

С 346.48 + с 346.4Г

П-563

12/1-66

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ЯФ, 1967, т. 6, № 2, с. 389-395

Дубна

Р4 - 3072



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Л.И. Пономарев

РЕАКЦИЯ ПЕРЕЗАРЯДКИ  $\pi^-$  - МЕЗОНА  
НА ЯДРАХ СВЯЗАННОГО ВОДОРОДА

1966

P4 - 3072

Л.И. Пономарев

РЕАКЦИЯ ПЕРЕЗАРЯДКИ  $\pi^-$  - МЕЗОНА  
НА ЯДРАХ СВЯЗАННОГО ВОДОРОДА

Направлено в ЯФ

дн 1/18/78  
4218/1 нр.

Общественный институт  
студии и исследований  
БНАННННННННН

В работах Петрухина, Прокошкина и других<sup>/1/</sup> обнаружена резкая Z-зависимость реакции перезарядки



остановившегося  $\pi^-$ -мезона на ядрах водорода, связанного в химических соединениях вида  $Z_m H_n$ . При неизменном пучке  $\pi^-$ -мезонов и одинаковой тормозной способности мишеней (равное число остановок  $\pi^-$ -мезонов) оказалось, что относительная вероятность Р реакции (1) в веществе  $Z_m H_n$  по сравнению с чистым водородом  $H_2$  очень мала и равна выражению<sup>/1,2/</sup>:

$$P = \frac{W_{Z_m H_n}}{\frac{1}{2} W_{H_2}} = a_L \frac{n}{m} Z^{-3} \quad (2)$$

Здесь  $a_L$  - величины, которые зависят лишь от периода L таблицы Менделеева, к которому принадлежит атом с зарядом ядра Z. Внутри периодов коэффициенты  $a_L$  примерно постоянны, причем  $a_{L+1} / a_L \approx 3$ <sup>/2/</sup>.

Для объяснения такого сильного подавления ядерной реакции (1) в химических соединениях была предложена "модель больших мезомолекул"<sup>/3/</sup>, согласно которой захват  $\pi^-$ -мезона из непрерывного спектра в дискретный происходит вначале не на уровнях изолированных мезоатомов  $p\pi^-$  и  $Z\pi^-$ , а на молекулярные орбитали всей системы  $Z_m \pi^- H_n$ . В этой большой системе (~500 м.а.е.) за счет нарушения центральной симметрии поля возможны интенсивные радиационные переходы, причем величина Р для реакции (1) равна отношению вероятностей  $W_{N_n}$  и  $W_{N_n}$  переходов с общих уровней N системы  $Z\pi^- H_n$  на разделенные уровни  $n$  и  $n'$  изолированных мезоатомов  $p\pi^-$  и  $Z\pi^-$  соответственно.

Вероятность такого радиационного перехода равна <sup>/4/</sup>:

$$W_{Nn} = \frac{4}{3} \alpha^3 \omega_0 m A_{Nn} \quad (3)$$

$$A_{Nn} = (E_N - E_n)^3 |\vec{r}_{Nn}|^2$$

$$\alpha = \frac{1}{137}; \quad \omega_0 = 4,1 \cdot 10^{16} \text{ сек}; \quad m = 273;$$

$E_N, E_n$  - энергии соответствующих уровней в мезоатомных единицах;

$\vec{r}_{Nn}$  - матричный элемент дипольного перехода между состояниями  $N$  и  $n$ ,

$$\vec{r}_{Nn} = \int d\vec{r} \psi_N \vec{r} \psi_n \quad (4)$$

Для переходов в основное состояние мезоатомов  $p\pi^-$  и  $Z\pi^-$  ( $n=n'=1$ ) в работе <sup>/3/</sup> теоретически получено значение величины  $P$  (на одну связь  $Z-N$  без учета экранировки):

$$P = \frac{W_{Nn}}{W_{Nn'}} \approx Z^{-4} \quad (5)$$

что не очень хорошо согласуется с экспериментом <sup>/1/</sup>. В данной работе мы уточним модель, предложенную в работе <sup>/3/</sup>, и обсудим следствия, к которым эти уточнения приводят.

В частности: более подробно рассмотрим процесс первоначального захвата  $\pi^-$ -мезонов из непрерывного спектра в дискретный; исправим неточности расчета, допущенные ранее; частично учтем экранирующее влияние электронной оболочки.

1. Предположим, что в мишени из чистого водорода  $H_2$  останавливается  $S_0$   $\pi^-$ -мезонов. В этом случае, согласно соотношению Панофского, мы зарегистрируем  $\approx 0,8 \cdot S_0$  событий распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  от реакции (1). В мишени из вещества  $Z_m H_n$  с той же тормозной способностью по-прежнему остановится  $S_0$   $\pi^-$ -мезонов. Но т.к. реакция (1) возможна только на ядрах водорода <sup>/5/</sup>, то теперь лишь  $S_1$  мезонов могут участвовать в цепочке

реакций (1) - те, которые попали на общие уровни системы  $Z_m \pi^- H_n$  (Остальная, большая, часть мезонов ( $S_0 - S_1$ ), захватывается по-прежнему на уровни изолированного мезоатома  $Z\pi^-$  и вклада в реакцию (1) не дает). Очевидно

$$S_1 = S_0 \cdot a(Z), \quad (6)$$

где  $a(Z) < 1$  (более подробное обсуждение - ниже).

2. Оценим ту долю  $\pi^-$ -мезонов, которая с общего уровня  $N$  по-прежнему попадает на ядро водорода и вызывает цепочку реакций (1). Для этого сравним вероятности  $W_{Nn}$  и  $W_{Nn'}$  соответствующих переходов. (В дальнейшем рассмотрим только переходы на уровни с  $n=n'=1$ , т.к. остальные переходы сильно подавлены).

Как показывают оценки работы <sup>/3/</sup>, основной вклад в интеграл (4) при интегрировании в эллипсоидальных координатах  $\xi, \eta$  дает область  $\xi \approx 1 + \frac{2}{RZ}$ ;  $\eta \approx 1$  ( $\xi = \frac{r_1 + r_2}{R}$ ;  $\eta = \frac{r_1 - r_2}{R}$ ;  $r_1$  и  $r_2$  - расстояния до точки наблюдения от протона и ядра  $Z$  соответственно;  $R$  - расстояние между ядрами в мезоатомных единицах). Поэтому вблизи ядра  $Z$   $r \approx r_2 \approx \frac{1}{Z}$  и для переходов  $N \rightarrow n'$  выражение (4) принимает следующий вид <sup>х/</sup>:

$$\vec{r}_{Nn'} \approx \int d\vec{r}_2 \psi_N(\vec{r}_2) r_2 \psi_n(\vec{r}_2) \quad (7)$$

где область интегрирования можно ограничить сферой радиуса  $r_0 \approx \frac{1}{Z}$  (в дальнейшем индекс 2 будем опускать). Из работы <sup>/3/</sup> следует также, что направление  $\vec{r}_{Nn'}$  совпадает с межъядерной осью, а остальные компоненты матричного элемента (7)  $\approx 0$ .

Волновая функция  $\psi_n(\vec{r})$  основного состояния равна:

$$\psi_n(\vec{r}) = \frac{Z^{3/2}}{\sqrt{\pi}} e^{-Zr} \quad (8)$$

<sup>х/</sup> Неточность, допущенная в работе <sup>/3/</sup>, вызвана неправильным выбором начала отсчета радиус-вектора.  $\vec{r}$  при вычислении матричного элемента (4): ввиду неортогональности приближенных волновых функций  $\psi_N$  и  $\psi_n$  этот выбор приобретает решающее значение.

Общие уровни  $E_N$  системы  $Z\pi^-N$  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  $Z$ ,  $E_N \approx -\frac{1}{2m}$ ,  $r_N \approx m$  (в мезоатомных единицах), а волновая функция уровня  $E_N$  равна:

$$\psi_N \approx \frac{1}{r\sqrt{m\rho}}$$

где  $m$  и  $\rho$  — масса и квазимпульс мезона. Эти соотношения вытекают из модели Томаса-Ферми<sup>18/</sup>, достаточно хорошо проверены экспериментально и являются следствием экранировки заряда ядра внутренними электронами.

Из условия непрерывности волновой функции на расстояниях  $r = \frac{1}{Z}$  от ядра получим<sup>18/x</sup>:

$$\psi_N \approx \left(\frac{Z}{m}\right)^{1/2} \quad (9)$$

Тогда для матричного элемента (7) получим по порядку величины:

$$\vec{r}_{Nn} \approx \pi r_0^4 \left(\frac{Z}{m}\right)^{1/2} \frac{Z^{3/2}}{\sqrt{\pi}} = \left(\frac{\pi}{m}\right)^{1/2} \cdot Z^{-2} \quad (10)$$

При  $N \gg 1$   $E_N - E_n \approx Z^2/2$  и вероятность перехода  $W_{Nn}$  равна:

$$W_{Nn} \approx \frac{\pi}{6} \alpha^3 \omega_0 Z^2 \approx 0,8 \cdot 10^{10} \cdot Z^2 \text{ сек}^{-1} \quad (11)$$

Отношение вероятностей:

$$\frac{W_{Nn}}{W_{Nn}} = Z^2 \quad (12)$$

т.е. только  $0,6 \cdot S_1/Z^2$  мезонов из общего числа  $S_1$ , попавших на общий уровень, вызовут реакцию (1). Из формул (2), (6) и (12) следует, что по сравнению с чистым водородом  $H_2$  цепочка реакций (1) в веществе  $Z_m H_n$  сильно подавлена, причем

<sup>x/</sup> Таким образом мы несколько необычно (без введения  $Z_{эфф} = \frac{Z}{N}$ ) учли влияние экранировки: действительно, если экранировки нет, то  $\psi_N \approx \left(\frac{Z}{m}\right)^{1/2}$  и т.к. для мезона в области  $r \approx m$   $N \approx Zm$ , то при  $r = 1/Z$   $\psi_N \approx \left(\frac{Z}{m}\right)^{3/4}$

$$P = \frac{2a(Z)}{Z^2} \quad (13)$$

3. Рассмотрим подробнее структуру коэффициента  $a(Z)$ , который характеризует ту долю  $\pi^-$ -мезонов от полного их числа  $S_0$ , которая попала на общие уровни системы  $Z_m \pi^- H_n$ . Прежде всего отметим известный экспериментальный факт: тормозная способность чистых элементов примерно пропорциональна их атомному номеру (так называемый  $Z$ -закон Ферми-Теллера<sup>17/</sup>), т.е. число остановок  $\pi^-$ -мезонов, рассчитанное на 1 электрон, почти постоянно и не зависит от вида вещества<sup>x/</sup>. Существует большое число работ (см., например, <sup>18-10/</sup>), в которых доказывается нарушение  $Z$ -закона Ферми-Теллера в химических соединениях. Индикатором процесса при этом служит какой-либо эффект с участием элементарных частиц (распад  $\mu^-$ -мезона, реакция перезарядки (1) и т.д.). Однако при анализе этих экспериментов не всегда различаются стадии первоначального захвата и последующего перераспределения, в то время как эта вторая стадия может существенно изменить картину процесса даже в том случае, если первоначальное распределение описывается  $Z$ -законом.

Станем на точку зрения Ферми-Теллера и предположим, что число мезонов, захваченных в определенной части системы  $Z_m H_n$ , пропорционально плотности электронного облака в этой области. Тогда, учитывая, что каждую валентную связь в молекуле осуществляет пара электронов с коэффициентом перекрытия волновых функций  $0,3 \div 0,8$  (см<sup>12/</sup>), получим структуру коэффициента  $a(z)$ :

$$a(Z) \approx (0,3 \div 0,8) \cdot \frac{2n}{mZ+n} \approx b \frac{n}{mZ} \quad (14)$$

Отсюда:

$$P = a \cdot \frac{n}{m} Z^{-3} \quad (15)$$

<sup>x/</sup>  $Z$ -закон удовлетворительно выполняется в инертных газах и металлах и довольно сильно может нарушаться в химических соединениях (например, для  $CO_2$  почти в два раза, см.<sup>11/</sup>). Однако при вычислении коэффициента  $a(Z)$  это несущественно: нам важно знать не общее число захваченных мезонов, а то, как они распределяются по уровням молекулы.

Таким образом, совместное действие двух механизмов - (1) первоначальное распределение  $\pi^-$ -мезонов по Z-закону и 2) последующее перераспределение согласно формуле (12) - приводит к удовлетворительному согласию с экспериментом.

Далее, с этой точки зрения легко понять отсутствие резких Z-зависимостей в системах  $Z_1 Z_2$ , не содержащих водорода. Действительно, если нарушения Z-закона связаны с перераспределением мезонов, захваченных вначале на общие уровни системы  $Z_1 \pi^- Z_2$  (которые находятся в области валентных электронов системы  $Z_1 Z_2$ ), то такие нарушения должны быть малы, поскольку на молекулярные орбитали системы  $Z_1 \pi^- Z_2$  захватывается значительно меньше мезонов, чем на атомные орбиты изолированных мезоатомов.

$Z_1 \pi^-$  и  $Z_2 \pi^-$  соединения вида  $Z_m H_n$  представляют исключения, т.к. в химическом соединении у протона нет других электронов, кроме электронов связи.

Для более сложных веществ вида  $\nu_1 Z_1 \nu_2 Z_2 \nu H$  (например,  $C_2 H_5 OH$  и т.д.) изложенная схема процессов приводит к соотношению.

$$P = \frac{a_1 k_1 Z_1^{-2} + a_2 k_2 Z_2^{-2}}{\nu_1 Z_1 + \nu_2 Z_2 + \nu}$$

где  $k_1$  и  $k_2$  - число связей атомов  $Z_1$  и  $Z_2$  с водородом (очевидно,  $k_1 + k_2 = \nu$ ; при  $k_2 = \nu_2 = 0$   $k_1 = \nu$ ;  $\nu_1 = \nu$ , и мы возвращаемся к прежней формуле (15)).

В этой связи представляет также интерес измерение вероятности P в ароматических соединениях (бензоле  $C_6 H_6$  и т.д.), т.к. структура валентных оболочек в таких системах отличается от строения связей в насыщенных углеводородах (в этане  $C_2 H_6$  и т.д.).

4. Множитель  $\frac{\nu}{m} Z^{-3}$  учитывает систематический ход зависимости величины P с ростом Z и не отражает особенностей химического строения веществ, в частности их периодических свойств. С точки зрения принятых представлений величина коэффициента a зависит от многих причин и в частности:

а) от характера связи между атомами: для ковалентной связи он должен быть больше, чем для ионной, т.к. в первом случае плотность электронного облака между атомами выше;

б) от случайных резонансов в сечении захвата (близкий к нулю уровень и т.д.);

в) от числа возможных состояний в области внешних электронных оболочек молекулы, на которые  $\pi^-$ -мезон может захватиться из непрерывного спектра. Очевидно, что число таких состояний резко возрастает при переходе к новому периоду L таблицы Менделеева, и это отразится на величине коэффициентов  $a = a_L$ .

5. Рассмотрим некоторые экспериментальные факты, которые приводят к выводу о структуре (14) для коэффициента  $a(Z)$ . Прежде всего, в работе /13/ при изучении мезорентгеновской серии в химических соединениях обнаружен аномально большой вклад  $K_\nu$ -серии в общую интенсивность J K-серии (например, для Cr  $J_\nu \approx 0,22$ ). Эти факты не удается объяснить с точки зрения обычных каскадных переходов /14/, однако просто понять, допустив, что при торможении часть  $\mu^-$ -мезонов захватывается на высокие уровни в области валентных оболочек и в дальнейшем вся  $K_\nu$ -серия возникает за счет переходов с этих уровней на основной, минуя каскад (последнее возможно, т.к. в этом случае отсутствуют правила отбора по орбитальному моменту)<sup>x/</sup>. Действительно, учитывая, что в металлическом хrome эффективная валентность Cr равна  $\approx 5,8$  /15/, получим оценку ( $Z = 24$ )

$$J_\nu \approx \frac{5,8}{24} = 0,24$$

Примерно такая же оценка для доли мезонов, которые захватываются в области валентных электронов, следует из работы /8/, где изучается атомный захват  $\mu^-$ -мезонов в химических соединениях.

Отметим, что в одноатомных газах вклад  $K_\nu$ -серии меньше (например, для Ag  $J_\nu \approx 0,07$  /16/) и примерно равен расчетному /14/, что также согласуется с нашими представлениями.

В частности, из этих же представлений следует, что спектр K-серии сильно ионных соединений (например, CsCl, CsF и т.д.) должен быть подобен спектру благородных газов. Действительно, указание на это в случае калия можно найти в работе /13/.

<sup>x/</sup> Отметим, что согласно представлениям работы /3/ это излучение должно быть поляризовано вдоль оси ливнейной молекулы. Неясны, однако, как степень поляризации, так и схема постановки соответствующего опыта.

Пока неясно, как вычислить коэффициенты  $a_L$  теоретически: в этом пункте мезоатомная физика соприкасается с квантовой химией и неизбежно сталкивается со всеми ее сложностями. Подчеркнем, однако, что знание их необходимо для успешного практического использования обнаруженной связи между химическим строением веществ и ходом мезоатомных процессов /17/.

В заключение выражаю глубокую благодарность С.С. Герштейну за постоянное внимание и интерес к работе, а также В.Г. Зинову, А.Д. Коницу, А.И.Мухину, В.И. Петрухину и Ю.Д. Прокошкину за многочисленные обсуждения.

#### Литература

1. 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 (1963);  
A.F.Dunaitsev, V.I.Petrukhin, Yu.D.Prokoshkin. Nuovo Cim., 34, 521 (1964);  
M.Charbe, P.Derommier, J.Heintze, V.Sorgel. Phys.Lett., 5, 67 (1963);
2. З.В. Крумштейн. ОИЯИ, Дипломная работа, 1966.
3. Л.И. Пономарев. ЯФ, 2, 223 (1965).
4. Г. Бете, Э. Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, Москва, 1960.
5. V.I.Petrukhin, Yu.D.Prokoshkin. Nucl.Phys., 54, 414 (1964).
6. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика, Москва, 1963.
7. E.Fermi, E.Teller. Phys.Rev., 70, 399 (1947).
8. M.Eckhause, P.A.Fillipas, R.B.Sutton, R.E.Welsch, T.A.Romanowski. Nuovo Cim., 24, 667 (1962).
9. В.Г. Зинов, А.Д. Кониц, А.И. Мухин. ЯФ, 2, 859 (1965).
10. В.Д. Бобров, В.Г. Варламов, Ю.М. Грашин, Б.А. Долгошеин, В.Г. Кириллов-Угрюмов, В.С. Роганов, А.В. Самойлов, С.В. Сомов. ЖЭТФ, 48 (1965).
11. Ю.Г. Будяшов, В.Г. Зинов, А.Д. Кониц, А.И. Мухин. Препринт ОИЯИ, Р-2788, Дубна, 1966.
12. Ч. Коульсон. Валентность, Москва, 1965.
13. В.Г. Зинов, А.Д. Кониц, А.И. Мухин. Препринт ОИЯИ, Р-2039, Дубна, 1965.
14. Y.Eisenberg, P.Kessler. Nuovo Cim., 19, 1195 (1961).
15. W.Hume-Rothery. Atomic Theory for Students of Metallurgy, London, QOYP.
16. Ю.Г. Будяшов, П.Ф. Ермолов, В.Г. Зинов, А.Д. Кониц, А.И. Мухин. Препринт ОИЯИ, Р-2807, 1966.
17. В.И. Петрухин, Л.И. Пономарев, Ю.Д. Прокошкин. Препринт ОИЯИ, Р-2558, Дубна, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 декабря 1966 г.