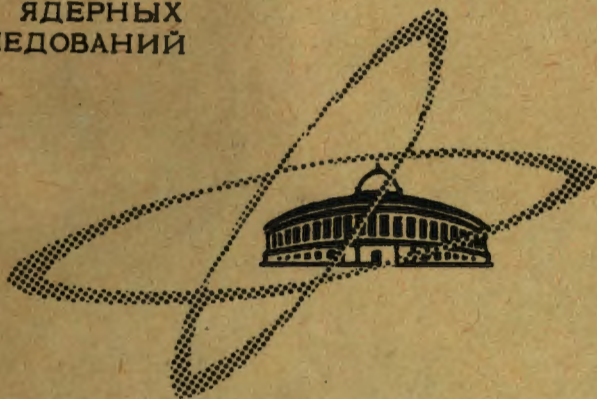


Г. 427
УФДН, 1969, т. 97, №1, 12/VIII - 68
С. 3-36

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 3860



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

МЕЗОАТОМНЫЕ ПРОЦЕССЫ
И МОДЕЛЬ БОЛЬШИХ МЕЗОМОЛЕКУЛ
(обзор)

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

P4 - 3860

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

МЕЗОАТОМНЫЕ ПРОЦЕССЫ
И МОДЕЛЬ БОЛЬШИХ МЕЗОМОЛЕКУЛ
(обзор)

4343/2 нр

С.С.Герштейн, В.И.Петрухин, Л.И.Пономарев,
Ю.Д.Прокошкин
МЕЗОАТОМНЫЕ ПРОЦЕССЫ
И МОДЕЛЬ БОЛЬШИХ МЕЗОМОЛЕКУЛ
(обзор)

С о д е р ж а н и е

ВВЕДЕНИЕ		3
Глава I	ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЕ СТАДИИ ПРОЦЕССА ПОГЛОЩЕНИЯ МЕЗОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ	4
	§1. Стадия торможения	5
	§2. Переход из непрерывного спектра в дискретный	6
	§3. Процессы девозбуждения мезоатомов	8
	§4. Ядерный захват мезонов	10
	§5. Процессы, протекающие при столкновениях мезоатомов водорода с атомами вещества	12
Глава II	НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ	15
	§1. Проверка Z -закона	15
	§2. Захват π^- -мезонов в водородосодержащих веществах	18
	§3. Захват π^- -мезонов в химических соединениях	20
	§4. Захват π^- -мезонов в смесях газов	21
	§5. Предварительное обсуждение	22
Глава III	МОДЕЛЬ БОЛЬШИХ МЕЗОМОЛЕКУЛ	23
	§1. Основные положения модели	24
	§2. Захват мезонов из непрерывного спектра в дискретный	27
	§3. Каскадные переходы	30
Глава IV.	МОДЕЛЬ БОЛЬШИХ МЕЗОМОЛЕКУЛ И НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ	34
	§1. Z -зависимость вероятности W в химических соединениях	35
	§2. Особенности захвата π^- -мезонов в симметричных системах	40
	§3. Захват μ^- -мезонов в химических соединениях	42
Глава V	ПРОЦЕССЫ ПЕРЕХВАТА МЕЗОНОВ	49
	§1. Перехват μ^- -мезонов	49
	§2. Перехват π^- -мезонов	52
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	60
	ЛИТЕРАТУРА	62

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 протонами. 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 водороде /1/ (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 и позволило определить относительный знак V и A вариантов слабого взаимодействия ($\mu\nu$) ($p\nu$) 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 ($\approx 10^{-8}$ см) намного превышают радиус действия ядерных сил ($\approx 10^{-13}$ см), а также величину мезоатомов ($\approx 10^{-11}$ см), с уровней которых происходит ядерный захват мезонов.

Попытка интерпретации указанных фактов привела к существенному уточнению картины захвата отрицательных мезонов в веществе. В частности, было указано, что в химических соединениях довольно значительная часть мезонов захватывается не на уровне изолированных мезоатомов, а на уровне, 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 π^- -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 водородосодержащих 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.Кониной, 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 процессами ядерного поглощения мезонов позволяет использовать эти процессы для исследования химической структуры веществ /12/.

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

Глава 1. 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 после работ Ферми и Теллера /13/, Вайтмана /14/, Панофского, Амодта,

Хэдли /15/, Дэй, Сноу, Сачера /16/, Айзенберга и Кесслера /17/, Бете и Леона /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 $v \approx c$ до скоростей $v \approx \alpha c$ ($\alpha = 1/137$ - постоянная тонкой структуры).

2. Торможение мезонов от скоростей $v \approx \alpha c$ 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.

5. Так просто картина поглощения мезонов выглядит в случае изолированных мезоатомов. Однако в веществе, при столкновении мезоатомов с другими атомами, могут происходить реакции (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 $v \approx c$ до $v \approx \alpha c$ (порядок скоростей атомных электронов) обратно пропорционально их ионизационным потерям энергии dE/dx /20/. Для релятивистских частиц ($E \gg Mc^2$)

$$-\frac{dE}{dx} = LZ 4\pi a_0^2 m c^2 \left[\ln \frac{2 E^2 m}{I Z M^2 c^2} - 1 \right], \quad (1)$$

где m и M - соответственно массы электрона и мезона, a_0 - борковский радиус, c - скорость света, L - число ядер с зарядом Z в см^3 , I - средний ионизационный потенциал электронов в атоме. Для не-

релятивистских мезонов с кинетической энергией $T = E - M c^2 \ll M c^2$

$$-\frac{dE}{dx} = L Z 2\pi a_0^2 m c^2 \frac{M c^2}{T} \ln \frac{4 T m}{1 Z M} . \quad (2)$$

Из формул (1) и (2) видно, что в обоих случаях тормозная способность веществ в интервале скоростей $c > v > \alpha c$ примерно пропорциональна Z . Приблизительно время τ торможения мезонов в конденсированных веществах равно

$$\tau = 10^{-9} + 10^{-10} \text{ сек}, \quad (3)$$

а в газах — в 10^3 раз больше. В водороде процесс торможения определяет специфический механизм адиабатической ионизации, указанный Ферми и Теллером /13/. Время торможения мезонов в жидком водороде от скорости $v \approx c$ до $v \approx \alpha c$ было вычислено Вайтманом /14/ 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 $\alpha c \geq v \geq 0$, 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

$$v_T \approx \left(\frac{3kT}{M} \right)^{1/2} \quad (4)$$

(при $T=300^\circ\text{K}$ для μ -мезона $v_T \approx 0,8 \cdot 10^6$ см/сек). 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 молекулы /21/ или всей кристаллической решетки, адиабатический захват /22/ и передача энергии при возбуждении коллективных колебаний всей атомной оболочки /23/ 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 торможение его в вырожденном газе электронных оболочек, причем распределение плотности электронного газа в атоме описывается моделью Томаса-Ферми. В этих предположениях получена следующая формула для скорости потерь энергии:

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

где $t_0 = 2,4 \cdot 10^{-17} / \mu$ сек; $\mu = M/m$; $b = (9\pi^2 / 28)^{1/3} \cdot a_0 = 0,47 \cdot 10^{-8}$ см
 e - заряд электрона, а x_0 определяется из соотношения

$$\frac{1}{L} = \frac{4}{3} \pi b^3 \frac{x_0^2}{Z}.$$

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 $E=0$ необоснована ^{x)}. Более того, для веществ с малыми Z она вообще неприменима, ибо для их атомов несправедливо само приближение Томаса-Ферми. В случае водорода это приближение еще менее пригодно, поэтому для водорода Ферми и Теллер предложили другой механизм захвата - адiabатический ^{/13/}, согласно которому отрицательный мезон, проникая внутрь электронной оболочки атома водорода, экранирует заряд протона, в результате чего электрон покидает атом. По оценкам Вайтмана ^{/14/}, этот безизлучательный переход электрона в непрерывный спектр возможен в том случае, если мезон подходит к протону на расстояние $r \approx 0,84$ (в атомных единицах). А так как по теореме вириала

$$-\frac{\mu}{2n^2} = -\frac{1}{2r},$$

то для предельной орбиты (N_0) мезоатома водорода, на которую может захватиться мезон, имеем оценку

$$N_0 \approx 0,8 \sqrt{\mu}. \quad (6)$$

Отсюда для μ^- , π^- и K^- -мезонов соответственно получим: $N_0 = 13, 14, 27$. Эти оценки служили исходным пунктом всех дальнейших исследований. Подробнее мы на них остановимся в гл. III.

§3. Процессы девозбуждения мезоатомов

В изолированном мезоатоме переход мезона из высоковозбужденных состояний ($n \gg 1$) в состояния с меньшей энергией происходит с излучением γ -квантов или с передачей энергии электрону атомной оболочки (оже-переходы). Эти переходы подчиняются обычным правилам отбо-

^{x)} 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 $v \geq v_c = 2,2 \cdot 10^8$ см/сек это условие действительно выполнено, так как, например, для μ^- -мезона $\lambda_{\mu} \leq 0,5 \cdot 10^{-10}$ см $\ll 10^{-8}$ см. Но при $v = v_T = 0,8 \cdot 10^8$ см/сек $\lambda_{\mu} = 10^{-8}$ см, что уже сравнимо с размерами атомов. Как всегда, в этих случаях необходимо точное "волновое" рассмотрение задачи.

ра по орбитальному моменту ℓ и его проекции m для дипольных переходов: $\Delta\ell = \pm 1$ и $\Delta m = \pm 1; 0$. 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 $(n\ell m)$ и $(n'\ell'm')$ 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 $(n\ell m)$ возможен переход только в состояния с $n' \geq \ell - 1$. 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 оже-переходами сильно зависит от Z . Так как $w_R \approx Z^4$, а вероятность оже-переходов слабо зависит от Z , в атомах с большими Z радиационные переходы являются определяющими.

Айзенберг и Кесслер /17/, исходя из оценок (6) для начальной орбиты мезона N_0 , 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 работах /24/.

§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 взаимодействия 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 Γ любой реакции мезона с протоном ядра Z пропорциональна вероятности w найти мезон в окрестности этого ядра

$$w = \int_V d\tau |\psi_{nl}(\vec{r})|^2,$$

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

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

а радиус ядра

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

то

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

Захват π^- -мезонов ядрами в легких $p\pi^-$ -мезоатомах происходит из s -состояний ($\ell = 0$), поэтому

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

В случае водорода вероятность поглощения π^- -мезона протоном, согласно вычислениям Фрая, равна /25/

$$\Gamma = \frac{1,6 \cdot 10^{15}}{n^3} \text{ сек}^{-1}. \quad (9)$$

Для K^- -мезонов и тяжелых ядер скорость ядерного захвата из других состояний ZK^- -мезоатома ($\ell \neq 0$) может сравниться со скоростью радиационных переходов $n\ell \rightarrow 1s$. В этом случае доля мезонов, захваченных из $1s$ -состояния, сильно упадет /26/x). μ^- -мезоны взаимодействуют с протонами значительно слабее по реакции



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

$$a_Z \approx 200 Z^4 \text{ сек}^{-1}.$$

При больших Z начинает сказываться влияние размеров ядер и Z -зависимость константы a_Z ослабляется таким образом, что для всех ядер с зарядами $Z \geq 50$ $a_Z \approx 10^7 \text{ сек}^{-1}$. Так как скорость a_Z и ско-

^{x)} В мезоатомах водорода действует особый механизм s -захвата на высоких уровнях $n s$ (см. §5).

рость α_0 распада μ^- -мезона



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

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

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 ($\approx 0,5 \cdot 10^{-8} \frac{n^2}{\mu}$ см). Так, размеры $p\mu^-$ -мезоатома в основном состоянии ($n=1$) $\approx 2,5 \cdot 10^{-11}$ см. Благодаря этим свойствам мезоатомы водорода, подобно нейтронам, свободно проникают внутрь электронных оболочек атомов и могут довольно близко 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.

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 ($n \neq 1$) на уровень $1s$ значительно больше ($\approx 10^{-9}$ сек), т.к. 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 вычис-

лениям Бете и Леона /18/, этот процесс (внешний же-эффект) сокращает время каскада в мезоатоме водорода до величины $10^{-11} + 10^{-12}$ сек^x).

Ядерный захват. 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 Дзем, Сноу, и Сачером /16/. Согласно вычислениям Фрая /25/, ядерные реакции



идут с заметной вероятностью не только из основного состояния ($n=1$), но также из возбужденных $n\ell$ -состояний ($n > 1; \ell = 0$). Однако из формулы (7) следует, что ядерные реакции (14) и (15) сильно подавлены, если мезон находится в состоянии с ненулевым орбитальным моментом ($\ell \neq 0$). И поскольку мезоатомы большей частью образуются в состояниях с ($\ell \neq 0$), то вероятность захвата с высоких уровней изолированного мезоатома пренебрежимо мала. Положение меняется, если мезоатомы водорода, проникая внутрь электронных оболочек атомов, могут приближаться к ядрам других атомов. Линейный эффект Штарка для уровней мезоатома $p\pi^-$, 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 $\ell \neq 0$, в процессе столкновения проводит часть времени в состоянии с $\ell = 0$, вероятность ядерного захвата из которого весьма велика. Оба эти процесса: внешний же-эффект и механизм Дэй-Сноу-Сачера эффективно уменьшают время жизни π^- -мезона в водороде. Экспериментально измеренное время жизни в водороде $\tau_H = (2,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-12}$ сек /28/, что на два порядка величины меньше, чем время жизни в гелии $\tau_{He} = (3,6 \pm 0,7) 10^{-10}$ сек /29/. Вычисления

x) Упомянем еще один возможный механизм девозбуждения /15,28/. Столкновения $p\pi^-$ -мезоатома с молекулой H_2 могут привести к ее диссоциации, причем энергия диссоциации (≈ 1 эв) равна энергии каскадного перехода.

лениям Бете и Леона /18/, этот процесс (внешний же-эффект) сокращает время каскада в мезоатоме водорода до величины $10^{-11} + 10^{-12}$ сек^х).

Ядерный захват. 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 Фрая /25/, ядерные реакции



идут с заметной вероятностью не только из основного состояния ($n=1$), но также из возбужденных $n\pi$ -состояний ($n > 1; \ell = 0$). Однако из формулы (7) следует, что ядерные реакции (14) и (15) сильно подавлены, если мезон находится в состоянии с ненулевым орбитальным моментом ($\ell \neq 0$). И поскольку мезоатомы большей частью образуются в состояниях с ($\ell \neq 0$), то вероятность захвата с высоких уровней изолированного мезоатома пренебрежимо мала. Положение меняется, если мезоатомы водорода, проникая внутрь электронных оболочек атомов, могут приближаться к ядрам других атомов. Линейный эффект Штарка для уровней мезоатома $p\pi^-$, 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 $\ell \neq 0$, в процессе столкновения проводит часть времени в состоянии с $\ell = 0$, вероятность ядерного захвата из которого весьма велика. Оба эти процесса: внешний же-эффект и механизм Дэй-Сноу-Сачера эффективно уменьшают время жизни π^- -мезона в водороде. Экспериментально измеренное время жизни в водороде $\tau_H = (2,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-12}$ сек /28/, что на два порядка величины меньше, чем время жизни в гелии $\tau_{He} = (3,6 \pm 0,7) 10^{-10}$ сек /29/. Вычисления

х) Упомянем еще один возможный механизм девозбуждения /15,28/. Столкновения $p\pi^-$ -мезоатома с молекулой H_2 могут привести к ее диссоциации, причем энергия диссоциации (≈ 1 эв) равна энергии каскадного перехода.

Бете и Леона /18/ с учетом обоих указанных механизмов /16/ дают для времени жизни π^- -мезона в водороде значение $\tau_H = 3,5 \cdot 10^{-12}$ сек, которое довольно близко к найденному экспериментально x).

Процессы перехвата. При столкновениях мезоатомов водорода с ядрами других атомов возможен еще один процесс: перехват мезонов от протонов к ядрам Z с образованием $Z\mu^-$ или $Z\pi^-$ мезоатомов. Такой перехват необратим и приводит к подавлению реакции перезарядки (14) в присутствии других ядер Z^{xx}). Изучая реакцию (14) в веществах, содержащих водород, Панофский и др. /15/ обнаружили, что ее можно наблюдать только в чистом водороде H_2 , в то время как в гидриде лития LiH и в полиэтилене CH_2 она подавлена до уровня $< 10^{-2}$. Авторы работы /15/ объясняли результаты своих экспериментов перехватом π^- -мезонов по реакции



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

Столкновения $p\pi^-$ мезоатомов. Перехват π^- -мезонов от $p\pi^-$ -мезоатомов к ядрам Z эффективен только на высоких орбитах ($n > 1$), т.е. до тех пор, пока скорость перехвата больше скоростей каскадных пере-

x) Экспериментальное значение τ_H складывается из трех частей: время торможения π^- -мезона от скоростей $v = \alpha c$ до захвата в дискретный спектр; каскадные переходы; ядерный захват. По оценкам Дзя /16/ π^- -мезон, летящий со скоростью $v = \alpha c$, уже через время $\tau_1 \approx 1,2 \cdot 10^{-12}$ сек попадает на орбиту $n = 15$ мезоатома $p\pi^-$. Согласно вычислениям Бете и Леона /18/, через время $\tau_2 = (2,3 + 1,4) \cdot 10^{-12}$ сек, после этого произойдет ядерный захват π^- -мезона протоном. Суммарное время $\tau_H = \tau_1 + \tau_2 \approx 3,5 \cdot 10^{-12}$ сек.

xx) Захват π^- -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 He^3 и D , для которых эта вероятность составляет 0,155 и $< 10^{-3}$ соответственно /30/.

ходов, 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 $\approx Z$.

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/).

Глава II . 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 мезонов 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 бы-

ли проанализированы в работе Байала и др. /34/. При попытке описать вероятность захвата степенным законом вида Z^s оказалось, что показатель степени s для различных веществ меняется в широких пределах от -1 до $1,5$ (см. рис.1). Бобров и др. объясняли обнаруженные ими систематические отступления от Z -закона /35/ различным сродством к электрону химических элементов, образующих соединения,

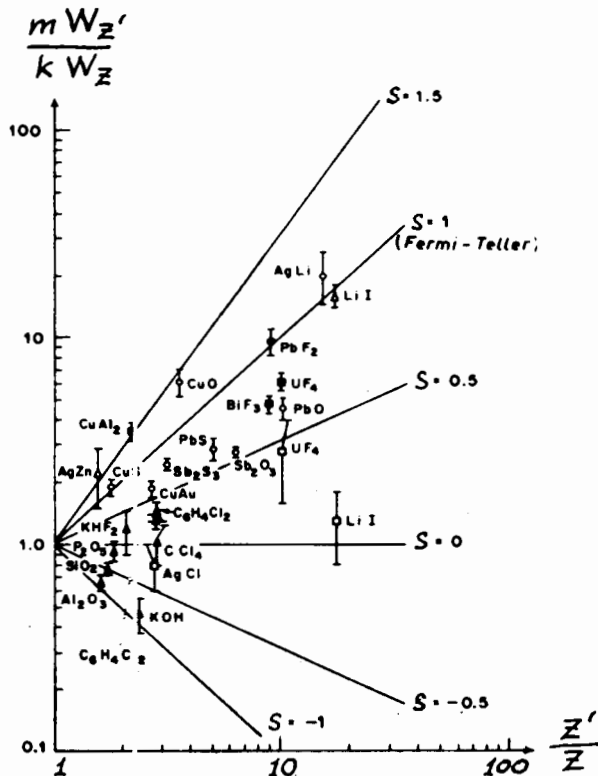


Рис.1. Результаты проверки Z -закона при поглощении μ^- -мезонов в химических соединениях типа $Z'Z_m$ /33,34/. Прямые - функции $\frac{m}{k} (Z'/Z)^s$ при различных s . Значение $s=1$ соответствует Z -закону Ферми-Теллера. W_Z - вероятность захвата μ^- -мезона атомом Z .

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 a_z в формуле (13) слабо зависят от величины заряда Z и поэтому в соединениях типа $Z'_k Z_m$ 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 Z^2 , и легко отделяются друг от друга. Кроме того, стадия каскадных переходов ближе к началу цепочки мезоатомных процессов.

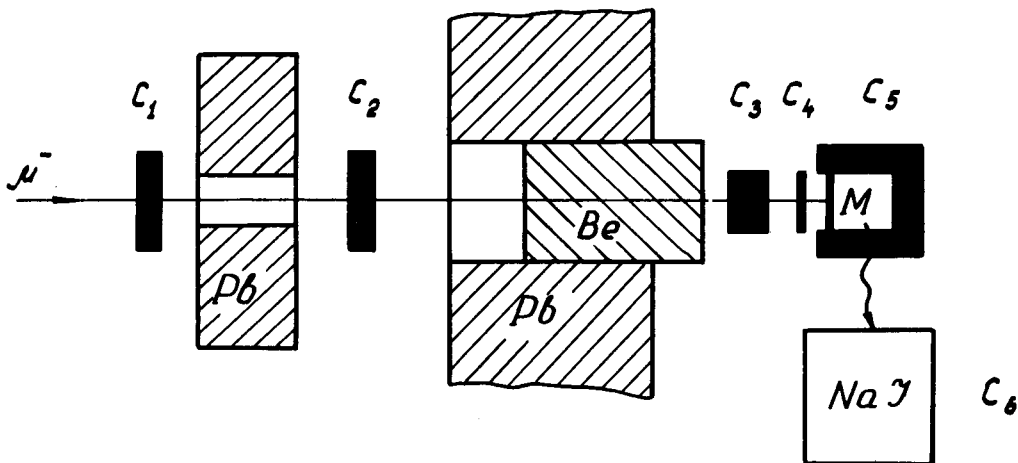


Рис.2. Схема экспериментальной установки для исследования захвата μ^- -мезонов ^{7-10/}. μ^- -пучок μ^- -мезонов, Be - тормозящий фильтр, C_1-C_4 - сцинтилляционные счетчики, выделяющие остановки μ^- -мезонов в мишени, C_5 - сцинтилляционный счетчик, включенный на анти-совпадение; C_6 - спектрометрический сцинтилляционный счетчик, M - исследуемая мишень, Pb - свинцовая защита,

Эта методика измерений была использована в серии работ В.Зинова и др. ^{7-10/} для исследования процессов захвата μ^- -мезонов в химических соединениях и смесях веществ. Схема применявшейся ими экспериментальной установки приведена на рис.2. μ^- -мезоны, образова-

ные 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 падает с ростом Z . В то же время в смеси $\text{Ar} + \text{CO}_2$ Z -закон не выполняется: вероятность захвата в CO_2 примерно вдвое превышает расчетную^{/8/}. К обсуждению результатов этих опытов мы вернемся в гл. IV 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 экспериментах 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 водородосодержащих веществах

Наиболее резкие отступления от Z -закона были обнаружены в серии экспериментов^{/2,3,5,6/} по захвату π^- -мезонов в водородосодержащих веществах типа $Z_m \text{H}_n$. В первых исследованиях этого процесса^{/15/} было установлено, что вероятность захвата остановившихся π^- -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.3. Пучок π^- -мезонов, образованный на синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, проходил через сцинтилляционные счетчики и тормозящие фильтры, после чего π^- -мезоны останавливались в исследуемой мишени. Образованные в реакции (14)

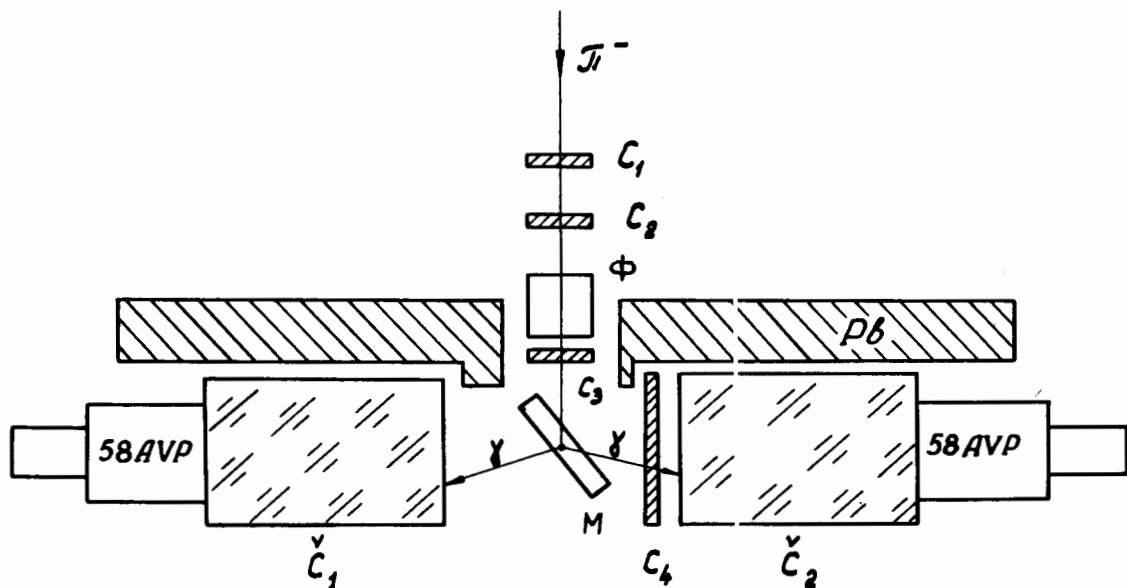


Рис.3. Схема экспериментальной установки для исследования захвата π^- -мезонов в водородосодержащих веществах /2/. π^- -пучок π^- -мезонов с импульсом 80 Мэв/с, C_1-C_4 - сцинтилляционные счетчики, C_1, C_2 - черенковские спектрометры полного поглощения, M - исследуемая мишень, Pb -свинцовая защита, ϕ - тормозящий фильтр.

γ -кванты от распада π^0 -мезонов регистрировались двумя черенковскими спектрометрами полного поглощения. Для подавления вклада от перезарядки π^- -мезонов на ленту сцинтилляционные счетчики работали в режиме детектора остановок /2/. Благодаря высокой эффективности и низкой чувствительности к фону постороннего излучения установка позволяла регистрировать реакцию даже в том случае, когда вероятность ее подавлена до величины $\approx 10^{-4}$. Это дало возможность зарегистрировать захват π^- -мезонов в водородосодержащих веществах $Z_m H_n$, 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 π^- -мезонов в химических соединениях

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

1. Вероятность w резко зависит от заряда Z ядра атома, который химически связан с водородом, и следует эмпирической зависимости /2/

$$w = a_L \frac{a}{m} Z^{-3}, \quad (17)$$

х) В чистом водороде $w_{H_2} = 1$.

где a_L - величины, которые зависят от номера L периода таблицы Менделеева, к которому принадлежит атом Z . Внутри периодов коэффициенты a_L примерно постоянны, причем для 2-4 периодов $a_{L+1}/a_L \approx 3/5$.

Из формулы (17) видно, что в химических соединениях захват π^- -мезонов водородом (14) и (15) сильно подавлен. Так, для LiH $W \approx 4 \cdot 10^{-2}$, для H_2O $W \approx 4 \cdot 10^{-3}$.

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 водорододержащему веществу примесей тяжелых элементов, химически не связанных с водородом. Например, при растворении в метиловом спирте CH_3OH солей NaJ и $LiCl$ (в пропорции $9CH_3OH + NaJ$ и $3,15CH_3OH + LiCl$) величина W по сравнению с чистым спиртом не изменилась /37/.

§4. Захват π^- -мезонов в смесях газов

При изучении перехвата π^- -мезонов от $p\pi^-$ -мезоатомов к ядрам тяжелых атомов в смесях газов типа $H_2 + Z$ и $Z_m H_n + Z'$ наблюдаются другие особенности процесса поглощения π^- -мезонов ядрами водорода /11/.

1. В смесях газов $H_2 + Z$:

а) перехват π^- -мезонов ядрами Z менее интенсивен, чем в случае химических соединений;

б) он слабо зависит от заряда Z примеси;

в) вероятность Q перехвата определяется лишь относительной концентрацией $C = c_Z/c_H$ и при фиксированном C не зависит от концентрации c_Z и c_H ядер Z и H ;

г) при небольших концентрациях примесей Z ($C \ll 1$) перехват π^- -мезонов к ядрам Z весьма мал /38/, что совершенно не похоже на аналогичный процесс для μ^- -мезонов (например, в жидком водороде перехват μ^- -мезонов на примеси близок к 100% уже при концентрациях $C=0,001$) /31/.

2. В смесях газов $Z_m H_n + Z'$ перехват π^- -мезонов ядрами Z' меньше, чем в системах $H + Z'$, т.е.

$$Q_{Z_m H_n + Z'} < Q_{H_2 + Z'} \quad (18)$$

§5. Предварительное обсуждение

Среди перечисленных результатов следует особо выделить два факта: резкую Z -зависимость вероятности $W_{Z_m H_n}$ захвата π^- -мезонов водородом в химических соединениях типа $Z_m H_n$ 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 (§3) и попытаемся ответить на следующие основные вопросы: на какой стадии происходит нарушения Z -закона, какая из стадий мезоатомных процессов 1)-5), главы 1, 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.1 (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, т.к. 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 $\approx Z$). Поэтому процессы перехвата π^- -мезонов от водорода к ядрам Z при столкновениях не могут объяснить такого резкого ($\approx Z^{-3}$) подавления реакции (14) в химических соединениях. Кроме того, если предположить, что причиной резких Z -зависи-

мостей является механизм перехвата при столкновениях (процесс 5) (гл.1), то уже небольшие примеси очень тяжелых элементов (например, иода в смесях $\text{CH}_3\text{OH} + \text{NaI}$) должны резко подавлять реакцию (14). Этого, однако, не наблюдалось. Наконец, вероятность перехвата зависит от абсолютной концентрации c_z ядер и в рамках изложенной схемы должна меняться при изменении плотности и, тем более, агрегатного состояния вещества. Эксперименты показывают, что такой "эффект плотности" практически отсутствует /37/.

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

Глава III . 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 водородосодержащих 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 N_2H_4 в 30 раз меньше, чем в эквивалентной механической смеси азота с водородом $\text{N}_2 + 2\text{H}_2$ /12/.

Этот факт, как и всю совокупность результатов первой группы экспериментов (гл. II §2) можно объяснить, предположив, что при переходе из непрерывного спектра в дискретный мезоны захватываются вначале не на мезоатомные уровни изолированных мезоатомов, а на мезомолекулярные орбитали всей системы $Z_m\text{H}_n$ в целом. Такое предположение равносильно утверждению о возможности существования устойчивой системы $Z_m\pi^-N_n$, состоящей из ядер, электронной оболочки и мезона, "размазанного" по громадной области $\sim 500 \text{ а } \mu$ ($\text{а } \mu = \frac{\hbar^2}{Me^2}$ - 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 $Z_n \pi^- H_n$ подобного типа действительно могут существовать (см. ниже).

§1. Основные положения модели

Согласно оценке Вайтмана /14/, π^- -мезон при адиабатическом захвате на водород попадает на уровни с квантовым числом $N_0 = 14$, которые находятся уже внутри K -орбиты электрона атома водорода. При этом предполагалось, что второй протон в молекуле водорода H_2 не может повлиять на эту оценку. Поскольку расстояния между 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 (см. рис.4). Потенциальная энергия мезона в поле двух неподвижных заряженных центров равна:

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

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

в точке $r_1 = \frac{R}{1 + \sqrt{Z}}$, $r_2 = R - r_1$ и равно

$$U_{\max} = -\frac{(1 + \sqrt{Z})^2}{R}. \quad (20)$$

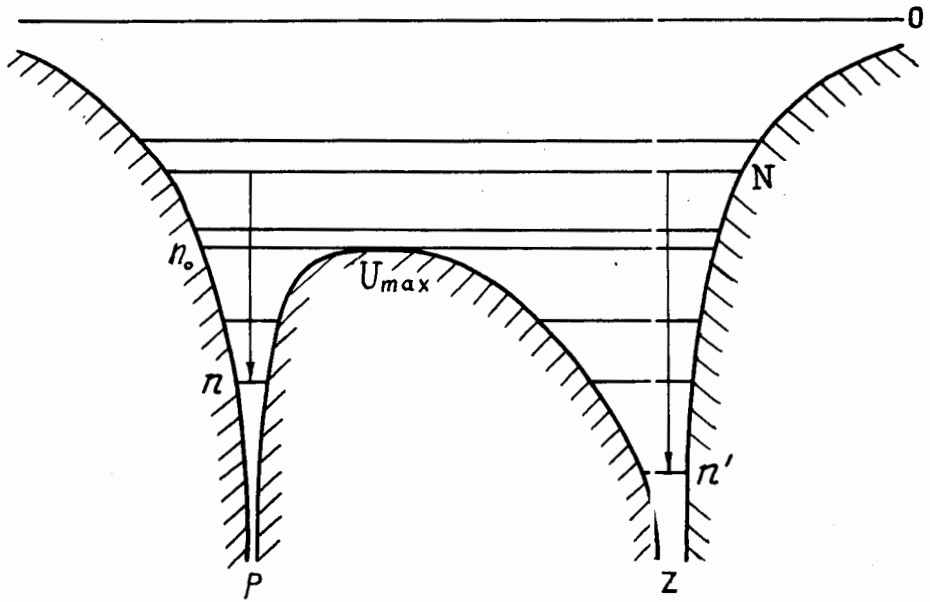


Рис.4. Схема уровней в системе $p\pi^-Z$. π и π' - уровни изолированных мезоатомов $p\pi^-$ и $Z\pi^-$, N - общие уровни системы $p\pi^-Z$, π_0 - уровень, при котором энергия мезона $E_n = U_{max}$, т.е. равна высоте потенциального барьера между ядрами p и Z .

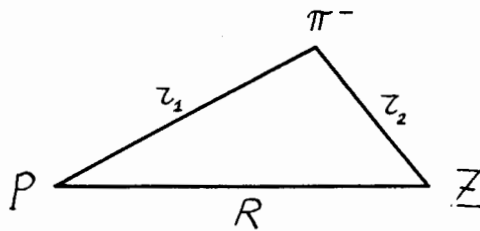


Рис.5. Система $p\pi^-Z$.

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

$$E \approx -\frac{1}{2n^2} - \frac{Z}{R} \quad (21)$$

Для того, чтобы уровень принадлежал изолированному мезоатому $p\pi^-$, необходимо выполнение условия:

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

Отсюда получаем оценку для максимального значения n_0 , при котором мезонный уровень можно считать принадлежащим мезоатому водорода в присутствии другого ядра Z в молекуле /4/:

$$r_0 = \left[\frac{R}{2(1 + 2\sqrt{Z})} \right]^{1/2} \quad (23)$$

При $1 \leq Z \leq 10$, 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 значения, даваемого Вайтманом ($N_0 = 14$). 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 с квантовыми числами $n > n_0$ являются общими для всей системы ($p\pi^-Z$ х).

Принимая во внимание эти соображения, а также анализ, проведенный в предыдущих главах, можно предложить следующую последовательность процессов, происходящих при поглощении π^- -мезонов ядрами связанного водорода /4/.

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

х)

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. 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.

§2. Захват мезонов из непрерывного спектра в дискретный

В настоящее время отсутствуют расчеты, которые бы позволили 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 ($\approx 0,02$ эв), 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 ^{x)} в некотором смысле эквивалентен предположению о

^{x)} Экспериментальные подтверждения этой гипотезы приведены в гл. IV

справедливости Z -закона Ферми-Теллера на стадии захвата мезонов из непрерывного спектра в дискретный (гл. 1 §2), поскольку из него следует, что полная вероятность обнаружить захваченный мезон в какой-либо области молекул пропорциональна числу электронов в этой области. Оценим на основе этой гипотезы, какая часть мезонов, захваченных молекулой $Z_m H_n$, попадает на обшемолекулярные уровни системы $Z_m \pi^- H_n$.

Пусть общее число захваченных мезонов равно S_0 . Тогда на общие орбиты попадает только S_1 мезонов, причем

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

Число валентных связей в системе $Z_m H_n$ равно n . Учитывая, что каждую валентную связь в молекуле осуществляет пара электронов, получим для коэффициента $a(Z)$ выражение

$$a(Z) = a_L \frac{n}{mZ + n} . \quad (25)$$

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, т.к. 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, то 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

$$\rho = |\psi|^2 ; \quad \psi = \frac{\psi_k + \lambda \psi_a}{\sqrt{1 + \lambda^2}} , \quad (26)$$

где ψ - волновая функция валентных электронов, ψ_k и ψ_u - нормированные волновые функции ковалентной и ионной структур:

$$\psi_u = \psi_H(1) \psi_H(2)$$

$$\psi_k = \frac{1}{N} [\psi_H(1) \psi_Z(2) + \psi_H(2) \psi_Z(1)] . \quad (27)$$

(Индекс в скобках нумерует пару электронов связи)

Из условия нормировки $\int |\psi_k|^2 dr_1 dr_2 = 1$ получаем

$$N^2 = 2(1 + s^2) ; \quad s = \int \psi_H(1) \psi_Z(1) dr_1 = \int \psi_H(2) \psi_Z(2) dr_2 . \quad (28)$$

Из формулы (26) в пренебрежении интерференцией ковалентной и ионной структур следует:

$$\rho = (1 - \sigma) \rho_k + \sigma \rho_u , \quad (29)$$

где $\sigma = \frac{\lambda^2}{1 + \lambda^2}$ - 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/

$$\sigma = 0,16 | X_Z - X_H | + 0,035 | X_Z - X_H |^2 . \quad (30)$$

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

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

причем первый член в (31) следует опустить, если электроотрицательность водорода меньше, чем атома Z ($X_H < X_Z$ как, например, в молекуле

H_2O). Для большинства соединений $v^2/1+v^2 \approx 0,3$, 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 второго периода его можно принять.

Используя ряд электроотрицательности [41], по формуле (31) можно вычислить коэффициенты a_L для элементов второго периода. Из таблицы 1, где представлены результаты этих вычислений, видно, что коэффициенты a_L слабо меняются внутри второго 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 $X_H < X_Z$ $\sigma = 1, a_L = 0$. Для молекулы водорода H_2 $a_I = 2$ (х).

§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), 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 тот мезон, который в стадии первоначального захвата попал на уровни N , общие для всей системы $Z_m \pi^- H_n$. Эти мезоны

х) Фактически неопределенность в расчетах коэффициента a_L довольно велика, однако последние экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с нашими оценками (см. табл. 1).

могут "упасть" как на уровни n изолированного мезоатома $p\pi^-$, так и на уровни n' мезоатома $Z\pi^-$.

Пусть w_{Nn} и $w_{Nn'}$ — вероятности переходов с общего уровня N на разделенные уровни n и n' . Тогда доля мезонов S_2 , которая с общего мезомолекулярного уровня N "упадет" на разделенные уровни n мезоатома $p\pi^-$, равна

$$S_2 = \frac{w_{Nn}}{w_{Nn} + w_{Nn'}} S_1. \quad (32)$$

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 $(\Delta E)^3$, 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. Таким образом, основной вклад в вероятности перехода w_{Nn} и $w_{Nn'}$ 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 ($\hbar = M = e = 1$)

$$w_{Nn'} = \frac{4}{3} \alpha^3 \omega_0 \mu A_{Nn'} \quad (33)$$

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

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

$$\vec{r}_{Nn'} = \int d\tau \psi_N \vec{r} \psi_n, \quad (34)$$

Рассмотрим вначале переходы в основное состояние ($n'=1$). В этом случае, как показывают оценки /4/, основной вклад в интеграл (34) дает область расстояний $r_2 \approx \frac{1}{Z}$ (см. рис.5). В этом случае выражение (34) для переходов $N \rightarrow n'$ принимает следующий вид:

$$\vec{r}_{Nn'} \approx \int d\vec{r}_2 \psi_N(\vec{r}_2) \vec{r}_2 \psi_n(\vec{r}_2), \quad (35)$$

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

Волновая функция $\psi_n(r)$ основного состояния равна /42/

$$\psi_n(r) = \frac{Z^{3/2}}{\sqrt{\pi}} e^{-Zr} \quad (36)$$

(здесь и ниже положено $r_2 = r$). Общие уровни E_N системы $Z_m \pi^- N_n$ 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 их ядра Z , $r_N \approx \mu$, $E_N \approx -\frac{1}{2\mu}$, а волновая функция уровня E_N равна

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

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 $r \approx \frac{1}{Z}$ от ядра следует, что

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

Заметим, что эта формула несколько необычно (без введения $Z_{\text{эфф.}}$) учитывает влияние экранировки ядра Z на волновую функцию ψ_n . Если экранировки нет, то вблизи ядра $Z \psi_N \approx (Z/N)^{3/4}$ /42/, и т.к. для мезона, движущегося с энергией $E_N \approx -\frac{1}{2\mu}$ на расстояниях $r_N \approx \mu$ от ядра Z , $N^2 \approx Z\mu$, то при $r \approx \frac{1}{Z}$ его волновая функция в отличие от (38), равна

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

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

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

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

$$w_{Nn'} \approx \frac{\pi}{6} \alpha^3 \omega_0 Z^2 \approx 0,8 \cdot 10^{10} Z^2 \text{ сек}^{-1} \quad (41)$$

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

$$w_{Nn'} / w_{Nn} = Z^2, \quad (42)$$

а из формул (32) и (24) -

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

x)

В рассмотренной схеме процессов радиационные переходы на уровни $n' > 1$ будут подавлены, поскольку $(\Delta E)^3 \approx (n')^{-6}$ и после замены $r_0 \approx \frac{\mu}{Z}$ в (40) получим: $w_{Nn'} \approx 1/n'^6$. Кроме того, как показывают оценки /42/, переходы с изменением магнитного квантового числа $m(\Delta m; 0)$ также сильно подавлены.

По определению, вероятность w захвата π^- -мезона ядром водорода равна

$$W_{Z_m H_n} = S_2 / S_0 = a_L \frac{n}{mZ+n} \frac{1}{Z^2+1} . \quad (44)$$

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

$$W_{Z_m H_n} \approx a_L \frac{n Z^{-2}}{m Z + n} . \quad (45)$$

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

$$W_{Z'_k Z_m H_n} = \frac{a'_L \nu' (Z')^{-2} + a_L \nu Z^{-2}}{k Z' + m Z + n} , \quad (46)$$

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

Глава IV . 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 молекулы 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 экспериментов, отмеченные в гл. II. В частности, становятся понятными результаты группы опытов [2,3,5,6,37] по изучению реакции $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$ в химических соединениях вида $Z_m H_n$ (§1, гл. II): 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

$$P = \left(\frac{m}{n} + \frac{1}{Z} \right) W_{Z_m H_n} \quad (47)$$

для бинарных соединений $Z_m H_n$ второго периода таблицы Менделеева согласуются с зависимостью

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

которая следует из формулы (45). Величины коэффициентов a_L , определенные из этих изменений, равны:

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

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 второго периода^{х)}.

х) Одна из возможных причин такого поведения коэффициентов может быть связана с тем, что при захвате мезонов в дискретный спектр в тяжелых атомах электроны различных оболочек дают неодинаковый вклад в процесс торможения мезонов. Поэтому структура коэффициента $a(Z)$ (2.1) может отличаться от выражения (25). Отметим, что рост (49) коэффициентов a_L ограничен условием $a(Z) \leq 1$, которое означает, что все мезоны захвачены на общие уровни системы $Z_m \pi - H_n$.

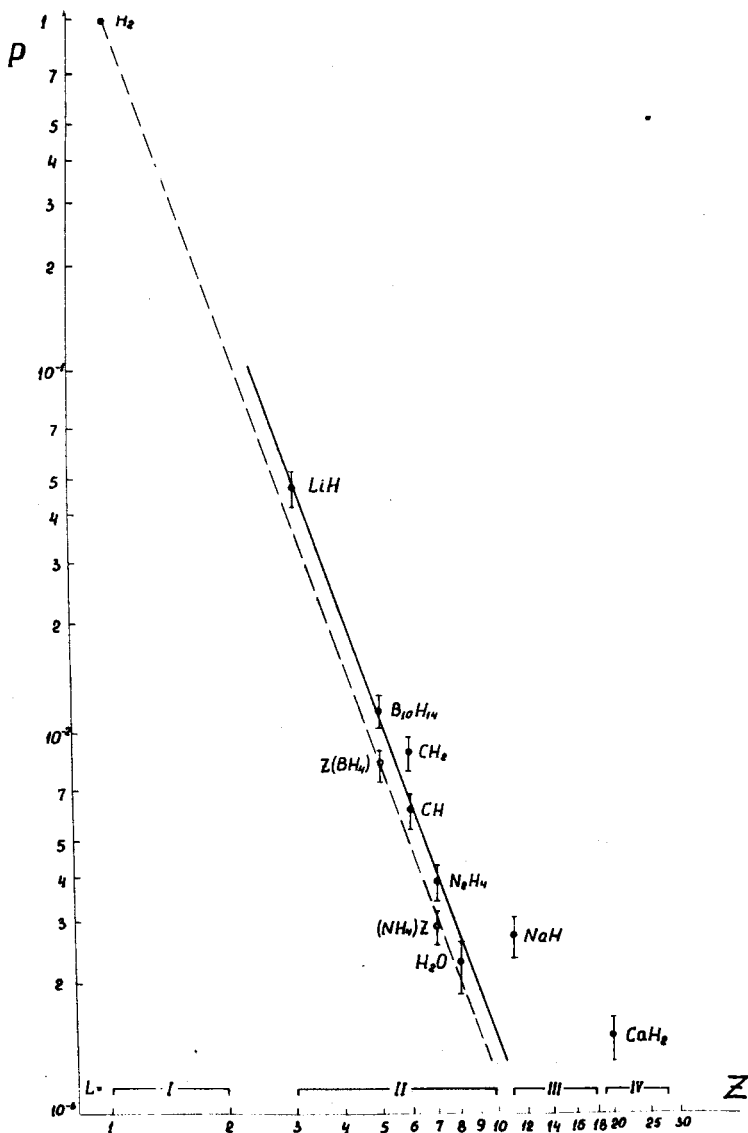


Рис.6. Зависимость приведенной вероятности P (формула (47)) от Z для соединений типа $Z_m H_n$ и $Z'_k Z_m H_n$. Сплошная и пунктирные прямые соответствуют зависимостям (48) с $a_L = 1,28$ и $a_L = 1/5$. Для водорода $P=1$ - согласно формулам (44) и (47).

В последнее время модель больших мезомолекул подверглась более детальной проверке /5,6/. В частности, была измерена вероятность W для более сложных веществ типа $Z'_k Z_m H_n$. При этом оказалось, что формула (46) хорошо описывает экспериментальные данные (см. таблицу 1). В сложных органических соединениях формула (46) также оправдывается (см. таблицу 2). Формула (46) справедлива и в случае смесей двух водородосодержащих веществ (например, 40% C_2H_5OH + 60% H_2O).

Однако эта формула не может объяснить разл иие в величинах a_L для таких соединений как CH и CH_2 , для которых $W_{CH_2} / 2W_{CH} = 1,30 \pm 0,13$ /2/, а не единице, 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 $(NH_4)Z'$ и $Z'(BH_4)$ различаются только атомом (или группой атомов) с зарядом Z' . Этот атом связан с ионами $(NH_4)^+$ и $(BH_4)^-$ ионной связью и поэтому, согласно основным положениям модели, не принимает участия в перехвате. Формула (43) для таких соединений примет вид:

$$W = a_{II} \frac{4Z^{-2}}{Z' + Z + 4} \quad (50)$$

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

$$\frac{1}{W} \approx Z' + \text{const} \quad (51)$$

Как видно из рис.7, экспериментальные данные подтверждают это заключение. Последнее означает, что при первоначальной посадке Z -закон действительно выполняется и свидетельствует о прагомерности принятого нами подхода.

х) 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/.

Таблица 1

Вещество	Z	$W, 10^{-3}$	α_L	α_L выч. по (31)
LiH	3	35 ± 4	$1,26 \pm 0,15$	1,4
$B_{10}H_{14}$	5	$12,6 \pm 1,4$	$1,44 \pm 0,17$	1,3
CH	6	$5,1 \pm 0,6$	$1,28 \pm 0,15$	1,2
CH ₂	6	$13,2 \pm 1,5$	$1,90 \pm 0,22$ v	1,2
N ₂ H ₄	7	$5,9 \pm 0,7$	$1,30 \pm 0,15$	1,1
H ₂ O	8	$3,5 \pm 0,6$	$1,12 \pm 0,20$	0,9
NaN	11	$2,4 \pm 0,4$	$3,6 \pm 0,6$	-
CaH ₂	20	$2,5 \pm 0,3$	$11,0 \pm 1,4$	-

Таблица 2

Вещество	$W_{\text{эксп}}, 10^{-3}$	$W_{\text{выч. по (46)}}, 10^{-3}$
CH ₃ OH	$7,5 \pm 0,9$	$7,0 \pm 0,8$
C ₂ H ₅ OH	$8,1 \pm 0,9$	$7,7 \pm 0,9$
C ₃ H ₆ O	$6,6 \pm 0,8$	$6,7 \pm 0,8$
C ₅ H ₇ OOH	$4,2 \pm 0,5$	$4,9 \pm 0,6$

$$10^{-3}/W_{R(ZH_n)q}$$

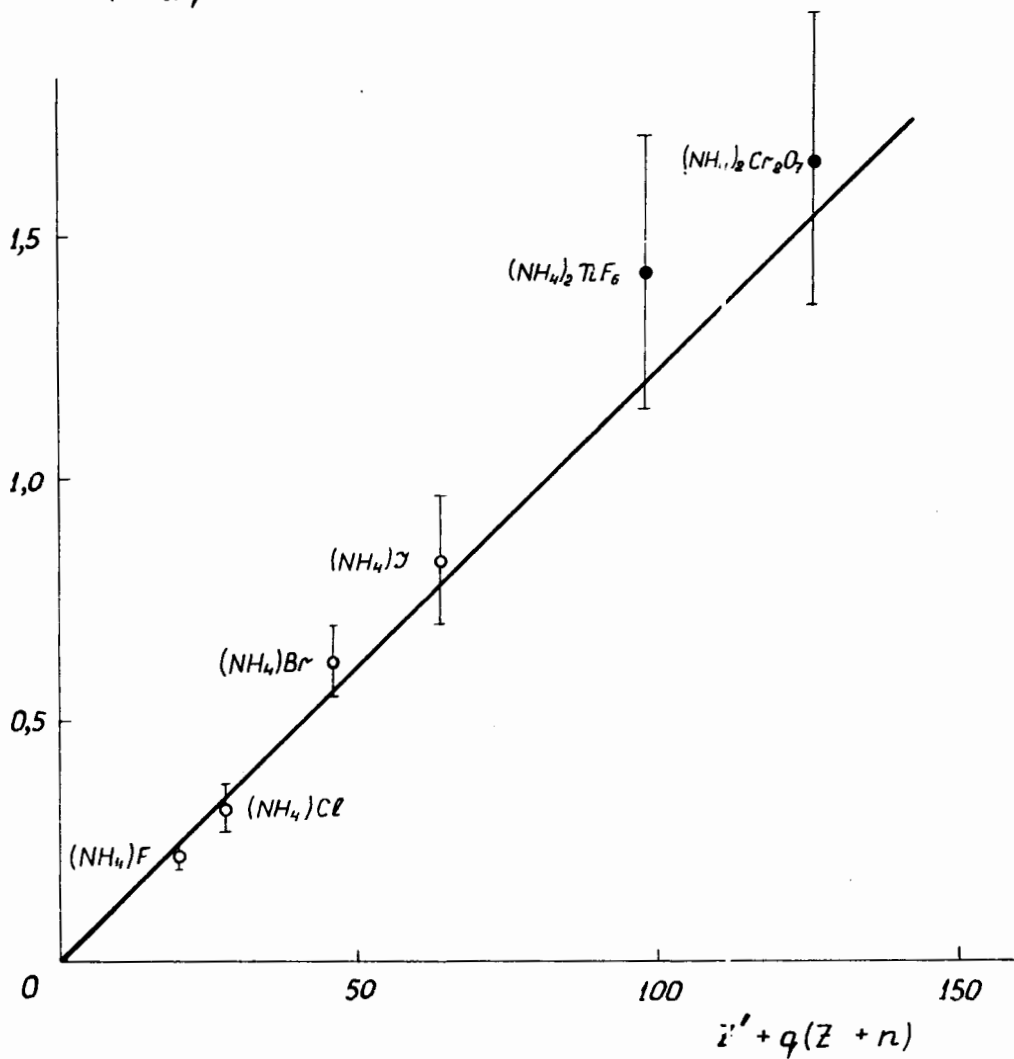


Рис.7. Результаты экспериментальной проверки формул (51) и (52) для соединений типа $R(NH_4)_q$. Прямая - зависимость (51), рассчитанная при $a_L = 1$; Z' - суммарный заряд ядер группы атомов R.

§2. Особенности захвата π^- -мезонов в симметричных системах

В предыдущем параграфе было сказано, что формула (46) хорошо выполняется для широкого класса соединений. Однако для веществ типа $R(ZH_n)_q$, которые содержат q тождественных водородосодержащих групп, соединенных с некоторой группой атомов R , она дает значения, завышенные по сравнению с экспериментальными в q раз ^{16/}. Эта закономерность носит общий характер и не зависит от вида тождественных групп (см. табл. 3), т.е. процесс захвата происходит так, как если бы в "отбирании" π^- -мезона у атома водорода участвовал не только атом Z , непосредственно связанный с ним, но и все атомы Z остальных $(q-1)$ групп.

Этот эффект находит естественное объяснение в рамках квантовомеханической теории резонанса. Действительно, поскольку все группы ZH_n тождественны между собой, то мезон, захваченный вначале одной из них, в дальнейшем распределяется по всем группам за счет квантовомеханических обменных эффектов ^{x)} (аналогично π^- -электронам в молекуле бензола). Однако группа, в которую первоначально был захвачен мезон, среди других групп ZH_n выделена, т.к. 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 ^{xx)}. Таким обра-

x)

При средних высотах барьеров ($\approx 2-3$ эв) и расстояниях ($\approx 1+2a.e.$) время обмена для π^- -мезонов $\tau \approx 10^{-12}$ сек, что меньше, чем время радиационных переходов на водород ($\approx 10^{-10}$ сек).

xx) Для наглядности мы воспользовались упрощенной схемой. В действительности предположение о выделенном характере первоначальной группы ZH_n является излишним, поскольку в обменном взаимодействии между всеми группами участвует не только π^- -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 всех атомов водорода равна $\rho_\pi / (\rho_\pi + \rho_e) = \frac{1}{q}$, т.к. в подсистеме $(ZH_n)_q$ один мезон ($\rho_\pi = 1$) и $(q-1)$ электронов, препятствующих захвату ($\rho_e = q-1$). Таким образом, вероятность W будет подавлена в таких соединениях в q раз по сравнению с формулой (46).

Таблица 3^{х)}

Вещество	$W_{\text{эксп.}}, 10^{-4}$	q	$\frac{W_{\text{выч. по (46)}}}{W_{\text{эксп.}}}$	$W_{\text{выч. по (52)}}, 10^{-4}$
KOH	6,7 \pm 2,1	1	1,1 \pm 0,3	7,2 \pm 0,8
Ca(OH) ₂	5,7 \pm 1,4	2	1,9 \pm 0,5	5,3 \pm 0,6
Cd(OH) ₂	3,3 \pm 1,2	2	1,9 \pm 0,7	3,1 \pm 0,4
Ba(OH) ₂	2,5 \pm 0,7	2	2,2 \pm 0,5	2,7 \pm 0,3
Al(OH) ₃	6,3 \pm 1,8	3	2,4 \pm 0,7	5,0 \pm 0,6
(NH ₄)F	46 \pm 7	1	1,1 \pm 0,2	42 \pm 4
(NH ₄)Cl	32 \pm 6	1	1,1 \pm 0,2	29 \pm 3
(NH ₄)Br	16 \pm 2	1	0,9 \pm 0,1	18 \pm 2
(NH ₄)J	12 \pm 2	1	0,9 \pm 0,2	12,8 \pm 1,3
(NH ₄) ₂ Cr ₂ O ₇	6,0 \pm 1,1	2	2,2 \pm 0,4	6,5 \pm 0,7
(NH) ₂ TlF ₆	7,0 \pm 1,4	2	2,4 \pm 0,5	8,3 \pm 0,9
Ba(CH ₃ COO) ₂	10,5 \pm 1,4	2	1,7 \pm 0,3	9,0 \pm 1,0
Cd(CH ₃ COO) ₂	8,7 \pm 1,3	2	2,2 \pm 0,3	9,7 \pm 1,1
Pb(CH ₃ COO) ₂	6 \pm 2	2	2,0 \pm 0,7	6,1 \pm 0,8
C ₂ H ₄ Cl ₂	13 \pm 2	2	2,2 \pm 0,3	14 \pm 1

х) При вычислении W в соединениях $R(NH_4)_q$ принято $a_L = 1,0 \pm 0,1$ согласно измерениям^{/5/} для солей аммония. Для всех остальных соединений принято значение $a_L = 1,28 \pm 0,15$, среднее по II периоду^{/5/}.

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

$$W_{R(Z N_a)_q} = a_L \frac{n Z^{-2}}{Z' + q(Z + n)} \quad (52)$$

Здесь Z' - общий заряд ядер группы атомов R . Как видно из таблицы 3, формула (52) хорошо описывает экспериментальные результаты для широкого класса веществ: оснований, кислых и основных солей и даже для органических галоидов.

§3. Захват μ^- -мезонов в химических соединениях

Модель больших мезомолекул была предложена вначале /4/ для объяснения особенностей процесса поглощения остановившихся μ^- -мезонов в веществах типа $Z_m N_n$. В последнее время были выполнены эксперименты /7-10,36/, 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_γ -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_γ -серии в общую интенсивность K -серии при $Z > 20$ (см. например, рис.8). Указанный факт противоречит расчетам Айзенберга и Кесслера /17/, и в рамках теории

каскадных переходов в изолированном атоме его понять не удастся. Кроме того, согласно расчетам /17/ интенсивность K_{ν} -серии с ростом Z , должна падать, а опыты /36/ показывают обратное (см. рис.8).

ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ

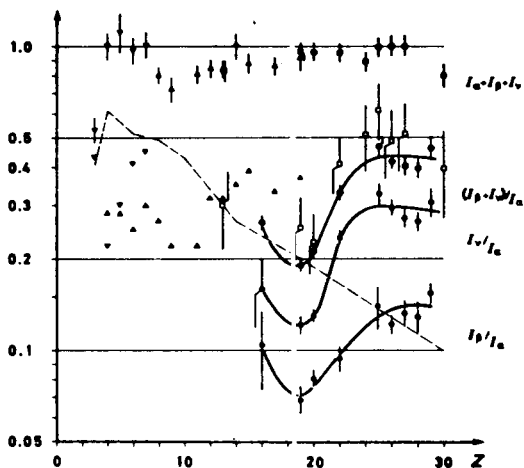


Рис.8. Структура мезорентгеновской K -серии при различных зарядах ядер Z . $\Delta \nabla \square \circ$ - отношение интенсивностей $J_{\beta} + J_{\nu} / J_{\alpha}$ /17,33/, пунктирная кривая - результаты вычислений /17/, \bullet - J_{ν} / J_{α} и J_{β} / J_{α} /17/.

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^{х)}. Экспериментальное значение интенсивности K_{ν} -серии в металлическом хроме $J_{\nu} = 0,22$ /9/. Поскольку эффективная валентность $Cr (Z = 24)$ равна $\approx 5,8$ /43/, то для J_{ν} получим оценку (24) $J_{\nu} = 5,8 / 24 = 0,24$, которая хорошо согласуется с экспериментальной. Отметим, что в одноатомных газах вклад K_{ν} -серии меньше (например, для $Ag J_{\nu} = 0,07$ /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, т.к. в этом случае плотность электронного облака между атомами мала, и число мезонов, попавших на общие уровни,

х) Согласно представлениям работы /4/, это излучение должно быть поляризовано вдоль оси линейной молекулы.

значительно меньше, чем в металлах или в соединениях с ковалентной связью. Действительно, указание на это в случае $K\text{Cl}$ можно найти в работе /9/. Наконец, изменение интенсивности K_{ν} -серии при движении по периоду таблицы Менделеева с точки зрения модели объясняется изменением числа валентных электронов.

Зависимость структуры мезоатомной K -серии от особенностей строения внешних электронных оболочек, образующих химическую связь между атомами, отчетливо показана также опытами с металлами и их окислами /9,44/. В этих опытах обнаружено, что интенсивность K_{ν} -серии (точнее отношение $J_{\nu} / J_{\alpha} + J_{\beta} + J_{\nu}$) в металлах в 1,3+1,6 раза больше, чем в окислах этих металлов (рис.9). 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 K -серии в химических соединениях и металлах: рентгеновские спектры мезоатомов этих веществ обнаруживают отчетливый провал в области между линиями K_{β} и K_{ν} , т.е. в спектре K -серии отсутствуют переходы $n\rho \rightarrow 1s$ с уровней $n = 5+7$ (см. рис.10). В рамках нашей модели это явление получает естественное объяснение, т.к. именно эти уровни расположены в переходной области между уровнями мезомолекулы и нижними уровнями n и n' изолированных мезоатомов (см. рис.4).

Влияние внешних электронных оболочек на процесс захвата μ^{-} -мезонов в химических веществах убедительно показано в работе /7/, 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 $Z_m O_n$

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

где $J(8)$ и $J(Z)$ - интенсивности K -серии в кислороде и в атоме Z соответственно. На рис. 11, где представлены результаты этих опы-

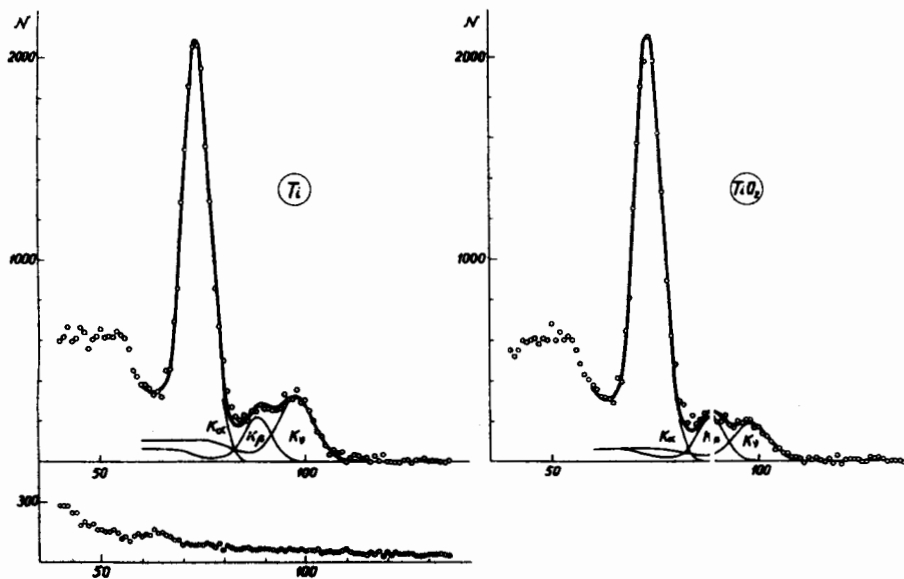


Рис.9а. Структура К-серии титана в чистом Ti и TiO_2 ^{19/}. По оси абсцисс отложены номера каналов амплитудного анализатора (рис.2), N - число отсчетов в канале. Вклад K_β -серии в Ti больше, чем в TiO_2 .

$$\frac{(J_i/J_\alpha)_{\text{TiO}_2}}{(J_i/J_\alpha)_{\text{Ti}}}$$

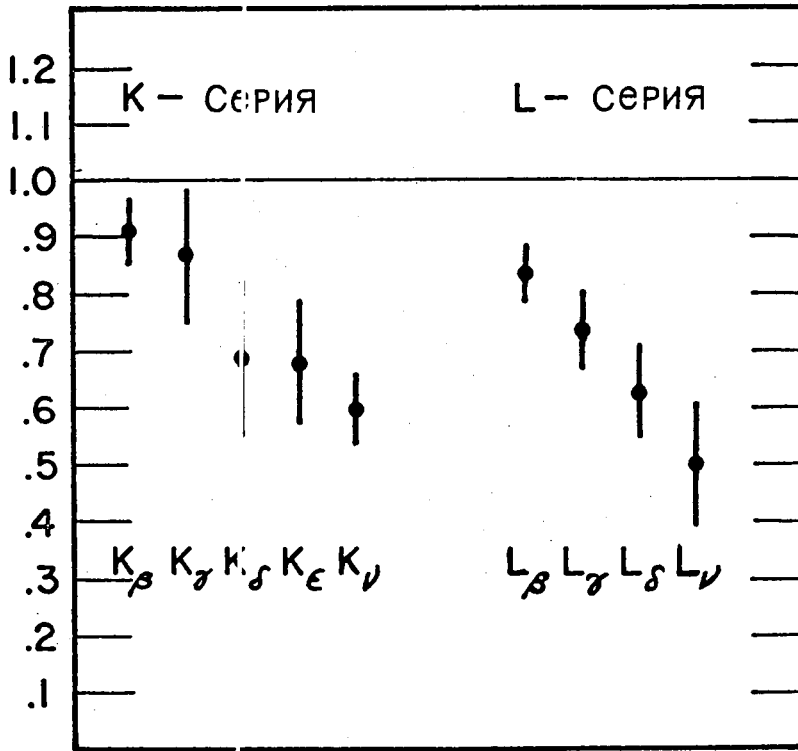


Рис.96. Структуры K_ν - и L_ν -серий Ti и TiO_2 , изученная в работе Кесслера, Андерсона и др. /44/ с помощью германиевых детекторов (которая для K-серии соответствует рис.9а, полученному с детектором NaJ). Видно, что в Ti по сравнению с TiO_2 больше не только суммарная интенсивность J_ν всей K_ν -серии (см. рис.9а), но также интенсивности отдельных линий K_ν -серии (переходы $n\ell \rightarrow 1s$) и L_ν -серии (переходы $n\ell \rightarrow 2s$).

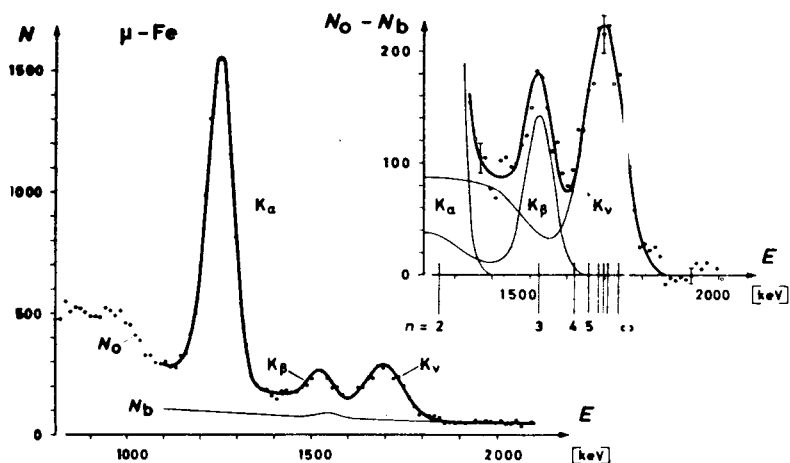


Рис.10. Структура К-серии железа /36/. E - энергия перехода, n - номер уровня. Провал между линиями K_{β} и K_{γ} соответствует $n \approx 4+5$.

тов, 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 $Z'_k Z_m$ не обнаружено таких больших несоответствий с Z -законом, как в водородосодержащих соединениях типа $Z_m H_n$. С точки зрения модели, отсутствие резких Z -зависимостей в системах $Z'_k Z_m$, не содержащих водорода, объясняется тем, что нарушения Z -закона в этом случае связаны 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 $Z'_k Z_m$ 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. III), приводят к тому, что мезоны преимущественно должны поглощаться ядрами атомов с большими зарядами Z . Однако результаты опытов по поглощению μ^- -мезонов окислами различных веществ /7/ противоречат этому выводу: в

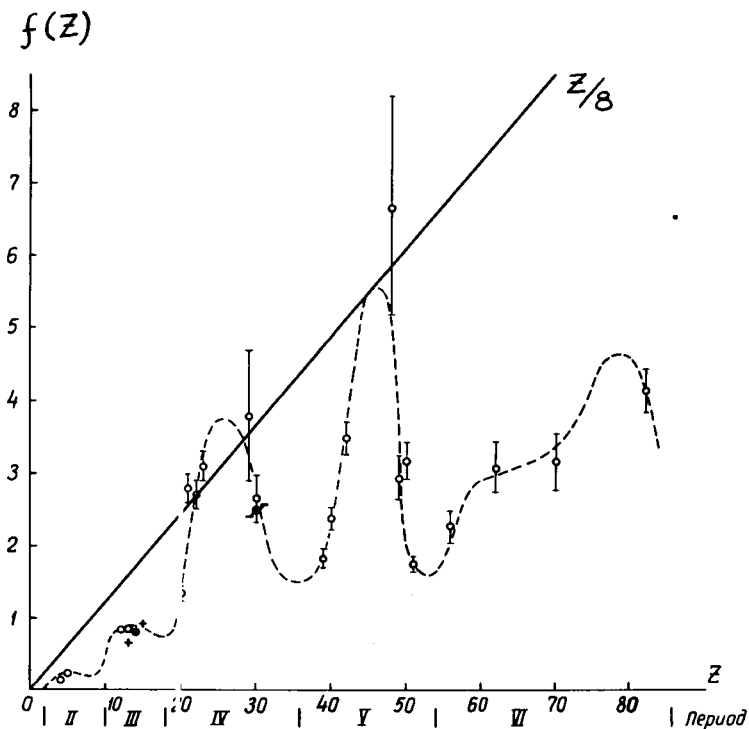


Рис.11. Относительная вероятность захвата $f(Z) = \frac{n}{m} J(Z)/J(8) \mu^{-}$ мезонов ядром Z по сравнению с кислородом в окислах $Z_m O_n \mu^{-}$. Минимумы $f(Z)$ расположены в начале периодов таблицы Менделеева. Прямая линия соответствует Z -закону Ферми-Теллера.

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

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

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 спек-

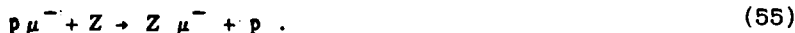
тра в дискретный /28/. Отмеченная особенность окислов щелочных металлов может приводить к появлению провалов на графике $f(Z)$ в начале каждого периода (см. рис.11).

Глава V . ПРОЦЕССЫ ПЕРЕХВАТА МЕЗОНОВ

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

§1. Перехват μ^- - мезонов

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



Скорость перехвата μ^- - мезона равна

$$\omega = \sigma v c_z , \quad (56)$$

где σ - сечение перехвата, v - относительная скорость столкновения, c_z - концентрация ядер Z . При малых v $\sigma \approx 1/v$, т.е. $\sigma v = const$. Это позволяет ввести приведенную константу перехвата λ_z :

$$\lambda_z = \sigma v c_H^0 . \quad (57)$$

Здесь $c_H^0 = 4,25 \cdot 10^{22}$ ядер/см³ - плотность жидкого водорода. Отсюда

$$\omega = \lambda_z C , \quad (58)$$

где $C = c_Z / c_H^0$. Экспериментальному и теоретическому изучению процесса (55) посвящен ряд работ /31,32,38,19/, согласно которым λ_Z примерно пропорциональна Z и равна

$$\lambda_Z \approx (0,84 \pm 0,04) Z \text{ сек}^{-1}. \quad (59)$$

Вычисление λ_Z сводится к решению задачи о рассеянии трех частиц, взаимодействующих по закону Кулона. Схему таких вычислений /45,19/ проще всего пояснить на языке термов (см. 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

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

Любой терм $V(R)$ системы $p\mu^-Z$ определяется набором квантовых чисел /39/. Системе $Z\mu^- + p$ также соответствуют свои термы $V_{n'}(R)$, которые при $R \gg 1$ зависят от R следующим 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 $Z\mu^-$. Из формул (60) и (61) следует, что для некоторых уровней n' при определенных значениях $R=R_0$ происходят пересечения термов $V_0(R)$ и $V_{n'}(R)$. Согласно общей теории неадиабатических переходов /44/, в этих точках возможны интенсивные переходы с терма $V_0(R)$ на терм $V_{n'}(R)$, что и соответствует реакции (55). При этом μ^- -мезон попадает на высокие орбиты ($n' \leq Z$) мезоатома $Z\mu^-$ - в согласии с данными эксперимента /31/.

Недавние расчеты /40/ показали, однако, что в системах $Z\mu^- + p$ и $p\mu^- + Z$ картина термов несколько иная, чем та, которая была принята в прежних работах /19/. В частности, в некоторых точках R_0 , где

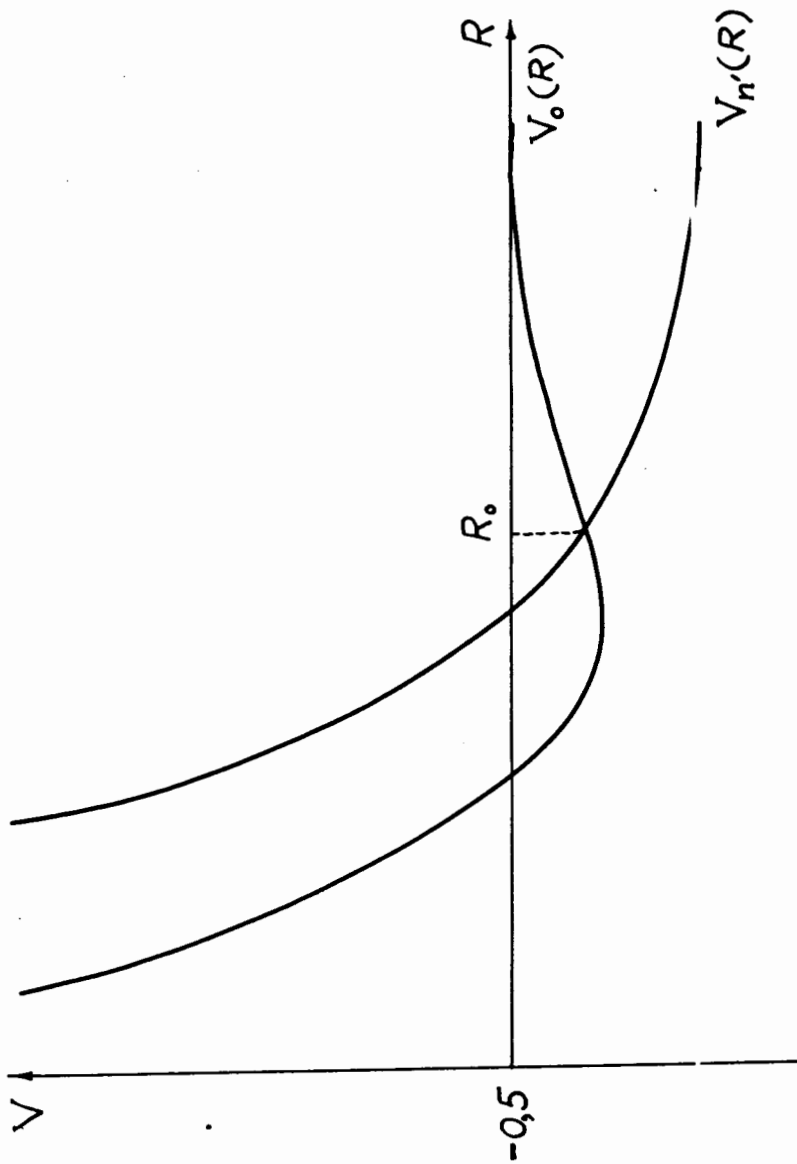
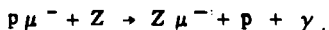


Рис.12. Схема термов системы $\rho\mu^-Z/19/$. При $R \rightarrow \infty$ терм $V_0(R)$ соответствует основному состоянию системы $\rho\mu^-+Z$, а терм $V_n'(R)$ — уровням системы $Z\mu^-+p$.

ранее, исходя из приближенных формул (60) и (61), получали пересечение термов, обнаружены псевдопересечения термов (см. 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 псевдопересечении) термов. Из работы /10/ следует, однако, что примерно половина мезонов перехватывается на уровне мезоатома $Z\mu^-$, испуская γ -кванты (см. рис.14), т.е. по реакции:



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

§2. Перехват π^- -мезонов

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 высших уровней n мезоатома $p\pi^-$, где скорости перехвата при относительных концентрациях $C \approx 1$ сравнимы с вероятностями каскадных переходов и скоростью ядерного захвата. Оценки показывают, что при π^- -мезонов происходит с уровней $n \approx 3+6$ мезоатома $p\pi^-$).

х)

Если принять, что при малых скоростях $p\mu^-$ -мезоатомов сечение перехвата с уровня n примерно пропорционально n^4 , то $\lambda_z = 0,8 \cdot 10^{10} Z n^4$ (см. формулу (59)). Приравнявая это значение скорости ядерного захвата (9) $\Gamma = 1,6 \cdot 10^{15} / n^3$, получим нижнюю оценку для n. Малая заселенность уровней изолированного $p\mu^-$ -мезоатома с $n > 6$ следует из формулы (23).

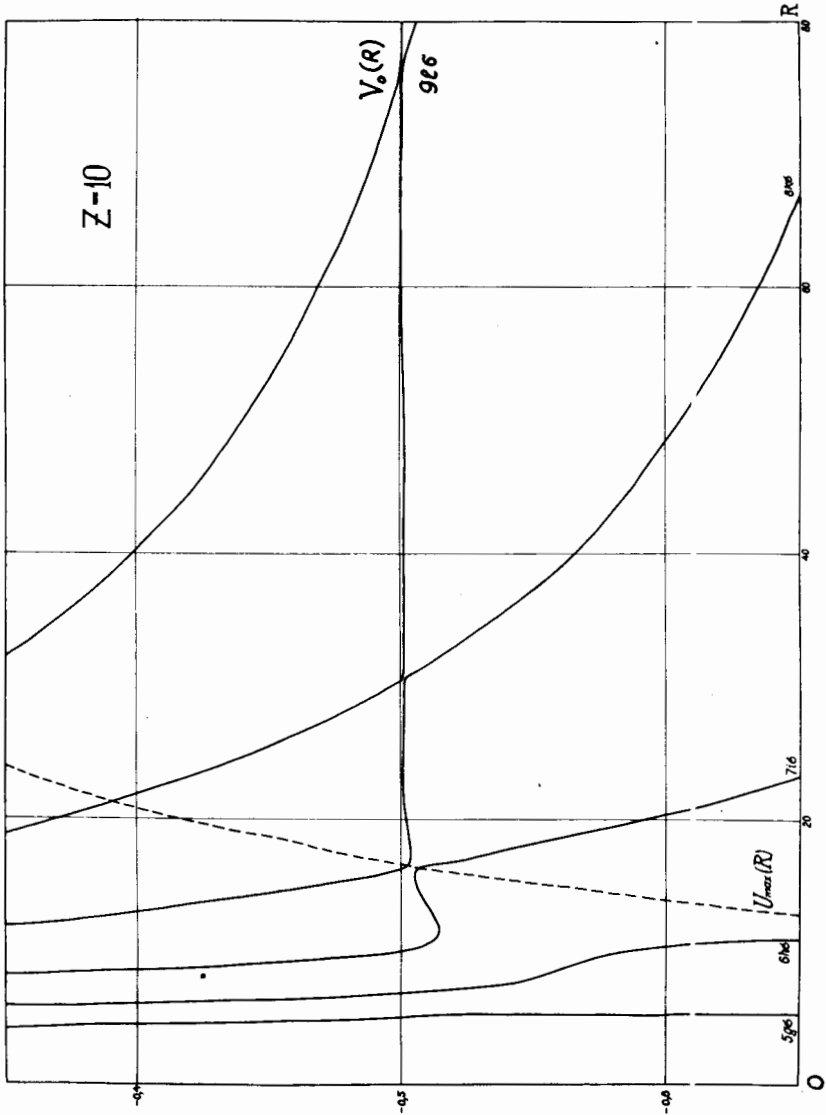


Рис.13.Картина термов для системы $Р\mu^-Ne$ /40/. Псевдопересечения термов $V_0(R)$ и 92σ , 92σ и $8k\sigma$, $8k\sigma$ и 71σ происходят при $R_0 = 76, 31, 17$.

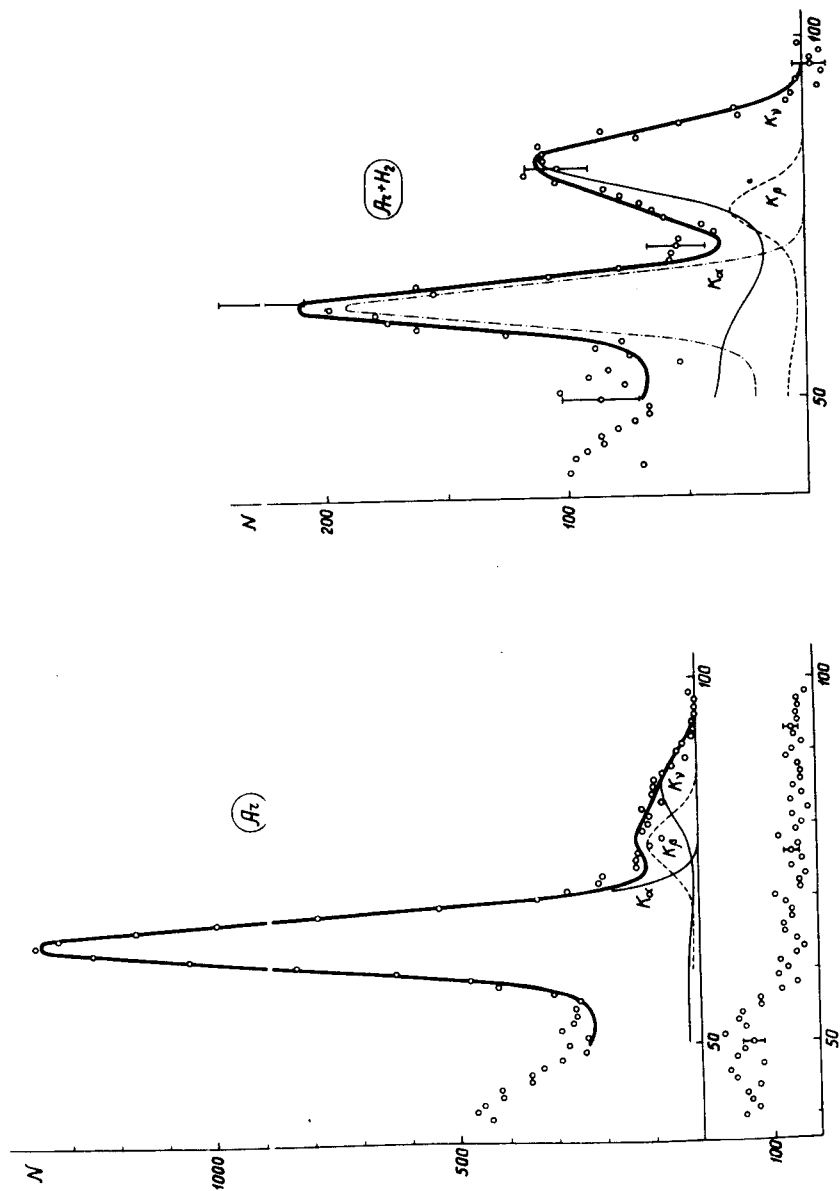


Рис.14. Структура μ^- -мезорентгеновской К-серии Ag в чистом Ag и в смеси $H_2 + Ag$ /10/. Переходы с высоких уровней системы $H\mu^- Ag$ составляют 50%. Обозначения те же, что и на рис.9.

После этих предварительных замечаний рассмотрим вторую группу опытов по измерению вероятности перехвата π^- -мезонов Q в смесях газов $H_2 + Z$ и $Z_m H_n + Z'$ (гл. II). В частности, попытаемся объяснить экспериментально полученную зависимость величины Q_{H_2+Z} от концентрации газов и заряда ядра Z 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 $n \leq 7$ (см. (23)). После этого идут процессы перехвата $p\pi^- + Z \rightarrow Z\pi^- + p$. Опишем их феноменологически.

Пусть суммарная скорость γ каскадных переходов и ядерного поглощения в мезоатоме $p\pi^-$ не зависит от столкновений с другими атомами, а константа перехвата процесса (62) равна λ . В этих предположениях вероятность перехвата Q равна

$$Q = \frac{\lambda c_z}{\gamma + \lambda c_z}, \quad (62)$$

т.е. Q зависит от концентрации c_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.185, — не единственный и не главный среди процессов, которые приводят к быстрому опусканию π^- -мезона на нижние уровни $p\pi^-$ -мезоатома. Значительно больший вклад в вероятность опускания мезона вниз и ядерного захвата дают процессы, которые происходят при столкновениях мезоатома $p\pi^-$ с атомами других веществ — внешний оже-эффект и ядерный захват из высоких ps -состояний $p\pi^-$ -мезоатома при столкновениях (механизм Дэй-Сноу-Сачера). Оба эти процесса, очевидно, зависят от числа столкновений $p\pi^-$ -мезоатома с ядрами Z и протонами, т.е. от концентрации c_z и c_H . В этом случае γ пропорциональна концентрации c_H и c_z :

$$\gamma = a c_H + b c_z \quad (63)$$

и вместо (62) мы получим следующее выражение:

$$Q = \frac{\Lambda C}{1 + (\Lambda + \kappa) C} \quad (64)$$

$$\Lambda = \lambda/a; \quad \kappa = b/a; \quad C = c_Z/c_H.$$

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. II §4).

Более подробное рассмотрение ^{14/} 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

$$\gamma = a c_H + b c_Z + \alpha, \quad (65)$$

где α мало и не зависит от c_H и c_Z . Соответствующие изменения в формуле (64) очевидны.

Процессы перехвата π^- -мезонов в газовых смесях $H_2 + Z$ были исследованы ^{11/} для ряда примесей Z (He, N₂, Ne, Ar). При этом наблюдался перехват π^- -мезонов от $p\pi^-$ -мезоатомов к ядрам Z (см. например, рис.15). Сработка экспериментальных данных показала, что

$$\Lambda = (0,72 \pm 0,07) Z \quad (66)$$

(см. рис.16). Приведенная константа перехвата Λ_Z , аналогичная величине λ_Z для μ^- -мезонов (59), равна ^{x)}

$$\Lambda_Z = 2,9 \cdot 10^{11} Z \text{ сек}^{-1}. \quad (67)$$

Константа перехвата π^- -мезонов Λ_Z на два порядка величины превышает константу перехвата μ^- -мезонов λ_Z , определенную в опытах при

^{x)} Она получается из (66) умножением на величину $ac_H^0 = 4,1 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$, известную из эксперимента ^{48/}.

малых концентрациях примеси c_z . Это означает, что перехват π^- -мезонов происходит не с K -орбиты (как для μ^- -мезонов), а с уровнем $n = 3+4$ x).

$$W = 1 - Q$$

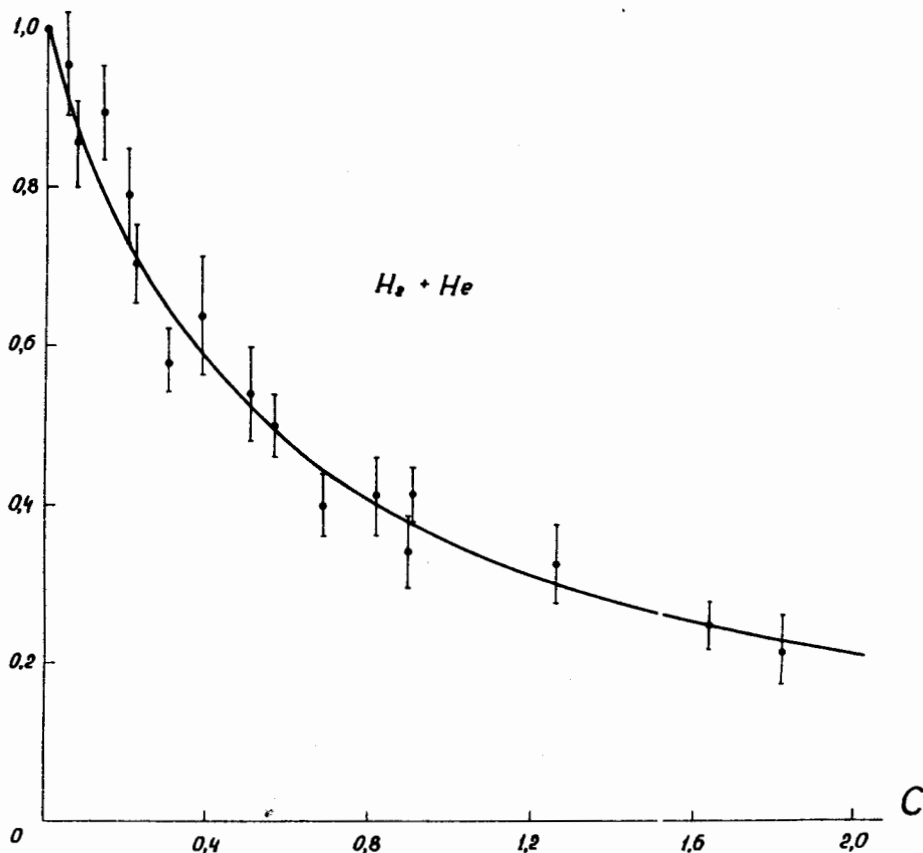


Рис.15. Зависимость Q -перехвата π^- -мезонов от водорода к гелию и дейтерию в смесях $H_2 + He$ и $H_2 + D_2$ от относительной концентрации C . Кривые вычислены по формуле (81)

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

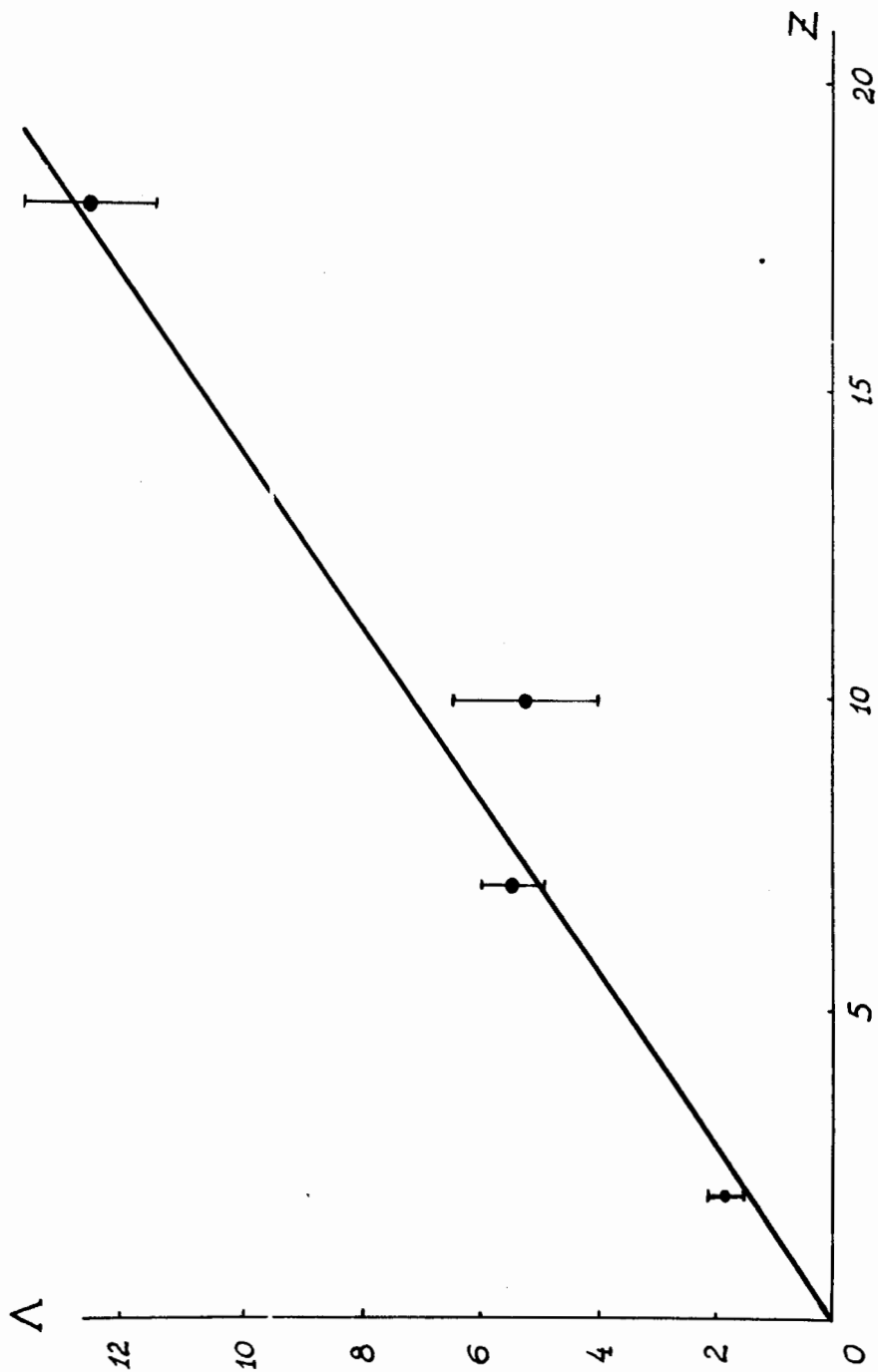


Рис.16. Z -зависимость константы перехода Λ π^- -мезонов от мезо-атома $p\pi^-$ к ядрам Z в смесях газов типа H_2+Z /11/. Прямая - зависимость (66) $\Lambda = 0,72Z$.

Величина κ оказалась малой ($\kappa < 0,2 \pm 0,5$), что свидетельствует об отсутствии заметного влияния столкновений $p\pi^-$ -мезоатомов с ядрами Z на величину γ , т.е. на скорости захвата мезона протоном. Кроме того, $\kappa \ll \Lambda$, что означает преобладание процессов перехвата над процессом девозбуждения при столкновениях с ядрами Z .

В газовой смеси дейтерия с водородом измеренные значения констант Λ и κ равны:

$$\Lambda = 0,15 \pm 0,03; \quad \kappa = 0,9 \pm 0,2, \quad (68)$$

причем вероятность перехвата (64) для этой смеси обнаруживает свойства насыщения с ростом C уже при концентрациях $C \approx 1$. В области насыщения вероятность перехвата $Q \approx 0,1$.

Значение Λ (68) в смеси $H_2 + D_2$ существенно меньше, чем в смесях $H_2 + Z$ (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 $^{48}/$; однако, благодаря изотопической разности уровней $p\pi^-$ - и $d\pi^-$ -мезоатомов, перехват π^- -мезонов от протонов к дейтронам более вероятен, чем обратный процесс. Совместное действие этих механизмов приводит к наблюдаемому значению Λ .

Как видно из (68), в смеси $H_2 + D_2$ $\kappa \approx 1$ и $\kappa \gg \Lambda$. 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^{х)}. Это естественно, поскольку электромагнитные свойства атомов H и D весьма близки. Из соотношения $\kappa \gg \Lambda$ следует, что при столкновении $p\pi^-$ -мезоатома с атомом дейтерия ядерный захват π^- -мезона протоном более вероятен, чем перехват к дейтрону.

Наконец, рассмотрим результаты экспериментов по захвату π^- -мезонов протонами в газовой смеси $C_2H_6 + N_2$, в которых обнаружено,

х)

По данным работ $^{48}/\tau_H = (2,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-12}$ сек, $\tau_D = (2,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-12}$ сек.

что в такой смеси перехват менее интенсивен, чем в смеси $N_2 + N_2^-$. Возможная причина этого явления заключается в том, что для молекулы водорода H_2 предельная орбита изолированного мезоатома $p\pi^-$ равна $n_0 = 8$, в то время как для соединений $Z_m H_n$ $n_0 \approx 5+6$ (см. (23)). Таким образом, для $p\pi^-$ -мезоатомов, образовавшихся при поглощении мезонов в соединениях $Z_m H_n$, меньшее число уровней участвует в перехвате (16), что должно приводить к наблюдаемому различию.

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 в том, что посадка мезонов на возбужденные мезоатомные или мезомолекулярные уровни часто происходит с передачей энергии электронам валентной оболочки и потому 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 водородосодержащих 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 вещества, а также от примесей тяжелых элементов.

4. В соединениях типа $R(Z'_k Z_m H_n)$ 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 π^- -мезонов установлено, что первоначальный захват происходит по Z -закону. Аналогичный вывод следует из опытов по поглощению μ^- -мезонов в смеси 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 моделью больших мезомолекул и, вероятнее всего, обусловлена механизмом адиабатического захвата.

7. Изучение перехвата π^- -мезонов от водорода к ядрам Z в смесях газов $H_2 + Z$ показало, что его вероятность пропорциональна Z и зависит только от относительной концентрации ядер Z . Последнее доказывает, что девозбуждение $p\pi^-$ -мезоатомов и ядерный захват π^- -мезонов протонами в основном определяются процессами столкновений с другими атомами (такими, как механизм Дей-Сноу-Сачера и внешний оже-эффект). Результаты этого цикла исследований показывают, что в химических смесях действует иной и значительно менее интенсивный, чем в химических соединениях, механизм перехвата π^- -мезонов от $p\pi^-$ -мезоатомов к ядрам Z и дают дополнительные подтверждения модели больших мезомолекул.

8. Зависимость $W = a_L \frac{m}{m} Z^{-3}$, следующая из модели больших мезомолекул, надежно проверена экспериментально для элементов второго периода таблицы Менделеева. Весьма желательно проверить ее для элементов других периодов, и, в частности, изучить поведение коэффициентов a_L .

9. Изучение перезарядки π^- -мезонов в водородосодержащих 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.

Л и т е р а т у р а

1. Я.Б.Зельдович, С.С.Герштейн. УФН 71, 581 (1960).
2. А.Ф.Дунайцев, В.И.Петрухин, Ю.Д.Прокошкин, В.И.Рыкалин, ЖЭТФ 42, 1680 (1962). V.I.Petrukhin, Yu.D.Prokoshkin, Nuovo Cim. 28, 99(1962). A.F.Dunaitsev, V.I.Petrukhin, Yu.D.Prokoshkin, Nuovo Cim. 34, 521(1964).
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.
6. З.В.Крумштейн, В.И.Петрухин, Л.И.Пономарев, Ю.Д.Прокошкин. Препринт ОИЯИ Р13-3870, Дубна, 1968.
7. З.Г.Зинов, А.Д.Козин, А.И.Мухин, ЯФ 2, 859 (1965).
8. Ю.Г.Будяшов, В.Г.Зинов, А.Д.Козин, А.И.Мухин. ЯФ 5, 830 (1967).
9. В.Г.Зинов, А.Д.Козин, А.И.Мухин. ЯФ 5, 591 (1967).
10. Ю.Г.Будяшов, П.Ф.Ермолов, В.Г.Зинов, А.Д.Козин, А.И.Мухин. ЯФ 5, 599 (1967).
11. В.И.Петрухин, Ю.Д.Прокошкин, В.М.Суворов. Препринт 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.H.Panofsky, C.M.York. Phys. Rev., 78, 89(A), 1950).
15. W.K.Panofsky, R.L.Aamodt, J.Hadly. Phys.Rev., 81, 565 (1951).
16. T.B.Day, G.A.Snow, J.Sucher. Phys.Rev.Lett., 3, 61 (1959). T.B.Day, 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 Cim.*, 19, 1195 (1961).
Y.Eisenberg, D.Kessler., *Phys. Rev.* 130, 2352 (1963).
18. H.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, ИЛ, Москва, 1956.
21. Э.А.Весман. Письма ЖЭТФ 5, вып. 4, 113 (1967). Э.А.Весман. Преп-
ринт ОИЯИ Р4-3256, Дубна, 1967.
22. С.С.Герштейн. ЖЭТФ 39, 1170 (1960).
23. Д.А.Киржниц, Ю.Е.Лозовик. УФН, 89, в.1, 39 (1966).
24. J.A.Wheeler, *Rev.Mod.Phys.*, 21, 133 (1949). E.H.S.Zurhop "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 Laboratory, Re-
port UCRL - 9354* (1960).
27. J.C.Sens, *Phys. Rev.*, 113, 679 (1959).
28. T.H.Fields, G.B.Yodch, M.Derick, 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.C.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.*, 11, 30 (1963).
30. V.I.Petrukhin, Yu.D.Prokoshkin, *Nucl. Phys.*, 54, 414 (1964).
31. В.П.Джелепов, П.Ф.Ермолов, Ю.А.Кушниренко, В.Н.Москалев, С.С.Гер-
штейн. ЖЭТФ 42, 439 (1962).
32. С.Г.Басиладзе, П.Ф.Ермолов, К.О.Оганесян. ЖЭТФ 49, 1042 (1965).
A.A.Alberigi, Quaranta, A.Bertin, G.Matone, F.Palmonare, A.Placci,
P.Dalpia, G.Torelli, E.Zavattini, *Nuovo Cim.*, 47B, 92 (1965).
33. J.C.Sens, R.A.Swanson, V.L.Telegdi, D.D.Yovanovitch, *Nuovo Cim.*,
2, 536 (1958). J.F.Lathrop, R.A.Lundy, R.A.Swanson, V.L.Telegdi,
D.D.Yovanovitch, *Nuovo Cim.*, 15, 831 (1960). M.Eckhause, T.A.Fil-
lippas, R.B.Sutton, R.E.Welsh, T.A.Romanovski, *Nuovo Cim.*, 24,
667 (1962).
34. J.S.Bajjal, J.A.Diaz, S.N.Kaplan, R.V.Pyle, *Nuovo Cim.*, 30,
711 (1963).

35. В.Д.Бобров, В.Г.Варламов, Ю.Н. Гришин, Б.А.Долгошеин, В.Г.Кириллов-Угрюмов, Е.С.Роганов, А.В.Самойлов, С.В.Сомов. ЖЭТФ 48, 1197 (1965).
36. M. Stearns, M. Stearns, *Phys. Rev.*, 105, 1573 (1957). D. Ouitman, R. Engfer, U. Hegel, P. Brix, G. Backenstoss, K. Goebel, B. Stadler, *Nucl. Phys.*, 5, 609 (1964).
37. В.И.Петрухин, Ю.Д.Прокошкин. ДАН СССР 180, 71 (1965).
38. О.А.Займидорога, М.Н.Кулюкин, Р.М.Суляев, А.И.Филлипов, В.М.Цупко-Ситников, Ю.А.Шербаков. 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.
41. Ч.Коульсон. Валентность, МИР, Москва, 1965.
42. Г.Бете, Э.Фоллмер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. Физматгиз, Москва, 1960.
43. Л.Д. Ландау, Е.М.Лифшиц, Квантовая механика, 871, М, 1963.
44. D. Kessler, H. Anderson, M. S. Dixit, H. J. Evans, R. McKee, C. K. Hargrove, R. D. Barton, E. P. Hinks, J. D. McAndre. *Phys. Rev. Lett.*, 18, 1175 (1967). H. Daniel, H. Koch, G. Poelz, H. Schmitt, L. Tauscher, G. Backenstoss, S. Charalambus, *Phys. Lett.*, 26B, 2816 (1968).
45. E. C. Stueckelberg. *Helv. Phys. Acta.*, 5, 370 (1932). L. D. Landau, *Phys. Z. Sovjetunion*, 2, 46 (1932). C. Zener, *Proc. Roy. Soc. A* 137, 696 (1932).
46. Сборник "Атомные и молекулярные столкновения, под ред. Д.Р.Бейтса, МИР, Москва, 1964. N. F. Mott, H. S. Massy, *The theory of atomic collisions, third edition, Oxford, 1965.* S. Cohen, D. L. Judd, R. J. Riddell, *Phys. Rev.*, 119, 384 (1960). Л.И.Пономарев, ЖЭТФ 52, 1550 (1967).
47. В.И.Петрухин, Ю.Д.Прокошкин, А.И. Филиппов. ЯФ 6, 1008 (1967).
48. J. H. Doede, R. H. Hildebrand, H. H. Israel, M. R. Pyka. *Phys. Rev.* 129, 2808 (1963). J. H. Doede, R. H. Hildebrand, M. H. Israel, *Phys. Rev.* 136B, 1609 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел

5 мая 1968 года.