

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

6187/2-80

22/12-80

P4-80-632

С.С.Герштейн, Ю.В.Петров, Л.И.Пономарев,
Н.П.Попов, Л.П.Пресняков, Л.Н.Сомов

ВЕРОЯТНОСТЬ СТЯХИВАНИЯ μ^- -МЕЗОНОВ
ПРИ ТОРМОЖЕНИИ МЕЗОАТОМОВ (μHe)[†]
В ВЕЩЕСТВЕ

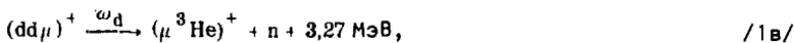
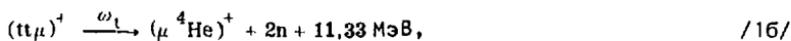
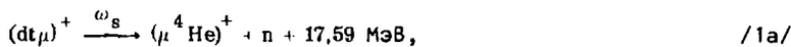
Направлено в ЖЭТФ

1980

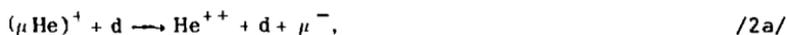
1. ВВЕДЕНИЕ

При торможении и остановке μ^- -мезонов в смеси изотопов водорода происходят разнообразные мезоатомные и мезомолекулярные процессы /1-3/. Особый интерес представляет явление мюонного катализа в смеси дейтерия и трития, исследование которого недавно начато экспериментально /4/ и теоретически /5-7/.

Для выяснения вопроса о возможности практического использования явления μ^- -катализа /8/ необходимо знать величины ω_s , ω_t , ω_d и ω'_d коэффициентов прилипания μ^- -мезонов к ядрам гелия He^{++} , образующимся в результате синтеза ядер в мезомолекулах:



Образовавшиеся μ^- -мезоатомы обладают значительной начальной энергией $0 < E_0 \leq 3,8$ МэВ и могут потерять μ^- -мезон в реакциях



что приведет к уменьшению результирующих коэффициентов прилипания в реакциях /1/. Сечения $\sigma_i(E)$ и $\sigma_o(E)$ реакций ионизации /2а/ и перезарядки /2б/ зависят от энергии мезоатома $(\mu\text{He})^+$, которая в процессе торможения уменьшается в основном за счет ионизационных потерь с сечением $\sigma_t(E)$:



В результате совместного действия процессов /2/ и /3/ к моменту остановки мезоатома $(\mu\text{He})^+ \mu^-$ -мезон лишь с конечной вероятностью $\gamma(E_0) < 1$ остается связанным с ядром гелия, а эффективный коэффициент прилипания $\bar{\omega}$ в случае реакций /1а/, /1в/

и /1г/ определяется соотношением

$$\vec{\omega} = \omega \cdot \gamma(E_0). \quad /4/$$

Целью настоящей работы является вычисление величин ω , $\gamma(E_0)$ и $\vec{\omega}$, от которых существенным образом зависит кратность цепочки μ -катализа, т.е. число реакций /1а/ dt-синтеза, осуществляемых одним μ^- -мезоном [7].

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРИЛИПАНИЯ

Коэффициент прилипания ω мюона к ядру He^{+4} определяется как вероятность захвата μ^- в любое связанное состояние n мезоатома $(\mu\text{He})^+$, образующегося в реакциях /1/. Образование $(\mu\text{He})^+$ можно рассматривать как переход μ^- из одного связанного состояния в другое под влиянием мгновенного возмущения. Вероятность такого процесса вычисляется по формулам [9-10]:

$$\begin{aligned} \omega &= \sum_n \omega(n), \\ \omega(n) &= |P_{fi}^{(n)}|^2, \\ P_{fi}^{(n)} &= \int d\vec{r} \psi_{\mu}^{(f)}(\vec{r}) \psi_1^{(i)}(\vec{r}), \end{aligned} \quad /5/$$

где $\omega(n)$ - вероятность захвата μ^- в состояние $n=(n^l m)$ вылетающего мезоатома $(\mu\text{He})^+$, которое описывается волновой функцией $\psi_n^{(i)}(\vec{r})$. Поскольку реакция синтеза происходит на расстояниях $R \sim R_N \ll 1$ между ядрами, то волновая функция начального состояния $\psi_1^{(i)}(\vec{r})$ системы практически совпадает с волновой функцией мезоатома $(\mu A)^+$, где A - промежуточное составное ядро. В частности, для реакции /1а/ обычно предполагается, что

$$\psi_1^{(i)}(\vec{r}) = \psi_{18\sigma}(\vec{r}) = (\pi a_5^3)^{-1/2} e^{-r/a_5}, \quad /6/$$

где

$$a_5 = \frac{\hbar^2}{Z_i m_5 e^2}, \quad m_5^{-1} = m_{\mu}^{-1} + M_5^{-1}, \quad Z_i = 2,$$

m_μ и M_5 - массы μ -мезона и ${}^5\text{He}$ соответственно, т.е. начальное состояние системы с хорошей точностью представляет собой основное состояние $1=(100)$ мезоатома $(\mu {}^5\text{He})^{1+}$.

Волновая функция конечного состояния системы имеет вид

$$\psi_n(t) = \psi_n(\vec{r}) e^{-i q_c \vec{r}_c}, \quad /7/$$

где

$$\vec{r}_c = \frac{m_\mu \vec{r}_\mu + M_4 \vec{R}_4}{m_\mu + M_4} = \frac{m_\mu}{m_\mu + M_4} \vec{r} + \vec{R}_4; \quad q_c = \left[\frac{2m_n(m_\mu + M_4)}{m_\mu + M_5} \Delta E \right]^{1/2} \quad /7a/$$

координаты центра масс образовавшегося в реакциях /1/ $(\mu \text{He})^+$ и его импульс; \vec{r}_μ и \vec{R}_4 - координаты μ -мезона и ядра ${}^4\text{He}^{1+}$ соответственно, $\vec{r} = \vec{r}_\mu - \vec{R}_4$; m_μ , m_n , M_4 и M_5 - массы μ -мезона, нейтрона, ${}^4\text{He}^{1+}$ и ${}^5\text{He}^{1+}$ соответственно, ΔE - энерговыделение в реакциях /1/.

Используя соотношения /7a/, опуская переменную \vec{R}_4 , т.е. оставляя лишь переменные, характеризующие внутреннее состояние мезоатома и его движение как целого, получим:

$$\psi_n(\vec{r}) = \psi_n(\vec{r}) e^{-i \vec{q} \vec{r}}, \quad /7b/$$

$$q = m_\mu v = m_\mu \left\{ \frac{2m_n \Delta E}{(m_\mu + M_4)(m_\mu + M_5)} \right\}^{1/2},$$

где v - скорость мезоатома $(\mu {}^4\text{He})^+$ относительно центра масс мезомолекулы, а $\psi_n(\vec{r})$ - волновая функция мезоатома $(\mu {}^4\text{He})^+$ в состоянии n .

Используя выражения /5/, /6/ и /7b/, получим:

$$\omega(1s\sigma) = \frac{(2a_1)^6}{a_1^3 a_r^3} [1 + (q a_1)^2]^{-4}, \quad /8a/$$

* В действительности $\psi^{(1)}(\vec{r}) = \lim_{R \rightarrow \infty} \Psi(\vec{r}, \vec{R}) = \sum_{n'l'm} C_{n'l'm} \psi_{n'l'm}(\vec{r})$,

где $\Psi(\vec{r}, \vec{R})$ - волновая функция мезомолекулы /11/. Принятое предположение означает, что $C_{n'l'm} / C_{100} \ll 1$, т.е. неадиабатические поправки к нулевому приближению малы. Численные расчеты подтверждают это допущение. Заметим также, что значение $\omega(n)$ довольно сильно зависит от эффективной массы m_5 и этот эффект необходимо учитывать.

$$\omega(2s\sigma) = \frac{(2a_2)^6}{8a_1^3 a_f^3} [1 + (qa_2)^2]^{-4} \cdot \left[1 - \frac{a_2}{2a_f} \cdot \frac{3 - (qa_2)^2}{1 + (qa_2)^2} \right]^2, \quad /86/$$

$$\omega(3s\sigma) = \frac{(2a_3)^6}{27a_1^3 a_f^3} [1 + (qa_3)^2]^{-4} \cdot \left[1 - \frac{2a_3}{3a_f} \frac{3 - (qa_3)^2}{1 + (qa_3)^2} + \frac{8a_3^2}{9a_f^2} \frac{1 - (qa_3)^2}{[1 + (qa_3)^2]^2} \right]^2,$$

$$\omega(2p\sigma) = \frac{(2a_2)^6}{2a_1^3 a_f^3} \frac{(qa_2)^4}{(qa_f)^2} [1 + (qa_2)^2]^{-6},$$

где

$$a_i = \frac{\hbar^2}{Z_i m_i e^2}, \quad m_i^{-1} = m_\mu^{-1} + M_i^{-1},$$

$$a_f = \frac{\hbar^2}{Z_f m_f e^2}, \quad a_n^{-1} = a_i^{-1} + (n a_f)^{-1}.$$

Для переходов из основного состояния $1=(1s\sigma)$ в конечные состояния $n=(ns\sigma)$, $n \gg 1$, справедлива оценка:

$$P_{fi}^{(n)} = \frac{(2a_n)^6}{n^3 a_i^3 a_f^3} [1 + (qa_n)^2]^{-4} \approx \frac{(4n)^3}{(n+1)^6} \left[1 + \left(\frac{v}{v_0}\right)^2 \cdot \left(\frac{n}{n+1}\right)^2 \right]^{-4}. \quad /9/$$

В табл. 1 и 2 приведены значения a_i , a_f , $q=v/v_0$, $\omega(n)$ и величина $\omega = \sum \omega(n)$ для реакций $/1a/-/1г/$. Из них видно, что в состоянии $2s\sigma$ и $3s\sigma$ захватывается примерно 15% и 5% соответственно от доли μ^- -мезонов, захваченных в $1s\sigma$ -состояние мезоатома $(\mu\text{He})^n$.

Таблица 1

Параметры мезоатомов, определяющие процесс прилипания мюонов *

Реакция	a_i	a_f	$q=v/v_0$	a_1	a_2	a_3
$(dt\mu)^+ \rightarrow (\mu^4\text{He})^+ + n$	0,511	0,514	5,83	0,256	0,342	0,384
$(tt\mu)^+ \rightarrow (\mu^4\text{He})^+ + 2n$	0,509	0,514	6,04	0,256	0,341	0,383
$(dd\mu)^+ \rightarrow (\mu^3\text{He})^+ + n$	0,514	0,519	3,21	0,258	0,344	0,387
$(dd\mu)^+ \rightarrow t\mu + n$	0,514	1,038	3,57	0,344	0,412	0,441

* В мезоатомных единицах $e = \hbar^2 / m_\mu = 1$.

Таблица 2

Величины $\omega(n), 10^{-2}$ и $\omega, 10^{-2}$, $\bar{\omega}$ и $\gamma(E_0)$ для реакций /1а/-/1г/

Реакция	$E_0, \text{МэВ}$	$\omega(1s), 10^{-2}$	$\omega(2s), 10^{-2}$	$\omega(3s), 10^{-2}$	$\omega(2p), 10^{-2}$	$\omega, 10^{-2}$	$\gamma(E_0)$	$\bar{\omega}$
$(d\mu)^+ \rightarrow (\mu \text{ } ^4\text{He})^+ + n$	3,46	0,92	0,13	0,04	0,03	1,12	0,77	$0,86 \cdot 10^{-2}$
$(\pi\mu)^+ \rightarrow (\mu \text{ } ^4\text{He})^+ + 2n$	$E_0 \leq 3,73$	-	-	-	-	-	-	$0,05 \leq \bar{\omega} \leq 0,18$
$(dd\mu)^+ \rightarrow (\mu \text{ } ^3\text{He})^+ + n$	0,797	12,28	1,54	0,46	1,25	15,5	0,95	0,15
$(dd\mu)^+ \rightarrow t\mu + p$	0,982	1,77	0,23	0,07	0,04	2,11	0	0

Примечание: $\omega = \sum_{n=1}^3 \omega(n)$, $\bar{\omega} = \omega \cdot \gamma(E_0)$. При вычислении $\bar{\omega}$ предполагается, что при столкновениях мезоатома $(\mu \text{ } ^4\text{He})^+$, образовавшегося в nl -состояниях, быстро переходят в $1s$ -состояние. В случае реакции /1г/ $\gamma(E_0) = 0$, поскольку для образующегося нейтрального $t\mu$ -атома тормозные потери $\kappa(E)$ пренебрежимо малы. С учетом равновероятности каналов /1в/ и /1г/ $\bar{\omega}_d = 0,078$. Вклад ps -состояний с $n \geq 4$ для реакций /1а/ и /1в/ составляет величину $< 10^{-4}$ и $< 10^{-2}$ соответственно.

3. КИНЕТИКА ПРОЦЕССОВ ЗАМЕДЛЕНИЯ $(\mu\text{He})^+$ И СТРАХИВАНИЯ μ^-

Вероятность страхивания μ^- при столкновениях $(\mu\text{He})^+$ с ядрами вещества зависит от соотношения сечений $\sigma_s = \sigma_i + \sigma_c$ и σ_t реакций /2/ и /3/. Для вычисления суммарной вероятности страхивания μ^- при замедлении $(\mu\text{He})^+$ от начальной энергии E_0 /см. табл.1/ до конечной $E_1 = 0,1$ МэВ /когда вероятность страхивания становится пренебрежимо малой/ напишем уравнение баланса для плотности столкновений $q(E)$ мезоатомов $(\mu\text{He})^+$ с ядрами атомов среды в единицу времени в интервале энергий dE /12-13/:

$$\frac{\sigma_s}{\sigma_t} q(E) + \frac{d}{dE} S(E) = Q \delta(E - E_0). \quad /10/$$

Здесь

$$q(E) = N \sigma_t v F(E);$$

$F(E)$ - плотность мезоатомов на интервал энергий dE ; σ_s - суммарное сечение реакций /2а/ и /2б/; σ_t - полное сечение реакции /3/; v - относительная скорость столкновений; N - плотность атомов среды; Q - число мезоатомов $(\mu\text{He})^+$, образующихся при начальной энергии E_0 ; $S(E)$ - ток мезоатомов $(\mu\text{He})^+$ через поверхность энергии в фазовом пространстве.

В предположении, что средняя энергия $\langle \Delta E \rangle < 0$, передаваемая мезоатому $(\mu\text{He})^+$ при каждом столкновении, значительно меньше его кинетической энергии E , для тока $S(E)$ справедливо выражение /12-13/

$$S(E) = -\langle \Delta E \rangle \kappa(E), \quad /10а/$$

которое не учитывает высших моментов в разложении $S(E)$ по передаче энергии $\langle \Delta E \rangle$. Поскольку $|\langle \Delta E \rangle| \sim 2I_0 = 30$ эВ, где I_0 - средний ионизационный потенциал атомов среды, а $E \sim 1$ МэВ, то принятое приближение непрерывных потерь энергии вполне оправданно. С учетом соотношения /10а/ приведем уравнение /10/ к уравнению типа Фоккера-Планка:

$$-\frac{\sigma_s(E)}{\kappa(E)} S(E) + \frac{d}{dE} S(E) = Q \delta(E - E_0), \quad /11/$$

где $\kappa(E) = -\langle \Delta E \rangle \sigma_t(E)$ - тормозная способность вещества. Решение этого уравнения имеет вид:

$$S(E) = Q e^{-\gamma(E)} \theta(E_0 - E), \quad \theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x \geq 0, \\ 0 & \text{при } x < 0, \end{cases}$$

$$\gamma(E) = \int_E^{E_0} \delta(E') dE', \quad \delta(E) = \frac{\sigma_s(E)}{\kappa(E)}. \quad /12/$$

Вероятность P_s стряхивания μ^- -мезона с мезоатома $(\mu\text{He})^+$ при его торможении от начальной энергии E_0 до энергии E_1 по определению равна

$$P_s = P_s(E_0, E_1) = \frac{1}{Q} \int_{E_1}^{E_0} N \sigma_s v F(E) dE = -\frac{1}{Q} \int_{E_1}^{E_0} \delta(E) S(E) dE =$$

$$= 1 - \frac{1}{Q} S(E_1) = 1 - e^{-\gamma(E_1)}. \quad /13/$$

/Последние два равенства следуют из уравнения /10/ и соотношений /12//. Вероятность $\gamma(E_0)$ остаться μ^- -связанным в мезоатоме $(\mu\text{He})^+$ при торможении последнего от начальной энергии E_0 до энергии $E_1 = 0$, 1 МэВ равна:

$$\gamma(E_0) = 1 - P_s = \exp\left[-\int_{E_1}^{E_0} \delta(E) dE\right]. \quad /14/$$

Оценку для величины $\gamma(E_0)$ можно получить, используя для $\sigma_i(E)$ и $\kappa(E)$ формулы Бете ¹⁴, полученные в борновском приближении, т.е. при $v \gg Z_1 v_0$, $v = \alpha c$:

$$\sigma_i(E) = 4\pi \left(\frac{m_e a_0}{m_\mu Z_1}\right)^2 \left(\frac{v_0}{v}\right)^2 \cdot 0,285 \ln\left[\left(\frac{v}{Z_1 v_0}\right)^2 \cdot \frac{1}{0,012}\right]. \quad /15/$$

$$\kappa(E) = 8\pi a_0^2 \left(\frac{v_0}{v}\right)^2 I_0 \ln\left[\left(\frac{v}{v_0}\right)^2 \frac{1}{0,275}\right].$$

где v - скорость мезоатома $(\mu\text{He})^+$ с энергией E , a_0 - борковский радиус, $Z_1 = 2$ - заряд ядра He^{++} . В предположении $\sigma_i(E) \approx \sigma_s(E)$ из /15/ следует, что функция

$$\delta(E) = \frac{\sigma_i(E)}{\kappa(E)} = \frac{0,143}{Z_1^2 I_0} \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \frac{\ln\left[\left(\frac{v}{v_0}\right)^2 \frac{1}{0,048}\right]}{\ln\left[\left(\frac{v}{v_0}\right)^2 \frac{1}{0,275}\right]} \quad /16/$$

слабо зависит от скорости v мезоатома $(\mu\text{He})^+$. Для реакции /1а/

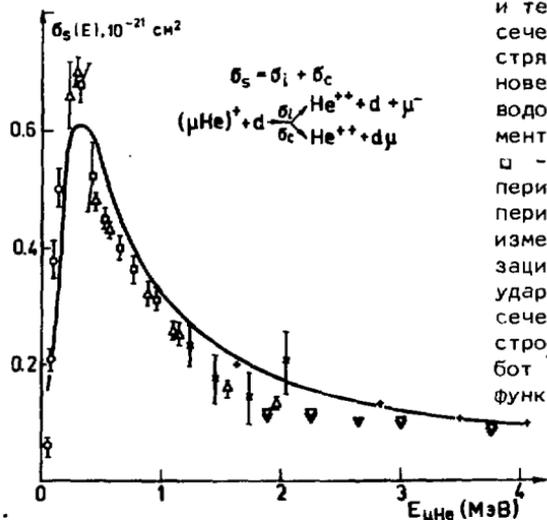


Рис. 1. Экспериментальные и теоретические значения сечения $\sigma_s(E) = \sigma_i(E) + \sigma_c(E)$ стряхивания μ^- при столкновениях $(\mu\text{He})^+$ с ядрами водорода: \times - эксперимент '15', Δ - эксперимент '16', \square - эксперимент '17', \circ - эксперимент '18', ∇ и ∇ - эксперименты '18' и '20' по измерению сечения ионизации He^+ электронным ударом; \cdot - расчет '26' сечения $\sigma_i(E)$, кривая построена по данным работ '21-25' с помощью функций /18/.

Графики функций $F(x_i)$ и $\Phi(x_c)$ в зависимости от переменных $x_i = vZ^{-1/2}$ и $x_c = vZ^{-1/4}$ представлены на рис. 2. При $x_i = 1,67$ функция $F(1,67) = 0,19$ достигает максимума, а при $x_i \rightarrow 1$ имеет борновскую асимптотику:

$$F(x_i) \approx Z \left(\frac{v_0}{v} \right)^2 \ln \left[Z^{-1} \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 + 3 \right]. \quad /19/$$

Представленное на рис. 1 сечение $\sigma_s = \sigma_i + \sigma_c$, построенное по формулам /18/, хорошо совпадает с экспериментально измеренным, а также результатами вычислений по формулам работы '26' при $E \geq 1$ МэВ.

Ионизационные потери мезоатома $(\mu\text{He})^+$ и протона, движущихся с одинаковой скоростью v , равны между собой, поэтому в данном случае можно использовать экспериментальные данные '27-29' по ионизационным потерям протона при энергиях $0,2 \leq E_p \leq 1$ МэВ.

Кривые $\kappa(E)$ ионизационных потерь вместе с сечениями $\sigma_i(E)$ и $\sigma_c(E)$ и функцией $\delta(E)$ для $(\mu\text{He})^+$, движущегося в водороде, углероде, алюминии и золоте, представлены на рис. 3 и 4.

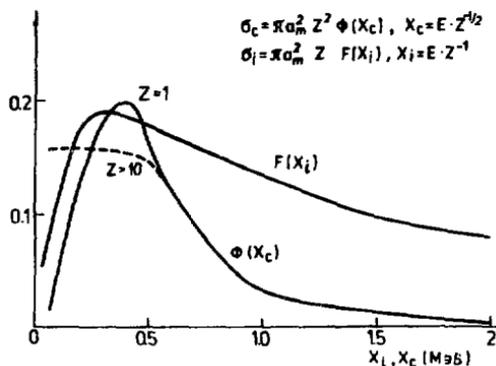


Рис. 2. Функции $F_i(x_i)$ и $\Phi(x_c)$, определенные соотношениями /18/.

5. ВЫЧИСЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ СТРАХИВАНИЯ μ^- -МЕЗОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ (μ He)

Величины $\gamma(E_0)$, вычисленные по формуле /14/, представлены в табл. 2 вместе с эффективными коэффициентами прилипания $\bar{\omega}$, определенными формулой /4/. Для мезоатомов ($\mu^4\text{He}$)⁺, образовавшихся в реакции /1а/, при торможении в угле-роде, алюминии и золоте значения $\bar{\omega}$, вычисленные по формулам /4/, /24/ и /18/, соответственно равны:

$$\bar{\omega}(\text{C}) = 0,11 \cdot 10^{-2}$$

$$\bar{\omega}(\text{Al}) = 0,34 \cdot 10^{-5}$$

$$\bar{\omega}(\text{Au}) = 0,77 \cdot 10^{-10}$$

т.е. при торможении (μHe)⁺ в этих веществах происходит практически полное страхивание μ^- .

Особого рассмотрения требует реакция /1б/, поскольку мезоатомы $\mu^4\text{He}$ образуются в этой реакции с различными начальными энергиями $0 \leq E_0 \leq E_{\text{max}} = 3,77$ МэВ. В этом случае эффективный коэффициент прилипания вычисляется по формуле

$$\bar{\omega}_1 = \int_0^{E_{\text{max}}} \omega_1(E_0) \gamma(E_0) \rho(E_0) dE_0,$$

где $\rho(E_0)$ - вероятность мезоатому ($\mu^4\text{He}$)⁺ образоваться

с начальной кинетической энергией E_0 , $\omega_1(E_0)$ - вероятность первоначального захвата μ^- на орбиту мезоатома (μHe)⁺ при

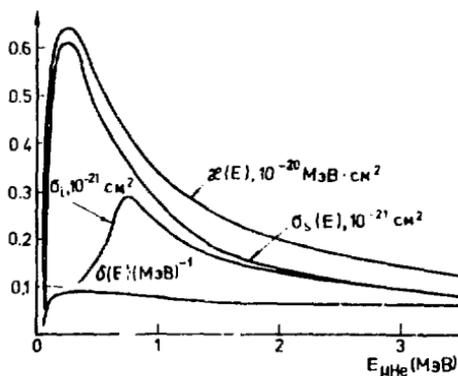


Рис. 3. Теоретические зависимости $\sigma_i(E)$, $\sigma_c(E)$, $\sigma_s(E)$ и $\delta(E)$ для реакций /2/, построенные по формулам /18/ и /12/. Функция $\kappa(E)$ построена по данным работ [27-29].

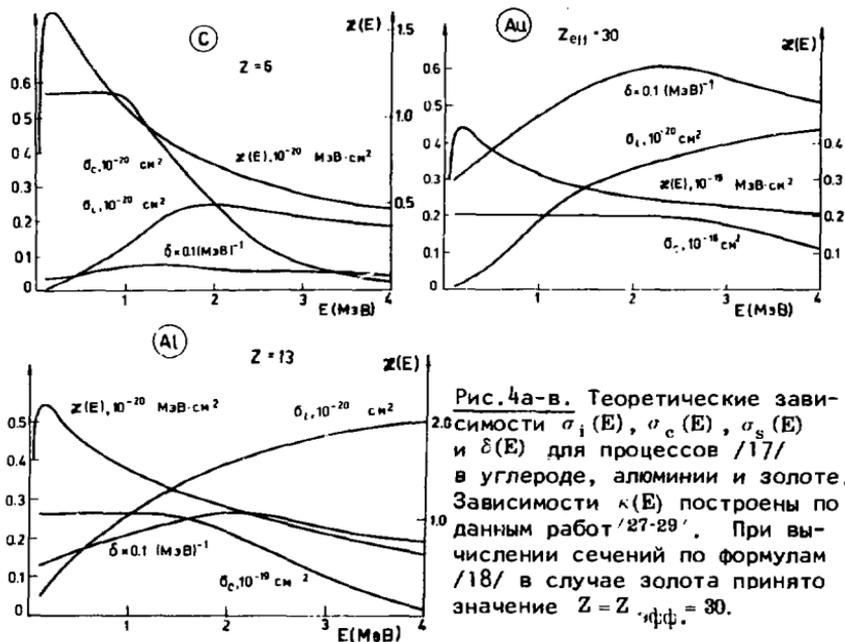


Рис. 4а-в. Теоретические зависимости $\sigma_i(E)$, $\sigma_c(E)$, $\sigma_s(E)$ и $\delta(E)$ для процессов /17/ в углероде, алюминии и золоте. Зависимости $\kappa(E)$ построены по данным работ /27-29/. При вычислении сечений по формулам /18/ в случае золота принято значение $Z = Z_{eff} = 30$.

данной кинетической энергии E_0 мезотома, а $\gamma(E_0)$ - вероятность "выжить" мезотому $(\mu\text{He})^+$ при торможении от начальной энергии E_0 до остановки в веществе.

Форма спектра $\rho(E)$ существенным образом зависит от взаимодействия частиц в конечном состоянии реакции /16/. Если корреляции между их импульсами отсутствуют, то функция определяется выражением для фазового объема реакции /16/,

$$\rho(E) = \frac{2}{\pi} \left(\frac{2}{E_{\max}} \right) [E(E_{\max} - E)]^{1/2}, \quad /21/$$

и имеет вид кривой 1, представленной на рис.5.

Во многих работах, например в /30/, установлено наличие взаимодействия между вылетающими нейтронами, которое характеризуется длиной нейтрон-нейтронного рассеяния $a_{nn} = -15$ фм. Спектр $(\mu^4\text{He})^+$ искажается в этом случае так, как представлено кривой 2 на рис.5.

Однако в других работах /31/ указывается на наличие сильных корреляций в ^4He , что приводит к деформации спектра $\rho(E)$, который представлен кривой 3 на рис.5.

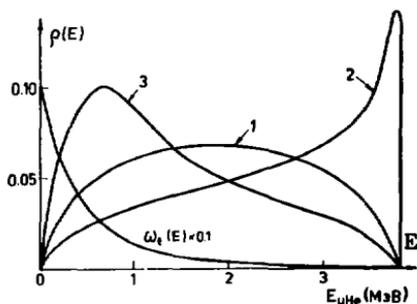


Рис. 5. Распределение по энергиям $\rho(E)$ мезоатомов $(\mu^4\text{He})^+$, образовавшихся в реакции /16/: 1 - статистическое распределение, 2 - с учетом pp-корреляций, 3 - с учетом $p^4\text{He}$ -корреляций.

Значение $\tilde{\omega}_t$ сильно зависит от предположений о виде функции $\rho(E)$ и равно:

$\tilde{\omega}_t = 0,10$ /в отсутствие корреляций/, /22/
 $\tilde{\omega}_t = 0,05$ /pp-корреляция/,
 $\tilde{\omega}_t = 0,18$ / $p^4\text{He}$ -корреляция/.

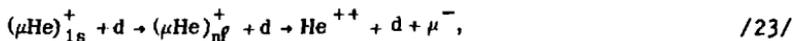
Окончательный выбор между этими возможностями можно сделать лишь после экспериментального изучения спектра ядер отдачи $^4\text{He}^{++}$ в реакции /16/.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенных вычислений показывают, что процессы /2/ стряхивания μ^- -мезонов заметно уменьшают первоначальные коэффициенты прилипания ω в реакциях /1/ и этот эффект необходимо учитывать при рассмотрении кинетики процессов μ -катализа в смеси дейтерия и трития.

Численное значение $P_s = 0,23$ для вероятности стряхивания μ^- -мезона с $(\mu\text{He})^+$, образовавшегося в реакции /1а/, согласуется со значением $P_s = 0,22$, приведенным в работе Джексона /32/. Такое согласие, однако, носит случайный характер, поскольку в работе /32/ использованы неверные значения для сечения ионизации /2а/ и совсем не учтен процесс перехвата /2б/.

Точность приведенных расчетов ограничена знанием сечений процессов /2/ и составляет ~10%. В данной работе мы не учитывали увеличения вероятности стряхивания P_s за счет двухступенчатого процесса



а также за счет стряхивания μ^- из ns-состояний мезоатомов $(\mu\text{He})_{n\ell}^+$, первоначально образовавшихся в реакциях /1/. Грубые оценки показывают, что увеличение P_s за счет этих процессов не превышает 5%.

В заключение авторы благодарят В.С.Мележика и В.П.Саранцева за помощь в работе, Дж.Фиорентини за обсуждение результатов и В.П.Джелепова и В.Г.Зинова за стимулирующий интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б., Герштейн С.С. УФН, 1960, 71, с.581.
2. Gerstein S.S., Ponomarev L.I. Mesomolecular Processes Induced by π^- and μ^- Mesons. In: Muon Physics, v.III, Eds. V.Highe and C.S.Wu. Academic Press, New York and London, 1975.
3. Ponomarev L.I. Mesic Atomic and Mesic Molecular Processes in the Hydrogen Isotope Mixtures. In: VI Int. Conf. on Atomic Phys., 17-22 August, 1978, Riga, Proceedings, Zinante and Plenum Press, 1979, p.182.
4. Быстрицкий В.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, с.249.
5. Gerstein S.S., Ponomarev L.I. Phys.Lett., 1977, 72B, p.80.
6. Виницкий С.И. и др. ЖЭТФ, 1978, 74, с.849.
7. Герштейн С.С. и др. ЖЭТФ, 1980, 78, с.2099.
8. Петров Ю.В. Труды XIV зимней школы ЛИЯФ, 1979, с.139; Petrov Yu.V. Nature, 1980, 285, p.466.
9. Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1939, 9, с.1163.
10. Зельдович Я.Б. ЖЭТФ, 1957, 33, с.310.
11. Виницкий С.И. и др. ЖЭТФ, 1980, 79, с.698.
12. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. "Наука", М., 1979.
13. Петров Ю.В. ЖЭТФ, 1972, 63, с.753; Коренман Г.Я., Роговая С.И. ЯФ, 1975, 22, с.754.
14. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. "Мир", М., 1969.
15. Mitchell J.V. et al. J.Phys., 1977, B10, p.1897.
16. Angel G.C. et al. J.Phys., 1978, B11, p.149.
17. Angel G.C. et al. J.Phys., 1978, B11, p.1297.
18. Peart B., Grey R., Dolder K.T. J.Phys., 1977, B10, p.2675.
19. Dolder K.T., Harrison M.F.A., Thonemann P.C. Proc.Roy. Soc., 1961, A264, p.367.
20. Peart B., Walton D.S., Dolder K.T. J.Phys., 1969, B2, p.1347.
21. Пресняков Л.П. Труды ФИАН, 1964, 30, с.263.
22. Janev R.K., Presnyakov L.P., Shevelko V.P. Phys.Lett., 1980, 76A, p.121.
23. Janev R.K., Presnyakov L.P. Phys.Rep., 1980, 52, p.1.
24. Janev R.K., Presnyakov L.P. J.Phys., 1980, B13, p.742.
25. Пресняков Л.П., Уланцев А.Д. Квантовая электроника, 1974, 1, с.2377.
26. Rice R., Basbas George, Mc Daniel F.D. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, 20, p.503.
27. Allison S.K., Warshaw S.D. Rev.Mod.Phys., 1953, 25, p.779.
28. Northcliffe L.C., Schilling R.F. Nucl.Data Tables, 1970, A7, p.233.

29. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. "Наукова думка", Киев, 1975.
30. Kühn В. et al. Nucl.Phys., 1972, A183, p.640.
31. Larose-Poutisson R., Jeremie H. Nucl.Phys., 1974, A218, p.559.
32. Jackson J.D. Phys.Rev., 1957, 106, p.330.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 сентября 1980 года.