успехи физических наук

539.126

мезоатомные процессы и модель болыших мезомолекул

С. С. Герштейн, В. И. Петрухин, Л. И. Пономарев, Ю. Д. Прокошкин

I. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы выполнен ряд экспериментов по изучению процессов, происходящих при остановке отрицательно заряженных мезонов в веществе. Интерес к этой области исследований определяется двумя обстоятельствами.

Во-первых, мезоатомные и мезомолекулярные процессы в веществе существенным образом определяют последующие стадии захвата отрицательных мезонов ядрами атомов. В частности, мезоатомные процессы приводят к тому, что ядерный захват π^- и K^- -мезонов протонами происходит в основном из *s*-состояний возбужденных $p\pi^-$ - и pK^- -мезоатомов. Для μ^- -мезонов мезоатомные процессы в водороде¹ (переходы между уровнями сверхтонкой структуры мезоатомов и образование мезомолекул $pp\mu^-$) увеличивают в 3—4 раза вероятность ядерного захвата μ^- -мезонов протонами. Именно это обстоятельство позволило определить относительный знак *V*- и *A*-вариантов слабого взаимодействия (μ v) (*pn*) по измерению вероятности захвата μ^- -мезонов в водороде.

С другой стороны, создание более совершенной экспериментальной аппаратуры позволило установить и детально изучить такие эффекты, как влияние химической связи между атомами вещества на вероятность ядерного захвата π -мезонов^{2,3}. С точки зрения прежних представлений о механизме мезоатомных процессов обнаружение такого рода эффектов было некоторой неожиданностью, поскольку химические свойства веществ определяются внешними электронными оболочками, размеры которых (~10⁻⁸ см) намного превышают радиус действия ядерных сил (~10⁻¹³ см), а также величину мезоатомов (~10⁻¹¹ см), с уровней которых происходит ядерный захват мезонов.

Попытки интерпретировать указанные факты привели к существенному уточнению картины захвата отрицательных мезонов в веществе. В частности, было установлено, что в химических соединениях довольно значительная часть мезонов захватывается не на уровни изолированных мезоатомов, а на уровни, принадлежащие всей молекуле в целом. Такие комплексы, в которых размеры мезонных орбит сравнимы с размерами молекул вещества (и в сотни раз превышают характерные мезоатомные расстояния) были названы «большими мезомолекулами»⁴. В рамках модели больших мезомолекул удалось объяснить закономерности и особенности процесса захвата л⁻-мезонов в химических соединениях ^{2, 3}. Более того, предсказания, сделанные на основе этой модели, оказались в хорошем согласии с последующей серией экспериментов по захвату π^- -мезонов в различных водородсодержащих веществах ^{5, 6}.

В дальнейшем оказалось, что с помощью этой же модели удается объяснить многие особенности структуры мезорентгеновской серии, возникающей при поглощении μ^- -мезонов в химических соединениях, которые были обнаружены ранее в опытах В. Зинова, А. Конина, А. Мухина и др.⁷⁻¹⁰. Важное значение для проверки модели больших мезомолекул и механизма захвата π^- -мезонов в водороде имели эксперименты по захвату π^- -мезонов в смесях газов ¹¹. Отметим также, что обнаруженная связь между химическими свойствами веществ и процессы для исследования химической структуры веществ ¹².

В данном обзоре систематически изложены результаты экспериментальных и теоретических исследований процессов поглощения отрицательных мезонов в веществе.

II. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЕ СТАДИИ ПРОЦЕССА ПОГЛОЩЕНИЯ МЕЗОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ

Первая связная картина процессов, которые происходят при торможении и захвате мезонов в веществе, сложилась к началу 60-х годов носле работ Ферми и Теллера ¹³, Вайтмана и др. ¹⁴, Панофского, Амодта, Хэдли ¹⁵, Дэя, Сноу, Сачера ¹⁶, Эйзенберга и Кесслера ¹⁷, Леона и Бете ¹⁸ и др. (см. также работы ¹⁹ и обзор ¹). Согласно представлениям, развитым в этих работах, процесс торможения и захвата мезонов ядром протекает в несколько стадий, из которых отметим главные:

1) Замедление мезонов от скоростей $v \sim c$ до скоростей $v \sim ac$ (порядок скоростей внешних атомных электронов; $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры).

2) Торможение мезонов от скоростей $v \sim \alpha c$ до тепловых и захват из непрерывного спектра в дискретный, т. е. переход в высоковозбужденное состояние мезоатома или мезомолекулы.

3) Процессы девозбуждения (переход мезонов с высоких орбит ($n \gg 1$) на сравнительно низкие) и, в частности: а) радиационные переходы (энергию перехода уносит γ -квант); б) оже-переходы в изолированном атоме (энергию уносит атомный электрон).

4) Реакции между ядрами и мезонами на низких уровнях мезоатома.

Так просто картина поглощения мезонов выглядит в случае изолированных мезоатомов. Однако в веществе при столкновении мезоатомов с другими атомами могут происходить реакции:

5) перехват, образование мезомолекул и т. д., которые в ряде случаев существенно изменяют течение стадий 3) и 4). Рассмотрим более подробно каждую из этих стадий.

1. Стадия торможения

Время торможения мезонов от скорости $v \sim c$ до $v \sim \alpha c$ (порядок скоростей атомных электронов) обратно пропорционально их ионизационным потерям энергии $d\mathcal{E}/dx^{20}$. Для релятивистских частиц ($\mathcal{E} \gg Mc^2$)

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dx} = LZ \cdot 4\pi a_0^2 mc^2 \left(\ln \frac{2\mathscr{E}^2 m}{IZM^2 c^2} - 1 \right) , \qquad (1)$$

где т и M — соответственно массы электрона и мезона, a_0 — боровской радиус, c — скорость света, L — число ядер с зарядом Z в 1 cm^3 , I —

средний ионизационный потенциал электронов в атоме. Для нерелятивистских мезонов с кинетической энергией $T = \mathscr{E} - Mc^2 \ll Mc^2$

$$-\frac{d\mathscr{C}}{dx} = LZ \cdot 2\pi a_0^2 mc^2 \frac{Mc^2}{T} \ln\left(\frac{4Tm}{TZM}\right) \,. \tag{2}$$

Из формул (1) и (2) видно, что в обоих случаях тормозная способность веществ в интервале скоростей $c > v > \alpha c$ примерно пропорциональна Z, т. е. общему числу электронов в атоме. Приближенно время т торможения мезонов в конденсированных веществах равно

$$\tau = 10^{-9} - 10^{-10} \ ce\kappa, \tag{3}$$

а в газах — в 10^3 раз больше. В водороде процесс торможения определяет специфический механизм адиабатической ионизации, указанный Ферми и Теллером¹³. Время торможения мезонов в жидком водороде от скорости $v \sim c$ до $v \sim \alpha c$ было вычислено Вайтманом¹⁴ и по порядку величины оказалось равным (3).

2. Переход из непрерывного спектра в дискретный

О процессе торможения мезонов и механизме потерь энергии в интервале скоростей $\alpha c \gg v \gg 0$, а также о способе перехода мезонов из непрерывного спектра в дискретный известно очень мало. Обычно предполагают, что мезоны с такой энергией в конденсированных веществах довольно быстро (за время 10^{-13} — 10^{-14} сек) приобретают скорости, соответствующие средней энергии теплового движения при данной температуре T:

$$v_{\rm T} \approx \left(\frac{3k{\rm T}}{M}\right)^{1/2} \tag{4}$$

(при $T = 300^{\circ} K$ для µ-мезона $v_{\rm T} \approx 0.8 \cdot 10^6 \, cm/ce\kappa$). Дальнейшие потери энергии мезонов и переход из области непрерывного спектра (энергия E > 0) в дискретный (E < 0) существенным образом зависят от свойств вещества мишени, поскольку при этом происходят передачи малых порций энергии от мезона к атому. Только в металлах, где мезон может отдавать энергию электронам проводимости, процесс торможения мезонов достаточно очевиден ¹³.

Упомянем другие возможные механизмы потерь энергии: возбуждение колебаний молекулы²¹ или всей кристаллической решетки, адиабатический захват²² и передача энергии при возбуждении коллективных колебаний всей атомной оболочки²³ и т. д. Однако до сих пор неясно, какой из этих механизмов преобладает и как вероятность захвата зависит от индивидуальных особенностей вещества. Поэтому все оценки для вероятности захвата мезонов из непрерывного спектра в дискретный основываются на модели Ферми — Теллера ¹³, в которой процесс потерь энергии мезоном рассматривается как движение его в вырожденном газе электронных оболочек с передачей энергии электронам проводимости. При этом распределение плотности электронного газа в атоме онисывается моделью Томаса — Ферми. В этих предположениях получена следующая формула для скорости потерь энергии:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{t_0} \frac{L^{-1} E^{3/2} + 4\pi e^2 Z b^{3/2} \left[1 - (0, 8/x_0)\right]}{L^{-1} E^{1/2} + 3,96 e b^{5/2} Z^{-1/3} x_0^2} , \qquad (5)$$

где $t_0 = 2,4 \cdot 10^{-17} / \mu \ cer$, $\mu = M/m$, $b = (9\pi^2/128)^{1/8} a_0 = 0,47 \cdot 10^{-8} \ cm$, e — заряд

 $\mathbf{5}$

электрона, а x₀ определяется из соотношения

$$\frac{1}{L} = \frac{4}{3} \pi b^3 \frac{x_0^3}{Z}$$

Экстраполяция формулы (5) к значению E = 0 (т. е. до границы непрерывного спектра) приводит к известному «Z-закону» Ферми — Теллера: в смеси веществ или химическом соединении вероятность «посадки» мезона на уровни различных изолированных мезоатомов пропорциональна величине Z заряда их ядра (точнее $Z^{2/3}$).

Даже в рамках модели Ферми — Теллера экстраполяция формулы (5) к E = 0 не обоснована *). Кроме того, при торможении в диэлектриках и газах мезон не может терять произвольно малые порции энергии, поскольку в этих случаях электроны отделены от непрерывного спектра конечной энергетической щелью. Заметим также, что в веществах с малыми Z само приближение Томаса — Ферми малопригодно. В случае водорода оно вообще неприменимо, поэтому для водорода Ферми и Теллер предложили другой механизм захвата — адиабатический ¹³, согласно которому отрицательный мезон, проникая внутрь электронной оболочки атома водорода, экранирует заряд протона, в результате чего электрон покидает атом с нулевой энергией, когда мезон подходит к протону на расстояния $r \sim 0.64$ а. е.¹⁴. Если при этом энергия налетающего мезона меньше, чем энергия связи электрона в атоме водорода (I = -1/2), то может происходить захват мезона на мезоатомные уровни $N > N_0$, причем предельная орбита N_0 определяется из условия

$$-\frac{\mu^*}{2N_0^2}=-\frac{1}{2}$$

 $(\mu^* = \mu/[1 + (\mu/M_p)]$ — приведенная масса системы мезон—протон). Отсюда для N_0 получим оценку

$$V_0 \approx \sqrt{\mu^*}$$
, (6)

которая для μ^- , π^- и K^- -мезонов соответственно дает: $N_0 = 14, 15, 26$. Эти оценки служили исходным пунктом всех дальнейших исследований. Подробнее мы на них остановимся в гл. IV.

3. Процессы девозбуждения мезоатомов **)

В изолированном мезоатоме переход мезона из высоковозбужденных состояний $(n \gg 1)$ в состояния с меньшей энергией происходит с излучением у-квантов или с передачей энергии электрону атомной оболочки (оже-переходы). Эти переходы подчиняются обычным правилам отбора по орбитальному моменту l и его проекции m для дипольных переходов:

^{*)} Строго говоря, такое «импульсное» приближение для описания процесса торможения мезонов справедливо лишь до тех пор, пока их длина волны де Бройля $\lambda = h/Mv$ много меньше размеров атома. При $v \ge \alpha c = 2,2\cdot10^8$ см/сек это условие действительно выполнено, так как при этом (для µ-мезона) $\lambda_{\mu} \le 0.5\cdot10^{-10}$ см $\ll 10^{-8}$ см. Но при $v = v_T = 0.8\cdot10^6$ см/сек $\lambda_{\mu} \sim 10^{-8}$ см, что уже сравнимо с размерами атомов. Как всегда, в этих случаях необходимо точное «волновое» рассмотрение задачи. **) В отечественной физической литературе нет общепринятого термина для

^{**)} В отечественной физической литературе нет общепринятого термина для обозначения процесса, обратного процессу возбуждения атомов. В обзоре термин «девозбуждение» следует понимать как «процесс перехода мезонов из возбужденных состояний мезоатома (или мезомолекулы) в более низкие». Авторы отдают себе отчет в том, что при выборе термина «девозбуждение» они нарушили законы благозвучия в пользу необходимой краткости. Некоторым оправданием для них служит очевидная неудовлетворительность дословного перевода терминов deexcitation и slowning down, принятых в английской литературе.

 $\Delta l = \pm 1$ и $\Delta m = \pm 1$ и 0. Правила отбора приводят к тому, что девозбуждение мезоатома, образовавшегося в высоковозбужденном состоянии с большим *l*, происходит путем каскадных переходов. При этом существует конкуренция радиационных и оже-переходов.

Вероятность радиационного перехода равна

$$w_R = \frac{4}{3} \frac{\langle d \rangle^2}{\hbar^4 c^3} (\Delta E)^3,$$

где $\langle d \rangle$ — матричный элемент дипольного момента между состояниями (nlm) и (n'l'm') мезоатома, а

$$\Delta E = \frac{Z^2 M e^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) \; .$$

Отсюда видно, что вероятность w_R значительна только для переходов с большими ΔE , однако таким переходам препятствуют правила отбора по l, которые фактически ограничивают величину ΔE , поскольку из состояния с заданными (nlm) возможен переход только в состояния с $n' \ge l - 1$. В результате общее время каскада сильно удлиняется.

Размеры мезоатомов значительно меньше размеров электронных оболочек атомов, поэтому отношение вероятностей оже-переходов и радиационных равно обычному коэффициенту конверсии k для дипольного ядерного перехода. При $\eta = Ze^2/hv \ll 1$ (v — скорость оже-электрона)

$$k = Z^3 \alpha^4 \left(\frac{mc^2}{\Delta E}\right)^{7/2}$$
 .

Отсюда следует, что оже-переходы являются основными в случае переходов между высоковозбужденными мезоатомными уровнями (малые ΔE), в то время как переходы на низкие уровни мезоатома (большие ΔE) будут в основном радиационными. Соотношение между радиационными и ожепереходами сильно зависит от Z. Так как $w_R \sim Z^4$, а вероятность ожепереходов слабо зависит от Z, в атомах с большими Z радиационные переходы являются определяющими.

Эйзенберг и Кесслер¹⁷, исходя из оценок (6) для начальной орбиты N_0 мезона, рассчитали каскад в изолированном мезоатоме при разных предположениях о начальном распределении мезонов по состояниям с различными l. Относительный вклад радиационных и оже-переходов в полную вероятность процесса девозбуждения рассмотрен в работах²⁴.

4. Ядерный захват мезонов

Когда в процессе девозбуждения мезоатома мезоны достигают одного из нижних уровней, между ними и нуклонами возможны ядерные реакции. До сих пор основную роль играли электромагнитные свойства мезонов и различия в ходе этих процессов для μ^- , π^- и K^- -мезонов определялись только разницей их масс. Теперь, однако, начинают сказываться отличия в характере и силе взаимодействий между нуклонами и μ^- , π^- и K^- -мезонами, хотя и здесь существуют общие закономерности.

В частности, если мезон находится на уровне (nlm) мезоатома, то скорость Г любой реакции мезона с протоном ядра Z пропорциональна вероятности w найти мезон в окрестности этого ядра:

$$w = \int_{\mathbf{V}} |\psi_{nl}(\mathbf{r})|^2 d\tau,$$

где интегрирование распространяется на весь объем ядра V. Поскольку при $r \longrightarrow 0$

$$\psi_{nl}(r) = \frac{1}{(2l+1)!} \sqrt{\frac{(n+l)!}{(n-l-1)! \, 2n}} \left(\frac{2Z\mu}{n}\right)^{3/2} \left(\frac{2Z\mu r}{n}\right)^{l} P_{lm}(\theta) \ e^{im\varphi},$$

а радиус ядра

$$R = Z^{1/3} r_0, \qquad r_0 = \frac{1.5 \cdot 10^{-13} \ cm}{a_0} \approx 3 \cdot 10^{-5},$$

то

$$w = \frac{2^{2l+2}}{(2l+3)(2l+1)!(2l+1)!} \frac{(n+l)!}{(n-l-1)!n} \frac{Z^{4+\frac{8}{3}l}}{n^{2l+3}} (\mu r_0)^{2l+3}.$$
 (7)

Захват π^- -мезонов ядрами в легких π^- -мезоатомах происходит из *s*-состояний (l = 0), поэтому

$$w = \frac{4}{3} \, (\mu r_0)^3 \, \frac{Z^4}{n^3} \, . \tag{8}$$

В случае водорода вероятность поглощения л⁻-мезона протоном, согласно вычислениям Фрэя ²⁵, равна

$$\Gamma = \frac{1.6 \cdot 10^{15}}{n^3} \ ce\kappa^{-1}.$$
 (9)

Для K^- -мезонов и тяжелых ядер скорость ядерного захвата из других состояний ZK^- -мезоатома $(l \neq 0)$ может сравняться со скоростью радиационных переходов $nl \rightarrow 1s$. В этом случае доля мезонов, захваченных из 1s-состояния, сильно упадет ²⁶*).

µ--мезоны взаимодействуют с протонами значительно слабее по реакции

$$\mu^- + p \longrightarrow n + \nu. \tag{10}$$

Скорость α_Z этой реакции на *K*-орбите $Z\mu^-$ -мезоатома для легких ядер (Z < 10) равна ²⁷

$$\alpha_z \approx 200Z^4 \ ce\kappa^{-1}.\tag{11}$$

При больших Z начинает сказываться влияние размеров ядер, и зависимость константы α_z от Z ослабляется таким образом, что для всех ядер с зарядами $Z \ge 50 \ \alpha_z \approx 10^7 \ ce\kappa^{-1}$. Так как скорость α_z и скорость α_0 распада μ^- -мезона

$$\mu^- \to e^- + \nu + \overline{\nu} \tag{12}$$

значительно меньше скоростей каскадных переходов, то обе реакции (10) и (12) происходят из 1*s*-состояния μ -мезоатома, причем число мезонов S(t) уменьшается по закону

$$S(t) = S_0 \exp\{-(\alpha_z + \alpha_0) t\},$$
(13)

где $\alpha_0 = 0,45 \cdot 10^6$ сек⁻¹.

5. Процессы, протекающие при столкновениях мезоатомов водорода с атомами вещества

Среди мезоатомов различных элементов особое положение занимают мезоатомы водорода и его изотопов. Их особенности связаны с электронейтральностью и малыми размерами ($\sim 0.5 \cdot 10^{-8} n^2/\mu$ см). Так, размеры $p\mu^{-}$ -мезоатома в основном состоянии (n = 1) $\sim 2.5 \cdot 10^{-11}$ см. Благодаря этим свойствам мезоатомы водорода, подобно нейтронам, свободно проникают внутрь электронных оболочек атомов и могут довольно близко

8

^{*)} В мезоатомах водорода действует особый механизм s-захвата на высоких уровнях ns (см. п. 5).

подходить к ядрам вещества. Это в свою очередь приводит к ряду особенностей в процессах девозбуждения и ядерного захвата и, в частности, сильно уменьшает время каскадных переходов.

а) Процессы девозбуждения. В изолированном мезоатоме водорода мезон может перейти с высоких уровней на основной только за счет радиационных переходов. Для $p\pi^-$ -мезоатома время самого быстрого перехода $2p \rightarrow 1s$ равно $6 \cdot 10^{-12}$ сек, однако общее время каскада с уровня (nl) на уровень 1s значительно больше ($\sim 10^{-9}$ сек), так как переходу препятствуют правила отбора по орбитальному моменту $\Delta l = \pm 1$ для дипольного излучения. Если же мезоатом водорода блуждает в веществе и попадает внутрь электронных оболочек атомов, то он может отдать энергию электрону оболочки и выбросить его из атома. Согласно вычислениям Леона и Бете ¹⁸ этот процесс (внешний оже-эффект) сокращает время каскада в мезоатоме водорода до величины $10^{-11} - 10^{-12}$ сек*).

б) Я д е р н ы й з а х в а т. Второй эффект, который специфичен только для мезоатомов $p\pi^-$ и pK^- и который приводит к резкому увеличению вероятности ядерного захвата π^- и K^- -мезонов, указан Дэем, Сноу и Сачером ¹⁶. Согласно вычислениям Фрэя ²⁵ ядерные реакции

$$\pi^- + p \longrightarrow n + \pi^0, \qquad \pi^0 \longrightarrow 2\gamma,$$
 (14)

$$\pi^- + p \longrightarrow n + \gamma \tag{15}$$

идут с заметной вероятностью не только из основного состояния (n = 1), но также из возбужденных *ns*-состояний (n > 1, l = 0). Однако из формулы (7) следует, что ядерные реакции (14) и (15) сильно подавлены, если мезон находится в состоянии с ненулевым орбитальным моментом $(l \neq 0)$. И поскольку мезоатомы большей частью образуются в состояниях с $l \neq 0$, вероятность захвата с высоких уровней изолированного мезоатома пренебрежимо мала. Положение меняется, если мезоатом водорода находится в веществе. В этом случае мезоатомы водорода, проникая внутрь электронных оболочек атомов, могут приближаться к ядрам других атомов. Линейный эффект Штарка для уровней *р*л⁻-мезоатома, вырожденных по орбитальному моменту, в кулоновском поле ядер приводит к «смешиванию» состояний с различными l и к переходам между ними. Поэтому мезоатом водорода, первоначально находившийся в состоянии с $l \neq 0$, в процессе столкновения проводит часть времени в состоянии с l = 0, вероятность ядерного захвата из которого весьма велика. Оба эти процесса: внешний оже-эффект и механизм Дэя — Сноу — Сачера эффективно уменьшают время жизни л⁻-мезона в водороде. Экспериментально измеренное время жизни в водороде $au_{\rm H} = (2,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-12} \, ce\kappa^{28}$, что на два порядка величины меньше, чем время жизни в гелии $\tau_{\text{He}} = (3,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-10}$ сек ²⁹. Вычисления Леона и Бете ¹⁸ с учетом обоих указанных механизмов ¹⁶ дают для времени жизни л⁻-мезона в водороде значение $\tau_{\rm H} \approx 3.5 \cdot 10^{-12}$ сек, которое довольно близко к найденному экспериментально **).

в) Процессы перехвата. При столкновениях мезоатомов водорода с ядрами других атомов возможен еще один процесс: перехват

9

^{*)} Упомянем еще один возможный механизм девозбуждения ^{15,28}: столкновения $p\pi^-$ -мезоатома с молекулой H₂ могут привести к ее диссоциации, причем энергия диссоциации (~1 эв) равна энергии каскадного перехода.

^{**)} Теоретическое значение $\tau_{\rm H}$ складывается из трех частей: время торможения от скоростей $v \sim \alpha c$ до захвата в дискретный спектр, процессы девозбуждения, ядерный захват. По оценкам Дэя ¹⁶ π -мезоны, летящие со скоростью $v \sim \alpha c$, уже через $\tau_1 \approx 1, 2 \cdot 10^{-12}$ сек попадают на орбиту с $n \approx 15$ мезоатома $p\pi^-$. Согласно вычислениям Леона и Бете ¹⁸, спустя $\tau_2 = (2, 3^{\pm} \frac{1}{0}, \frac{3}{1}) \cdot 10^{-12}$ сек после этого произойдет ядерный захват π^- мезона протоном. Суммарное время $\tau_{\rm H} = \tau_1 + \tau_2 \approx 3, 5 \cdot 10^{-12}$ сек.

мезонов от протонов к ядрам Z с образованием Zµ⁻- или Zπ⁻-мезоатомов. Такой перехват необратим и приводит к подавлению реакции перезарядки (14) в присутствии других ядер Z *).

Изучая реакцию (14) в веществах, содержащих водород, Панофский и др. ¹⁵ обнаружили, что ее можно наблюдать только в чистом водороде H₂, в то время как в гидриде лития LiH и в полиэтилене CH₂ она подавлена до уровня <10⁻². Авторы работы ¹⁵ объясняли результаты своих экспериментов перехватом π^- -мезонов по реакции

$$p\pi^- + Z \longrightarrow Z\pi^- + p. \tag{16}$$

В действительности перехват мезонов к ядрам Z в результате мезоатомных столкновений существен лишь в механических смесях и газах, в то время как в химических соединениях типа LiH действует значительно более эффективный механизм перехвата (см. гл. IV).

г) Столкновения $p\mu^{-}$ мезоатомов. Перехват π^{-} мезонов от р π^{-} мезоатомов к ядрам Z эффективен только на высоких орбитах (n > 1), т. е. до тех пор, пока скорость перехвата больше скоростей каскадных переходов, а ядерный захват мал. Это в свою очередь возможно лишь в том случае, если концентрация ядер Z достаточно велика. μ^{-} мезоны взаимодействуют с ядрами значительно слабее, чем π^{-} мезоны, поэтому время жизни μ^{-} мезона в $p\mu^{-}$ мезоатоме много больше длительности всех каскадных переходов и при малых концентрациях примеси μ^{-} мезон успевает достигнуть K-орбиты, а весь дальнейший процесс перехвата происходит из основного состояния $p\mu^{-}$ мезоатома. Такой процесс подробно изучался экспериментально ^{31, 32} и теоретически ¹⁹. В результате было установлено, что константа перехвата μ^{-} мезона с K-оболочки $p\mu^{-}$ мезоатома при столкновении с ядром Z примерно пропорциональна Z.

Кроме процесса перехвата, при столкновениях $p\mu^-$ -мезоатомов происходит образование мезомолекул водорода и его изотопов, ядерный катализ, деполяризация μ^- -мезонов и другие процессы, на которых мы не будем останавливаться (см., например, обзор ¹).

III. |НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В таком виде сложилась картина мезоатомных процессов к началу 60-х годов, когда были получены интенсивные пучки мезонов и создана новая экспериментальная аппаратура, обладающая высокой эффективностью и разрешением. Это позволило начать систематические количественные исследования процессов торможения и поглощения мезоатомов в веществе. При этом оказалось, что новые экспериментальные результаты не могут быть объяснены в рамках развитых ранее теоретических представлений и требуют их пересмотра.

1. Проверка *Z*-закона

Прежде всего был подвергнут тщательной экспериментальной проверке Z-закон Ферми — Теллера, указания на нарушение которого были известны уже давно (см., например, ³³). Результаты этой проверки были проанализированы в работе Байджала и др. ³⁴. При попытке описать

^{*)} Захват л-мезона ядром Z приводит не к реакции (14), а к развалу ядра. Вероятность реакции (14) на всех ядрах Z не превышает 10⁻⁴, за исключением He³ п D, для которых эта вероятность составляет 0,155 и $<10^{-3}$ соответственно ³⁰.

вероятность захвата степенным законом вида Z^s оказалось, что показатель степени *s* для различных веществ меняется в широких пределах от —1 до 1,5 (рис. 1). Бобров и др. объясняли обнаруженные ими систематические отступления от Z-закона³⁵ различным сродством к электрону химических элементов,

образующих соединение. В указанных выше экспериментах индикатором процесса захвата µ--мезона ядром Z служила реакция (10). Недостатки этой методики связаны с тем, что при больших Z константы α_Z формуле (13) слабо зависят от величины заряда Z и поэтому в соелинениях типа Z_kZ_m с близкими значениями Z' и Z трудно разделить экспоненты распада (13). Опыты по изучению мезорентгеновского излучения в химических соединениях ³⁶ свободны от этого недостатка, так как характеристические серии различных элементов раздвинуты по шкале энергий как Z² и легко отделяются друг от друга. Кроме того, стадия каскадных переходов ближе к началу мезоатомных цепочки процессов.

Эта методика измерений была использована в серии работ В. Зинова и др. ⁷⁻¹⁰ для исследования процессов захвата µ⁻-мезонов в химических соединениях



Рис. 1. Результаты проверки Z-закона при поглощении нии µ-мезонов в химических соединениях типа $Z'_k Z_m$ ^{33,34}.



и смесях веществ. Схема применявшейся экспериментальной установки приведена на рис. 2. μ -мезоны, образованные на синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, проходили через ряд сцинтилляционных счетчиков и тормозящих фильтров и останавливались в исследуемой мишени. Факт остановки μ -мезонов в мишени надежно выделялся благодаря применению специальной электронной системы, регистрировавшей возрастание ионизационных потерь энергии μ -мезона (2) по мере уменьшения его остаточного пробега. Мезорентгеновское излучение детектировалось при помощи спектрометрического сцинтилляционного счетчика с кристаллом NaJ, импульсы которого подавались на вход многоканального амплитудного анализатора. Проведенные исследования показали, что в смесях инертных газов Z-закон выполняется удовлетворительно, хотя и наблюдаются небольшие систематические отклонения (вероятность захвата μ^{-} -мезона на мезоатомные орбиты различных элементов, рассчитанная на единицу заряда, слабо



Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования захвата µ⁻мезонов ⁷⁻¹⁰.

для исследования задвата μ -мезонов . μ^{-} — пучок μ^{-} мезонов, Ве — тормозящий фильтр, $C_1 - C_4$ — сцинтилляционные счетчики, выделяющие остановки μ^{-} мезонов в мишени, C_5 — сцинтилляционный счетчик, включенный на антисовпадение, C_6 — спектрометрический сцинтилляционный счетчик, M — исследуемая мишень, Pb — свинцовая защита. падает с ростом Z). В то же время в смеси Ar + CO₂ Z-закон не выполняется: вероятность захвата в CO₂ примерно вдвое превышает расчетную⁸. К обсуждению результатов этих опытов мы вернемся в гл. V после изложения новой модели мезоатомных процессов.

Все перечисленные эксперименты по захвату µ⁻-мезонов позволяют сделать общий вывод: Z-закон Ферми — Теллера, как правило, нарушается. Это, однако, не означает, что Z-закон нарушается на стадии первоначальной посадки мезонов, поскольку в перечисленных экспе-

риментах измерялась лишь суммарная вероятность нескольких последовательных стадий процесса поглощения мезонов (вплоть до ядерного захвата), которая может существенно отличаться от вероятности первоначальной посадки.

2. Захват π-мезонов в водородсодержащих веществах

Наиболее резкие отступления от Z-закона были обнаружены в серии экспериментов ^{2-3, 5-6} по захвату π^- -мезонов в водородсодержащих веществах типа $Z_m H_n$. В первых исследованиях этого процесса ¹⁵ было установлено, что вероятность

захвата остановившихся п-мезонов ядрами водорода по реакции (14) настолько сильно подавлена, что применявшаяся аппаратура не позволила ее зарегистрировать. В опытах^{2, 5, 6}для изучения реакции (14) была использована экспериментальная установка, приведенная на рис. З. Пучок π⁻-мезонов, образованный на синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, проходил через сцинтилляционные счетчики и тормозящие фильтры, после чего п-мезоны останав-



Рис. 3. Схема экспериментальной установки для исследования захвата л-мезонов в водородсодержащих веществах².

 π^- — пучок π^- мезонов с импульсом 170 Mзe/c, $C_1 - C_4$ — сцинтилляционные счетчики, \check{C}_1, \check{C}_2 — черенковские спектрометры полного поглощения, M — исследуемая мишень, Рb — свинцовая защита, Φ — тормозящий фильтр.

ливались в исследуемой мишени. Образованные в реакции (14) у-кванты от распада л^о-мезонов регистрировались двумя черенковскими спектрометрами полного поглощения. Для подавления вклада от перезарядки π^- -мезонов на лету сцинтилляционные счетчики работали в режиме детектора остановок². Благодаря высокой эффективности и низкой чувствительности к фону постороннего излучения установка позволяла регистрировать реакцию даже в том случае, когда вероятность ее подавлена до величины ~10⁻⁴. Это дало возможность зарегистрировать захват π^- -мезонов в водородсодержащих веществах типа $Z_m H_n$, измерить вероятность этого процесса и установить ее зависимость от заряда Z, а также ряд других закономерностей. Наряду с этим был обнаружен менее интенсивный перехват π^- -мезонов от водорода к тяжелым атомам в газовых смесях ¹¹.

Описанные эксперименты можно разделить на две группы: опыты по захвату π -мезонов в конденсированных химических соединениях и в смесях газов. Ниже обсуждаются основные результаты, полученные в этих экспериментах.

3. Захват л--мезонов в химических соединениях

В этих экспериментах измерялась вероятность W захвата π^- -мезонов ядрами водорода в химических соединениях типа $Z_m H_n$ *). При этом обнаружены следующие закономерности:

1) Вероятность W резко зависит от заряда Z ядра атома, который химически связен с водородом, и следует эмпирической зависимости²

$$W \approx a_L \frac{n}{m} Z^{-3},\tag{17}$$

где a_L — величины, которые зависят от номера L периода таблицы Менделеева, к которому принадлежит атом. Внутри периодов коэффициенты a_L примерно постоянны, причем для I—IV периодов $a_{L+1}/a_L \approx 3^{-5}$.

Из формулы (17) видно, что в химических соединениях типа $Z_m H_n$ захват π^- -мезонов водородом (14) и (15) сильно подавлен. Так, для LiH $W \approx 3.5 \cdot 10^{-2}$, для H_2O $W \approx 3.5 \cdot 10^{-3}$.

2) Вероятность W практически не зависит от плотности и даже от агрегатного состояния веществ. Так, в одном из опытов ³⁷ плотность этилена C_2H_4 изменялась в 110 раз, однако величина W при этом осталась неизменной.

3) Величина W не уменьшается также при добавлении к водородсодержащему веществу примесей тяжелых элементов, химически не связанных с водородом. Например, при растворении в метиловом спирте CH₃OH солей NaJ и LiCl (в пропорции 9CH₃OH + NaJ и 3,15CH₃OH + + LiCl) величина W по сравнению с чистым спиртом не изменилась ³⁷.

4. Захват л—-мезонов в смесях газов

При изучении перехвата л⁻-мезонов от *р*л⁻-мезоатомов к ядрам тяжелых атомов в смесях газов типа H₂ + Z наблюдаются другие особенности процесса поглощения л⁻-мезонов ядрами водореда ¹¹:

1) Перехват л⁻-мезонов ядрами менее интенсивен, чем в случае химических соединений.

2) Он слабо зависит от заряда Z примеси.

3) Вероятность *Q* перехвата определяется лишь относительной концентрацией

$$C = \frac{C_{\mathbf{Z}}}{C_{\mathbf{H}}} , \qquad (18)$$

^{*)} В чистом водороде $W_{\rm H_{2}} = 1$.

и при фиксированном C не зависит от абсолютной концентрации C_Z и C_H ядер Z и H.

4) При небольших концентрациях примесей Z ($C \ll 1$) перехват π^- -мезонов к ядрам Z весьма мал ³⁸, что совершенно непохоже на аналогичный процесс для μ^- -мезонов (например, в жидком водороде перехват μ^- -мезонов на примеси близок к 100% уже при концентрациях $C \sim 0.001$) ³¹.

5. Предварительное обсуждение

Среди перечисленных результатов следует особо выделить два факта: резкую Z-зависимость вероятности $W_{Z_mH_n}$ захвата π^- мезонов водородом в химических соединениях типа Z_mH_n и независимость вероятности перехвата $Q_{H_{2+Z}}$ в смесях газов $H_2 + Z$ от концентраций C_Z и C_H при фиксированном C. Рассмотрим вначале первую группу опытов (п. 3) и попытаемся ответить на следующий основной вопрос: на какой стадии происходят нарушения Z-закона, какая из стадий мезоатомных процессов 1)—5) гл. II определяет перечисленные особенности и какая из существующих теоретических моделей может их объяснить?

В рамках схемы Ферми — Теллера Z-зависимость ядерной реакции (14) определяется процессом 2) гл. II (переход мезона в дискретный спектр). Z-закон Ферми — Теллера возникает при этом естественно, поскольку в торможении мезона участвуют Z электронов атома. Для больших Z в металлах и одноатомных газах это предположение, по-видимому. вполне оправдано, однако при поглощении мезонов в водороде почти наверное неприменимо, так как для водорода модель Томаса — Ферми неверна, а также потому, что окончательная вероятность ядерного захвата в водороде зависит от столкновений с другими атомами. Теоретические ¹⁹ и экспериментальные ^{11, 31-32} данные указывают, что константы перехвата мезонов от водорода к ядрам других веществ слабо зависят от величины заряда Z (примерно ~Z). Поэтому процессы перехвата л⁻-мезонов от водорода к ядрам Z при столкновениях не могут объяснить такое резкое (~Z⁻³) подавление реакции (14) в химических соединениях. Кроме того, если предположить, что причиной резких Z-зависимостей является механизм перехвата при столкновениях (процесс 4) гл. II), то уже небольшие примеси очень тяжелых элементов (например, иода в смесях CH₃OH + NaJ) должны резко подавлять реакцию (14). Этого, однако, не наблюдалось. Наконец, вероятность перехвата в рамках изложенной модели зависит от абсолютной концентрации С_z ядер и должна меняться при изменении плотности и, тем более, агрегатного состояния вещества. Эксперименты утверждают, что такой «эффект плотности» практически отсутствует ³⁷.

Таким образом, предварительный анализ экспериментов показывает, что прежние модели не могут объяснить обнаруженные закономерности, и для них необходимо искать другое объяснение.

IV. МОДЕЛЬ БОЛЬШИХ МЕЗОМОЛЕКУЛ

Прежде чем излагать новую схему процессов поглощения мезонов в веществе, подчеркнем следующий основной экспериментальный факт, который должна объяснить эта схема: резкая Z-зависимость вероятности захвата π -мезона ядрами водорода в водородсодержащих веществах связана именно с тем обстоятельством, что атом водорода входит в химическое соединение с другими атомами. Так, например, при равной концентрации ядер водорода и азота вероятность реакции (14) в гидразине N₂H₄ в 30 раз меньше, чем в эквивалентной механической смеси азота с водородом N₂ + 2H₂¹². Этот факт, как и всю совокупность результатов первой группы экспериментов (гл. III, п. 2) можно объяснить, предположив, что при переходе из непрерывного спектра в дискретный часть мезонов захватывается вначале не на мезоатомные уровни изолированных мезоатомов рл- и Zл-, а на мезомолекулярные орбитали всей системы $Z_m H_n$ в целом. Такое предположение равносильно утверждению о возможности существования устойчивой системы $Z_m \pi^- H_n$, состоящей из ядер, электронной оболочки и мезона, «размазанного» по громадной области ~500 a_μ ($a_\mu = \frac{\hbar^2}{Me^2}$ — мезоатомная единица длины).

На первый взгляд это предположение выглядит неправдоподобным, так как химическую связь между атомами обеспечивают электроны на расстояниях порядка атомной единицы длины $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8}$ см, а «с точки зрения мезона» эти расстояния огромны (мезоатомная единица длины π^- мезона $a_{\mu} = 2 \cdot 10^{-11}$ см, и в этих единицах размеры молекулы водорода равны R = 371; для всех остальных веществ R = 400-600).

Однако анализ движения мезонов на высоких орбитах показывает, что системы $Z_m \pi^- H_n$ подобного типа действительно могут существовать.

1. Основные положения модели

Согласно оценке Вайтмана¹⁴ π^- -мезон при адиабатическом захвате на водород попадает на уровень с квантовым числом $N_0 = 15$, а этот уровень находится уже внутри *К*-орбиты электрона атома водорода.



Рис. 4. Схема уровней в системе $p\pi^- Z$. п и п' — уровни изолированных мезоатомов $p\pi^-$ и $Z\pi^-$, N — общие уровни системы $p\pi^-Z$, n_0 — уровень, при котором энергия мезона $E_n = U_{\text{тах. т. с. равна высоте потенциального барьера между ядрами <math>p$ и Z.

При этом предполагалось, что второй протон в молекуле водорода H_2 не может повлиять на эту оценку. Поскольку расстояния между



Рис. 5. Система рп-Z.

ядрами в единицах a_{μ} очень велики, такое предположение казалось естественным. Количественное рассмотрение показывает, однако, что это не так: влияние второго ядра учитывать необходимо.

Чтобы показать это, рассмотрим систему, состоящую из протона, ядра Z и мезона (рис. 4). Потенциальная энергия мезона в поле двух неподвижных заряженных центров равна

$$U = -\frac{1}{r_1} - \frac{Z}{r_2} , \qquad (19)$$

где r_1 и r_2 — расстояния мезона от протона и ядра Z соответственно (рис. 5). Максимальное значение потенциала (19) достигается в точке

$$r_1 = R/(1+\sqrt{Z}), \quad r_2 = R - r_1$$

и равно

$$U_{\max} = -\frac{(1+1/\bar{Z})^2}{R} \,. \tag{20}$$

Энергия мезона, связанного в $p\pi^-$ -мезоатоме на *n*-й орбите в присутствии ядра Z на расстояниях $R \gg 1$, равна ³⁹

$$E \approx -\frac{1}{2n^2} - \frac{Z}{R} \,. \tag{21}$$

Для того чтобы уровень принадлежал изолированному мезоатому ряг, необходимо выполнение условия

$$E < U_{\max}.$$
 (22)

Отсюда получаем оценку для максимального значения n_0 , при котором мезонный уровень можно считать принадлежащим мезоатому водорода в присутствии другого ядра Z в молекуле⁴:

$$n_0 = \left[\frac{R}{2\left(1+2\sqrt{z}\right)}\right]^{1/2}.$$
 (23)

При $1 \ll Z \ll 10$ в соединениях $Z_m H_n R = 400-600$ и $n_0 = 5-7$. Для молекулы водорода (Z = 1, R = 371) $n_0 = 8$, что значительно меньше величины, даваемой Вайтманом ($N_0 = 15$). Таким образом, квантовые числа *n* уровней мезоатома $p\pi^-$ в системе $p\pi^-$ Z не превышают значения n_0 . Как видно из рис. 4, при $n > n_0$ возникает явление, аналогичное исчезновению линий при штарк-эффекте в сильных полях: барьер понижается настолько, что происходит вырывание мезона полем ядра Z. Поэтому уровни $p\pi^-$ -мезоатома с квантовыми числами $n > n_0$ являются общими для всей системы $p\pi^-$ Z*).

Принимая во внимание эти соображения, а также анализ, проведенный в предыдущих главах, можно предложить следующую последовательность процессов, происходящих при поглощении π^- -мезонов ядрами связанного водорода⁴:

1) При переходе π^- -мезонов из непрерывного спектра в дискретный часть их захватывается на мезоатомные уровни n' изолированных мезоатомов $Z\pi^-$, а другая их часть попадает на мезомолекулярные орбитали Nвсей молекулы в целом, т. е. образуется система $Z_m\pi^-H_n$.

2) После этого идут радиационные и оже-переходы с общих уровней N на разделенные уровни n и n' мезоатомов $p\pi^-$ и $Z\pi^-$ соответственно. Сразу же отметим, что в системе $Z_m\pi^-H_n$, по сравнению с изолированными мезоатомами, должна существенно возрасти вероятность радиационных переходов с высоких мезомолекулярных уровней N на мезоатомные уровни n и n'. Действительно, для уровней N поле уже не является центрально-симметричным, и поэтому радиационные переходы $N \rightarrow n$ и $N \rightarrow n'$ не подчиняются правилам отбора по орбитальному моменту $\Delta l = \pm 1$, которые в изолированных мезоатомах сильно увеличивают время каскада.

3) После перехода мезона на нижние изолированные уровни $p\pi^-$ -мезоатома происходит перехват мезонов со сравнительно низких орбит (n = 6-3) от мезоатома $p\pi^-$ к ядрам Z других атомов при столкновениях. Рассмотрим подробнее каждую из этих стадий.

16

^{*)} Точный расчет ⁴⁰ подтверждает оценку (23). Учет экранировки заряда Z электронами в сложных атомах не может сильно изменить эту оценку, поскольку n_0 слабо зависит от Z.

2. Захват мезонов из непрерывного спектра в дискретный

В настоящее время отсутствуют расчеты, которые позволили бы оценить долю мезонов, захваченных на общие уровни N мезомолекулы, и не изучен механизм такого захвата. Иными словами, за исключением металлов, неизвестно, каким образом при переходе мезонов из непрерывного спектра в дискретный происходит передача малых порций энергии (~0,02 эе), которой обладает тепловой мезон перед захватом. Ясно, однако, что практически только взаимодействие с электронами оболочки атома может привести к захвату мезона. При этом для любого механизма захвата теплового мезона в дискретный спектр вероятность выделения энергии, значительно превышающей первоначальную кинетическую энергию свободного мезона, мала. Поэтому энергия связи захваченного мезона примерно равна энергии связи выброшенного электрона. А это в свою очередь означает, что их орбиты геометрически подобны, т. е. орбита захваченного мезона находится в окрестности бывшей орбиты электрона.

Сформулированный принцип геометрического подобия электронных и мезонных орбит *) в некотором смысле эквивалентен предположению о справедливости Z-закона Ферми — Теллера на стадии захвата мезонов из непрерывного спектра в дискретный (гл. II, п. 2), поскольку из него следует, что полная вероятность обнаружить захваченный мезон в какойлибо области молекулы пропорциональна числу электронов в этой области. В частности, из него следует также, что при переходе из непрерывного спектра в дискретный мезон не может захватиться на уровне изолированного мезоатома $p\pi^-$, поскольку единственный электрон атома водорода Н принадлежит теперь валентной оболочке молекулы $Z_m H_n$. Оценим на основе этой гипотезы, какая часть мезонов, захваченных молекулой $Z_m H_n$,

Пусть общее число захваченных мезонов равно S₀. Тогда на общие орбиты попадет только S₁ мезонов, причем

$$S_1 = a(Z) S_0, \quad a(Z) < 1.$$
 (24)

Поскольку число валентных электронов в системе Z_mH_n равно 2n, а общее число электронов равно mZ + n, для коэффициента a(Z) получим

$$a(Z) = a_L n / (mZ + n)$$
 (25)

Величина коэффициента a_L определяется многими факторами: характером связи между атомами, энергией ионизации и т. д. Например, для ковалентной связи коэффициент a_L должен быть больше, чем для ионной, так как в первом случае плотность электронного облака между атомами выше. Следует также ожидать, что величина коэффициента a_L сильно зависит от структуры электронных оболочек атомов, и поскольку при переходе от периода L таблицы Менделеева к периоду L + 1 структура внешних электронных оболочек меняется скачком, эти изменения должны привести к скачкообразному изменению коэффициентов a_L .

Оценим величину a_L , принимая во внимание только характер связи между атомами. Это означает, что a_L определяется только распределением плотности ρ валентных электронов, осуществляющих связь между атомами H и Z. По определению

$$\rho = [\psi]^2, \qquad \psi = (\psi_{\rm R} \vdash \lambda \psi_{\rm H}) / \sqrt{1 + \lambda^2}, \qquad (26)$$

^{*)} Экспериментальные подтверждения этой гипотезы приведены в гл. V. 2 уФН, т. 97, вып. 1

где ψ — волновая функция валентных электронов, а ψ_{κ} и ψ_{μ} — нормированные волновые функции ковалентной и ионной структур:

$$\psi_{\mathbf{H}} = \psi_{\mathbf{H}}(1) \psi_{\mathbf{H}}(2),$$

$$\psi_{\mathbf{H}} = \frac{1}{\Omega} [\psi_{\mathbf{H}}(1) \psi_{\mathbf{Z}}(2) + \psi_{\mathbf{H}}(2) \psi_{\mathbf{Z}}(1)].$$
(27)

Из условия нормировки $\int |\psi_{\kappa}|^2 d\tau_1 d\tau_2 = 1$ получаем

$$\Omega^{2} = 2 (1 + s^{2}), \quad s = \int \psi_{\rm H}(1) \psi_{\rm Z}(1) d\tau_{\rm I} = \int \psi_{\rm H}(2) \psi_{\rm Z}(2) d\tau_{\rm 2}.$$
(28)

Из формулы (26), в пренебрежении интерференцией ковалентной и понной структур, следует

$$\rho = (1 - \sigma) \rho_{\rm R} + \sigma \rho_{\rm H}, \qquad (29)$$

где $\sigma = \lambda^2/(1 + \lambda^2)$ — степень ионности связи ⁴¹, равная вероятности найти оба валентных электрона вблизи того из атомов (Z или H), электроотрицательность X которого больше. Степень ионности связи можно вычислить по эмпирической формуле ⁴¹

$$\sigma = 0,16 |X_{\rm Z} - X_{\rm H}| + 0,035 |X_{\rm Z} - X_{\rm H}|^2.$$
(30)

Коэффициент a_L равен той части электронного «облака» двух электронов связи, которая сосредоточена вблизи протона $(1/(1+s^2))$ и в пространстве между ядрами р и Z $(2s^2/(1+s^2))$. Из формул (26) — (29) получаем

$$a_L = 2\sigma + (1 - \sigma) \left(1 + \frac{s^2}{1 - s^2} \right) ,$$
 (31)

причем первый член в (31) следует опустить, если электроотрицательность водорода меньше, чем атома Z ($X_{\rm H} \ll X_{\rm Z}$, как, например, в молекуле ${\rm H_2O}$). Для большинства соединений $s^2/(1 + s^2) \approx 0.3$, т. е. в области перекрывания содержится примерно 1/7 электронной плотности от каждого электрона связи ⁴¹. Отметим, что при выводе формулы (25) по существу предполагалось, что электроны различных оболочек в атоме вносят одинаковый вклад в процессы торможения и захвата мезонов. В общем случае это предположение, по-видимому, несправедливо, однако для элементов II периода его можно принять,

Используя ряд электроотрицательности ⁴¹, по формуле (31) можно вычислить коэффициенты *a*_L для элементов II иериода. Из табл. I,

Таблица І

Вещество	z	W _{эксп} , 10-3	^а L _{ЭКСП}	а _L , вычис- леиные по (31)	Вещество	z	W _{әксп} , 10-3	^а Lэксп	а _L , вычис- ленные по (31)
LiH B ₁₀ H ₁₄ CH CH ₂	3 5 6 6	$35{\pm}4$ $12,6{\pm}1,4$ $5,1{\pm}0,6$ $13,2{\pm}1,5$	$\begin{array}{c} 1,26{\pm}0,15\\ 1,44{\pm}0,17\\ 1,28{\pm}0,15\\ 1,90{\pm}0,22 \end{array}$	$ \begin{array}{c} 1,4\\ 1,3\\ 1,2\\ 1,2\\ 1,2 \end{array} $	N ₂ H ₄ H ₂ O NaH CaH ₂	7 8 11 20	$5,9\pm0,7$ $3,5\pm0,6$ $2,4\pm0,4$ $2,5\pm0,3$	$1,30\pm0,15$ $1,12\pm0,20$ $3,6\pm0,6$ $11,0\pm1,4$	1,1 0,9 —

где представлены результаты этих вычислений, видно, что коэффициенты a_L слабо меняются внутри II периода таблицы Менделеева. Из формулы (31) следует также, что при чисто ковалентной связи $\sigma = 0$ $a_L = 1,3$, а при чисто ионной связи при условии $X_{\rm H} < X_Z$ $\sigma = 1, a_L = 0$. Для молекулы водорода ${\rm H}_2$ $a_I = 2$ *).

^{*)} Фактически неопределенность в расчетах коэффициента *a*_L довольно велика, однако последние экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с нашими оценками (см. табл.).

3. Каскадные переходы

Проследим дальнейшую судьбу захваченных мезонов. Если мезон попадает с самого начала на разделенные мезоатомные уровни n и n'системы $Z_m \pi^- H_n$ (см. рис. 4), то дальнейшая картина процессов вполне аналогична каскаду в изолированных мезоатомах $p\pi^-$ и $Z\pi^-$: теряя энергию, мезоны достигают одного из нижних *s*-состояний, откуда возможен ядерный захват.

Согласно гипотезе геометрического подобия при захвате мезонов они просто «замещают» электроны в молекуле $Z_m H_n$. В отличие от остальных атомов, у водорода в химическом соединении нет других электронов, кроме электронов связи, и поэтому мезон не может захватиться на разделенные уровни n $p\pi^-$ -мезоатома. Поэтому ядро водорода может поглотить только такой мезон, который в стадии первоначального захвата попал на уровни N, общие для всей системы $Z_m\pi^-H_n$. п лиць впоследствии «упал» на уровни n изолированного мезоатома $p\pi^-$.

Пусть w_{Nn} и $w_{Nn'}$ — вероятности переходов с общего уровня N на разделенные уровни n и n' мезоатомов $p\pi^-$ и $Z\pi^-$ соогветственно (см. рис. 1). Тогда доля мезонов S_2 , которая с общего мезомолекулярного уровня N «упадет» на разделенные уровни n мезоатома $p\pi^-$, равна

$$S_2 = \frac{w_{Nn}}{w_{Nn} - w_{Nn'}} S_1. \tag{32}$$

Вероятности переходов w_{Nn} и $w_{Nn'}$ определяются двумя процессами: радиационными переходами и оже-переходами. Для оже-переходов коэффициенты конверсии велики только при малых энергиях перехода ΔE^{-24} , т. е. для переходов между близкими мезомолекулярными уровнями. Такой процесс в большинстве случаев не приводит к переходу мезонов с общих уровней на разделенные. Вероятность радиационных переходов пропорциональна (ΔE)³, поэтому мезону выгодно перейти на самый низкий из возможных мезоатомных уровней. В изолированном мезоатоме этому препятствуют правила отбора по орбитальному моменту $\Delta l = \pm 1$. Но, как мы уже отмечали, в системе $Z_m \pi^- H_n$ нарушена центральная симметрия поля, а поэтому не действуют и правила отбора но l^*). Таким образом, основной вклад в вероятности переходов w_{Nn} п $w_{Nn'}$ с общего мезомолекулярного уровня системы $Z_m \pi^- H_n$ на разделенные уровни мезоатомов $p\pi^-$ и $Z\pi^-$ должны давать радиационные переходы.

Вычислим вначале вероятность $w_{Nn'}$. Как известно ⁴², в мезоатомных единицах ($\hbar = M - e = 1$)

$$w_{Nn'} = \frac{4}{3} \alpha^3 \omega_0 \mu A_{Nn'} c e \kappa^{-1},$$

$$A_{Nn'} = (E_N - E_{n'})^3 | \mathbf{r}_{Nn'} |^2,$$
(33)

где $\omega_0 = 4, 1 \cdot 10^{16}$ сек⁻¹, $\mu = M/m$. E_N и $E_{n'}$ — энергии уровней N и n', г_{Nn'} — матричный элемент дипольного перехода между состояниями N и n':

$$\mathbf{r}_{Nn'} = \int \psi_{N} \mathbf{r} \psi_{n'} d\tau. \tag{34}$$

Рассмотрим вначале переходы в основное состояние (n' = 1). В этом случае, как показывают оценки ⁴, основной вклад в интеграл (34) дает область расстояний $r_2 \sim 1/Z$ (см. рис. 5). В этом случае выражение (34)

^{*)} В двухатомной молекуле сохраняются правила отбора по маглитному квантовому числу *m*.

для переходов N -> n' принимает следующий вид:

$$\mathbf{r}_{Nn'} \approx \int d\mathbf{r}_2 \psi_N(\mathbf{r}_2) \, \mathbf{r}_2 \psi_{n'}(\mathbf{r}_2), \qquad (35)$$

где область интегрирования можно ограничить сферой радиуса $r_0 \approx 1/Z$. Направление $\mathbf{r}_{Nn'}$ совпадает с межъядерной осью, а остальные компоненты матричного элемента (34) $\approx 0^{-4}$.

Волновая функция $\psi_{n'}(\mathbf{r})$ основного состояния равна ⁴²

$$\psi_{n'}(\mathbf{r}) = \frac{Z^{3/2}}{\sqrt{\pi}} e^{-Zr}$$
(36)

(здесь и ниже положено $r_2 = r$). Общие уровни E_N системы $Z_m \pi^- H_n$ находятся в области внешних электронных оболочек атома на расстояниях $r \approx r_N$ от ядра. В этой области для всех атомов (независимо от величины заряда Z их ядра) $r_N \approx \mu$, $E_N \approx -\frac{1}{2\mu}$, а волновая функция уровня E_N равна

$$\psi_N \approx \frac{1}{r \sqrt{\mu p}} , \qquad (37)$$

где $p = \sqrt{2(E - U(r))}$ — квазиимпульс мезона. Эти соотношения вытекают из модели Томаса — Ферми, достаточно хорошо проверены экспериментально и являются следствием экранировки заряда ядра внутренними электронами ⁴³.

Из условия непрерывности волновой функции на расстояниях $r \sim 1/Z$ от ядра следует, что

$$\psi_N \approx \left(\frac{Z}{\mu}\right)^{1/2} \,. \tag{38}$$

Заметим, что эта формула несколько необычно (без введения $Z_{3\Phi\Phi}$) учитывает влияние экранировки ядра Z на волновую функцию ψ_N . Если экранировки нет, то вблизи ядра Z $\psi_N \approx (Z/N)^{3/4}$, и так как для мезона, движущегося с энергией $E_N \sim -1/2$ µ на расстояниях $r_N \sim \mu$ от ядра Z, $N^2 \sim Z\mu$, то при $r \sim 1/Z$ его волновая функция, в отличие от (38), равна

$$\psi_N \approx \left(\frac{Z}{\mu}\right)^{3/4} \,. \tag{39}$$

Используя выражения (38) и (36), для матричного элемента (34) получим приближенно

$$r_{Nn'} \approx \pi r_0^4 \left(\frac{Z}{\mu}\right)^{1/2} \frac{Z^{3/2}}{\sqrt{\pi}} = \left(\frac{\pi}{\mu}\right)^{1/2} Z^{-2}.$$
 (40)

При $N \gg 1$ $E_N - E_{n'} \approx \frac{1}{2} (Z/n')^2$ и вероятность перехода $w_{Nn'}$ при n' = 1 равна

$$w_{Nn'} \approx \frac{\pi}{6} \alpha^3 \omega_0 Z^2 \approx 0.8 \cdot 10^{10} Z^2 \ ce\kappa^{-1}.$$
 (41)

Вероятность w_{Nn} получается из (41), если положить Z = 1, $n' = n = 1^*$). Из формулы (41) следует, что при n = n' = 1

$$\frac{W_{Nn'}}{W_{Nn}} = Z^2, \tag{42}$$

^{*)} В рассмотренной схеме процессов радиационные переходы на уровни n' > 1будут подавлены, поскольку $(\Delta E)^3 \sim (n')^{-6}$, и после замены $r_0 \sim n'/Z$ в (40) получим $w_{Nn'} \sim 1/n'$. Кроме того, как показывают оценки ⁴, переходы с изменением магнитного квантового числа $m (\Delta m \neq 0)$ также сильно подавлены.

а из формул (32) и (24)

$$S_2 = \frac{S_1}{Z^2 - 1} \approx \frac{a(Z)}{Z^2} S_0.$$
(43)

По определению вероятность W захвата п⁻-мезона ядром водорода равна

$$W_{\mathbf{Z}_m\mathbf{H}_n} = \frac{S_2}{S_0} = a_L \frac{n}{mZ + n} \frac{1}{Z^2 + 1} .$$
 (44)

Используя формулы (44), (43) и (25), получим окончательно

$$W_{\mathbf{Z}_m \mathbf{H}_n} \approx a_L \frac{n Z^{-2}}{m Z + n} \ . \tag{45}$$

Для более сложных веществ вида $Z_k Z_m H_n$ (например, $C_2 H_5 OH$ и др.) изложенная схема процессов приводит к соотношению

$$W_{Z'_{k}Z_{m}H_{n}} = \frac{a'_{L}v'(Z')^{-2} + a_{L}vZ^{-2}}{kZ' + mZ + n}, \qquad (46)$$

где v' и v-число связей атомов Z' и Z с водородом (v' + v = n). При v' = 0, k = 0 v = n, и мы возвращаемся к формуле (45).

V. МОДЕЛЬ БОЛЬШИХ МЕЗОМОЛЕКУЛ И НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Изложенная в предыдущей главе модель мезоатомных процессов в химических соединениях основана на двух утверждениях:

1) распределение мезонов по уровням мезомолекулы $Z_m \pi^- H_n$ и мезоатома $Z\pi^-$ при переходе из непрерывного спектра в дискретный определяется структурой (25) коэффициента a(Z);

2) дальнейшее перераспределение мезонов с общих мезомолекулярных уровней N, которые находятся в области валентных электронов молекулы, на уровни n и n' изолированных мезоатомов происходит за счет радиационных переходов (см. рис. 4).

1. Z-зависимость вероятности W в химических соединениях

Этих двух предположений оказывается достаточно, чтобы объяснить многие особенности экспериментальных результатов, отмеченные в гл. III. В частности, становятся понятными результаты группы опытов^{2, 3, 5, 6, 37} по изучению реакции $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$ в химических соединениях типа $Z_m H_n$ (п. 1 гл. III): резкое подавление вероятности W с ростом Z, независимость W от плотности и агрегатного состояния вещества, а также от примесей тяжелых элементов. Как видно из рис. 6, экспериментально полученные значения приведенной вероятности

$$P = \left(\frac{m}{n} + \frac{1}{Z}\right) W_{\mathbf{Z}_m \mathbf{H}_n} \tag{47}$$

для бинарных соединений Z_mH_n II периода таблицы Менделеева согласуются с зависимостью

$$P = a_L Z^{-3}, (48)$$

которая следует из формулы (45). Величины коэффициентов a_L , определенные из этих измерений, равны *)

$$a_{\rm I} = 2, \quad a_{\rm II} = 1,28 \pm 0,15, \quad a_{\rm III} = 3,6 \pm 0,6, \quad a_{\rm IV} = 11,0 \pm 1,4.$$
 (49)

^{*)} Значение $a_I = 2$ получено из формулы (44) при учете условия нормировки $W_{H_2} = 1$, а также равенств: m = 0, n = 2, Z = 1.

Отметим, что эти значения коэффициентов a_L получены из экспериментальных данных в предположении, что формула (45) справедлива для всех периодов таблицы Менделеева. В действительности она проверена только для элементов II периода *).

В последнее время модель больших мезомолекул подверглась более детальной проверке ^{5, 6}. В частности, была измерена вероятность W для бо-



Рис. 6. Зависимость приведенной вероятности P (формула (47)) от Z для соединений типа $Z_m H_n$ п $Z'_h Z_m H_n$.

Сплошная и пунктирные прямые соответствуют зависимостям (48) с $a_L = 1,28$ и 1⁶.

лее сложных веществ типа $Z'_h Z_m H_n$. При этом оказалось, что формула (46) хорошо описывает экспериментальные данные (см. рис. 6 и табл. I). В сложных органических соединениях формула (46) также оправдывается (табл. II).

Таблица II

Вещество	W _{экса} , 10-3	W, вычислен- ная по (46), 10-3
CH ₃ OH	$7,5\pm0,9$	$7,0\pm0,8$
C ₂ H ₅ OH	8,1 $\pm0,9$	$7,7\pm0,9$
C ₃ H ₆ O	6,6 $\pm0,8$	$6,7\pm0,8$
C ₅ H ₇ OOH	4,2 $\pm0,5$	$4,9\pm0,6$

Формула (46) справедлива и в случае смесей двух водородсодержащих веществ (например, 40% $C_2H_5OH + 60\% H_2O$).

Однако эта формула не может объяснить различие в величинах a_L для таких соединений, как СН и СН₂, для которых $W_{\rm CH_2}/2W_{\rm CH} = 1,30 \pm 0,13^2$, а не 7/8, как это следует из формулы (45). Весьма вероятно, что этот эффект связан с различиями в условиях первоначального захвата мезонов на уровни мезомолекулы **).

Наконец, отметим еще одно следствие работ ^{5, 6}. Изученные в

этих работах соединения типа (NH₄)Z' и Z'(BH₄) различаются только атомом (или группой атомов) с зарядом Z'. Этот атом связан с ионами (NH₄)⁺ и (BH₄)⁻ ионной связью и поэтому, согласно основным положениям модели, не принимает участия в перехвате. Формула (46) для таких соединений принимает вид

$$W = a_{11} \frac{4Z^{-2}}{Z' + Z_{-} 4} . \tag{50}$$

^{*)} Одна из возможных причин такого поведения коэффициентов a_L может быть связана с тем, что при захвате мезонов в дискретный спектр в тяжелых атомах электроны различных оболочек дают неодинаковые вклады в процесс торможения мезонов. Поэтому структура (24) коэффициента a(Z) может отличаться от выражения (25). Отметим, что рост (49) коэффициентов a_L ограничен условием $a(Z) \ll 1$, которое означает, что все мезоны захватены на общие уровни системы $Z_m \pi^- H_n$. **) Различия в условиях захвата в CH₂ и CH могут быть связаны с неодинако-

^{**)} Различия в условиях захвата в CH_2 и CH могут быть связаны с неодинаковым характером гибридных связей в этих соединениях. Вклад *p*-орбитали в валентные связи молекулы CH_2 (*sp*²-гибридизация) в 1,3 раза больше, чем в случае CH (*sp*-гибридизация) ⁴¹.

Отсюда следует, что величины 1/W для указанных соединений должны линейно зависеть от Z':

$$1/W \sim Z' + \text{const.} \tag{51}$$

Как видно из рис. 7, экспериментальные данные подтверждают это заключение. Последнее означает, что при первоначальной посадке Z-закон действительно выполняется и свиде-

тельствует о правомерности принятого нами подхода.

В предыдущем разделе было показано, что формула (46) хорошо выполняется для широкого класса соединений. Однако для веществ типа которые содержат $R (ZH_n)_q$, a тождественных водородсодержащих групп, соединенных с некоторой группой атомов R, она дает значения, завышенные по сравнению с экспериментальными в q раз⁶. Эта закономерность носит общий характер и не зависит от вида тождественных грунп (табл. III), т. е. процесс захвата происходит так, как если бы (q - 1) групп.



Рис. 7. Результаты экспериментальной проверки формул (51) и (52) для соединений типа $R(ZH_4)_q$.

Прямая — зависимость (51), рассчиганная при $a_L = 1; Z'$ — суммарный заряд ядер группы атомов R.

в «отбирании» п⁻-мезона от атома водорода участвовал не только атом Z, непосредственно связанный с ним, но и все атомы Z остальных

Этот эффект находит естественное объяснение в рамках квантовомеханической теории резонанса. Действительно, поскольку все группы $Z_m H_n$ тождественны между собой, мезон, захваченный вначале одной из них. в дальнейшем распределяется по всем группам за счет квантовомеханических обменных эффектов *) (аналогично л-электронам в молекуле бензола). Однако группа, в которую первоначально был захвачен мезон, среди других групп Z_mH_n выделена, так как при захвате мезона она утратила один электрон. Эта утрата не нарушает условия тождественности групп, поскольку форма потенциальных ям определяется в основном атомами Z. Теперь, однако, в захвате участвуют атомы Z из всех q групп, в то время как захват атомом водорода возможен только в первоначальной группе, поскольку в остальных (q — 1) группах этому препятствуют электроны, экранирующие ядра водорода **). Таким образом, в системе

23

^{*)} При средних высотах барьеров $\sim 0.1 - 0.2$ зв и расстояниях $\sim 1 - 2$ а. е. время обмена для π^- -мезонов $\tau \sim 10^{-12}$ сек, что меньше времени радиационных пере-ходов на водород (~ 10^{-10} сек, см. (41)).

^{**)} Для наглядности мы воспользовались упрощенной схемой. В действительности предположение о выделенном характере первоначальной группы Z_mH_n является излишним, поскольку в обменном взаимодействии между всеми группами участвует не только л⁻-мезон, но и все (q - 1) электронов от атомов водорода других групп Эти электроны будут препятствовать захвату мезона на водород, и в результате полная вероятность найти мезон вблизи любого из атомов водорода равна $\rho_{\pi}/(\rho_{\pi} + \rho_{e}) = 1/q$, так как в подсистеме $(Z_{m}H_{n})_{q}$ —один мезон ($\rho_{\pi} = 1$) и (q - 1) электронов, прецятствующих захвату ($\rho_{e} = q - 1$). Таким образом, вероятность W будет подавлена в таких соединениях в q раз по сравнению с формулой (46).

с q тождественными группами эффекты квантовомеханического резонанса должны приводить к подавлению вероятности захвата π^- -мезона связанным водородом в q раз по сравнению с формулой (46), которая для симметричных систем типа R ($Z_m H_n$)_q принимает вид

$$W_{\rm R (Z_mH_n)_q} = a_L \frac{nZ^{-2}}{Z' + q (mZ + n)};$$
 (52)

здесь Z' — общий заряд ядер группы атомов R. Как видно из табл. III, формула (52) хорошо описывает экспериментальные результаты для широкого класса веществ: оснований, кислых и основных солей, и даже для органических галоидов.

таолипа 1	111
-----------	-----

Вещество	W _{эксп} , 10-4	q	W _{выч. по (46)} W _{эксп}	W, вычис- ленная по (52), 10-4		
$\begin{array}{c} {\rm KOH} \\ {\rm Ca(OH)_2} \\ {\rm Cd(OH)_2} \\ {\rm Ba(OH)_2} \\ {\rm Al(OH)_3} \\ ({\rm NH}_4){\rm F}^*) \\ ({\rm NH}_4){\rm G1}^*) \\ ({\rm NH}_4){\rm G1}^*) \\ ({\rm NH}_4){\rm G1}^*) \\ ({\rm NH}_4){\rm 2Cr_2O_7}^*) \\ ({\rm NH}_4){\rm 2TiF_6}^*) \\ {\rm Ba(CH_3COO)_2} \\ {\rm Cd(CH_3COO)_2} \\ {\rm Cb(CH_3COO)_2} \\ {\rm Cb(CH_3COO)_2} \\ {\rm C2H_4Cl_2} \end{array}$	$\begin{array}{c} 6,7\pm2,1\\ 5,7\pm1,4\\ 3,3\pm1,2\\ 2,5\pm0,7\\ 6,3\pm1,8\\ 46\pm7\\ 32\pm6\\ 16\pm2\\ 12\pm2\\ 6,0\pm1,1\\ 7,0\pm1,4\\ 10,5\pm1,4\\ 8,7\pm1,3\\ 6\pm2\\ 13\pm2 \end{array}$	$ \begin{array}{c} 1 \\ 2 \\ 2 \\ 3 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 2 \\ 2 \\ 2 \\ 2 \\ 2 \\ 2 \\ 2 \\ 2 \\ 2 \\ 2$	$\begin{array}{c} 1,1\pm 0,3\\ 1,9\pm 0,5\\ 1,9\pm 0,7\\ 2,2\pm 0,6\\ 2,4\pm 0,7\\ 1,1\pm 0,2\\ 1,1\pm 0,2\\ 1,1\pm 0,2\\ 2,2\pm 0,4\\ 2,4\pm 0,5\\ 1,7\pm 0,3\\ 2,2\pm 0,3\\ 2,0\pm 0,7\\ 2,2\pm 0,3\\ 2,0\pm 0,7\\ 2,2\pm 0,3\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 7,2\pm 0,8\\ 5,3\pm 0,6\\ 3,1\pm 0,4\\ 2,7\pm 0,3\\ 5,0\pm 0,6\\ 42\pm 4\\ 29\pm 3\\ 18\pm 2\\ 12,8\pm 1,3\\ 6,5\pm 0,7\\ 8,3\pm 0,9\\ 9,0\pm 1,0\\ 9,7\pm 1,1\\ 6,1\pm 0,8\\ 14\pm 1\end{array}$		
*) При вычислении W в соединениях типа $R(NH_4)_q$ принято $a_L = 1,0\pm0,1$ согласно измерениям 5 для солей аммония. Для всех остальных соединений принято значение $a_L = 1,28\pm0,15$ — среднее по II периоду 5.						

3. Захват µ--мезонов в химических соединениях

Модель больших мезомолекул была предложена вначале ⁴ для объяснения особенностей процесса поглощения остановившихся л⁻-мезонов в веществах типа $Z_m H_n$. В последнее время были выполнены эксперименты ^{7-10, 44}, в которых изучались процессы поглощения μ^- -мезонов в различных химических веществах. Интересно проанализировать результаты этих опытов с точки зрения изложенной модели и рассмотреть следствия, к которым она приводит.

Прежде всего остановимся на результатах исследования структуры мезорентгеновской *K*-серии в металлах и химических соединениях ^{9, 36}, которая возникает при каскадных переходах μ^{-} -мезона после захвата его на высокие уровни мезоатомов. Условия эксперимента позволяют выделить в *K*-серии линии K_{α} (переход $2p \rightarrow 1s$), K_{β} (переход $3p \rightarrow 1s$) и K_{ν} -серию (вклад всех остальных переходов $np \rightarrow 1s$ с высоких уровней *n* мезоатома на основной 1s). В этих экспериментах был обнаружен аномально большой вклад K_{ν} -серии в общую интенсивность *K*-серии при Z > 20 (см., например, рис. 8). Указанный факт противоречит расчетам Эйзенберга и Кесслера ¹⁷, и в рамках теории каскадных переходов в изолированном атоме его понять не удается. Кроме того, согласно расчетам ¹⁷, интенсивность K_{ν} -серии с ростом Z должна падать, а опыты ³⁶ показывают обратное (рис. 8).

Результаты этих экспериментов можно объяснить, допустив, что часть μ^- -мезонов при торможении захватывается на высокие уровни в области валентных оболочек и в дальнейшем вся K_{ν} -серия возникает за счет переходов с этих уровней на основной, минуя каскад *). Экспериментальное значение интенсивности K_{ν} -серии в металлическом хроме $J_{\nu} = -0.22$ 9. Поскольку эф-

фективная валентность $\hat{Cr} (Z = 24)$ равна ~ 5,8⁴³, для J_{ν} получается оценка (24) $J_{\nu} \approx 5,8/24 = 0,24$, которая хорошо согласуется с экспериментальной. Отметим, что в одноатомных газах вклад K_{ν} -серии меньше (например, для Ar $J_{\nu} \approx 0,07^{10}$) и примерно равен расчетному ¹⁷, что также согласуется с нашими представлениями.

Из этих же рассуждений следует, что структура *K*-серии ионных соединений CsCl, KCl и др. должна быть подобна структуре *K*-серии благородных газов, так как в этом случае плотность электронного облака между атомами мала и число мезонов,



Рис. 8. Структура мезорентгеновской К-серии при различных зарядах ядер Z. △, ▽, □, ○ — отношение интенсивнос:ей $(J_{\beta} + J_{\nu})/J_{\alpha}^{17}$, ³³; пунктир — результаты вычислений ¹⁷; ● — J_{ν}/J_{α} и $J_{\beta}/J_{\alpha}^{17}$.

попавших на общие уровни, значительно меньше, чем в металлах или в соединениях с ковалентной связью. Действительно, указание на это в случае KCl можно найти в работе⁹. Наконец, изменение интенсивности K_{v} -серии при движении по периоду таблицы Менделеева с точки зрения модели объясняется изменением числа валентных электронов.

Зависимость структуры мезоатомной *К*-серии от особенностей строения внешних электронных оболочек, образующих химическую связь между атомами, отчетливо показана также оцытами с металлами и их окислами^{9,44}. В этих опытах обнаружено, что интенсивность K_{v} -серии (точнее отношение $J_{v}/(J_{\alpha} + J_{\beta} + J_{v})$ в металлах в 1,3—1,6 раза больше, чем в окислах этих металлов (рис. 9, *а* и б). Этот факт можно объяснить изменением эффективной валентности, которая в чистых металлах выше, чем в окислах, а также смещением валентного электронного облака в молекуле окисла к электроотрицательному кислороду.

Обратим внимание еще на одну особенность структуры *К*-серии в химических соединениях и металлах: рентгеновские спектры мезоатомов этих веществ обнаруживают отчетливый провал в области между

^{*)} Согласно представлениям работы ⁴ это излучение должно быть поляризовановдоль оси линейной молекулы.

линиями K_{β} и K_{ν} , т. е. в спектре K-серии отсутствуют переходы $np \rightarrow 1s$ с уровней n = 4 - 6 (рис. 10). В рамках нашей модели это явление получает естественное объяснение, так как именно эти уровни расположены в переходной области между общими уровнями мезомолекулы и нижними уровнями n и n' изолированных мезоатомов (см. рис. 4).



Влияние внешних электронных оболочек на процесс захвата μ^- -мезонов в химических соединениях убедительно показано в работе⁷, где это явление изучено в широкой области изменения зарядов Z ядер атомов, образующих соединение. В этих опытах было измерено отношение вероятностей f(Z) поглощения μ^- -мезона атомом Z и атомом кислорода в окислах типа $Z_m O_n$:

$$f(Z) = \frac{n}{m} \frac{J(Z)}{J(8)},$$
 (53)

где J (8) и J (Z) — интенсивности K-серии в кислороде и в атоме с зарядом Z соответственно. На рис. 11, где представлены результаты этих опытов, отчетливо виден периодический характер зависимости f(Z), которая повторяет строение периодической системы элементов, причем положение минимумов f(Z) соответствует щелочным металлам.

В целом, однако, в системах Z_kZ_m не обнаружено таких больших несоответствий с Z-законом, как в водородсодержащих соединениях типа



E - энергия перехода, n - помер уровня. Провал между линиями K₆ и K_V соот-Betctbyet $n \approx 4 - 6$.

Z_mH_n. С точки зрения модели, отсутствие резких Z-зависимостей в системах Z'_kZ_m, не содержащих водорода, объясняется тем, что нарушения Z-закона в этом случае связаны _{f(Z)}

только с перераспределением мезонов, попавших вначале на общие мезомолекулярные уровни. А поскольку доля таких мезонов от общего числа захваченных мезонов сравнительно невелика, то и нарушения Z-закона в системах $\mathbf{Z}_{k}^{'}\mathbf{Z}_{m}$ не могут быть большими. Во многих случаях опыт подтверждает это заключение ³³.

Оба допущения, на которых основана модель больших мезомолекул (о механизме посадки и дальнейших переходах см. гл. IV), приводят к тому, что мезоны преимущественно должны поглощаться ядрами атомов с болышими зарядами Z. Однако результаты опытов по поглощению µ⁻-мезонов окислами различных веществ ⁷ противоречат этому выводу: в этих соединениях на атом кислоро-



да почти всегда попадает больше мезонов, чем на атом другого вещества (см. рис, 11), независимо от величины заряда его ядра:

$$f(Z): Z/8 < 1.$$
 (54)

Возможная причина такого преимущественного захвата мезонов на кислород может быть связана со способностью кислорода образовывать отрицательные ионы, особенно в соединениях со щелочными металлами. Сечение захвата на мезоатомные уровни кислорода в этом случае может возрасти за счет адиабатических переходов мезона из непрерывного спектра в дискретный²⁸. Отмеченная особенность окислов щелочных металлов может приводить к появлению провалов на графике f (Z) в начале каждого периода (см. рис. 11).

VI. ПРОЦЕССЫ ПЕРЕХВАТА МЕЗОНОВ

Перехват мезонов от мезоатомов водорода к ядрам Z атомов других веществ в рассмотренных ранее процессах не играл заметной роли. Однако в некоторых случаях он является определяющим.

Большое время жизни µ⁻-мезона и малые скорости захвата их ядрами водорода приводят к тому, что подавляющее число µ⁻-мезонов при малых концентрациях примеси Z перехватывается на ядра Z с *K*-орбиты мезоатома водорода:

$$p\mu^- + Z \longrightarrow Z\mu^- + p. \tag{55}$$

Скорость перехвата µ-мезона равна

$$\omega = \sigma v C_{\mathbf{Z}},\tag{56}$$

где σ — сечение перехвата, v — относительная Ескорость столкновения, $C_{\rm Z}$ — концентрация ядер Z. При малых $v \sigma \sim 1/v$, т. е. $\sigma v = {\rm const.}$ Это

позволяет ввести приведенную константу перехвата λ_Z:

$$\lambda_{\rm Z} = \sigma v C_{\rm H}^{\rm o}; \qquad (57)$$

эдесь $C_{\rm H}^0 = 4,25 \cdot 10^{22}$ ядер/см³ — плотность жидкого водорода. Отсюда

$$\omega = \lambda_{\rm Z} c_{\rm Z}, \qquad (58)$$

где $c_Z = C_Z/C_H^0$. Приведенная концентрация ядер Z. Экспериментальному и теоретическому изучению процесса (55) посвящен ряд работ $^{31-32}$, 38 , 19 , согласно которым λ_Z примерно пропорциональна Z и равна

$$\lambda_{\rm Z} = (0,84 \pm 0,04) \cdot 10^{10} Z \, ce\kappa^{-1}.(59)$$

Вычисление λ_Z сводится к решению задачи о рассеянии сону Булона. Схему таких вы-

трех частиц, взаимодействующих по закону Кулона. Схему таких вычислений ^{45, 19} проще всего пояснить на языке термов (рис. 12).

Пусть мезон находится в основном состоянии мезоатома $p\mu^-$, где его энергия в мезоатомных единицах ($\hbar = M = e = 1$) равна $E_0 = -1/2$. При больших расстояниях R между ядрами p и Z полная энергия $V_0(R)$ системы $p\mu^- + Z$, включающая энергию отталкивания ядер, равна

$$V_0(R) = -\frac{1}{2} - \frac{9}{4} \frac{Z^2}{R^4} . \tag{60}$$



Рис. 12. Схема термов системы $p\mu^{-}Z^{-19}$. При $R \to \infty$ терм $V_{0}(R)$ соответствует основному состоянию системы $pu^{-} + Z$, а термы $V_{n'}(R)$ —

уровням системы Zµ- + p.

Любой терм V (R) системы pµ⁻Z определяется набором квантовых чисел ³⁹. Системе $\bar{\mathbf{Z}}\mu^- + p$ также соответствуют свои термы $V_{n'}(R)$, которые при $R \gg 1$ зависят от R сле-V лующим образом:

$$V_{n'}(R) = -\frac{1}{2} \left(\frac{Z'}{n'}\right)^2 + \frac{Z-1}{R}; \quad -$$
(61)

здесь n' -- квантовое число уровня мезоатома Zµ⁻. Из формул (60) и (61) следует, что для некоторых уровней n' при определенных значениях $R = R_0$ происходит пересечение термов - Сб $V_0(R)$ и $V_{n'}(R)$. Согласно общей теории неадиабатических переходов 44 в этой точке возможны интенсивные переходы с терма V_0 (R) на терм $V_{n'}$ (R),что и соответствует реакции



Рис. 13. Картина термов для системы рµ-Ne⁴⁰. Псевдопересечения термов $V_0(R)$ и 910, 910 и 8 $k\sigma$, 8 $k\sigma$ и 7 $i\sigma$ происходят при $R_0 = 76$, 31, 17.

(55). При этом μ^- -мезон попадает на высокие орбиты ($n' \leqslant Z$) мезоатома $Z\mu^-$. Недавние расчеты 40 показали, однако, что в системах Zµ⁻ + p и рµ⁻ + Z картина термов несколько иная, чем та, которая была



Рис. 14. Структура µ-мезорентгеновской К-серии Ar в чистом Ar и в смеси $Ar + H_2^{10}$. Радиационные переходы с высоких уровней системы Нµ- Аг на уровни системы µ-Аг составляют ~50%. Обозначения те же, что и па рис 9

принята в прежних работах ¹⁹. В частности, в некоторых точках R₀, где ранее, исходя из приближенных формул (60) и (61), получали пересечение термов, обнаружены псевдопересечения термов (рис. 13). Это обстоятельство, по-видимому, не очень сильно изменит результаты прежних вычислений λ_Z, однако при дальнейших расчетах его необходимо иметь в виду.

В заключение отметим эксперимент ¹⁰ по исследованию структуры мезорентгеновской *K*-серии Ar в смеси H_2 + Ar. Обычно при вычислении констант перехвата в таких системах предполагается, что основной вклад в сечение перехвата μ^- -мезона от $p\mu^-$ -мезоатомов к ядрам Z дают безрадиационные переходы (55) при пересечении (или исевдопересечении) термов. Из работы ¹⁰ следует, однако, что примерно половина мезонов перехватывается на уровни мезоатома $Z\mu^-$, испуская γ -кванты (рис. 14), т. е. по реакции

$$p\mu^- + Z \longrightarrow Z\mu^- + p + \gamma$$
.

Корректных расчетов для вероятности такой реакции пока не существует. Заметим, что эти у-кванты вполне аналогичны K_v -серии, возникающей при переходе μ^- -мезонов с общих уровней мезомолекулы $p\mu^- Z$, так как эффективное квантовое число уровня N системы $p\mu^- Z$, с которого происходит переход μ^- -мезона при столкновении, очень велико и примерно равно Z^{39} .

Все предыдущие рассуждения справедливы только для μ^- -мезоатомов. Действительно, скорость ядерного захвата π^- -мезонов протоном из основного состояния весьма велика (9), и перехват на другие системы возможен только с высоких уровней *n* мезоатома $p\pi^-$, где скорости перехвата при относительных концентрациях $C \sim 1$ сравнимы с вероятностями каскадных переходов и скоростью ядерного захвата. Оценки показывают, что перехват π^- -мезонов происходит с уровней $n \approx 3-6$ мезоатома $p\pi^-$ *).

После этих предварительных замечаний рассмотрим вторую группу опытов по измерению вероятности перехвата π^- -мезонов Q в смесях газов $H_2 + Z$ (гл. III). В частности, попытаемся объяснить экспериментально полученную зависимость величины $Q_{H_2 \vdash Z}$ от концентрации газов и заряда Z ядра атомов примеси.

Согласно принятой схеме на первой стадии захвата остановившиеся π^- -мезоны в смеси газов распределяются по Z-закону ^{5-6, 8, 37, 47}. На второй стадии образуются мезоатомы $p\pi^-$ с мезонами на орбитах n < 7 (см. ²³). После этого идут процессы перехвата $p\pi^- - Z \rightarrow Z\pi^- + p$. Опишем их феноменологически.

Пусть суммарная скорость у каскадных переходов и ядерного поглощения в мезоатоме $p\pi^-$ не зависит от столкновений с другими атомами, а константа перехвата процесса равна λ . В этих предположениях вероятность перехвата Q равна

$$Q = \frac{\lambda c_Z}{\gamma + \lambda c_Z}, \quad c_Z = C_Z / C_Z^0, \quad c_H = C_H / C_H^0 , \quad (62)$$

т. е. *Q* зависит от приведенной концентрации *с*_Z ядер примеси. Экспериментальные данные ¹¹ противоречат такому заключению.

Причина этого расхождения заключается в том, что радиационные переходы в изолированном $p\pi^-$ -мезоатоме, как отмечалось в гл. II, п. 5, не единственный и не главный среди процессов, которые приводят к быстрому опусканию π^- -мезона на нижние уровни $p\pi^-$ -мезоатома. Значи-

30

^{*)} Если принять, что при малых скоростях $p\pi^-$ -мезоатомов сечение персхвата с уровня *n* примерно пропорционально n^4 , то $\lambda_Z \approx 0.8 \cdot 10^{10} \ Zn^4$ (см. формулу (59)). Приравнивая это значение скорости ядерного захвата (9) $\Gamma = 1.6 \cdot 10^{15}/n^3$, получим нижнюю оценку для *n*. Малая заселенность уровней изолированного $p\pi^-$ -мезоатома с n > 6 следует из формулы (23).

тельно больший вклад в вероятность опускания мезона вниз и ядерного захвата дают процессы, которые происходят при столкновениях мезоатома *р*π⁻ с атомами других веществ — внешний оже-эффект и ядерный захват из высоких *ns*-состояний *р*π⁻-мезоатома при столкновениях (механизм Дэя — Сноу — Сачера). Оба эти процесса, очевидно, зависят от числа столкновений *р*π⁻-мезоатома с ядрами Z и протонами, т. е. от концентрации *c*_Z и *c*_H. В этом случае у пропорциональна концентрации *c*_H п *c*_Z:

$$\gamma = ac_{\rm H} - bc_{\rm Z}, \tag{63}$$

и вместо (62) мы получим следующее выражение⁴:

$$Q = \frac{\Lambda C}{1 \operatorname{er} (\Lambda \models \varkappa) C} , \qquad (64)$$

где $\Lambda = \lambda/a$, $\varkappa = b/a$, $C = c_Z/c_H$. Таким образом, величина Q зависит только от относительной концентрации ядер примеси C, а не от концентраций c_Z и c_H в отдельности, что согласуется с экспериментальными данными (гл. 111, п. 4).



Рис. 15. Зависимость вероятности Q перехвата л⁻-мезонов от водорода к гелию и дейтерию в смесях H₂ + He и H₂ + D₂ от относительной концентрации C. Кривые вычислены по формуле (64).

Более подробное рассмотрение ⁴ не меняет существенно этого вывода. В частности, всегда существует конечная вероятность радиационного перехода в мезоатоме $p\pi^-$, которая не зависит от столкновений с другими атомами. Поэтому в общем случае

$$\gamma = ac_{\rm H} + bc_{\rm Z} + \alpha, \tag{65}$$

где α мало и не зависит от $c_{\rm H}$ и $c_{\rm Z}$. Соответствующие изменения в формуле (64) очевидны.

Процессы перехвата π^- -мезонов в газовых смесях $H_2 + Z$ были исследованы ¹¹ для ряда примесей $Z(D_2, He, N_2, Ne, Ar)$. При этом наблюдался перехват π^- -мезонов от $p\pi^-$ -мезоатомов к ядрам Z (см., например, рис. 15). Обработка экспериментальных данных показала, что

$$\Lambda = (0,7 \pm 0,2) Z \tag{66}$$

(рис. 16). Приведенная константа перехвата Λ_Z, аналогичная величине λ_Z для μ⁻-мезонов (59), равна *)

$$\Lambda_{\rm Z} \approx 3 \cdot 10^{11} \rm Z \ ce\kappa^{-1}. \tag{67}$$

Константа перехвата π -мезонов Λ_Z на два порядка величины превышает константу перехвата μ -мезонов λ_Z , определенную в опытах при малых концентрациях примеси C_Z . Это означает, что перехват π -мезонов происходит не с *K*-орбиты (как для μ -мезонов), а с уровней n = 3-4 **).

Величина \varkappa оказалась малой ($\varkappa < 0,2-0,5$), что свидетельствует об отсутствии заметного влияния столкновений рл⁻-мезоатомов с ядрами



Рис. 16. Z-зависимость константы Λ перехвата π^- -мезонов от мезоатомов $p\pi^-$ к ядрам Z в смесях газов типа $H_2 + Z^{11}$. Прямая — зависимость (66) ($\Lambda = 0,7Z$).

Z на величину γ , т. е. на скорости захвата мезона протоном. Кроме того, $\varkappa \ll \Lambda$, что означает преобладание процессов перехвата над процессом девозбуждения при столкновениях.

В газовой смеси дейтерия с водородом измеренные значения констант Л и и равны 49

$$\Lambda = 0,4 \pm 0,1, \quad \varkappa = 1,3 \pm 0,4, \tag{68}$$

причем вероятность перехвата (64) для этой смеси обнаруживает свойства насыщения с ростом C уже при концентрациях $C \sim 1$. В области насыщения вероятность перехвата $Q \approx 0.2$.

Значение Λ (68) в смеси $H_2 + D_2$ существенно меньше, чем в смесих $H_2 + Z$ (66). Это связано с тем, что в системе $H_2 + D_2$, в отличие от рассмотренных ранее смесей, возможен процесс обратного перехвата π -мезонов от дейтерия к водороду, поскольку $d\pi$ -мезоатом (так же как и $p\pi$ -мезоатом) электронейтрален. Этот процесс должен приводить к уменьшению константы Λ по сравнению с (66). Скорости ядерного захвата π -мезона в водороде и в дейтерии примерно равны ⁴⁸ ($\tau_H = (2,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-12}$ сек⁻¹, $\tau_D = (2,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-12}$ сек^{-1 48}), однако благодаря изотопической разности уровней $p\pi$ - и $d\pi$ -мезоатомов, перехват π -мезонов от протонов к дейтронам более вероятен, чем обратный про-

^{*)} Абсолютная величина константы перехвата $\Lambda_Z = a C_{\rm H}^0 \Lambda$. Коэффициент пересчета от $\Lambda \kappa \Lambda_Z$ определен на основе измерений времени жизни π -мезонов в водороде⁴⁸ с учетом вычислений Леона и Бете ¹⁶: $a C_{\rm H}^0 \approx 4 \cdot 10^{11} \ cen^{-1}$.

^{**)} Эта оценка следует из сравнения формул (59) и (67) в предположении, что сечение перехвата растет $\sim n^4$.

цесс. Совместное действие этих механизмов приводит к наблюдаемому значению Л.

Как видно из (68), в смеси $H_2 + D_2 \approx 21$ и $\varkappa > \Lambda$. Первое означает, что в формуле (63) $a \approx b$, т. е. вероятности ядерного захвата π^- мезона протоном при столкновениях $p\pi^-$ мезоатомов с атомами водорода и дейтерия практически одинаковы. Это естественно, поскольку электромагнитные свойства атомов H и D весьма близки. Из соотношения $\varkappa > \Lambda$ следует, что при столкновении $p\pi^-$ мезоатома с атомом дейтерия ядерный захват π^- мезона протоном более вероятен, чем перехват к дейтрону.

VII. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Эксперименты последних лет показали, что процессы торможения и ядерного поглощения отрицательных мезонов в веществе сильно зависят от особенностей химического строения вещества. Обнаруженная зависимость довольно неожиданна, поскольку размеры внешних оболочек атомов значительно превышают радиус действия ядерных сил и размеры мезоатомов. Причина такой зависимости состоит в том, что посадка мезонов на возбужденные мезоатомные или мезомолекулярные уровни часто происходит с передачей энергии электронам валентной оболочки и нотому существенно зависит от ее структуры.

2. Большая группа явлений этого типа получает естественное объяснение в рамках модели больших мезомолекул. Анализ процесса перехода мезонов из непрерывного спектра в дискретный показывает, что часть их должна захватываться первоначально на высокие уровни, которые принадлежат не отдельным атомам, а всей молекуле в целом и находятся в области ее валентных электронов. При этом образуются системы, размеры которых в сотни раз превышают характерные мезоатомные расстояния. В дальнейшем происходит перераспределение этих мезонов на мезоатомные уровни различных атомов в молекуле за счет радиационных переходов, которые сильно зависят от зарядов Z ядер атомов. Этот процесс играет роль своеобразного «спускового механизма», который определяет ход более интенсивных ядерных процессов и в рамках модели может быть рассчитан достаточно аккуратно. Модель больших мезомолекул количественно объясняет закономерности, наблюдающиеся при захвате π -мезонов в водородсодержащих веществах.

3. Предложенная модель объясняет закон подавления вероятности W захвата π^{-} -мезонов водородом в химических соединениях типа $Z_m H_n$ ($W \sim Z^{-3}$), независимость W от плотности и агрегатного состояния веществ, а также от примесей тяжелых элементов.

4. В соединениях типа $R(Z'_hZ_mH_n)_q$ с q тождественными группами, содержащими водород, происходит дополнительное подавление вероятности W в q раз за счет эффектов квантовомеханического резонанса в симметричных системах.

5. В экспериментах по поглощению л⁻-мезонов установлено, что первоначальный захват происходит по Z-закону. Аналогичный вывод следует из опытов по поглощению µ-мезонов в смесях инертных газов.

6. В рамках развитых представлений удается понять особенности структуры мезорентгеновской K-серии, возникающей при поглощении μ^{-} -мезонов в химических соединениях, и, в частности, увеличение вклада K_{ν} -серии в общую интенсивность K-серии J(Z) с ростом Z, а также периодическую зависимость J(Z) от зарядов Z элементов. Следует отметить, что большая вероятность посадки на кислород в окислах не объясняется

3 УФН, т. 97, вып. 1

моделью больших мезомолекул и, вероятнее всего, обусловлена механизмом адиабатического захвата.

7. Изучение перехвата *п*-мезонов от водорода к ядрам Z в смесях газов H₂ + Z показало, что его вероятность пропорциональна Z и зависит только от относительной концентрации ядер Z. Последнее доказывает. что девозбуждение рл-мезоатомов и ядерный захват л-мезонов протонами в основном определяются процессами столкновений с другими атомами (такими, как механизм Дэя - Сноу - Сачера и внешний ожеэффект). Результаты этих исследований показывают, что в механических смесях действует иной и значительно менее интенсивный, чем в химических соединениях, механизм перехвата л-мезонов от рл-мезоатомов к ядрам Z, и дают дополнительные подтверждения модели больших мезомолекул.

8. Зависимость $W \sim a_L \frac{n}{m} Z^{-3}$, следующая из модели больших мезомолекул, надежно проверена экспериментально для элементов II периода таблицы Менделеева. Это позволяет уже сейчас по формулам (45), (46) и (52) предсказать вероятность поглощения π^- -мезона ядром атома водорода, связанного в химическом соединении с элементами II периода.

9. Изучение перезарядки л⁻-мезонов в водородсодержащих веществах (независимо от деталей теоретического истолкования) позволяет отличать химически связанный водород от свободного. Этот чувствительный метод может оказаться полезным при выяснении многих вопросов структурной химии, кинетики и катализа химических реакций и т. д.

Насколько плодотворной окажется эта своеобразная «мезонная химия», покажет будущее. Однако уже сейчас можно сформулировать несколько задач, которые необходимо решить на этом пути. Прежде всего нужно более тщательно исследовать стадию первоначального захвата мезонов (экспериментально и теоретически). Весьма желательно проверить обнаруженные закономерности для элементов других периодов и, в частности, изучить поведение коэффициентов а₁. Особенно интересно в этом отношении изучение процесса поглощения л-мезонов в изоэлектронных молекулах (CH4, NH3, H2O, HF), в гомологических рядах $(C_n H_{2n+2}, C_n H_{2n}, C_n H_{2n-2})$ и в циклических углеводородах.

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Институт физики высоких энергий, Серпухов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Я. Б. Зельдович, С. С. Герштейн, УФН 71 (3), 581 (1960).
 А. Ф. Дунайцев, В. И. Петрухин, Ю. Д. Прокошкин, В. И. Ры-калин, ЖЭТФ 42, 1680 (1962); V. I. Ретгик hin, Yu. D. Prokoshkin, Nuovo Cimento 28, 99 (1962); А. F. Dunaitsev, V. I. Petruk hin, Yu. D. Prokoshkin, Nuovo Cimento 34, 521 (1964).
 М. С. Б. Б. В. Р. Б. Б. Б. Б. Б. Б. К. К. Б. К. К. Б. К. К. Б. К. К. Б. К. К. Б. К. Б
- 3. M. Charbe, P. Depommier, J. Heintze, V. Sorgel, Phys. Lett. 5,

- 67 (1963).
 4. Л. И. Пономарев, ЯФ 2, 223 (1965); ЯФ 6, 388 (1967).
 5. З. В. Крумштейн, В. И. Петрухин, Л. И. Пономарев, Ю. Д. Прокошкин, Препринт ОИЯИ Р13-3653, Дубна, 1968; ЖЭТФ 54, 1690 (1968).
 6. З. В. Крумштейн, В. И. Петрухин, Л. И. Пономарев, Ю. Д. Прокошкин, Препринт ОИЯИ Р13-3870, Дубна, 1968; ЖЭТФ 55, 4010 (1968).
- 1640 (1968). 7. В. Г. Зинов, А. Д. Конин, А. И. Мухин, ЯФ 2, 859 (1965). 8. Ю. Г. Будяшов, В. Г. Зинов, А. Д. Конин, А. И. Мухин, ЯФ 5, 830 (1967).
- 9. В. Г. Зинов, А. Д. Конин, А. И. Мухин, ЯФ 5, 591 (1967).

- Ю. Г. Будящов, П. Ф. Ермолов, В. Г. Зинов. А. Д. Конин, А. И. Мухин, ЯФ 5, 599 (1967).
 В. И. Петрухин, Ю. Д. Прокошкин, В. М. Суворов, Препринт 1000 Для 2004.
- ОИЯИ Р13-3901, Дубна, 1968.
- 12. В. И. Петрухин, Л. И. Пономарев, Ю. Д. Прокошкин, Химия высоких энергий 1, 283 (1967).
- 13. E. Fermi, E. Teller, Phys. Rev. 72, 399 (1947).
- 14. A. S. Wightman, Phys. Rev. 77, 521 (1950); W. K. Panofsky. C. M. York, Phys. Rev. A78, 89 (1950).
- 15. W. K. Panofsky, R. L. Aamodt, J. Hadly, Phys. Rev. 81, 565 (1951).
- 16. T. B. D a y, G. A. S n o w, J. S u c h e r, Phys. Rev. Lett, 3, 61 (1959); T. B. D a y, G. A. Snow, J. Sucher, Phys. Rev. 118, 864 (1960); T. B. Day, Bull. Am.
- Phys. Soc., Ser. II, 5, 225 (1960). 17. Y. Eisenberg, D. Kessler, Nuovo Cimento 19, 1195 (1961); Y. Eisen-
- berg, D. Kessler, Phys. Rev. 130, 2352 (1963).
 18. Н. L. Leon, H. Bethe, Phys. Rev. 127, 636 (1962).
 19. С. С. Герштейн, ЖЭТФ 43, 706 (1962); В. Б. Беляев, С. С. Герштейн, Б. Н. Захарьев, С. П. Ломнев, ЖЭТФ 37, 1652 (1959).
- 20. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, М., ИЛ, 1956. 21. Э. А. Весман, Письма ЖЭТФ 5 (4), 113 (1967); Э. А. Весман, Препринт ОИЯИ Р4-3256, Дубна, 1967. 22. С. С. Герштейн, ЖЭТФ 39, 1170 (1960).
- 23. Д. А. Киржниц, Ю. Е. Лозовик, УФН 89 (1), 39 (1966).
- 24. J. A. Wheeler, Rev. Mod. Phys. 21, 133 (1949); E. H. Burhop, The Auger Effect and Other Radiationless Transitions, Cambridge, 1952. 25. G. Fray, Phys. Rev. 113, 688 (1959). 26. L. W. Alvarez, University of California Radiation
- University of California Radiation Laboratory, Report UCRL-9354 (1960).
- 27. J. C. Sens, Phys. Rev. 113, 679 (1959). 28. T. H. Fields, G. B. Yodch, M. Derrick, J. G. Fetkovich, Phys. Rev. Lett. 5, 69 (1960), E. Bierman, S. Taylor, E. L. Koller, P. Stamer, T. Huetter, Phys. Lett. 4, 351 (1963); K. Derrick, M. Derrick, J. G. Fetkovich, T. H. Fields, E. G. Pewitt, G. B. Yodh, Phys. Rev. 151, 82 (1966)
- 29. M. M. Block, T. Kikuchi, D. Koetke, J. Kopelman, S. R. Sun, R. Walker, G. Gulligan, V. L. Telegdi, R. Winston, Phys. Rev. Lett. 11, 301 (1963).
- 30. V. I. Petrukhin, Yu. D. Prokoshkin, Nucl. Phys. 54, 414 (1964).
- В. П. Джелепов, П. Ф. Ермолов, Ю. А. Кушниренко, В. Н. Мо-скалев, С. С. Герштейн, ЖЭТФ 42, 439 (1962).
 С. Г. Басиладзе, П. Ф. Ермолов, К. О. Оганесян, ЖЭТФ 49, 1042
- (1965); A. Alberigi, Quaranta, A. Bertin, G. Matone, F. Pal-monare, A. Placci, P. Dalpiaz, G. Torelli, E. Zavattini, Nuovo Cimento B47, 92 (1965). 33. J. C. Sens, R. A. Swanson, V. L. Telegdi, D. D. Yovanovitch,
- Nuovo Cimento 7, 536 (1958); J. F. Lathrop, R. A. Lundy, R. A. Swan-son, V. L. Teleg di, D. D. Yovanovitch, Nuovo Cimento 15, 831 (1960); M. Eckhause, T. A. Fillippas, R. B. Sutton, R. E. Welsh, T. A. Romanovski, Nuovo Cimento 24, 667 (1962).
- 34. J. S. Baijal, J. A. Diaz, S. N. Kaplan, R. V. Pyle, Nuovo Cimento 30, 711 (1963).
- 35. В. Д. Бобров, В. Г. Варламов, Ю. Н. Гришин, Б. А. Долго-шеин, В. Г. Кириллов-Угрюмов, В. С. Роганов, А. В. Са-
- мойлов, С. В. Сомов, ЖЭТФ 48, 1197 (1965). 36. М. Stearns, M. Stearns, Phys. Rev. 105, 1573 (1957); D. Quitman, R. Engfer, U. Hegel, P. Brix, G. Backenstoss, K. Goebel, B. Stadler, Nucl. Phys. 51, 609 (1964).
- 37. В. И. Петрухин, Ю. Д. Прокошкин, ДАН СССР 160, 71 (1965).
- 38. О. А. Займидорога, М. И. Кулюкин, Р. М. Суляев, А. И. Филишпов, В. М. Цупко-Ситников, Ю. А. Щербаков, ЖЭТФ 44, 1852 (1963).
- 39. С. С. Герштейн, В. Д. Кривченков, ЖЭТФ 40, 1491 (1961).
- 40. Л. И. Пономарев, Т. П. Пузынина, ЖЭТФ 52, 1274 (1967); Препринты ОИЯИ Р4-3009, Р2-3012, Дубна, 1966; ЖВМ и МФ 8, 1257 (1968); Л. И. По-номарев, ЖЭТФ 55, 1836 (1968).
- 41. Ч. Коульсон, Валентность, М., «Мир», 1965.
- 42. Г. Бете, Э. Солпитер, Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, М., Физматгиз, 1960.

- 43. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, § 71, М., Физматгиз, 1963.
- 44. D. Kessler, H. L. Anderson, M. S. Dixit, H. J. Evans, R. McKee, C. K. Hargrove, R. D. Barton, E. P. Hinks, J. D. McAndrev, Phys. Rev. Lett. 18, 1179 (1967); H. Daniel, H. Koch, G. Poelz, H. Schmitt, L. Tauscher, G. Backenstoss, S. Charalembus, Phys. Lett. 26B, 2816 (1968).
- 2816 (1958).
 45. Е. С. St ückelberg, Helv. Phys. Acta 5, 370 (1932); L. D. Landau, Phys. Zs. Sovjetunion 2, 46 (1932); C. Zener, Proc. Roy. Soc. A137, 696 (1932).
 46. Сборник «Атомпые и молекулярные столкновения», под ред. Д. Р. Бейтса, М., «Мир», 1964; N. F. Mott, H. S. Massy, The Theory of Atomic Collisions, 3d Edition, Oxford, 1965; S. Cohen, D. L. Judd, R. J. Riddel, Phys. Rev. 119, 384 (1960); Л. И. Пономарев, ЖЭТФ 52, 1550 (1967).
 47. В. И. Петрухин, Ю. Д. Прокошкин, А. И. Филинпов, ЯФ 6, 1008 (1967).
- (1967).
- 48. J. H. Doede, R. H. Hildebrand, M. H. Israel, M. R. Pyka, Phys. Rev. 129, 2808 (1963); J. H. Doede, R. H. Hildebrand, M. H. Israel, Phys. Rev. 136B, 1609 (1965).
- 49. В. И. Петрухин, Ю. Д. Прокошкин, Препринт ОИЯИ Р1-4036, Дубна, 1968.