функция распределения по энергиям tM -атомов в $1s$ -состоянии, образовавшихся в результате процессов, происходящих в возбужденных состояниях мезоатомов [9, 26-30]. Конкретный вид ее будет рассмотрен ниже.

λ_{M-He} - скорость перехвата мюона о. третья на гелий [33].

В уравнениях (7) - (10) учтено, что мезоатомы $d\mu$ и tM образуются в $1s$ -состоянии с вероятностями $g_{1s} C_d$ и $1 - g_{1s} C_d - f C_{He}$ соответственно, где g_{1s} - вероятность того, что мюон не перехватится из возбужденных состояний $(d\mu)_n$ -атомов в реакциях изотопного обмена [31, 32]:



Отметим, что вследствие сохранения спина F мезоатома tM при девозбуждении подуровни F сверхтонкой структуры $1s$ -состояния заселяются статистически с весами $g_F(1 - g_{1s} C_d - f C_{He})$.

Начальные условия для системы уравнений (7) - (10) имеют вид

$$f_F(0, E) = g_F(1 - g_{1s} C_d - f C_{He}), \quad (17)$$

$$N_{d\mu}(0) = g_{1s} C_d, \quad (18)$$

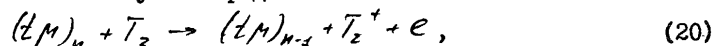
$$N_{d\mu}^{(F)}(0) = N_n(0) = 0. \quad (19)$$

3. Процессы замедления атомов

При рассмотрении кинетики процесса мюонного катализа необходимо знать сечения замедления мезоатомов $d\mu$ и $z\mu$ от энергии ~ 1 эВ, с которой они образуются в процессе кулоновского захвата мюона /26,34/, и сечения замедления $z\mu$ -атомов от энергии ~ 19 эВ, образовавшихся в процессе перезарядки (4), до тепловых энергий ($\sim 0,05$ эВ).

Известно /35/, что скорости замедления мезоатомов от начальной кинетической энергии ~ 1 эВ до тепловых составляют $\sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$ (при $\varphi = 1$), что в несколько раз превышает скорости каскадных переходов в мезоатоме ($\sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$) /27/. Отсюда следует вывод, что большая часть образовавшихся мезоатомов $d\mu$ и $z\mu$ термализуется уже в возбужденных состояниях, до перехода в основное состояние, и, следовательно, распределение мезоатомов $d\mu$ ($1s$) и $z\mu$ ($1s$) по энергиям, в основном, является максвелловским. В то же время часть мезоатомов не успевает термализоваться в возбужденных состояниях и термализуется в $1s$ -состоянии со скоростью, сравнимой со скоростью резонансного образования мезолекул $d\mu$ (см. рис. 2). Эта часть мезоатомов искажает максвелловский спектр $z\mu$ -атомов /10,30/.

Другая причина, приводящая к искажению максвелловского спектра мезоатомов состоит в следующем /12/. При девозбуждении мезоатомов при столкновении их с молекулами среды:



мезоатомы могут ускоряться, причем вероятность этого процесса зависит от плотности среды.

В таблице I приведены значения характерных энергий "ускоренных" мезоатомов T_0 (эВ) и их доля Q в зависимости от плотности среды /12/.

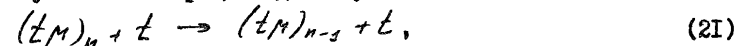
Таблица I

φ	1,0	0,5	0,2	0,1	0,05	0,02	0,01	0,005
Q	0,25	0,26	0,26	0,27	0,28	0,31	0,40	0,60
T (эВ)	0,25	0,27	0,31	0,36	0,42	0,49	0,54	0,56

Из таблицы I видно, что вероятность ускорения Q сильно зависит от плотности вещества и при $\varphi \sim 0,005$ половина всех мю-атомов ускоряется. Этот процесс ускорения очень важен как для понимания кинетики мю-катализа при малых плотностях смеси, так и для постановки и интерпретации экспериментов, проводимых с целью изучения слабого взаимодей-

ствия, а именно, измерения сечения процесса ядерного захвата мюонов протонами, при малых давлениях против (время жизни триплетного состояния $(z\mu)_{1s}$ -атома определяется функцией $K(E)$, см., например, /36/).

Отметим, что возможность ускорения $z\mu$ -атомов рассматривалась также в работах /10,30/. В этих работах в основу механизма ускорения был положен кулоновский процесс девозбуждения



рассмотренный впервые в /29/. Как было показано в работе /12/, вероятность этого процесса мала по сравнению с процессом (20). Из всего вышесказанного можно сделать следующие выводы:

1. Кинетику мезомолекулярных процессов недостаточно рассматривать в интервале энергий $0 < E < 1$ эВ.

2. При плотностях смеси $\varphi > 0,05$ доля ускоренных мезоатомов составляет $\sim 25\%$, поэтому функцию распределения по энергиям $z\mu$ -атомов в $1s$ -состоянии, образовавшихся в результате процессов девозбуждения мезоатомов - $K(E)$, можно без большой потери общности выбрать в виде максвелловской

$$K(E) = f_M(E, T). \quad (22)$$

3. При плотностях смеси $\varphi < 0,05$ необходимо учитывать процесс (20), приводящий к ускорению мезоатомов в процессе их девозбуждения. Так как расчет энергетического спектра мюонов в этом случае до конца не сделан, функция $K(E)$ выбиралась в виде

$$K(E) = f_M(E, T)(1-Q) + f_M(E, T_0)Q. \quad (23)$$

Еще раз отметим, что доля ускоренных мюонов зависит от плотности смеси φ .

4. Решение системы кинетических уравнений

Представим решение системы уравнений (7) - (11) в виде

$$f_F(t, E) = N_F(t) \Phi_F(E), \quad (24a)$$

$$\int_0^{\infty} \Phi_F(E) dE = 1. \quad (24b)$$

Для такой факторизации искровой функции $f_F(t, E)$ имеются следующие основания.

В отсутствие канала потерь мюона (процессов распада мюона, прилипания к ядрам продуктов синтеза) при остановке мюона в смеси $Z_2 + T_2$ за времена $t_0 \gg \lambda_{eff} \sim 10^{-12} \text{ с}$, где λ_{eff} - время жизни мезомолекулы $d\mu$, устанавливается бы стационарный режим, который характеризуется постоянным числом ядерных реакций синтеза, происходящих за единицу

времени. В реальной ситуации за времена $t > t_0$ устанавливается квази-стационарный режим, при котором число основных компонентов реакции мю-катализа (нейтронов, мезоатомов, ...) со временем уменьшается экспоненциально с показателем $\lambda \sim \lambda_0$, где λ_0 - скорость распада свободного мюона. В этом режиме происходит подавляющая часть ядерных реакций синтеза. Очевидно, что все это справедливо для времен

$$t > \tau = [\min \lambda_{FF'}(E \sim T)]^{-1}, \quad (25)$$

где $\lambda_{FF'} \sim 10^9 \text{с}^{-1}$, когда все мезоатомы термализованы. Подставляя (24) в систему уравнений (7) - (II), не трудно убедиться, что система в этом случае распадается на две системы, каждая из которых зависит только от переменных t и E соответственно. Решение временной системы уравнений можно представить в виде

$$\begin{aligned} N_F(t) &= N_F^{(0)} e^{-\lambda t}, \\ N_{dF}(t) &= N_{dF}^{(0)} e^{-\lambda t}, \\ \frac{dN_n}{dt} &= \lambda_c e^{-\lambda t}, \\ \lambda &= \lambda_0 + \omega_s \lambda_c, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\lambda_c = \frac{g_{ss} C_d}{\lambda dt} + \frac{B}{A}, \quad (27)$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} A &= \tilde{\lambda}^{\pm} \tilde{\lambda}^0 + \lambda_{0s} \tilde{\lambda}^{\pm} + \lambda_{s0} \tilde{\lambda}^0, \\ B &= \tilde{\lambda}_0 \tilde{\lambda}^{\pm} + \tilde{\lambda}_s \tilde{\lambda}^0 + \lambda_{0s} + \lambda_{s0}, \\ N_F^{(0)} &= \frac{\lambda_c}{A} (\eta_F \lambda^{(F)} + \lambda_{F'F}), \quad F' \neq F, \\ N_{dF}^{(0)} &= \frac{g_{ss} C_d}{\lambda dt} \lambda_c. \end{aligned}$$

Формула для общего числа циклов мю-катализа в расчете на один остановившийся в смеси мюон имеет хорошо известный вид [2,4]:

$$\chi_c^{-1} = \omega_s + \frac{\lambda_0}{\lambda_c}. \quad (28)$$

Значения констант $\tilde{\lambda}^{(F)}$ определяются как

$$\tilde{\lambda}^{(F)} = \int_0^{\infty} \lambda^{(F)}(E) \Phi_F(E) dE \quad (29)$$

где $\Phi_F(E)$ есть решение интегрального уравнения ($F = 0, I$):

$$\begin{aligned} -\Phi_F(E) [\lambda^{(F)}(E) + \sum \lambda_{FF'}(E)] + \\ + \sum_{F'} \int \Phi_{F'}(E) \Lambda_{FF'}(E', E) dE' + \Pi_F(E) = 0, \end{aligned} \quad (30)$$

где

$$\Pi_F(E) = f_n(E) \eta_F W_{F'} \lambda^{(F)} \lambda^{(F')} + (1 - \eta_{F'} W_{F'}) \lambda_{F'F} \lambda^{(F)} + \eta_F W_{F'} \lambda^{(F)} \lambda_{FF'}.$$

При выводе этого уравнения предполагалось, что учет процесса перезарядки (4) при расчете скорости образования $\lambda^{(F)}$ вносит незначительную поправку при плотностях смеси $\varphi > 0,05$ и концентрации трития $C_t < 0,9$. В таком случае вместо функции $\delta(E - E_0)$ в уравнении (7) можно подставить максвелловское распределение $f_n(E, T)$.

В случае $\varphi < 0,05$ и при любых соотношениях концентрации трития и дейтерия функцию $f_F(t, E)$ уже нельзя факторизовать, как было сделано ранее при $\varphi > 0,05$, на произведение функций от переменных t и E , поэтому говорить о функции распределения по энергиям t -атомов не имеет смысла, для каждого момента времени она своя. В этом случае система кинетических уравнений (7) - (II) с функцией $K(E)$, выбранной в виде (23), решалась очень эффективно методом Монте-Карло, т.к. за время жизни мюона при таких плотностях смеси число соударений мю-атома с молекулами не превышает ~ 100 .

5. Результаты

При плотностях смеси $\varphi > 0,05$ для решения системы кинетических уравнений (7) - (II) применимо квазистационарное приближение. В этом приближении решение рассматриваемой системы факторизуется:

$$f_F(t, E) = N_F(t) \Phi_F(E).$$

Результаты расчетов показывают, что $\Phi_F(E)$ - функция распределения t -атомов по энергиям - незначительно отличается от максвелловской (см. рис. 4), т.е. в пределах выбранной точности

$$\Phi(E) \approx f_n(E, T)_{(F)}$$

значения мезомолекулярных констант ($\lambda_{dt}, \lambda_{dt}, \dots$), вычисленные по формулам (29) с функциями $\Phi_F(E)$, не более чем на 10% отличаются от констант, определяемых максвелловскими функциями $f_n(E, T)$. Обратим внимание, что это справедливо при плотностях смеси $\varphi > 0,05$ и концентрации трития $C_t < 0,9$.

При плотностях смеси $\varphi < 0,05$ уравнения (7) - (II) решались численно. На рис. 5 а и б приведены результаты расчетов временных распределений нейтронов, продуктов синтеза в dtm -молекуле, при $\varphi = 0,01$, различных концентрациях дейтерия и температурах. Значения параметров смеси были выбраны таким образом, чтобы удовлетворить условиям экспериментов, сделанных в SIN/3/. Результаты экспериментов SIN/3/ и наши расчеты (см. рис. 5 а и б) указывают на существование переходного режима длительностью порядка $\sim 10^{-6}$ с, за которым

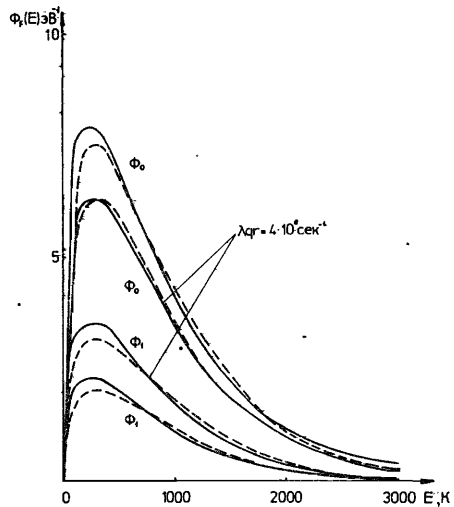


Рис. 4. Распределение $(\text{D, T})_E$ -атомов по энергии при $\varphi = 1$, $C_d = 0,3$, $T = 300$ К (сплошные линии). Пунктирные линии - максвелловские функции.

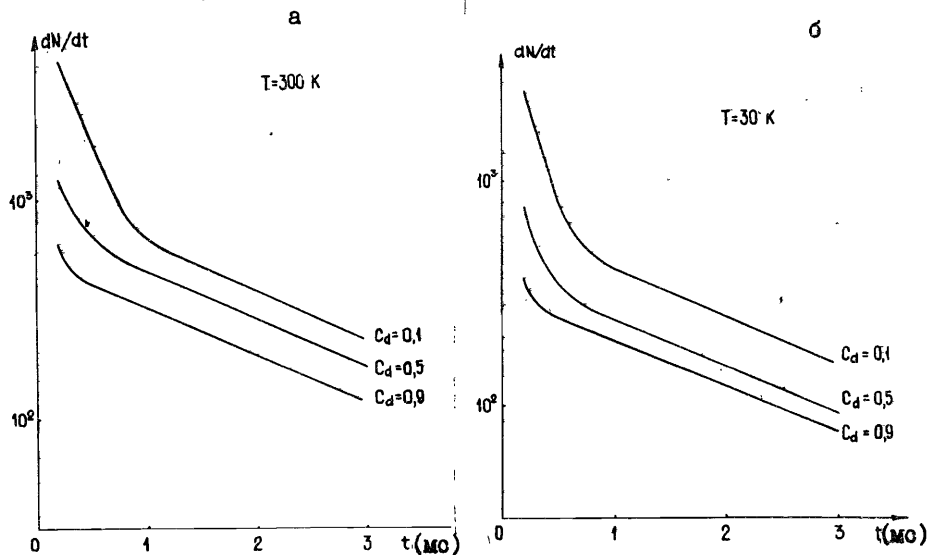


Рис. 5. Временные спектры нейтронов при различных концентрациях C_d и при плотности смеси $D_2 + T_2 - \varphi = 0,01$, $T = 30$ К и 300 К, рассчитанные по формулам (7) - (II).

наступает квазистационарный режим с характерным временем λ_0^{-1} . Длительность и амплитуда переходного режима зависят от соотношения концентрации дейтерия и трития, а также плотности смеси. Временные спектры нейтронов, рассчитанные в данной работе, хорошо согласуются с результатами экспериментов ^{/3/} при температуре смеси $T = 300$ К. В то же время при $T = 30$ К не удается получить хорошего согласия. Это рассогласование можно отнести к неточному знанию скоростей образования $\lambda_{dt\mu}(E)$,

как функций от энергии. Действительно, из предварительных результатов расчетов ^{/22/} скоростей образования $dt\mu$ -молекул видно (см. рис. 3а и б), что при температурах $T \sim 300$ К зависимость $\lambda_{dt\mu}(E)$ от энергии налетающего $t\mu$ -атома существенно слабее, чем при $T = 30$ К. Отсюда следует, что рассчитанный временной спектр нейтронов при этих температурах слабо зависит от положения максимума $\lambda_{dt\mu}(E)$. Совсем иная картина наблюдается при $T = 30$ К. Здесь совсем небольшие изменения в положении резонанса могут резко изменить энергетическую зависимость скорости образования $dt\mu$ -молекул, и как следствие этого, временной спектр нейтронов.

Анализ экспериментов ^{/3/} был проведен также в работах ^{/10,30/}, в которых наличие переходного режима также связывалось с существованием процесса ускорения и замедлением $t\mu$ -атомов.

6. Обсуждение экспериментов

В экспериментах, проведенных в *Los Alamos* ^{/2/}, измерялся выход продуктов синтеза реакции (3) в зависимости от температуры, плотности смеси и концентрации ее отдельных компонент. Впервые был экспериментально определен выход нейтронов $\chi_c > 100$ на один остановившийся мюон. Были наблюдаемы новые эффекты, в первую очередь касающиеся зависимости скорости образования мезомолекул $dt\mu$ от плотности смеси φ , в соответствии с механизмами образования мезомолекул, предложенными в работах ^{/7,8/}. В то же время в этих работах был сделан вывод о неэффективности процесса (16) в кинетике мюон-катализа.

Ввиду важности процесса (16) в кинетике мюонного катализа (см., например, ^{/37,38/}) остановимся подробнее на анализе экспериментов, выполненных в *Los Alamos*.

При $T \lesssim 500$ К выражение для λ_c (26) представляется в виде

$$\lambda_c^{-1} \approx \left[\frac{\varphi_{ss} C_d}{\lambda_{dt} C_t} + \frac{0,75}{\lambda_{20} C_t} + \frac{1}{\lambda_{dt\mu} C_d} \right] \varphi^{-1}$$

При анализе экспериментов второе слагаемое не было принято во внимание (см. работу ^{/2/}). Поэтому результаты экспериментов интерпретировались как рассогласование между теоретическими оценками и измерен-

ными значениями величин. Кроме того, характер зависимости величин g_{15} от плотности и концентрации трития также отличался от предсказанного теорией. Однако при $\varphi \approx 0,5$ слагаемое $0,75/\lambda_{dt}^0 C_t$ сравнимо по величине с $g_{15} C_d / \lambda_{dt}^0 C_t$. Учет этого обстоятельства при обработке эксперимента ^{/2/} устраняет отмеченное рассогласование. Ссылка авторов на эксперимент ^{/39/}, как на свидетельство того, что величина g_{15} не зависит от плотности, не совсем верна. Авторы работы ^{/42/} исследовали перехват пионов в смеси $H_2 + D_2$ при различных плотностях. Отсутствие зависимости перехвата пиона от протия к дейтерию от плотности не может служить доказательством отсутствия такой же зависимости для мюона. Как известно (см. например, обзор ^{/40/}), перехват пионов происходит при $n > 4$, так как при малых n идет сильное поглощение пионов ядрами водорода. В то же время девозбуждение π^- -атомов при $n > 4$ идет за счет ожепроцессов, сечение которых пропорционально плотности, как и перехват пионов, поэтому доля перехвачившихся пионов с водорода на дейтерий не зависит от плотности смеси в рассматриваемой области изменения φ .

Отмеченная в работе ^{/2/} зависимость w_3 от плотности смеси φ и концентрации трития C_t есть также следствие неправильного учета зависимости величины g_{15} от параметров φ и C_t , т.к. ^{/2/}

$$w_3 = W - \frac{g_{15} C_d}{\lambda_{dt} C_t + \lambda_{dd} C_d} \cdot 0,58 \lambda_{dd} C_d \cdot w_d - \dots$$

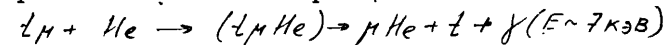
Для проверки гипотезы о роли термализации мю-атомов и их ускорения в процессе девозбуждения допустим, как отмечалось и в работах ^{/10,30/}, что существует две группы μ -атомов: быстрые ($E \sim 0,5$) и медленные ($E \sim T$). Для этих двух групп μ -атомов будут существенно различаться скорости образования мезомолекул $dt\mu$ (см. рис. За и б). Если добавить в смесь третий газ X_2 с $Z > 1$, то всегда можно подобрать такую его концентрацию C_X , чтобы $\lambda_X C_X$ - эффективная скорость перехвата мюона с изотопа водорода на X_2 - удовлетворяла бы соотношению

$$\lambda_{dt\mu}(E \sim T) < C_X \lambda_X \ll \lambda_{dt\mu}(E \sim 0,5 \text{ эВ}). \quad (31)$$

Тогда, измеряя выход мезорентгена (μX_2) и выход 14 МэВ нейтронов, можно будет измерить долю медленных μ -атомов, т.к. перехват мюона на X_2 при малых плотностях смеси будет зависеть, в основном, от количества таких μ -атомов.

Очень интересным представляется также и эксперимент с He в смеси $D_2 + T_2$. Как известно ^{/33/}, скорость перехвата мюона с дейтерия или трития очень сильно зависит от температуры смеси, причем эта скорость на порядок возрастает при $T \sim 0,004$ эВ по сравнению с $T \sim 0,5$ эВ.

Таким образом, условие (31) легко выполнить. Относительные измерения выхода мезорентгена $E \sim 7$ кэВ из реакции



или 14 МэВ нейтронов при разных плотностях смеси могут дать возможность измерения эффектов термализации мю-атомов. На рис. 6 схематично представлены скорости образования $dt\mu$ -молекул и эффективные скорости перехвата мюона с изотопа водорода на X_2 и He, удовлетворяющие условию (31).

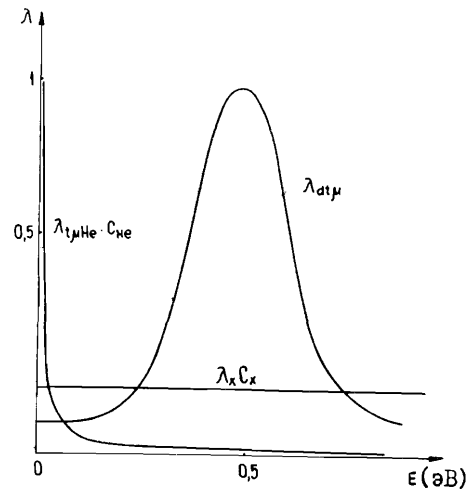


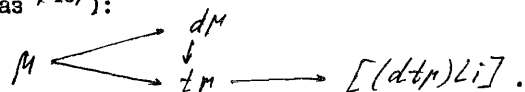
Рис. 6. Зависимость скорости образования мезомолекулы $\lambda_{dt\mu}$, перехвата λ процесса $\mu + X \rightarrow t + \mu X$ и скорости образования мезомолекулы ($t\mu He$) от энергии μ -атома.

С точки зрения изучения механизма образования мезомолекул водорода с ядрами He ^{/33/}, а также для анализа данных, полученных в экспериментах по изучению мю-катализа в смеси $D_2 + T_2$, представляет интерес изучение процессов перехвата мюона с изотопов водорода на He при различных температурах смеси. Экспериментально эти процессы исследованы еще недостаточно хорошо ^{/2,41,42/}. В то же время существует простая возможность измерить эти скорости. Для этого достаточно рассмотреть процессы, протекающие в тройной смеси $H_2 (D_2, T_2) + He + X_2$, где X_2 - газ с $Z \gg 1$ и $C_X \ll 1$. Временное распределение мезорентгена (μX_2) в такой смеси (например, с D_2) описывается выражением

$$\frac{dN_X}{dt} \sim \lambda_X C_X \exp\left[-(\lambda_0 + \lambda_X C_X + \lambda_d He C_{He} + \lambda_{dd} C_d (C_{He} + w_d C_d))t\right].$$

Смысл введенных констант ясен из текста. Измеряя временные распределения мезорентгена при различных температурах и концентрации смеси, с высокой точностью можно будет найти константы перехвата мюона на He. Укажем на интересную возможность изучения резонансного механизма об-

разования мезомолекул $d\mu$ на молекулах гидрида LiD в смеси $LiD + LiT$ (твердая, жидкая и газообразная фаза) по схеме, аналогичной (I) (вероятность образования мезоатома водорода в LiD подавлена в 30 раз ⁽⁴⁰⁾):



Скорость перехвата мюона с дейтерия или трития на $Li \sim 10^6$ с /28/. Экспериментальные измерения величины ω , в такой смеси дали бы возможность проверки теоретических расчетов константы стряхивания мюона с He в процессе его торможения.

В заключение выражаю благодарность Л.И.Меньшикову и М.П.Файфману, совместно с которыми была исследована кинетика мезомолекулярных процессов в смеси /13,14/, Л.И.Пономареву за стимулирующий интерес к работе, В.С.Мележику и М.Бубаку за предоставление результатов их работ и полезные дискуссии.

Литература

1. Быстрицкий В.М., Джалепов В.П. и др. ЖЭТФ, 1981, 80, 1700.
2. Jones S.E., Anderson A.N., Caffrey A.J. et al., Phys.Rev.Lett., 1983, 51, 1757; Phys.Rev.Lett., 1986, 56, 588; μ CF-86, Muon Catalyzed Fusion, 1, 1987, 21.
3. Brenlich W.H., Cargnelli M., Kommel P. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, 1137; Phys.Rev.Lett., 1986; μ CF-86, Muon Catalyzed Fusion, 1, 1987, 67.
4. Герштейн С.С., Петров Ю.В., Пономарев Л.И. и др. ЖЭТФ, 1980, 78, 2099.
5. Виницкий С.И., Пономарев Л.И. и др. ЖЭТФ, 1978, 74, 849.
6. Весман Е.А. Письма в ЖЭТФ, 1967, 5, 113.
7. Меньшиков Л.И. Ядерная физика, 1985, 42, 1184.
Leon M. Proc.Int.Symp. μ CF-86, Muon Catalyzed Fusion, 1, 1987, 163.
8. Petrov Yu.V. Phys.Lett., 1985, 163B, 28.
9. Menshikov L.I., Ponomarev L.I. Phys.Lett., 1986, 167B, 141.
10. Cohen J.S. Phys.Rev., 1986, 34A, 2719; μ CF-86, Muon Catalyzed Fusion, 1, 1987, 179.
11. Матвеевко А.В., Пономарев Л.И. ЖЭТФ, 1970, 59, 1593.
12. Меньшиков Л.И. Препринт ИАЭ 3840/12, Москва, 1987.
13. Меньшиков Л.И., Сомов Л.Н., Файфман М.П. Препринт ОИЯИ, P4-87-82, Дубна, 1987.

14. Меньшиков Л.И., Сомов Л.Н., Файфман М.П. Препринт ОИЯИ, P4-87-106, Дубна, 1987.
15. Melezhik V.S. μ CF-87, Muon Catalyzed Fusion, 2; Kamishira M. μ CF-87, Muon Catalyzed Fusion, 2; Мележик В.С., Пономарев Л.И., Файфман М.П. ЖЭТФ, 1983, 85, 434.
16. Balin D.V. et al. μ CF-86, Muon Catalyzed Fusion, 1, 1987, 127.
17. Матвеевко А.В., Пономарев Л.И., Файфман М.П. ЖЭТФ, 1975, 68, 437.
18. Пономарев Л.И., Сомов Л.Н., Файфман М.П. ЯФ, 1979, 29, 133.
19. Melezhik V.S., Wozniak J. Phys.Lett., 1986, 116A, 370.
20. Adamczak A., Melezhik V.S. Phys.Rev.Lett., 1986, 118A, 181.
21. Adamczak A., Melezhik V.S., Menshikov L.I. Z.Phys., 1986, D4, 153.
22. Меньшиков Л.И. и др. Препринт ИАЭ 3811/12, Москва, 1987.
23. Богданова Л.Н. и др. ЯФ, 1981, 34, 1191, 28.
24. Bogdanova L.N. et al. Nucl.Phys., 1986, A454, 153.
25. Островский В.Н., Устимов В.И. ЖЭТФ, 1980, 79, 1228, 30.
26. Leon M., Bethe H.A. Phys.Rev., 1962, 127, 636.
27. Маркушин В.В. ЖЭТФ, 1981, 80, 35.
28. Бухвостов А.П., Попов Н.П. ЖЭТФ, 1982, 82, 23.
29. Bracci L., Fiorentini G. Nuovo Cimento, 1978, 43, 9.
30. Kammel P. Nuovo Cimento, 1985, 43, 349.
31. Меньшиков Л.И., Пономарев Л.И. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 542.
32. Меньшиков Л.И., Пономарев Л.И. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 12.
33. Аристов Ю.А. и др. Ядерная физика, 1981, 33, 1066.
34. Балашов В.В. и др. Препринт НИИЯФ МГУ-87-010, Москва, 1987.
35. Меньшиков Л.И., Пономарев Л.И. Препринт ИАЭ-4006/12, Москва, 1984.
36. Anderhub H. et al. Phys.Lett., 1977, 71B, 443; Kodosky G. and Leon M. Nuovo Cimento, 1971, 1B, 41; Mueller R.O. et al. Phys.Rev., 1975, 11A, 1175; Carboni G. and Fiorentini G. Nuovo Cimento, 1977, 39B, 281.
37. Петров Ю.В. Nature, 1980, 285, 466. 37.
38. Орлов В.В., Шаталов Г.Е., Шерстнов К.Б. Атомная энергия, 1983, 55, 391.
39. Aniol K.A. et al. Phys.Rev., 1983, 28A, 2684.
40. Герштейн С.С. и др. УФН, 1969, 97, 5.
41. Быстрицкий В.М. и др. ЖЭТФ, 1983, 84, 1257.
42. Nagamine K. et al. μ CF-87, Muon Catalyzed Fusion, 2.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 декабря 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
-	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
D1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

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

Сомов Л.Н.

P4-87-907

Кинетика мюонного катализа в смеси дейтерия и трития

Согласно резонансному и квазирезонансному механизмам образования мезомолекул $d\mu$, скорость их образования $\lambda d\mu$ зависит от температуры смеси $D_2 + T_2$. Характер температурной зависимости $\lambda d\mu(T)$ определяется функцией $\Phi_F(E, e)$ распределения по энергиям μ -атомов, находящихся в $1s$ -состоянии с полным спином $F = 0, F = 1$. Для нахождения функций необходимо исследовать кинетику реакций мюонного катализа. Система уравнений, описывающая кинетику процессов мю-катализа в квазистационарном режиме, разделяется на две подсистемы, из которых одна описывает временное распределение компонент, участвующих в мю-катализе, а другая - распределение μ -атомов по энергиям $\Phi_F(E)$. Показано, что функции $\Phi_F(E)$ и максвелловские распределения, нормированные на одинаковое число мезоатомов, различаются менее чем на 10%. Такое незначительное отличие объясняется большими величинами скоростей замедления мезоатомов и процессов захвата мюона с дейтерия на тритий в возбужденных состояниях мезоатомов. Представлено решение системы уравнений, описывающих кинетику мю-катализа при плотностях $\varphi < 0,05$, с учетом "ускорения" мезоатома при его термализации, т.е. в условиях, когда квазистационарное приближение несправедливо. Показано, что при учете этого эффекта теория дает удовлетворительное согласие с экспериментами, выполненными в SIN при плотностях $\varphi = 0,01$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод автора

Somov L.N.

P4-87-907

Kinetics of Muon-Catalyzed Processes in a Deuterium-Tritium Mixture

According to the resonance and quasi-resonance mechanisms of $d\mu$ mesic molecule formation, formation rate $\lambda d\mu$ depends on the temperature of D_2+T_2 mixture. The temperature dependence of $\lambda d\mu(T)$ is determined by the energy distribution $\Phi_F(E)$ for atoms in $1s$ -state with the total spin $F = 0$ and $F = 1$. To find $\Phi_F(E)$, one should study the kinetics of muon catalysis processes. It is shown that $\Phi_F(E)$ and Maxwell distribution, normalized to the equal number of mesic atoms, differ by less than 10%. This difference is insignificant due to high rates of processes of mesic atom slowing down and of muon exchange between deuterium and tritium in mesic atom excited states. The solution of the system of equations describing the μ -catalysis kinetics is presented for densities $\varphi < 0.05$ and with μ -atom "acceleration" during its thermalization included, i.e. when the quasi-stationary approximation is inapplicable. It is shown that, this effect taken into account, the theory is in a satisfactory agreement with SIN experiments at density $\varphi = 0.01$.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987