

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



ЛЯП

P4 - 10635

2932 / 4-77

СЗ46.36

П-563

Л.И.Пономарев, М.П.Файфман

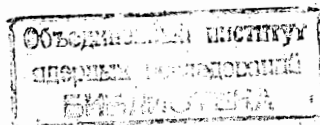
ВЫЧИСЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ДЕВОЗБУЖДЕНИЯ
 μ -МЕЗОМОЛЕКУЛ ВОДОРОДА

1977

P4 - 10635

Л.И.Пономарев, М.П.Файфман

ВЫЧИСЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ДЕВОЗБУЖДЕНИЯ
 μ -МЕЗОМОЛЕКУЛ ВОДОРОДА



Пономарев Л.И., Файфман М.П.

P4 - 10635

Вычисление скоростей девозбуждения μ -мезомолекул водорода

Вычислены скорости девозбуждения μ -мезомолекул $pd\mu$, $pt\mu$ и $dt\mu$ путем дипольного E1-перехода с конверсией на электроны молекулярного иона водорода, одним из ядер которого является образовавшаяся μ -мезомолекула. При вычислениях использовано адиабатическое представление в задаче трех тел. Для молекулы $pd\mu$ полученный результат $\lambda_{pd\mu} = 1,23 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ отличается в пять раз от ранее известного ($\lambda_{pd\mu} = 0,25 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$).

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Ponomarev L.I., Faifman M.P.

P4 - 10635

Calculation of the Hydrogen μ -Mesic Molecule De-excitation Rates

We have calculated de-excitation rates of mesic molecules $pd\mu$, $pt\mu$ and $dt\mu$ of the dipole E1-transition with electron conversion of the molecular hydrogen ion (one of its nuclei is the formed mesic molecule). For calculation the adiabatic representation has been used. The obtained result $\lambda_{pd\mu} = 1.23 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ is five times larger than the known quantity ($\lambda_{pd\mu} = 0.25 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$).

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

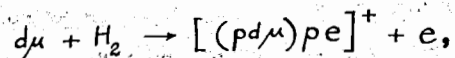
© 1977 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

1. Как известно [1, 2], образование μ -мезомолекул в смеси изотопов водорода с конечной вероятностью приводит к реакции синтеза ядер мезомолекулы. Скорость этой реакции существенным образом зависит от квантового состояния мезомолекулы, в которой происходит реакция синтеза.

Механизмы образования мезомолекул, рассмотренные в работах [1-5], показывают, что μ -мезомолекулы образуются в возбужденных вращательных, колебательных и вращательно-колебательных состояниях: мезомолекулы $pp\mu$, $pd\mu$, и $pt\mu$ - в состояниях с орбитальным моментом $L=1$ и колебательным квантовым числом $v=0$, мезомолекулы $dd\mu$ и $tt\mu$ - в состояниях $L=1, v=1$ и, наконец, молекула $dt\mu$ - в состояниях $L=0, v=1$ и $L=1, v=0$.

Для мезомолекул с одинаковыми ядрами вероятность перехода ($L=1$) \rightarrow ($L=0$) в основное состояние за время жизни μ -мезона крайне мала, поскольку при таком переходе должен измениться суммарный спин ядер [1-4].

В мезомолекулах с различными ядрами ($pd\mu$, $pt\mu$ и $dt\mu$), образующихся в возбужденных состояниях в реакциях типа [1-3, 5]:



в дальнейшем возможен электрический дипольный E1-переход из состояния $L=1$ в состояние $L=0$. Этот переход может осуществляться либо с испусканием γ -кванта (скорости таких переходов составляют величину $\lambda_R \sim 10^5 - 10^6 \text{ сек}^{-1}$ [1-3]), либо как переход с конверсией на электроны молекулярного иона $[(pd\mu)pe]^+$.

В данной работе вычислены скорости λ_A Оже-переходов мезомолекул $pp\mu$, $pt\mu$ и $dt\mu$ в основное состояние, которые на несколько порядков превышают скорости радиационных переходов.

2. Вероятность перехода W_{fi} мезомолекулы из начального (i) в конечное (f) состояние с испусканием Оже-электрона в интервале импульсов \vec{q} , $\vec{q} + d\vec{q}$ равна [5,6]:

$$dW_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} \delta(E_f - E_i) d\vec{q}. \quad (I)$$

$$\frac{1}{2L^{(i)+1}} \sum_{m^{(i)}} \sum_{m^{(f)}} \left| \int d\vec{R} d\vec{z} d\vec{p} \Psi^{(i)*}(\vec{z}, \vec{R}) \Psi^{(f)*}(\vec{p}) \hat{H}_{int} \Psi^{(i)}(\vec{p}) \Psi^{(f)}(\vec{z}, \vec{R}) \right|^2$$

Здесь введены обозначения: $\Psi^{(i)}(\vec{p})$ и $\Psi^{(f)}(\vec{p})$ - волновые функции электрона конверсии в начальном и конечном состояниях соответственно, \vec{p} - координата электрона, отсчитанная от центра масс молекулы $p\mu$; $\Psi^{(i)}(\vec{z}, \vec{R})$ и $\Psi^{(f)}(\vec{z}, \vec{R})$ - волновые функции мезомолекулы, \vec{R} - радиус-вектор, соединяющий ядра, \vec{z} - координата μ -мезона, отсчитанная от середины отрезка R ; $E_i = \varepsilon_{vL}^{(i)} + \varepsilon_I$ и $E_f = \varepsilon_{vL}^{(f)} + \frac{q^2}{2m_e}$, $\varepsilon_{vL}^{(i)}$ и $\varepsilon_{vL}^{(f)}$ - энергии связи мезомолекул в начальном и конечном состояниях с орбитальными моментами $L^{(i,f)}$ и колебательными квантовыми числами $v^{(i,f)}$, ε_I - энергия связи электрона в основном состоянии молекулярного иона $H_2^{(+)}$, \vec{q} - импульс электрона конверсии, m_e - масса электрона.

В формуле (I) произведено усреднение по всем возможным проекциям $m^{(i)}$ орбитального момента $L^{(i)}$ в начальном и суммирование по проекциям $m^{(f)}$ в конечном состояниях.

Мезомолекулы переходят в основное состояние под действием возмущения, оператор которого в дипольном приближении имеет вид [3, 5]:

$$H_{int} = -e \frac{\vec{d} \cdot \vec{p}}{p^3}, \quad (2)$$

где дипольный момент \vec{d} равен

$$\vec{d} = -e \left[\frac{\alpha}{2} \left(1 - \frac{m_\mu}{M_t}\right) \vec{R} + \left(1 + \frac{m_\mu}{M_t}\right) \vec{z} \right]$$

$$\alpha = \frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1}, \quad M_t = m_\mu + M_1 + M_2. \quad (3)$$

Здесь M_1 и M_2 - массы ядер мезомолекулы ($M_1 \geq M_2$), m_μ - масса μ -мезона.

3. Волновые функции электрона в начальном и конечном состояниях (в атомных единицах $e = \hbar = m_e = 1$) выбраны соответственно в виде [3, 5-8]:

$$\Psi^{(i)}(\vec{p}) = \left[\frac{z_0^3}{2\pi(1+\Delta)} \right]^{1/2} \left(e^{-z_0 p} + e^{-z_0 |\vec{p} - \vec{R}_p|} \right) \quad (4a)$$

$$R_{q_1}(p) = \frac{2}{3} q^2 \left[\frac{b(1+b^2)}{1 - e^{-2pb}} \right]^{1/2} p \mathcal{F}(2+ib, 4; 2iq, p)$$

$$\Psi^{(f)}(\vec{p}) = \frac{3i}{4\pi q} e^{-i\sigma_1} R_{q_1}(p) \cos \theta_{q,p} \quad (4b)$$

$$R_{q_1}(p) \xrightarrow{p \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{p} \sin \left(qp + \frac{1}{2} \ln 2qp - \frac{\pi}{2} + \sigma_1 \right), \quad b = \frac{z^*}{q}$$

Здесь Z_0 и Z^* - эффективные заряды протона в ионе молекулы водорода H_2^+ соответственно в начальном и конечном состояниях, \vec{R}_p - радиус-вектор между ядрами иона H_2^+ ,

$\sigma_1 = \alpha_1 \gamma \Gamma(2-i\gamma)$ - кулоновская фаза в состоянии с моментом $L = 1$.

В данной работе использованы следующие значения величин [8]:

$$Z_0 = 1,24; R_p = 2,00; \Delta = 0,468; Z^* = 1. \quad (5)$$

Волновые функции мезомолекулы вычислены в двухуровневом приближении адиабатического метода [9]:

$$\Psi^{(i,f)}(\vec{z}, \vec{R}) = \varphi_1(\vec{z}; R) \psi_1^{(i,f)}(\vec{R}) + \varphi_2(\vec{z}; R) \psi_2^{(i,f)}(\vec{R}). \quad (6)$$

Волновые функции $\varphi_1(\vec{z}; R)$ и $\varphi_2(\vec{z}; R)$, нормированные условиями:

$$\int d\vec{z} [\varphi_1(\vec{z}; R)]^2 = \int d\vec{z} [\varphi_2(\vec{z}; R)]^2 = 1, \quad (7)$$

являются решениями задачи двух центров [10, II] и представляют движение μ -мезона в поле двух закрепленных ядер, удаленных на расстояние R .

Волновые функции $\psi_1^{(i,f)}(\vec{R})$ и $\psi_2^{(i,f)}(\vec{R})$ описывают относительное движение ядер в начальном и конечном состояниях. Эти функции, представленные в виде

$$\psi_{1,2}^{(i,f)}(\vec{R}) = \frac{1}{R} \chi_{1,2}^{(i,f)}(R) Y_{Lm}(\theta, \phi) \quad (8)$$

и нормированные условиями:

$$\int dR \left\{ [\chi_1^{(i)}(R)]^2 + [\chi_2^{(i)}(R)]^2 \right\} = \int dR \left\{ [\chi_1^{(f)}(R)]^2 + [\chi_2^{(f)}(R)]^2 \right\} = 1, \quad (9)$$

получены в работах [12].

4. Выделяя размерные множители всех величин, входящих в формулу (I)^x, и проводя интегрирование по координатам $\vec{\rho}, \vec{z}, \vec{R}$ и импульсам \vec{q} электрона в конечном состоянии, получим следующее выражение для скорости $\lambda_A(E1) = W_{fi}$ перехода мезомолекулы путем дипольного E1-перехода с конверсией на электроны из состояния с $L=1$ в состояние $L=0$ [5]:

$$\lambda_A(E1) = \frac{4\pi}{9} \left(\frac{m_e}{m_\mu} \right)^2 \frac{Z_0^3}{1+\Delta} \frac{1}{q} |I(q)|^2 |\langle d \rangle|^2 \frac{m_e e^4}{\hbar^3} c^{-1}. \quad (10)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$I(q) = \int_0^\infty d\rho R_{q1}(\rho) e^{-Z_0 \rho} + \frac{1}{2} \int_0^\infty d\rho R_{q1}(\rho) \int_{-1}^1 d \cos \theta_{\rho R_p} e^{-Z_0 |\vec{\rho} - \vec{R}_p|}$$

$$\langle d \rangle = \frac{x}{2} \left(1 - \frac{m_\mu}{M_t} \right) \int_0^\infty (\chi_1^{(i)} \chi_1^{(f)} + \chi_2^{(i)} \chi_2^{(f)}) R dR +$$

$$+ \left(1 + \frac{m_\mu}{M_t} \right) \int_0^\infty dR \left[\chi_2^{(i)} \chi_2^{(f)} - \chi_1^{(i)} \chi_1^{(f)} \right] \frac{\vec{R}}{R} \int d\vec{z} \varphi_1(\vec{z}; R) \vec{z} \varphi_2(\vec{z}; R). \quad (11)$$

Подробности вычислений величин, определяемых формулами (II), приведены в работе [5].

x) Размерности волновых функций (4а), (4б) и (6) равны соответственно $a e^{-3/2}$, $\hbar^{-3/2}$, $a_m^{-3/2}$; $a e = \frac{\hbar^2}{m_e e^2}$, $a_m = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} \cdot 2\gamma e \frac{1}{m} = \frac{1}{m_\mu} + \frac{1}{M_t}$. Величина $\frac{1}{q} |I(q)|^2$ вычислена в атомных единицах, а величина $\langle d \rangle$ - в мезоатомных ($e = \hbar = m_\mu = 1$).

5. Вычисленные скорости $(L=1) \rightarrow (L=0)$ перехода в мезомолекулах $p d_{\mu}$, $p t_{\mu}$ и $d t_{\mu}$ приведены в таблице.

Таблица

Скорости дипольного Оже-перехода
в мезомолекулах

Мезомолекула	L	ν	$\varepsilon_{\nu L}(\text{эВ})$	$\langle d \rangle q_{\mu}$	$\lambda_A, 10^{II}(\text{с}^{-I})$
$p d_{\mu}$	(i) I	0	91,3	0,90	1,23
	(f) 0	0	215,7		
$p t_{\mu}$	(i) I	0	92,2	1,24	2,32
	(f) 0	0	207,3		
$d t_{\mu}$	(i) I	0	230,1	0,36	0,20
	(f) 0	0	317,0		

Вычисленные значения соответствуют E1-переходам из состояния (i) в состояние (f) данной мезомолекулы. Величина $\langle d \rangle$, определенная формулой (II), приведена в мезоатомных единицах ($e = \hbar = m_{\mu} = 1$). Вычисленная нами скорость перехода в мезомолекуле $p d_{\mu}$ значительно отличается от величины $0,25 \cdot 10^{II} \text{ сек}^{-I}$, полученной в работе [3]. Поскольку детали численного расчета в этой работе не приведены, то установить причину расхождения не удалось.

Таким образом, полученные значения для скорости перехода показывают, что мезомолекулы $p d_{\mu}$, $p t_{\mu}$ и $d t_{\mu}$, образо-

вавшиеся при столкновении мезоатомов, очень быстро переходят в основное состояние, и реакции синтеза ядер мезомолекул протекают именно в этих состояниях.

В заключение авторам приятно поблагодарить С.И. Виницкого, И.В. Пузынина, Т.П. Пузынину и Л.Н. Сомова за помощь в проведении численных расчетов.

Л и т е р а т у р а

1. Я.Б.Зельдович, С.С.Герштейн. УФН, 71, 581, 1960.
2. S.S.Gerstein, L.I.Ponomarev. Mesomolecular Processes induced by μ^- and π^- mesons, in "Muon Physics", ed. W.Hughes and C.S.Wu, v. III, 143, Academic Press, New York 1975.
3. S.Cohen, D.L.Judd, R.J.Riddell, Jr. Phys. Rev., 119, 384, 1960.
4. Э.А.Весман. Известия АН ЭССР, т. 17, 65, 1968.
5. Л.И.Пономарев, М.П.Файман. ЖЭТФ, 71, 1689, 1976.
6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, "Наука", 1974.
7. V.N.Finkelstein, G.E.Horowitz. Zs. Phys., 48, 118, 1928.
8. Ч.Коулсон. Валентность, Мир, 1965.
9. А.В.Матвеевко, Л.И.Пономарев. ТМФ, 12, 64, 1972.
10. И.В.Комаров, Л.И.Пономарев, С.Ю.Славянов. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции, "Наука", 1976.
11. Л.И.Пономарев, Т.П.Пузынина. ЖВМиМФ, 8, 1256, 1968; Препринт ОИЯИ Р4-5040, Дубна, 1970.
12. Л.И.Пономарев, И.В.Пузынин, Т.П.Пузынина. ЖЭТФ, 65, 28, 1973. С.И.Виницкий, Л.И.Пономарев, И.В.Пузынин, Т.П.Пузынина, Л.Н.Сомов. Препринт ОИЯИ Р4-10336, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 апреля 1977 года