

Член-корреспондент АН СССР Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ

### РЕАКЦИИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ $\mu$ -МЕЗОНАМИ В ВОДОРОДЕ

Хорошо известно, что мезоны в плотном веществе успевают замедлиться и опуститься на  $K$ -орбиту, образуя мезо-атом, за время, значительно меньшее времени распада мезона. Особенность мезоводорода заключается в его нейтральности; благодаря этому мезоводород может подойти на близкое расстояние к другому ядру; при приближении мезоводорода к ядру с  $Z > 1$  мезон перескакивает к этому ядру, а протон отталкивается ядром. Такой процесс был прослежен при захвате  $\pi$ -мезонов соединением  $\text{LiH}$  (ссылки на оригинальную литературу см. в обзоре <sup>(1)</sup>).

Можно ожидать, что при захвате  $\mu$ -мезонов в жидком водороде или дейтерии или их смеси наличие  $\mu$ -мезона в  $S$ -состоянии около протона или дейтона позволит этому ядру сблизиться с другими протонами или дейтонами на такое расстояние, при котором становится заметной вероятность ядерной реакции между двумя ядрами. В таком процессе мезон, благодаря своей массе и электрическому заряду, будет играть роль катализатора, облегчающего ядерную реакцию, не участвуя непосредственно в реакции и не уничтожаясь.

При сближении двух протонов могла бы идти реакция  $p + p = D + e^+ + \nu$ . Однако вероятность такого  $\beta$ -процесса даже при протонах, сближенных на ядерное расстояние, ничтожно мала ( $10^{-3}$  сек<sup>-1</sup>). При сближении двух дейтонов могут идти известные реакции  $D(d, p)T$  и  $D(d, n)He^3$ , при сближении протона с дейтоном — реакция  $D(p, \gamma)He^3$ .

Катализируемая  $\mu$ -мезоном ядерная реакция может происходить либо налету, при столкновении свободного мезо-атома с ядром, либо через промежуточное образование связанного состояния двух ядер и мезона — «мезомолекулярного иона водорода». Вероятность непосредственного взаимодействия  $\mu$ -мезона с ядром ( $p + \mu^- = n + \nu$ ;  $D + \mu^- = 2n + \nu$ ) весьма мала: порядка  $5 \cdot 10^3$  сек<sup>-1</sup>\*. Поэтому вероятности интересующих ядерных реакций надо сравнивать с вероятностью распада  $\mu^-$  на  $e^- + 2\nu$ ,  $5 \cdot 10^5$  сек<sup>-1</sup>.

Наличие  $\mu$ -мезона не устраняет полностью кулоновского барьера для ядерных реакций, так как радиус орбиты  $\mu$ -мезона, равный  $a = 0,5 \cdot 10^{-8} / 215 = 2,3 \cdot 10^{-11}$  см, все еще значительно больше ядерных расстояний, порядка нескольких единиц  $10^{-13}$  см.

При сближении мезоводорода с ядром водорода образуется молекулярный ион водорода  $H_2^+$  с электроном, замененным на  $\mu$ -мезон. Потенциальная кривая молекулярного иона, т. е. зависимость полной энергии системы от расстояния между ядрами, подробно изучена

\* Для оценки этой величины исходим из экспериментальных данных <sup>(2)</sup>, согласно которым при  $Z = 10$  вероятности ядерного взаимодействия и спонтанного распада  $\mu^-$  приблизительно равны; вероятность ядерного взаимодействия пропорциональна <sup>(3)</sup>  $Z^4$ .

теоретически (4). Потенциальную кривую при замене электрона на мезон получим преобразованием подобия, уменьшая все расстояния и увеличивая все энергии в отношении массы мезона к массе электрона. При сближении атома в  $1S$ -состоянии с ядром получают либо состояние отталкивания  $\Sigma_u$  с узлом мезонной функции между ядрами, либо состояние притяжения  $\Sigma_g$  без узлов. Состояние  $\Sigma_g$  имеет минимум полной энергии глубиной  $0,1 me^4/\hbar^2 = 600$  эв при расстоянии между ядрами  $2a = 2\hbar^2/me^2 = 4,6 \cdot 10^{-11}$  см, где  $m$  — масса и  $a$  — боровский радиус  $\mu$ -мезона. Вблизи минимума энергия  $E$  аппроксимируется функцией Морзе. При малых расстояниях между ядрами (в области отталкивания) с хорошей точностью

$$E = \frac{e^2}{r} \left[ 1 - 1,5 \frac{r}{a} + 0,53 \frac{r^2}{a^2} \right].$$

По потенциальной кривой легко рассчитать проникаемость барьера

$$B = \exp \left( -2\hbar^{-1} \int \sqrt{2M(E - E_0)} dr \right),$$

где  $M$  — приведенная масса двух ядер, вступающих в реакцию, интеграл берется от  $r_0 = 3 \cdot 10^{-13}$  см до того  $r$ , при котором  $E = E_0$ ,  $r_1 = 2,5 \cdot 10^{-11}$  см.

Для реакции  $D + D$  в интересующих нас условиях  $B = 10^{-5}$ , для реакции  $D + p$   $B = 10^{-4}$  \*. В состоянии отталкивания  $B \cong 10^{-12} \div 10^{-10}$ .

Для оценки вероятности реакции налету заметим сперва, что начальная скорость мезо-атома в момент образования невелика, так как захватываются уже замедленные мезоны. При захвате мезона с энергией 1000 эв кинетическая энергия мезо-атома  $1000 m/(m + M_D) = 55$  эв. Обмен энергией мезо-атома с дейтонами происходит значительно быстрее ядерной реакции, так что мезо-атомы, вероятно, замедляются до еще меньших — тепловых — скоростей.

Сечение реакции налету, очевидно, имеет вид  $\sigma = Av^{-1}B$ , где  $v$  — скорость,  $B$  — вероятность прохождения под барьером,  $A$  — константа. Значение константы  $A$  ориентировочно определим из экспериментальных данных по  $DD$ -реакции при малой энергии (5): сечение около  $2 \cdot 10^{-27}$  при энергии 30 кэв в лабораторной системе, чему соответствует 15 кэв в системе ц. и.; скорость  $v = 1,7 \cdot 10^8$  см/сек;  $B' = 10^{-3,2}$ , откуда  $A = 6 \cdot 10^{-16}$  см<sup>3</sup>/сек. Для реакции налету мезо-атома в жидком дейтерии при  $B = 10^{-5}$  найдем  $\sigma v N = ABN = 6 \cdot 10^{-16} \cdot 10^{-5} \cdot 4 \cdot 10^{22} = 240$  сек<sup>-1</sup>. Сравнивая с вероятностью распада  $\mu$ -мезона  $5 \cdot 10^5$  сек<sup>-1</sup>, находим выход реакции на один  $\mu$ -мезон около  $5 \cdot 10^{-4} = 0,05\%$ .

Выход может оказаться значительно больше лишь в том случае, если поле притяжения в состоянии  $\Sigma_g$  даст резонансные эффекты, о которых подробнее см. ниже.

Сечение реакции  $D(p, \gamma)He^3$  приблизительно в 1000 раз меньше сечения реакции  $D(d, n)He^3$ , поэтому и выход реакции  $D(p, \gamma)$  налету будет по крайней мере в 1000 раз меньше, порядка  $10^{-6}$ . Заметить такое слабое  $\gamma$ -излучение тем более затруднительно, что сам распад  $\mu$ -мезона сопровождается как тормозным сплошным  $\gamma$ -излучением рождающихся быстрых электронов, так и собственным  $\gamma$ -излучением (вероятность порядка  $e^2/\hbar c$  на распад) в процессе распада.

Условия реакции значительно более благоприятны, если два ядра и  $\mu$ -мезон образовали стабильную молекулу. В этом случае вероят-

\* Показатель в выражении проникаемости барьера пропорционален  $\bar{1}/\sqrt{m}$ , для электрона показатель в 14,5 раз больше, чем для мезона; несколько меньше показатель в нейтральной молекуле HD, связанной двумя электронами. Однако и в этом случае  $B \cong 10^{-50}$ , что исключает возможность наблюдения спонтанной ядерной реакции в обычных молекулах.

ность реакции получаем, умножая частоту колебаний ядер в молекуле на проницаемость барьера. Частота в мезодейтерии достигает  $\omega = 5 \cdot 10^{17}$ , откуда вероятность реакции  $w = \omega B = 5 \cdot 10^{17} \cdot 10^{-5} = 5 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ , откуда видно, что ядерная реакция произойдет со 100% выходом в каждой молекуле как DD, так и HD. В этом случае реакцию лимитирует вероятность образования мезо-молекулы при столкновении мезо-атома с ядром.

Своеобразие мезо-молекулы заключается в том, что отношение колебательных и вращательных квант к энергии связи гораздо больше, чем в соответствующей электронной молекуле.

В случае мезо- $D_2^+$ , подставляя потенциальную энергию, аппроксимированную функцией Морзе с глубиной 600 эв, находим (в нижнем вращательном уровне,  $I=0$ ) два колебательных уровня: основной  $E = -330$  эв и первый возбужденный  $E = -30$  эв. За нуль энергии принята энергия ядра + мезоатома в основном состоянии, разведенных на бесконечность. Нулевая энергия колебаний порядка половины глубины ямы.

При  $I \neq 0$  к потенциалу добавляем центробежный потенциал  $CI(I+1)/r^2$ ; при  $I=1$  существуют основной и возбужденный колебательные уровни, при  $I=2$  только основной колебательный уровень, при  $I=3$  связанных уровней с  $E < 0$  вообще нет.

У молекулы HD приведенная масса меньше, поэтому при  $I=0$  возбужденный колебательный уровень либо весьма близок к  $E=0$ , либо вообще не существует как связанный.

Наличие колебательного уровня, реального или виртуального, с энергией, весьма близкой к нулю, может значительно увеличить амплитуду волновой функции в яме и на входе в барьер при столкновении частиц с малой энергией (резонансный эффект); при этом увеличится как вероятность реакции налету, так и вероятность образования молекулы.

Для образования молекулы необходимо отдать энергию около 300 эв, если молекула образуется в основном состоянии. Отдача энергии может произойти либо излучением, либо внутренней конверсией, причем энергию уносит электрон, в начальном состоянии находившийся около ядра. Так как энергия относительного движения весьма мала, то наиболее вероятны процессы, в которых начальное состояние представляет собой S-волну,  $I=0$ . Переходы из S-волны сплошного спектра в связанное состояние с  $I=0$  возможны лишь при отдаче энергии электрону.

Матричный элемент перехода  $0 \rightarrow 0$ , как известно, пропорционален

$$\int \sum_k r_k^2 e_k \psi_i \psi_f dV, \text{ взятому по начальному и конечному состояниям. Наи-}$$

больший вклад даст переход в колебательно-возбужденное состояние, у которого энергия связи минимальна и волновая функция  $\psi_f$  в значительной мере находится вне области сильного взаимодействия ядра

и мезо-атома (вне ямы), спадая как  $\psi_f \sim \frac{1}{r} e^{-br}$ ,  $r > r_p$ , где  $b = \hbar^{-1} \sqrt{2MD'}$ ,

$D'$  — энергия связи в возбужденном состоянии,  $r_p$  — край ямы, около  $5 \cdot 10^{-11}$  см. Расчет проводим аналогично элементарной теории дейтона, рассматривая волновые функции вне ямы. Волновую функцию сплошного спектра находим, налагая на общее решение  $\psi_i = \frac{1}{r} \sin(kr + \varphi)$

граничное условие  $\partial \ln(r\psi)/\partial r = -b$  для определения фазы.

Сумма  $\sum_k r_k^2 e_k$  по двум ядрам и мезону равна  $er^2/4$ , где  $r$  — расстояние между ядрами. В среднем около ядра находится один электрон,  $\psi_e(0)$  мало отличается от значения в водородном атоме.

Окончательно, вероятность образования молекулы при столкновении

$$\begin{aligned} \omega \text{ сек}^{-1} &= \sigma v N = \\ &= 2^7 3^{-3} \pi^2 e^4 a_e^{-3} b^{-7} p_e^2 v_e^{-1} \hbar^{-4} N (1 + 0,5 br_p)^2 \frac{2\pi\eta}{1 - \exp(-2\pi\eta)}, \end{aligned}$$

где  $a_e$  — боровский радиус электрона,  $p_e$  и  $v_e$  — импульс и скорость вылетающего конверсионного электрона,  $\eta = e^2/\hbar v_e$ . Подставляя числа и оставляя как параметр  $D'/Ry$ ,  $Ry = 13,5$  эв, получим

$$\omega = 2 \cdot 10^5 \left(\frac{Ry}{D'}\right)^{7/2} (1 + 0,5 br_p)^2 [1 - \exp(-2\pi\sqrt{Ry/D' - Ry})].$$

Максимальное значение  $\omega$  достигается при  $D' = Ry$ , при этом  $b = 8,5 \cdot 10^{-9}$ ,  $\omega = 3 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$ , относительная вероятность захвата, определяемая конкуренцией с распадом мезона, около 40%. Если  $D' = 2Ry = 27$  эв,  $\omega = 0,3 \cdot 10^5$ , вероятность захвата около 7%. Точный расчет  $D'$  потребует учета неадиабатичности (члены порядка  $m/M$ ) и отклонения потенциальной кривой от функции Морзе. Малая энергия связи возбужденного состояния по существу указывает на то, что столкновение медленных частиц происходит в условиях, весьма близких к резонансу. Легко показать, что при этом амплитуда волновой функции у барьера увеличивается в  $\cong D/D'$  раз, где  $D$  — глубина ямы, а  $D'$  — энергия связи возбужденного уровня. Таким образом, при  $D' \sim 30$  эв и 7% вероятности образования молекулы, вероятность реакции налету в случае DD-реакции также может достичь 1%.

При образовании молекулы путем излучения, очевидно, также главный вклад дает столкновение в состоянии с  $I = 0$ . Следовательно, образующаяся молекула должна очутиться в состоянии  $I = 1, \Sigma_g$ . Поскольку вероятность радиационного перехода  $\sim$  кубу излучаемой частоты, главную роль играет переход в основной уровень. Сталкивающиеся мезо-атом и ядро должны находиться в состоянии отталкивания  $\Sigma_u$ . По порядку величины, опуская численные множители, найдем дипольный момент перехода

$$\mathbf{d} = e \int \vec{\rho} \psi_i \psi_f d^3r d^3\rho = e \int \mathbf{r} \psi_1(\mathbf{r}) \psi_2(\mathbf{r}) d^3r \cong ea^{5/2},$$

а вероятность образования молекулы

$$\sigma v N = \frac{d^2 \omega^3}{\hbar c^3} N = \frac{e^3 a^5 D'^3}{\hbar^4 c^3} N = 4 \cdot 10^{-2} \text{ сек}^{-1}.$$

Величина настолько мала, что и не уточняя численные множители, можно быть уверенным в малости радиационного захвата.

Пользуюсь случаем выразить благодарность за обсуждение работы А. С. Компанейцу, Л. Д. Ландау и А. Д. Сахарову.

Поступило  
5 I 1954

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> М. И. Подгорецкий, Усп. физ. наук, **51**, 253 (1953). <sup>2</sup> Т. Sigurgeirsson, К. А. Yamakawa, Phys. Rev., **71**, 349 (1947). <sup>3</sup> J. A. Wheeler, Rev. Mod. Phys., **21**, 133 (1949). <sup>4</sup> E. Hylleraas, Zs. Phys., **71**, 739 (1931). <sup>5</sup> E. Bretscher, A. P. French, F. G. P. Seidl, Phys. Rev., **73**, 815 (1948).