

2771/2-80

23/4-80

13039



Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

P4 - 13039

Д.Д.Бакалов, С.И.Виницкий, В.С.Мележик

СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА
УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ μ -МЕЗОМОЛЕКУЛ
ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА

Направлено в ЖЭТФ

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

Недавние эксперименты по резонансному образованию $dd\mu$ - и $dt\mu$ -мезомолекул^{/1/} подтвердили теоретические предсказания^{/2/} о наличии у этих мезомолекул возбужденных слабосвязанных состояний с квантовыми числами полного орбитального момента $J=1$ и вибрационного движения $v=1$ с энергией связи $\epsilon_{Jv}(dd\mu) = -2$ эВ и $\epsilon_{Jv}(dt\mu) = -0,7$ эВ. Сверхтонкая структура (hfs) уровней энергии этих стационарных состояний не принималась во внимание как при обработке результатов эксперимента^{/1/}, так и в теоретических расчетах^{/2/}. До настоящего времени была известна лишь hfs мезомолекул $pp\mu$ и $rd\mu$ в состояниях с $J=1$, $v=0$ / и $J=0$, $v=0$ / соответственно, для которых сверхтонкое расщепление уровней энергии составляет величину $\sim 0,1$ эВ^{/3,4/}. Сверхтонкое расщепление уровней энергии μ -мезоатомов изотопов водорода также $\sim 0,1$ эВ, что сравнимо по порядку величины с энергией связи состояний ($J=1, v=1$) $dd\mu$ - и $dt\mu$ -мезомолекул и кинетической энергией теплового движения при нормальных температурах $\sim 0,04$ эВ/. Таким образом, вычисление hfs мезомолекул $dd\mu$ и $dt\mu$ представляет большой интерес и, как отмечалось в работе^{/4/}, необходимо для проведения расчетов кинетики процессов, происходящих в смеси изотопов водорода^{/5/}.

Стационарные состояния $|(Jv) \mathcal{J} \mathcal{J}_3 N\rangle$ мезомолекулы, т.е. системы трех спиновых частиц $a, b, c = \mu^-$ /со спинами $s_i \leq 1$, $i=a, b, c$ / с электромагнитным взаимодействием, характеризуются значением \mathcal{J} полного момента $\vec{\mathcal{J}} = \vec{J} + \vec{S}$ и его проекции \mathcal{J}_3 на ось \hat{z} лабораторной системы координат и в нулевом порядке теории возмущений представлены линейной комбинацией состояний $|JSI \mathcal{J} \mathcal{J}_3\rangle$

$$|(Jv) \mathcal{J} \mathcal{J}_3 N\rangle = \sum_{S, I} |JSI \mathcal{J} \mathcal{J}_3\rangle \langle JSI \mathcal{J} | (Jv) \mathcal{J} N\rangle \quad /1/$$

с определенными значениями S и I полного спина $\vec{S} = \vec{I} + \vec{s}_c$ мезомолекулы / $s_c = 1/2$ -спин μ^- -мезона / и суммарного спина $\vec{I} = \vec{s}_a + \vec{s}_b$ ядер / a и b / , N - номер состояния $1 \leq N \leq N_{\max}$, а N_{\max} - кратность вырождения уровня с данными значениями $(Jv \mathcal{J} \mathcal{J}_3)$.

Образование μ -мезомолекул происходит при столкновении μ -мезоатомов (a, c) в основном состоянии, которые характеризуются спином $\vec{I} = \vec{s}_a + \vec{s}_c$, с ядрами изотопов водорода (b) со спином \vec{s}_b . При этом масса ядра (a) больше массы ядра (b) или равна ей, например:

$$t\mu(F) + d(s_b) \rightarrow dt\mu((Jv) \int N),$$

$$d\mu(F) + d(s_b) \rightarrow dd\mu((Jv) \int N).$$

/2/

Для вычисления скоростей ядерных реакций синтеза в образовавшихся μ -мезомолекулах необходимо знать заселенности $W_{Jv}^{JN}(F)$ /4,6/ различных стационарных состояний $|(Jv) \int \int_3 N\rangle$ мезомолекулы, которые зависят от значений F и s_b .

В настоящей работе в первом порядке теории возмущений по α^2 вычислены β_{SI}^{JN} - уровни энергии hfs , амплитуды вероятности $\beta_{SI}^{JN} = \langle JSI \int | (Jv) \int N \rangle$ состояний с определенными S и I и заселенности $W_{Jv}^{JN}(F)$ стационарных состояний $|(Jv) \int \int_3 N\rangle$ с $J \leq 1$ и $v \leq 1$ всех μ -мезомолекул изотопов водорода.

При вычислении hfs мезомолекул использован гамильтониан $H = H^{nrel} + V^{spin}$ системы трех спиновых частиц ($s_i \leq 1, i = a, b, c$) с электромагнитным взаимодействием /7/, где H^{nrel} представляет нерелятивистскую часть гамильтониана, а V^{spin} учитывает спиновые эффекты с точностью $O(\alpha^2)$. В используемом нами подходе спиновый оператор V^{spin} строится согласно процедуре Фолди-Крайчика /8/. В этом случае трехчастичные силы отсутствуют в первом порядке по α^2 . Оператор V^{spin} спинового взаимодействия состоит из двух частей: одна часть представляет парные спиновые взаимодействия в системе центра масс пары частиц и построена в рамках квазипотенциального подхода /9/ с учетом эффектов внутренней электромагнитной структуры частиц /7/, а другая часть - спиновые эффекты, которые зависят от импульса центра масс пары /8/.

В качестве нулевого приближения в расчетах использованы решения нерелятивистской задачи с гамильтонианом H^{nrel} , найденные в адиабатическом представлении задачи трех тел с кулоновским взаимодействием /10/, которое позволяет единообразно рассматривать как основные ($J=0, v=0$), так и возбужденные ($J, v \neq 0$) и, что особенно важно, слабосвязанные стационарные состояния μ -мезомолекул /2/.

2. СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ СТАЦИОНАРНЫХ СОСТОЯНИЙ μ -МЕЗОМОЛЕКУЛ

В нерелятивистском приближении стационарное состояние μ -мезомолекулы $|n\tau\rangle \equiv |n\nu J m_J \lambda\rangle$ характеризуется квантовыми числами: движения μ^- -мезона (n), вибрационного движения ядер (ν), полного орбитального момента (J) и его проекции (m_J) на ось Z лабораторной системы координат и полной четности без учета спинов ($\lambda = +(-)^J$). Соответствующая волновая функция $\Psi_{n\tau}(\vec{R}, \vec{r}) = \langle \vec{R}\vec{r} | n\tau \rangle$

является решением нерелятивистского уравнения Шредингера /10/

$$(H^{nrel}(\vec{R}, \vec{r}) - E_{n\tau}^{nrel}) \Psi_{n\tau}(\vec{R}, \vec{r}) = 0, \quad /3/$$

где $E_{n\tau}^{nrel}$ - полная энергия μ -мезомолекулы в системе центра масс, $H^{nrel}(\vec{R}, \vec{r})$ - гамильтониан трех частиц (a, b, c) с кулоновским взаимодействием, \vec{R} - вектор, соединяющий ядра (a) и (b), \vec{r} - вектор, соединяющий середину R и μ^- -мезон.

В адиабатическом представлении волновая функция $\Psi_{n\tau}(\vec{R}, \vec{r})$ записывается в виде разложения /10/

$$\begin{aligned} \Psi_{n\tau}(\vec{R}, \vec{r}) &= R^{-1} \sum_{m=0}^J \sum_{j,p} \{ \phi_{jmp}(\xi, \eta; R) D_{mm_J}^{J\lambda}(\Phi, \Theta, \phi) \} \chi_{jmp}^{nJv}(R) = \\ &= R^{-1} \sum_{m=0}^J \sum_{j,p} \langle \xi \eta \Phi \Theta \phi | jmp R J m_J \lambda \rangle \langle jmp R | nJv \rangle. \end{aligned} \quad /4/$$

Здесь $\xi = (r_a + r_b)/R$, $\eta = (r_a - r_b)/R$, ϕ - сфероидальные координаты вектора \vec{r} , $r_a(r_b)$ - расстояния между ядром $a(b)$ и μ^- -мезоном, $\phi_{jmp}(\xi, \eta; R)$ - полный набор решений задачи двух фиксированных кулоновских центров /11/, зависимость которых от угла ϕ /поворота вокруг оси $\hat{z} = \vec{R}/|R|$ / включена в симметризованные функции, соответствующие полной четности без учета спинов $\lambda = +(-)^J$

$$\begin{aligned} D_{mm_J}^{J\lambda}(\Phi, \Theta, \phi) &= [4\pi(1 + \delta_{m0})]^{-1/2} \{ (-1)^m e^{im\phi} D_{mm_J}^J(\Phi, \Theta, 0) + \\ &+ e^{-im\phi} D_{-mm_J}^J(\Phi, \Theta, 0) \}, \end{aligned} \quad /5/$$

где $D_{mm_J}^J(\Phi, \Theta, 0)$ - нормированные D -функции Вигнера, Φ и Θ - сферические углы вектора \vec{R} , m - значение проекции орбитального момента J на ось \hat{z} . Знак $\sum_{j,p}$ означает суммирование по дискретному и интегрирование по непрерывному спектрам задачи двух центров /12/, пределы которых в настоящих расчетах были выбраны следующим образом:

$$\sum_{j,p} = \sum_p \sum_{n_2=0}^3 \left\{ \sum_{n_1=0}^3 + \int dk \right\}. \quad /6/$$

Здесь $p = g, u$ - собственные значения оператора инверсии координат μ^- -мезона $P_\mu / \xi \rightarrow \xi, \eta \rightarrow -\eta, \phi \rightarrow \pi - \phi /$; n_1, n_2 - параболические квантовые числа "разъединенного" атома (a, c); k - импульс μ^- -мезона при движении в поле двух фиксированных ядер (a) и (b) с положительной энергией /11/.

Энергия связи μ -мезомолекулы

$$\epsilon_{Jv} \equiv \epsilon_{nr} = E_{nr}^{nrel} - E_{na}$$

/7/

в основном состоянии по движению μ^- -мезона отсчитывается от энергии E_{na} основного состояния $|n\rangle \equiv |n_1 n_2 m\rangle = |000\rangle$ изолированного атома (а, с), масса ядра которого больше массы ядра (b) или равна ей. Далее некоторые индексы, например $n = [0, 0, 0]$ и $\lambda = +(-)^J$, будем опускать: $|n v J m_J \lambda\rangle \equiv |v J m_J\rangle$. Энергия связи ϵ_{Jv} и волновые функции $\chi_{j m p R}^{Jv}(R) = \langle j m p R | J v \rangle$ были найдены с помощью алгоритмов /13/ численного решения задачи Штурма-Лиувилля для системы обыкновенных интегродифференциальных уравнений /10/, полученных усреднением /3/ по функциям $\langle \xi \eta \Phi \phi | j m p R J m_J \lambda \rangle$:

$$\sum_{m' = 0}^J \sum_{j, p'} \{ \langle j m' p' R J m_J \lambda | H^{nrel} | j m p R J m_J \lambda \rangle - \epsilon_{Jv} \delta_{m m'} \delta_{ij} \delta_{pp'} \} \times /8/$$

$$\times \langle j m' p' R | J v \rangle = 0, \quad \langle j m p R | J v \rangle = 0, \quad \lim_{R \rightarrow \infty} \langle j m p R | J v \rangle = 0.$$

Значения энергии связи $\epsilon_{Jv} / 2J + 1$ - кратно вырожденные по m_J / всех стационарных состояний $|v J\rangle \equiv |v J m_J\rangle$ с $v, J \leq 1$ μ -мезомолекул изотопов водорода взяты из работы /12/ и приведены в третьей колонке табл. 2.

Добавление к гамильтониану H^{nrel} оператора спинового взаимодействия V^{spin} /7/ приводит к сверхтонкому расщеплению уровня энергии ϵ_{Jv} стационарного состояния $|v J m_J\rangle$. Правильные функции нулевого приближения, соответствующие стационарному состоянию $|(Jv) \mathcal{J} \mathcal{J}_3 N\rangle$, имеют вид /14/

$$\Phi_{(Jv) \mathcal{J}_3}^{JN}(\vec{R}, \vec{r}) = \sum_{S, I} \beta_{SI}^{JN} \Phi_{(Jv) \mathcal{J}_3}^{SI \mathcal{J}}(\vec{R}, \vec{r}) =$$

/9/

$$\langle \vec{R} \vec{r} | (Jv) \mathcal{J} \mathcal{J}_3 N \rangle = \sum_{S, I} \langle \vec{R} \vec{r} | (Jv) SI \mathcal{J} \mathcal{J}_3 \rangle \langle JSI \mathcal{J} | (Jv) \mathcal{J} N \rangle,$$

$$\Phi_{(Jv) \mathcal{J}_3}^{SI \mathcal{J}}(\vec{R}, \vec{r}) = \sum_{m_J^c} \sum_{I_3^c} \sum_{\zeta_a^c \zeta_b^c} \langle J m_J S \zeta | JS \mathcal{J} \mathcal{J}_3 \rangle \langle \Pi_3 S_c \zeta_c | IS_c S \zeta \rangle \times$$

$$\times \langle s_a \zeta_a s_b \zeta_b | s_a s_b \Pi_3 \rangle \Psi_{v J m_J}(\vec{R}, \vec{r}) \chi_{\zeta_c^c}^{s_c} \chi_{\zeta_a^a}^{s_a} \chi_{\zeta_b^b}^{s_b}. \quad /10/$$

Здесь $\langle J m_J S \zeta | JS \mathcal{J} \mathcal{J}_3 \rangle$, $\langle \Pi_3 S_c \zeta_c | IS_c S \zeta \rangle$ и $\langle s_a \zeta_a s_b \zeta_b | s_a s_b \Pi_3 \rangle$ - коэффициенты Клебша-Гордона /14/, $\chi_{\zeta_c^c}^{s_c}$, $\chi_{\zeta_a^a}^{s_a}$, $\chi_{\zeta_b^b}^{s_b}$ - постоянные спиноры, S, I, s_c, s_a, s_b и $\zeta_c, I_3, \zeta_c, \zeta_a, \zeta_b$ зна-

чения спинов $\vec{S}, \vec{I}, \vec{s}_c, \vec{s}_a, \vec{s}_b$ и их третьих проекций на ось \hat{z} лабораторной системы координат.

При заданных значениях J и v коэффициенты $\beta_{SI}^{JN} = \langle SI | \mathcal{J} N \rangle = \langle JSI \mathcal{J} | (Jv) \mathcal{J} N \rangle$, т.е. амплитуды вероятности состояний с определенными S и I в стационарном состоянии $|(Jv) \mathcal{J} \mathcal{J}_3 N\rangle$, есть решения системы линейных алгебраических уравнений

$$\sum_{S', I'} \{ \langle (Jv) SI \mathcal{J} \mathcal{J}_3 | V^{spin} | (Jv) S' I' \mathcal{J} \mathcal{J}_3 \rangle - \epsilon_{Jv} \delta_{SS'} \delta_{II'} \} \beta_{S'I'}^{JN} = 0, \quad /11/$$

в которой значения ϵ_{Jv}^{JN} находятся из секулярного уравнения

$$\det | \langle (Jv) SI \mathcal{J} \mathcal{J}_3 | V^{spin} | (Jv) S' I' \mathcal{J} \mathcal{J}_3 \rangle - \epsilon_{Jv}^{JN} \delta_{SS'} \delta_{II'} | = 0 \quad /12/$$

и представляют искомое сверхтонкое расщепление нерелятивистского уровня ϵ_{Jv} при фиксированном \mathcal{J} / вырождение по \mathcal{J}_3 остается /.

В случае идентичных ядер из всех N_{max} корней секулярного уравнения физический смысл имеют только те, которые соответствуют состояниям $|(Jv) \mathcal{J} \mathcal{J}_3 N \sigma\rangle$ с определенной симметрией $\sigma = p(-1)^{J+I} = +1$ при перестановке ядер /14/, т.е. $P_n = p\lambda = 1$ при четных I и $P_n = p\lambda = -1$ при нечетных I /10/.

3. ЭФФЕКТИВНЫЙ СПИНОВЫЙ ГАМИЛЬТониАН И hfs СТАЦИОНАРНЫХ СОСТОЯНИЙ μ -МЕЗОМОЛЕКУЛ

Усреднение спинового оператора V^{spin} , явный вид которого выписан в работах /7/, проводилось в два этапа. После первого усреднения V^{spin} по переменным R, r с функцией $\Psi_{v J m_J}(\vec{R}, \vec{r})$

стационарного состояния $|nr\rangle$ имеем эффективный спиновый гамильтониан H^{eff} , определенный на прямом произведении пространств $J \otimes s_c \otimes s_a \otimes s_b$ представлений рангов J, s_c, s_a, s_b группы SU_2 /9/:

$$H^{eff} = E_1(\vec{s}_a \cdot \vec{s}_b) + E_2(\vec{s}_a \cdot \vec{s}_c) + E_3(\vec{s}_b \cdot \vec{s}_c) +$$

$$+ E_4(\vec{s}_a \cdot \vec{\rho}^{(J)}) + E_5(\vec{s}_b \cdot \vec{\rho}^{(J)}) + E_6(\vec{s}_c \cdot \vec{\rho}^{(J)}) +$$

$$+ E_7(\vec{s}_a \vec{r}^{(J)} \vec{s}_b) + E_8(\vec{s}_a \vec{r}^{(J)} \vec{s}_c) + E_9(\vec{s}_b \vec{r}^{(J)} \vec{s}_c) +$$

$$+ E_{10}(\vec{s}_a \vec{r}^{(J)} \vec{s}_a) + E_{11}(\vec{s}_b \vec{r}^{(J)} \vec{s}_b). \quad /13/$$

Таблица 1 *

Коэффициенты E_2, \dots, E_{11} /мкэВ = 10^{-6} эВ/ эффективного спинового гамильтониана /13/ для мезомолекул $pp\mu$, $dd\mu$, $tt\mu$, $pd\mu$, $rd\mu$, $dt\mu$ в стационарных состояниях $|vJ\rangle$ с полным орбитальным моментом $J \leq 1$ и вибрационным квантовым числом $v \leq 1$

Мезо-молекула	J	v	E_2	E_3	E_4	E_5	E_6	E_7	E_8	E_9	E_{10}	E_{11}
pp μ	0	0	103855	103855	0	0	0	0	0	0	0	0
	1	0	91694	91694	-383	-383	2438	426	-976	-976	0	0
dd μ	0	0	19066	19066	0	0	0	0	0	0	0	0
	0	1	16416	16416	0	0	0	0	0	0	0	0
	1	0	17551	17551	-52	-52	2031	17	-241	-241	-100	-100
tt μ	1	1	16053	16053	-11	-11	374	3	-44	-44	-23	-23
	0	0	142258	142258	0	0	0	0	0	0	0	0
	0	1	123384	123384	0	0	0	0	0	0	0	0
pd μ	1	0	133766	133766	-299	-299	1638	1020	-2001	-2001	0	0
	1	1	119534	119534	-153	-153	723	489	-878	-878	0	0
	0	0	20862	101794	0	0	0	0	0	0	0	0
rd μ	1	0	19974	84305	-70	-275	-2291	83	-178	-1260	72	0
	0	0	158420	101200	0	0	0	0	0	0	0	0
dt μ	1	0	153347	83458	-507	-227	2193	620	-1312	-1365	0	0
	0	0	145808	19153	0	0	0	0	0	0	0	0
	1	1	148869	18303	0	0	0	0	0	0	0	0
dt μ	1	1	136915	17642	-377	-41	1860	132	-1814	-267	0	-109
	1	1	189608	6632	-90	-9	386	30	-364	-57	0	-27

* Мезоатомная единица энергии $\epsilon_\mu = 5626$, 5058 эВ /7/.

Здесь $\vec{F}^{(J)}$ - генераторы представления ранга J группы SU_2 , действующие на постоянные спиноры χ_{mJ}^J , символ $(\vec{x}\vec{r}^{(J)}\vec{y})$ определен равенством $(\vec{x}\vec{r}^{(J)}\vec{y}) \equiv (\vec{x}, \vec{r}^{(J)}, \vec{y})$:

$$(\vec{x}\vec{r}^{(J)}\vec{y}) = \frac{3}{2} \{ (\vec{x}, \vec{F}^{(J)}) (\vec{y}, \vec{F}^{(J)}) + (\vec{y}, \vec{F}^{(J)}) (\vec{x}, \vec{F}^{(J)}) \} - J(J+1) (\vec{x}\vec{y}).$$

Значения коэффициентов E_2, \dots, E_{11} в мкэВ = 10^{-6} эВ / $E_1 = 0$ в пределах принятой относительной точности $5 \cdot 10^{-5}$ для E_2 и E_3 и $5 \cdot 10^{-4}$ для E_4, \dots, E_{11} / для стационарных состояний $|nJ\rangle$ с $J, v \leq 1$ всех μ -мезомолекул изотопов водорода приведены в табл. 1. Схему вычислений коэффициентов E_1 , а также значения всех используемых констант, масс частиц, их магнитных моментов, параметризаций формфакторов p, d и t и т.д. см. в работах /7/.

Усреднение эффективного спинового гамильтониана /13/ с волновой функцией $\chi_{J_3}^{JSI\mathcal{J}}$ собственного состояния $|JSI\mathcal{J}_3\rangle$ полного момента \mathcal{J} , которая получается из /10/ формальной заменой $\Psi_{vJmJ}(R, r) \rightarrow \chi_{mJ}^J$:

$$\chi_{J_3}^{JSI\mathcal{J}} = \sum_{m_J} \sum_{I_3} \sum_{\zeta_a \zeta_b} \langle Jm_J S\zeta | JSI\mathcal{J}_3 \rangle \langle II_3 s_c \zeta_c | I s_c S \zeta \rangle \times \langle s_a \zeta_a s_b \zeta_b | s_a s_b II_3 \rangle \chi_{m_J}^J \chi_{\zeta_c}^{s_c} \chi_{\zeta_a}^{s_a} \chi_{\zeta_b}^{s_b}, \quad /14/$$

приводит при фиксированных J и v к системе линейных алгебраических уравнений /11/ для β_{Jv}^{JN} и к секулярному уравнению /12/ для ϵ_{Jv}^{JN} .

Значения величин ϵ_{Jv}^{JN} уровней энергии hfs, отсчитанных от нерелятивистской энергии связи ϵ_{Jv}^{JN} /7/, см. табл. 2, и амплитуды вероятности $\beta_{SI}^{JN} = \langle SI | \mathcal{J}^N \rangle$ состояний с определенными S и I всех μ -мезомолекул изотопов водорода в стационарных состояниях $|(Jv)\mathcal{J}_3^N\rangle$ с $J \leq 1$ и $v \leq 1$ приведены в табл. 2.

Хорошо известно /4, 8/, что μ -мезомолекулы образуются при столкновении μ -мезоатомов в 1s-состоянии со спином $F = \vec{s}_a + \vec{s}_c$ в пара ($F = \pi$) - или орто ($F = \pi$) - состояния и ядер изотопов водорода со спином \vec{s}_b , т.е. по схеме типа /2/. В предположении о произвольной ориентации спинов \vec{F} и \vec{s} и полного орбитального момента J образовавшейся μ -мезомолекулы ее исходное спиновое состояние представляется матрицей плотности /15/

$$\rho = [(2F+1)(2s_b+1)(2J+1)]^{-1} \sum_{F_3 \zeta_b m_J} \Pi_{FF_3} \otimes \Pi_{s_b \zeta_b} \otimes \Pi_{Jm_J}, \quad /15/$$

Таблица 2

Сверхтонкая структура (hfs) μ -мезомолекул изотопов водорода. Обозначения: J - орбитальное, v - вибрационное квантовые числа; ϵ_{Jv} - энергия связи стационарного состояния $|vJ\rangle$ мезомолекулы в нерелятивистском приближении; \mathcal{J} - полный момент μ -мезомолекулы; N - номер при данном \mathcal{J} , а $\epsilon_{Jv}^{\mathcal{J}N}$ - энергия стационарного состояния $|(Jv)\mathcal{J}_3^N\rangle$, отсчитанная от ϵ_{Jv} ; $W_{Jv}^{\mathcal{J}N}(\uparrow\uparrow)$ и $W_{Jv}^{\mathcal{J}N}(\uparrow\downarrow)$ - заселенности уровня (J, v, \mathcal{J} , N) μ -мезомолекулы, образовавшейся в результате столкновения мезоатома $p\mu(F)$, $d\mu(F)$ или $t\mu(F)$ в пара (F = $\uparrow\downarrow$)-или орто (F = $\uparrow\uparrow$)-состоянии соответственно с ядром p, d или t /одноименным или более легким/; $\langle SI | \mathcal{J}N \rangle = \beta_{SI}^{\mathcal{J}N}$ - амплитуда вероятности состояния $|SI\rangle = |JSI \mathcal{J}_3^N\rangle$ с определенными значениями значениями полного спина S и суммарного спина ядер I мезомолекулы в стационарном состоянии $|\mathcal{J}N\rangle = |(Jv)\mathcal{J}_3^N\rangle$:

$$|\mathcal{J}N\rangle = \sum_{SI} |SI\rangle \langle SI | \mathcal{J}N \rangle.$$
а. Сверхтонкая структура мезомолекулы $pp\mu$

J	v	ϵ_{Jv} (эВ)	\mathcal{J}	N	$\epsilon_{Jv}^{\mathcal{J}N}$ (эВ)	$W_{Jv}^{\mathcal{J}N}(\uparrow\uparrow)$	$W_{Jv}^{\mathcal{J}N}(\uparrow\downarrow)$	$\langle 1/2, 0 \mathcal{J}N \rangle$	$\langle 1/2, 1 \mathcal{J}N \rangle$	$\langle 3/2, 1 \mathcal{J}N \rangle$
0	0	-253,0	1/2	1	0	I	I	I	0	0
				2	0,0427	0,0002	0,148I	0	0,0286	0,9996
			3/2	1	-0,0905	0,3330	0,037I	0	0,9996	-0,0286
				2	0,0427	0,0002	0,148I	0	0,0286	0,9996
				1	-0,0924	0,6667	0,074I	0	1,0000	-0,0095
				2	0,0468	0,0001	0,2963	0	0,0095	1,0000
I	0	-107,0	5/2	1	0,0463	0	0,4444	0	0	I

Продолжение табл. 2

б. Сверхтонкая структура мезомолекулы $dd\mu$

J	v	ϵ_{Jv} (эВ)	\mathcal{J}	N	$\epsilon_{Jv}^{\mathcal{J}N}$ (эВ)	$W_{Jv}^{\mathcal{J}N}(\uparrow\uparrow)$	$W_{Jv}^{\mathcal{J}N}(\uparrow\downarrow)$	$\langle \frac{1}{2}, 0 \mathcal{J}N \rangle$	$\langle \frac{1}{2}, 1 \mathcal{J}N \rangle$	$\langle \frac{3}{2}, 1 \mathcal{J}N \rangle$	$\langle \frac{3}{2}, 2 \mathcal{J}N \rangle$	$\langle \frac{5}{2}, 2 \mathcal{J}N \rangle$
0	0	-325,0	1/2	I	0	0,1667	0,1667	I	0	0	0	0
			3/2	I	-0,0286	0,8333	0,0833	0	0	0	I	0
			5/2	I	0,0191	0	0,7500	0	0	0	0	I
0	I	-35,8	1/2	I	0	0,1667	0,1667	I	0	0	0	0
			3/2	I	-0,0246	0,8333	0,0833	0	0	0	I	0
			5/2	I	0,0164	0	0,7500	0	0	0	0	I
I	0	-226,6	1/2	1	-0,0169	0,2213	0,0560	0	0,9971	-0,0764	0	0
				2	0,0070	0,0565	0,1384	0	0,0764	0,9971	0	0
			3/2	I	-0,0180	0,4436	0,1115	0	0,9988	-0,0487	0	0
I	I	-1,91	1/2	1	-0,0159	0,2222	0,0555	0	1,0000	-0,0149	0	0
				2	0,0077	0,0555	0,1389	0	0,0149	1,0000	0	0
			3/2	I	-0,0161	0,4444	0,1111	0	1,0000	-0,0097	0	0
I	I	-1,91	5/2	1	0,0079	0,1112	0,2778	0	0,0097	1,0000	0	0
				I	0,0082	0,1667	0,4167	0	0	I	0	0

Продолжение табл. 2

в. Сверхтонкая структура мезомолекулы $tt\mu$

J	v	$\epsilon_{Jv}/\text{эВ}$	g	N	$\epsilon_{Jv}^{gN}/\text{эВ}$	$W_{Jv}^{gN}(\uparrow\uparrow)$	$W_{Jv}^{gN}(\uparrow\uparrow)$	$\langle \frac{1}{2}, 0 gN \rangle$	$\langle \frac{1}{2}, 1 gN \rangle$	$\langle \frac{3}{2}, 1 gN \rangle$
0	0	-963,0	I/2	I	0	I	I	0	0	0
0	I	-83,9	I/2	I	0	I	I	0	0	0
I	0	-289,2	I/2	I	-0,1330	0,3330	0,0372	0	0,9995	-0,320
				2	0,0625	0,0003	0,1480	0	0,0320	0,9995
			3/2	I	-0,1342	0,6667	0,0741	0	1,0000	0,0012
				2	0,0695	0,0000	0,2963	0	-0,0012	1,0000
				I	0,0667	0	0,4444	0	0	I
I	1	-45,2	I/2	I	-0,1191	0,3332	0,0371	0	0,9999	-0,0160
				2	0,0579	0,0001	0,1481	0	0,0160	0,9999
			3/2	I	-0,1198	0,6667	0,0741	0	1,0000	0,0006
				2	0,0609	0,0000	0,2963	0	-0,0006	1,0000
				I	0,0597	0	0,4444	0	0	I

Продолжение табл. 2

г. Сверхтонкая структура мезомолекулы $rd\mu$

J	v	$\epsilon_{Jv}(\text{эВ})$	g	N	$\epsilon_{Jv}^{gN}(\text{эВ})$	$W_{Jv}^{gN}(\uparrow\uparrow)$	$W_{Jv}^{gN}(\uparrow\uparrow)$	$\langle 0, \frac{1}{2} gN \rangle$	$\langle 1, \frac{1}{2} gN \rangle$	$\langle 1, \frac{3}{2} gN \rangle$	$\langle 2, \frac{3}{2} gN \rangle$
0	0	-221,5	I	0	0,0046	0,2500	0	I	0	0	0
				I	0,0173	0,3853	0,1824	0	0,8964	0,4433	0
				2	-0,0787	0,3647	0,1926	0	-0,4433	0,8964	0
			0	I	0,0359	0	0,6250	0	0	0	I
				2	-0,0653	0,0402	0,0216	0	-0,4464	0,8949	0
I	0	-97,4	I	I	0,0008	0,2471	0,0015	0,9891	-0,1159	-0,0656	0,0631
				2	0,0122	0,1232	0,0634	0,1390	0,8930	0,4141	-0,1084
				3	-0,0654	0,1268	0,0616	0,0117	-0,4243	0,9052	-0,0221
				4	0,0286	0,0029	0,1235	-0,0475	0,0955	0,0696	0,9919
			2	I	0,0146	0,2000	0,1083	0	0,9108	0,4128	0,0027
				2	-0,0662	0,2166	0,1000	0	-0,4127	0,9107	-0,0137
				3	0,0320	0,0001	0,2083	0	-0,0081	0,0114	0,9999
				3	I	0,0317	0	0,2917	0	0	0

Продолжение табл. 2

д. Сверхтонкая структура мезомолекулы р_μ

J	v	$\epsilon_{Jv}(\text{эВ})$	g	N	$\epsilon_{Jv}^{gN}(\text{эВ})$	$W_{Jv}^{gN}(\uparrow\uparrow)$	$W_{Jv}^{gN}(\uparrow\uparrow)$	$\langle \frac{1}{2}, 0 gN \rangle$	$\langle \frac{1}{2}, 1 gN \rangle$	$\langle \frac{3}{2}, 1 gN \rangle$
0	0	-214,0	1/2	I	0,0046	0,1120	0,2960	0,9834	-0,1813	0
				2	-0,1344	0,8880	0,0373	0,1813	0,9834	0
				3/2	I	0,0649	0	0,6667	0	0
I	0	-99,0	1/2	I	0,0053	0,0256	0,1026	0,9705	-0,2403	0,0186
				2	-0,1249	0,3076	0,0086	0,2407	0,9703	-0,0254
				3	0,0555	0,0001	0,1111	-0,0120	0,0291	0,9995
			3/2	I	0,0083	0,0548	0,2039	0,9730	-0,2308	0,0007
				2	-0,1262	0,6119	0,0183	0,2308	0,9730	-0,0044
				3	0,0608	0,0000	0,2222	0,0003	0,0044	1,0000
				5/2	I	0,0594	0,0000	0,3333	0	0

Продолжение табл. 2

е. Сверхтонкая структура мезомолекулы d_μ

J	v	$\epsilon_{Jv}(\text{эВ})$	g	N	$\epsilon_{Jv}^{gN}(\text{эВ})$	$W_{Jv}^{gN}(\uparrow\uparrow)$	$W_{Jv}^{gN}(\uparrow\uparrow)$	$\langle 0, \frac{1}{2} gN \rangle$	$\langle 1, \frac{1}{2} gN \rangle$	$\langle 1, \frac{3}{2} gN \rangle$	$\langle 2, \frac{3}{2} gN \rangle$
0	0	-319,2	I	0	0,0173	0	0,1111	I	0	0	0
				I	0,0282	0,0096	0,3301	0	0,8691	-0,4946	0
				2	-0,1107	0,9904	0,0032	0	0,4946	0,8691	
0	I	-34,9	I	0	0,0239	0	0,1111	I	0	0	0
				I	0,0312	0,0043	0,3319	0	0,8527	-0,5225	0
				2	-0,1123	0,9957	0,0014	0	0,5225	0,8527	0
I	0	-232,4	I	2	0,0439	0	0,5556	0	0	0	I
				0	0,0277	0,0007	0,0368	0	0,8588	-0,5122	0
				2	-0,1039	0,1104	0,0002	0	0,5122	0,8588	0
			2	I	0,0162	0,0000	0,1111	0,9846	-0,1193	0,0742	-0,1039
				2	0,0249	0,0031	0,1101	0,1549	0,8487	-0,4835	0,1481
				3	-0,1035	0,3303	0,0010	-0,0066	0,4978	0,8672	-0,0145
				4	0,0406	0,0000	0,1111	0,0806	-0,1331	0,0935	0,9834
3	I	0,0273	0,0056	0,1833	0	0,8702	-0,4920	-0,0263			
	2	-0,1041	0,5499	0,0019	0	0,4920	0,8706	-0,0065			
	3	0,0447	0,0000	0,1852	0	0,0261	-0,0073	0,9996			
3	I	0,0433	0	0,2593	0	0	0	I			

Продолжение табл. 2
е. Сверхтонкая структура мезомолекулы $dt\mu$

J	v	$\epsilon_{Jv}/\Delta E/\mathcal{J}$	N	$\epsilon_{Jv}^N/\Delta E/\mathcal{J}$	$W_{Jv}^N(\uparrow\uparrow)$	$W_{Jv}^N(\uparrow\downarrow)$	$W_{Jv}^N(\downarrow\uparrow)$	$W_{Jv}^N(\downarrow\downarrow)$	$\langle 0, \frac{1}{2} \mathcal{J}N \rangle$	$\langle 1, \frac{1}{2} \mathcal{J}N \rangle$	$\langle 2, \frac{3}{2} \mathcal{J}N \rangle$
0			I	0,0445	0,000I	0,0370	0	0,8293	-0,5589	0	
			2	-0,1424	0,1110	0	0	0,5589	0,8293	0	
			I	0,0407	0,0000	0,1111	0,9967	-0,0531	0,0367	-0,0491	
			2	0,0439	0,0002	0,1110	0,0680	0,8271	-0,5545	0,0617	
			3	-0,1422	0,333I	0,000I	-0,0010	0,5570	0,8305	-0,0027	
			4	0,0501	0,0000	0,1111	0,0453	-0,0481	0,0356	0,9972	
			I	0,0443	0,0004	0,185I	0	0,8312	-0,5559	-0,0105	
			2	-0,1424	0,5552	0,000I	0	0,5560	0,8312	-0,0011	
			3	0,0511	0,0000	0,1852	0	0,0093	-0,0049	0,9999	
			3	0,0508	0	0,2593	0	0	0	I	

где

$$\Pi_{FF_3} = |FF_3\rangle\langle FF_3|, \quad \Pi_{s_b\zeta_b} = |s_b\zeta_b\rangle\langle s_b\zeta_b|, \quad /16/$$

$$\Pi_{Jm_J} = |Jm_J\rangle\langle Jm_J|.$$

Тогда вероятность найти μ -мезомолекулу в стационарном состоянии $hfs | (Jv) \mathcal{J}_3 N \rangle$ в зависимости от двух возможных спиновых состояний $F = \uparrow\uparrow$ или $F = \uparrow\downarrow$ μ -мезоатома (а,с) определяется выражением /15/

$$W_{Jv}^{\mathcal{J}N}(F) = \sum_{\mathcal{J}_3} \langle (Jv) \mathcal{J}_3 N | \rho | (Jv) \mathcal{J}_3 N \rangle, \quad /17/$$

если, как и в работе /18/, считать, что вероятность переходов между состояниями hfs за время жизни μ -мезомолекулы пренебрежимо мала.

Вероятность $W_{Jv}^{\mathcal{J}N}(F)$ принято называть заселенностью стационарного состояния $| (Jv) \mathcal{J}_3 N \rangle$ мезомолекулы /4,8/. Она выражается через амплитуды вероятности $\beta_{SI}^{\mathcal{J}N} \equiv \langle JSI \mathcal{J}_3 | (Jv) \mathcal{J}_3 N \rangle$ /см. /11/ и табл. 2/ состояний $| JSI \mathcal{J}_3 \rangle$ /1/ следующим образом:

$$W_{Jv}^{\mathcal{J}N}(F) = \frac{2\mathcal{J} + 1}{(2F+1)(2s_b+1)(2J+1)} \sum_S \left| \sum_{S'I} \langle JSF \mathcal{J} | JS'I \mathcal{J} \rangle \beta_{SI}^{\mathcal{J}N} \right|^2, \quad /18/$$

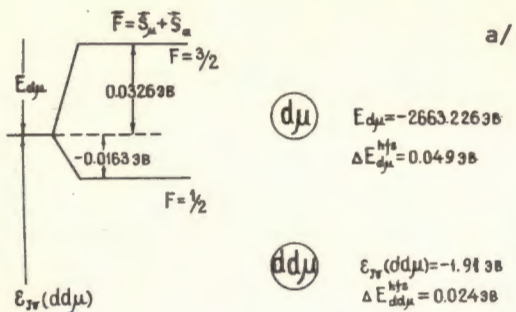
где $\langle JSF \mathcal{J} | JS'I \mathcal{J} \rangle \equiv \langle JSF \mathcal{J}_3 | JS'I \mathcal{J}_3 \rangle$ не зависит от $\mathcal{J}_3, | \mathcal{J}_3 | \leq \mathcal{J}$:

$$\langle JSF \mathcal{J} | JS'I \mathcal{J} \rangle = \sum_{\zeta F_3 I_3} [\langle J(\mathcal{J}_3 - \zeta) S \zeta | JS \mathcal{J}_3 \rangle]^2 \times \quad /19/$$

$$\times \langle FF_3 s_b(\zeta - F_3) | F s_b S \zeta \rangle \langle s_a(I_3 + F_3 - \zeta) s_c(\zeta - I_3) | s_a s_c FF_3 \rangle \times$$

$$\times \langle \Pi_3 s_c(\zeta - I_3) | I s_c S \zeta \rangle \langle s_a(I_3 + F_3 - \zeta) s_b(\zeta - F_3) | s_a s_b \Pi_3 \rangle.$$

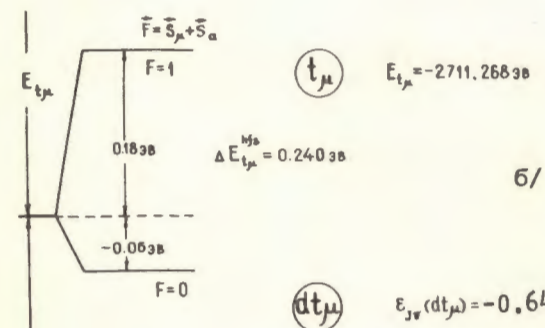
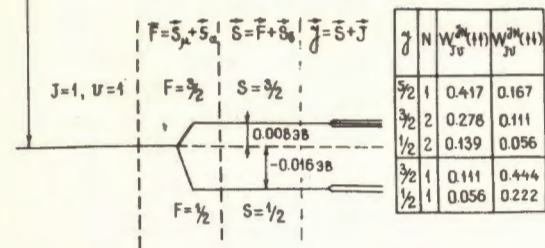
На рис. 1 и 2 схематически изображено "превращение" hfs уровней энергии $d\mu$ - и $t\mu$ -мезоатомов в hfs уровни энергии $dd\mu$ - и $dt\mu$ -мезомолекул в соответствии со схемой сложения моментов в реакциях типа /2/, т.е. спины F мезоатома (а,с) и s_b дейтрона (b) и полного орбитального момента \vec{J} системы (а, b, c) последовательно складываются в полный спин $\vec{S} = \vec{F} + \vec{s}_b$ и полный момент $\vec{J} = \vec{S} + \vec{J}$ мезомолекулы. Таким образом, вся совокупность уровней энергии состояний /1/ hfs μ -мезомолекулы, которая в рамках схемы теории возмущений разлагается по состояниям $| JSI \mathcal{J}_3 \rangle$ через коэффициенты $\beta_{SI}^{\mathcal{J}N}$ /11/, естественным образом разбивается на две группы в соответствии с двумя



a/

$(d\mu)$ $E_{d\mu} = -2663.2263 \text{ эВ}$
 $\Delta E_{d\mu}^{hfs} = 0.0493 \text{ эВ}$

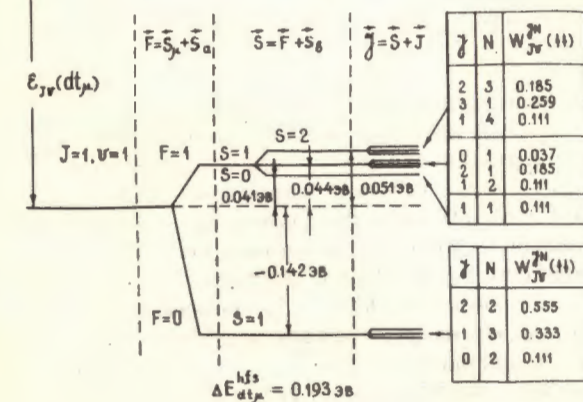
$(dd\mu)$ $E_{Jv}(dd\mu) = -1.91 \text{ эВ}$
 $\Delta E_{dd\mu}^{hfs} = 0.0243 \text{ эВ}$



b/

$(t\mu)$ $E_{t\mu} = -2711.268 \text{ эВ}$
 $\Delta E_{t\mu}^{hfs} = 0.240 \text{ эВ}$

$(dt\mu)$ $E_{Jv}(dt\mu) = -0.64 \text{ эВ}$



"Превращение" уровней энергии сверхтонкой структуры (hfs) мезоатомов $d\mu$ и $t\mu$ в $1s$ -состоянии со спинами $\vec{F} = \vec{s}_\mu + \vec{s}_a$ при столкновении с ядрами d со спинами \vec{s}_b в уровни энергии hfs стационарных состояний $|(Jv)\mathcal{G}_3 N\rangle$ /1/ с квантовыми числами полного орбитального момента $J=1$ вибративно-го движения $v=1$ мезомолекулы $dd\mu$ и $dt\mu$ соответственно. Здесь $\vec{J} = \vec{S} + \vec{J}$ - полный момент, $\vec{S} = \vec{s}_\mu + \vec{s}_a + \vec{s}_b$ - полный спин μ -мезомолекулы, N - номер состояния hfs при данном J , $W_{Jv}^{(H)}(\uparrow\downarrow)$ и $W_{Jv}^{(H)}(\uparrow\uparrow)$ - пара-и орто-заселенности /17/-/19/ стационарных состояний $|(Jv)\mathcal{G}_3 N\rangle$ мезомолекулы, образовавшейся через спиновое состояние, характеризующееся матрицей плотности /15/, из пара ($F = \uparrow\downarrow$) - и орто ($F = \uparrow\uparrow$) - состояний $d\mu$ или $t\mu$ мезоатома соответственно.

возможными способами образования μ -мезомолекулы из пара ($F = \uparrow\downarrow$) - или орто ($F = \uparrow\uparrow$) - состояний μ -мезоатома (a,c) через исходное спиновое состояние μ -мезомолекулы, которое характеризуется матрицей плотности /15/.

В табл.2 приведены значения пара $W_{Jv}^{(H)}(\uparrow\downarrow)$ - и орто $W_{Jv}^{(H)}(\uparrow\uparrow)$ -заселенностей стационарных состояний $|(Jv)\mathcal{G}_3 N\rangle$ с $J, v \leq 1$ всех μ -мезомолекул изотопов водорода, вычисленные по формулам /18/, /19/. Напомним, что масса ядра (a) больше массы ядра (b) или равна ей/.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При усреднении V^{spin} по функциям /4/ коэффициенты E_i эффективного спинового гамильтониана /13/ можно представить в виде суммы /7/

$$E_i = \sum_{m \geq m'} \sum_{n_1 \geq n_1'} \sum_{n_2 \geq n_2'} \sum_{p, p' = gg, gu, ug, uu} (E_i)_{n_1 n_2 m p, n_1' n_2' m' p'}$$

($p, p' = gg, gu, uu$ при $n = n'$, $n = n'$, $m = m'$).

/20/

Из оценки, приведенной в работе /7/, следует, что для вычисления E_i с относительной точностью $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ для E_2, E_3 и $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ для E_4, \dots, E_{11} достаточно учесть вклады в E_i от $(E_i)_{n_1 n_2 m p, n_1' n_2' m' p'}$ при всех $(n_1 + n_2 + m + 1), (n_1' + n_2' + m' + 1) \leq 3$, т.е. первых трех оболочек по классификации разъединенного атома /10,11/. В качестве примера в табл.3 приведены превосходящие по модулю 10 мкэВ значения величин $(E_i)_{n_1 n_2 m p, n_1' n_2' m' p'}$ /10 мкэВ/ для стационарных состояний с $J=1$ и $v=1$ мезомолекул $dd\mu$ и $dt\mu$ /при $n_1 n_2 m p, n_1' n_2' m' p'$, изменяющихся в указанных пределах/.

В табл.4 для того же случая приведены значения коэффициентов E_i , мкэВ /13/, $i=2, \dots, 11$, вычисленные в различных подходах. В первых строках /Ферми/ приведены значения коэффициентов E_2 и E_3 , вычисленные по формуле Ферми /14/ /при этом $E_4, \dots, E_{11} = 0$ / , во вторых - /К.П.Ф./ - значения коэффициентов E_2, \dots, E_{11} , построенных из парных квазипотенциалов /9/ с учетом формфакторов d и t /7/; в третьих - /К.П.Ф.+Ф.К./ - построенные тем же методом плюс спиновые поправки Фолди-Крайчика /Ф.К./ /8/ на движение центра масс пары. Из проведенных расчетов следует, что поправки на электромагнитную структуру ядер p, d и t к коэффициентам E_2, E_3 и т.д. составляют примерно 0,5%, 1,5% и 1% от

Таблица 3

Коэффициенты $(E_i) = (E_i)_{n_1 n_2 m p, n'_1 n'_2 m' p'}$ /10 мкэВ = 10^{-5} эВ/
 эффективного спинового гамильтониана /13/ в адиабатическом
 представлении /4/ для стационарных состояний ($J=1, v=1$)
 мезомолекул $dd\mu$ и $dt\mu$ и их суммы ($i=2, \dots, 11$):

$$E_i = \sum_{m \geq m'}^J \sum_{n_1 \geq n'_1} \sum_{n_2 \geq n'_2} \sum_{p, p' = gg, gu, ug, uu} (E_i)_{n_1 n_2 m p, n'_1 n'_2 m' p'}, \quad /20/$$

($p, p' = gg, gu, uu$ при $n_1 \geq n'_1, n_2 \geq n'_2, m \geq m'$)

		$dd\mu$ мезомолекула ($J=1, v=1$)									
$n_1 n_2 m p$	$n'_1 n'_2 m' p'$	(E_2)	(E_3)	(E_4)	(E_5)	(E_6)	(E_7)	(E_8)	(E_9)	(E_{10})	(E_{11})
000g	000g	1606	1606	-1	-1	37	0	-4	-4	-2	-2
100g	000g	3	3	0	0	0	0	0	0	0	0
010g	000g	-4	-4	0	0	0	0	0	0	0	0
200g	000g	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0
E_i		1606	1606	-1	-1	37	0	-4	-4	-2	-2

		$dt\mu$ мезомолекула ($J=1, v=1$)									
$n_1 n_2 m p$	$n'_1 n'_2 m' p'$	(E_2)	(E_3)	(E_4)	(E_5)	(E_6)	(E_7)	(E_8)	(E_9)	(E_{10})	(E_{11})
000g	000g	9646	1386	-9	-1	39	3	-38	-5	0	-3
000g	000u	7170	-1030	0	0	0	0	2	0	0	0
000u	000u	2188	315	0	0	0	0	0	0	0	0
100g	000g	3	0	0	0	0	0	0	0	0	0
100g	000u	5	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
100u	000g	13	-2	0	0	0	0	0	0	0	0
100u	000u	4	1	0	0	0	0	0	0	0	0
010g	000g	-49	-7	0	0	0	0	0	0	0	0
010g	000u	-20	3	0	0	0	0	0	0	0	0
010u	000g	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0
200g	000g	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
200g	000u	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
200u	000g	3	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
200u	000u	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
110g	000g	-7	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
110g	000u	-2	0	0	0	0	0	0	0	0	0
110u	000g	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0
110u	000u	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
020g	000g	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
020g	000u	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
E_i		18960	663	-9	-1	39	3	-36	-5	0	-3

соответствующих величин, вычисленных без их учета. Поправки
 Фолди-Крайчика на движение центра масс пары включены в коэф-
 фициенты E_4, E_5 и E_8 и дают вклад $\sim 1 \div 10$ мкэВ в коэффициенты
 E_4, E_5 - спин-орбитального взаимодействия ядер
 и ~ 300 мкэВ в члены E_8 - спин-орбитального взаимодействия μ^- -
 мезона в $dt\mu$ - и $dd\mu$ -мезомолекулах соответственно /для
 коэффициентов E_2, E_3 - спин-спинового и E_7, \dots, E_{11} - спин-тен-
 зорного взаимодействия поправки на движение центра масс пары
 с точностью $O(\alpha^2)$ отсутствуют/. В табл.5 в третьей, четвертой
 и пятой колонках приведены соответствующие значения уровней
 энергии ϵ_{Jv}^{JN} /эВ/hfs стационарных состояний с $J=1, v=1$ $dd\mu$ -
 и $dt\mu$ -мезомолекул, вычисленные со значениями коэффициентов
 E_2, \dots, E_{11} /13/, взятыми из первых, вторых и третьих строк
 табл.4. Из табл.4,5 видно, что поправки на внутреннюю электро-
 магнитную структуру d и t и движение центра масс пары дают
 вклад соответственно $\sim 0,5\%$ и $\sim 0,05 \div 0,1\%$ в величину сверхтон-
 ного расщепления уровней энергии $dd\mu$ - и $dt\mu$ -мезомолекул.
 Таким образом, точность вычисления уровней энергии сверхтон-
 кой структуры ϵ_{Jv}^{JN} составляет 100 мкэВ. Однако с самого
 начала "физическая" точность вычислений была выбрана $O(\alpha^2)$,
 т.е. $\sim 10^{-3}$ эВ, так как высшие поправки по α^2 дают вклад уже
 $\sim 10^{-4}$ эВ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе вычислена с точностью $\sim 10^{-3}$ эВ сверхтон-
 ная структура уровней энергии всех стационарных состояний
 ($J < 1, v < 1$) мезомолекул изотопов водорода /см. табл. 2/; вели-
 чина расщепления уровней hfs составляет $\sim 0,1$ эВ.

Новым элементом проведенных расчетов является включение
 спиновых эффектов, связанных с движением центра масс пары час-
 тич в подходе Фолди-Крайчика^{18/}, а также учет внутренней электро-
 магнитной структуры частиц /ядер/^{17/} в парных квазипотенциалах^{19/}.
 Вклад первого эффекта в сверхтонкое расщепление уровня
 энергии μ -мезомолекул составляет $\sim 0,05 \div 0,1\%$, второго $\sim 0,5\%$
 /табл.5/. Несмотря на малость эффектов внутренней структуры час-
 тич, их включение имеет принципиальное значение, так как в этом
 случае оператор спинового взаимодействия V^{sp1n} не имеет сингу-
 лярностей $\sim \delta(\vec{r})$ и $\sim |\vec{r}|^{-3/17}$.

Результаты данной работы можно использовать для проведения
 более детальных расчетов скоростей резонансного образования
 $dd\mu$ - и $dt\mu$ -мезомолекул и кинетики мезомолекулярных процессов
 в смеси изотопов водорода^{18/}.

Таблица 4

Коэффициенты E_1 /мкэВ = 10^{-6} эВ/ эффективного спинового гамильтониана /13/ в стационарных состояниях $J=1, v=1$ мезомолекул $dd\mu$ и $dt\mu$

Мезомолекула	E_2	E_3	E_4	E_5	E_6	E_7	E_8	E_9	E_{10}	E_{11}
$dd\mu$	Ферми I)	16265	16265	0	0	0	0	0	0	0
	К.П.Ф. 2)	16053	16053	-6	-6	195	30	-44	-23	-23
	К.П.Ф.+ Ф.К. 3)	16053	16053	-11	-11	374	3	-44	-23	-23
$dt\mu$	Ферми I)	191900	6722	0	0	0	0	0	0	0
	К.П.Ф. 2)	189608	6632	-88	3	20	30	-364	-57	-27
	К.П.Ф.+ Ф.К. 3)	189608	6632	-90	-9	386	30	-364	-57	-27

1/ Расчет по формуле Ферми /14/.

2/ Расчет с парными квазипотенциалами /9/ с учетом внутренней структуры d и t /7/.

3/ 2/+ спинные поправки Фолди-Крайчика /Ф.К./ /8/ на движение центра масс пары.

Таблица 5

Уровни энергии ϵ_{Jv}^{JN} /эВ/ hfs стационарных состояний ($J=1, v=1$) мезомолекул $dd\mu$ и $dt\mu$

	J	N	ϵ_{Jv}^{JN} (Ферми)	ϵ_{Jv}^{JN} (К.П.Ф.)	ϵ_{Jv}^{JN} (К.П.Ф.+Ф.К.)
			$dd\mu$		
$dd\mu$	1/2	1	-0,0163	-0,0161	-0,0159
		2	0,0081	0,0078	0,0077
	3/2	1	-0,0163	-0,0161	-0,0161
		2	0,0081	0,0080	0,0079
	5/2	1	0,0081	0,0081	0,0082
$dt\mu$	0	1	0,0447	0,0445	0,0445
		2	-0,1440	-0,1425	-0,1424
	1	1	0,0413	0,0408	0,0407
		2	0,0447	0,0439	0,0439
		3	-0,1440	-0,1423	-0,1422
		4	0,0513	0,0502	0,0501
	2	1	0,0446	0,0443	0,0443
		2	-0,1440	-0,1423	-0,1424
		3	0,0513	0,0511	0,0511
	3	1	0,0513	0,0507	0,0508

В заключение авторы благодарят С.С.Герштейна, Л.И.Пономарева и И.Т.Тодорова за поддержку и полезные обсуждения, Л.Александрова, Д.Караджова, И.В.Пузынина, Т.П.Пузынину, Л.Н.Сомова, Н.Ф.Трускову за помощь на разных этапах работы и В.М.Музафарова за предоставление данных по формфакторам дейтрона /19/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Быстрицкий В.М. и др. ЖЭТФ, 1979, 76, с.460; Bystritsky V.M. et al. JINR, D1-12696, Dubna, 1979.
2. Виницкий С.И. и др. ЖЭТФ, 1978, 74, с.849.
3. Halpern A.M. Phys.Rev., 1968, 174, p.62.

4. Gerstein S.S., Ponomarev L.I. In: Muon Physics. Ed. Hughes V.W., Wu C.S. Academic Press, New York, 1975, v.III.
5. Gerstein S.S., Ponomarev L.I. Phys.Lett., 1977, 72B, p.80; erratum 1978, 76B, p.664.
6. Зельдович Я.Б., Герштейн С.С. УФН, 1960, 71, с.581.
7. Бакалов Д.Д. ОИЯИ, Р4-13047, Дубна, 1979; Бакалов Д.Д., Виноцкий С.И. ОИЯИ, Р4-12736, Дубна, 1979.
8. Foldy L.L., Krajcik R.A. Phys.Rev., 1975, D12, p.1700.
9. Ризов В.А., Тодоров И. ЭЧАЯ, 1975, 6, №3, с.669.
10. Виноцкий С.И., Пономарев Л.И. ЯФ, 1974, 20, с.576; ЖЭТФ, 1977, 72, с.1670; Ponomarev L.I., Vinitzky S.I. J.Phys., 1979, B12, p.567; Ponomarev L.I. et al. J.Phys., 1978, B11, p.1375; 1977, B10, p.1335; Трускова Н.Ф. ОИЯИ, P11-10207, Дубна, 1976; P11-11218, Дубна, 1978; Faifman M.P. et al. J.Phys., 1976, B9, p.2255.
11. Комаров И.В. и др. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции. "Наука", М., 1976.
12. Виноцкий С.И. и др. ОИЯИ, Р4-13036, Дубна, 1980.
13. Виноцкий С.И. и др. ОИЯИ, Р5-12787, Дубна, 1979; Мележик В.С. и др. ОИЯИ, Р5-12789, Р5-12790, Дубна, 1979.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. "Наука", М., 1974.
15. Мессиа А. Квантовая механика. "Наука", М., 1978.
16. Weinberg S. Phys.Rev.Lett., 1960, 4, p.575.
17. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атома с одним и двумя электронами. "Наука", М., 1960.
18. Герштейн С.С. и др. ОИЯИ, Р4-12910, Дубна, 1979.
19. Музафаров В.М., Троицкий В.Е. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, с.78.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 февраля 1980 года.