

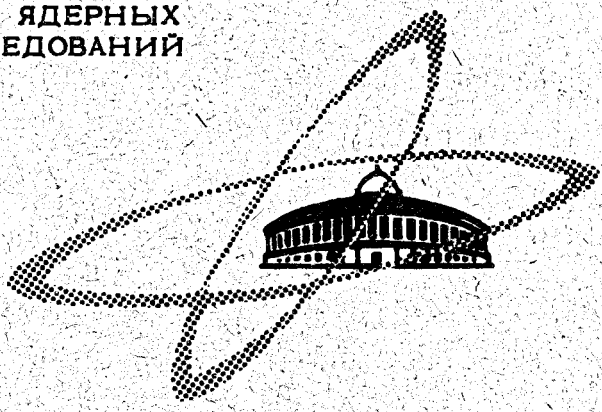
13/x-69

B-185

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 4577



В.А.Вартанян, Т.А.Дмитриева, Г-У Егер ,  
Г.Р.Киссенер , Р.А.Эрамжян

ПАРЦИАЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ  
ПРИ ЗАХВАТЕ  $\mu$  -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ  
11 В И 14 N

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1969

Р4 - 4577

В.А.Вартанян, Т.А.Дмитриева, Г-У Егер\*,  
Г.Р.Киссенер\*, Р.А.Эрамзян

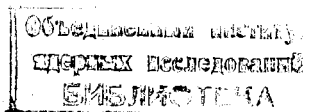
ПАРЦИАЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ  
ПРИ ЗАХВАТЕ  $\mu$ -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ

11 В И 14 Н

Направлено в ЯФ

---

\*/ Центральный институт ядерных исследований, Росендорф, ГДР.



7978/2 ч.

В результате многолетних исследований накоплен обширный материал о парциальных переходах (переходах в определенное состояние) при  $\beta$ -распаде сложных ядер. Эти данные широко используются для проверки различных моделей ядер; так, в частности, правильность определения времен жизни является одним из таких критериев для модели. Однако информация, получаемая при изучении  $\beta$ -распада ядра, относится, в основном, к состояниям, на которые происходит распад. Не менее важно получить информацию о состояниях самого  $\beta$ -радиоактивного ядра. Такую информацию, в частности, можно получить при изучении обратного процесса - захвата  $\mu$ -мезонов с возбуждением определенного уровня. Энергетическое положение уровня не играет, в отличие от  $\beta$ -распада, определяющей роли, так как в процессе захвата выделяется большая энергия.

В настоящее время измерены вероятности парциальных переходов лишь в немногих ядрах <sup>x/</sup>. Тем не менее уже получена интересная информация об исследованных уровнях. В частности, в ядре <sup>11</sup>Be удалось установить <sup>/2/</sup> характеристики основного и первого возбужденного состояния. Такую же информацию можно получить и при изучении парци-

---

<sup>x/</sup> См., например, обзор <sup>/1/</sup>.

альных переходов при захвате  $\mu$ -мезонов  ${}^9\text{Be}$ . Модель оболочек<sup>/3/</sup> предсказывает три связанных возбужденных состояния ядра  ${}^9\text{Li}$  ( $1/2^-$ ,  $5/2^-$  и  $3/2^-$ ), тогда как обнаружено пока одно<sup>/4/</sup>.

С другой стороны, по величине вероятности парциального перехода можно судить о том, из какого состояния сверхтонкой структуры мезоатома произошел захват. Дело в том, что  $\mu^-$ -мезон, попадая на К-орбиту, образует мезоатом либо в состоянии со спином  $F_+ = J_i + 1/2$ , либо в состоянии  $F_- = J_i - 1/2$ , где  $J_i$  - спин ядра. Эти уровни заселены согласно статистическим весам. Однако наличие сверхтонкого взаимодействия может нарушить такое заселение, и тогда в результате конверсии электрона произойдет переход в состояние с меньшей энергией. Какое из двух состояний энергетически расположено ниже, зависит от знака магнитного момента ядра (если  $\mu > 0$ , то ниже расположено состояние  $F_-$ ). Теоретические оценки<sup>/5/</sup> показывают, что уже в ядрах 1р оболочки может нарушаться статистическое заселение. Однако чтобы переход между состояниями  $F_+$  и  $F_-$  имел место, необходимо, чтобы разность энергии передавалась электрону. Так как при каскадном переходе  $\mu$ -мезона на К-орбиту электронная оболочка сильно разрушается, то конечный эффект зависит от того, насколько быстро атом может восстановить ее. А это, в частности, связано с тем, является ли мишень металлом (где имеется много свободных электронов) или нет.

В данной работе мы рассмотрели два парциальных перехода -  ${}^{11}\text{B}(3/2^-, 1/2) \rightarrow {}^{11}\text{Be}(1/2^-, 3/2; E = 320 \text{ КэВ})$  и  ${}^{14}\text{N}(1^+, 0) \rightarrow {}^{14}\text{C}(2^+, 1; E = 7,01 \text{ МэВ})$ . Эти переходы выбраны по той причине, что имеются необходимые экспериментальные данные. Кроме того, использование простейших моделей ядра для расчета вероятности перехода привело к расхождению с экспериментом. В данной работе мы ограничимся рассмотрением только разрешенных переходов, так как только в этом случае можно надеяться получить надежные результаты.

1. Переход  $^{11}\text{B}(3/2^-, 1/2) \rightarrow ^{11}\text{Be}(1/2^-, 3/2)$ . Ядро  $^{11}\text{Be}$ , которое образуется в результате  $\mu$ -захвата, имеет только два связанных состояния - основное и первое возбужденное ( $1/2^-$ ,  $3/2$ ,  $E = 320$  КэВ) (см. рис.1). Переход в основное состояние относится к переходам первого запрета. Поэтому рассмотрим только состояние  $E = 320$  КэВ. Спин основного состояния ядра  $^{11}\text{B}$  равен  $3/2^-$ . Верхнее состояние сверхтонкой структуры имеет спин, равный  $F_+ = 2$ , а нижнее  $F_- = 1$ . Так как гамильтониан мюон-нуклонного взаимодействия зависит от спина, вероятность захвата также будет зависеть от того, из какого состояния произошел переход. Детальный анализ такой зависимости был проведен в работе <sup>/1/</sup>. Поэтому мы не будем останавливаться на выводе соответствующих формул, а воспользуемся теми, которые уже получены там. Отметим только, что в случае переходов из состояния  $F_+ = 2$  вероятность захвата будет намного меньше, чем в случае переходов из  $F_- = 1$ , так как в первом случае нейтрино должно унести момент  $j = 3/2$ , а во втором  $j = 1/2$ .

Итак, вероятность перехода из состояния  $F$  имеет вид <sup>/1/</sup>:

$$W_F = 2(\alpha Z m'_\mu)^3 0,92 q^2 (g_V^{(\mu)})^2 A_F, \quad (1)$$

где

$$A_+ = \left\{ \frac{3}{2} \mu_1^2(2) \right\} + \left\{ \frac{8}{5} \mu_2^2(-3) + \frac{1}{10} \mu_2^2(2) \right\} \quad (2a)$$

и

$$A_- = \left\{ \frac{8}{3} \mu_1^2(-1) + \frac{1}{6} \mu_1^2(2) \right\} + \left\{ \frac{5}{2} \mu_2^2(2) \right\}, \quad (26)$$

где ядерные матричные элементы входят в  $\mu$ . Для расчетов матричных элементов использовались функции в модели промежуточной связи. Использовались волновые функции Бояркиной <sup>/3/</sup> с параметром модели  $\zeta = -1,3$  и функции, рассчитанные с параметрами, полученными Коэном и Куратом <sup>/4/</sup>. В последнем случае все расчеты, необходимые для построения энергетической матрицы и построения волновых функций в промежуточной связи модели оболочек были выполнены на ЭВМ с помощью программы RACK, разработанной в <sup>/7/</sup>. Расчет показал, что вероятности переходов довольно чувствительны к параметрам модели. Изменение параметра модели  $\zeta$  в пределах области оптимального значения, определяемой опорными данными (спектр уровней, магнитный момент,  $\beta$ -распад и т.д.), приводит к изменениям вероятности на  $\approx 15\%$ . Таков же характер изменения и отношения вероятностей. Отметим, что такое согласие характерно для всех рассчитываемых величин в ядрах с  $A = 11$ . С учетом сказанного можно считать, что результаты расчетов оказались близкими. Поэтому для определенности будем обсуждать только последний случай.

Как уже говорилось, вероятность захвата из состояния  $F_+$  подавлена. Поэтому в этом случае могут быть важны поправки, обусловленные вкладом второго запрета. Эти поправки включались в расчет. В выражении (2а) и (2б) они входят в слагаемые во вторых фигурных скобках.

Результаты расчетов приведены на рис. 1.  $W_{\text{стат.}}$  соответствует захвату при статистическом заселении уровней

$$W_{\text{стат.}} = \frac{3}{8} W_- + \frac{5}{8} W_+ \quad (3)$$

и по существу определяется первым членом. Отношение  $W_+/W_-$  приведено на рис. 2. Для сравнения на том же рисунке приводится кривая

для случая, когда в выражении для вероятности учитывается только матричный элемент, дающий основной вклад. При этом отношение вероятностей вообще не зависит от матричных элементов.

Константа взаимодействия  $(g_A/g_V)\beta$  в расчете бралась равной 1,20, а параметр осцилляторной функции  $\tau_0 = 1,55$  ферми. Вероятности захвата вычислены как функции величины  $g_p/g_A$ . При  $g_p/g_A = 7$  значения оказались следующими:

$$W_+ = W_+(0) + W_+(2) = 60 \text{ сек}^{-1}; \quad W_- = W_-(0) + W_-(2) = 2843 \text{ сек}^{-1};$$

где 0 или 2 означают вклад разрешенных переходов и переходов второго запрета соответственно. При статистическом заселении уровней сверхтонкой структуры

$$W_{\text{стат.}} = 1105 \text{ сек}^{-1}.$$

Как и следовало ожидать, расчет в промежуточной связи дал намного меньшее значение величины вероятности захвата, чем в случае чистой  $j-j$  связи <sup>/8/</sup>. Из сравнения с экспериментом следует, что в случае статистического заселения уровней сверхтонкой структуры мезоатома согласие с рассчитанным значением хорошее. Таким образом, из расчета следует, что захват идет из состояний, заселенных статистически. В случае 100% заселенности только нижнего уровня вероятность захвата оказывается намного превосходящей экспериментальную величину

$$W_{\text{эскп.}} = 1000 + 100 \text{ сек}^{-1}.$$

В работе <sup>/2/</sup> получено, что вероятность конверсии равна

$$R = (2,3^{+2,7}_{-1,3}) \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}.$$

Эту величину необходимо сравнить с суммарной вероятностью захвата  $W_{\text{з}}$  и распада  $W_{\text{р}}$   $\mu$ -мезона  $W = W_{\text{з}} + W_{\text{р}} = 4,76 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$  для того, чтобы выяснить, успеваает ли система перейти в низшее состояние сверхтонкой структуры или нет. К сожалению, большая экспериментальная ошибка в определении  $R$  не позволяет в данном случае проверить, происходит ли нарушение статистического заселения или нет.

В случае соединения  $B_4C$ , как получено в работе <sup>/9/</sup>, мезоатом находится в низшем состоянии сверхтонкой структуры. Однако, учитывая, что величина вероятности захвата получена при измерениях в металлическом боре, затруднительно сделать окончательный вывод. Дополнительные или более точные измерения позволили бы решить вопрос.

2. Переход  $^{14}N(1^+, 0) \rightarrow ^{14}C(2^+, 1)$ . Расчет проведен аналогичным образом в модели промежуточной связи с волновыми функциями <sup>/3/</sup>. Вероятность захвата при статистическом заселении оказалась равной  $22 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$ . Учитывая, что азот есть газообразное вещество, можно ожидать, что статистическое заселение не изменяется со временем. Экспериментальные данные также подтверждают <sup>/9/</sup> эту точку зрения. Измеренное значение  $W$  равно  $(10 \pm 3) \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$ . Причина расхождения в два раза понятна. Дело в том, что в расчетах мы ограничились только состояниями с конфигурацией  $1p^{10}$ . Однако из многочисленных экспериментальных данных <sup>/10/</sup> в  $^{14}N$  следует, что имеются два близлежащих уровня  $2^+$ , 1 при 9,17 Мэв и 10,43 Мэв, между которыми распределяется функция с конфигурацией  $1p^{10}$ :

$$\Psi_{9,17} = \alpha_1 \Psi(p^{10}) + \alpha_2 \Psi(p^8, (2s, 1d))$$

$$\Psi_{10,43} = \alpha_2 \Psi(p^{10}) - \alpha_1 \Psi(p^8, (2s, 1d)). \quad (4)$$



Первой функции в  $^{14}\text{C}$  соответствует рассматриваемый уровень 7,01 Мэв, а второй - уровень, который находится над порогом испускания нейтрона. Соответствующие уровни в этих ядрах являются аналогичными. Из последних данных по рассеянию электронов следует /11/, что  $|a_2/a_1| = 1,04 \pm 0,02$ . Таким образом, учитывая, что  $|a_i| \approx \sqrt{1/2}$  и что функция  $\Psi(p^3(2s, 1d))$  не дает вклада в вероятность перехода, весь результат необходимо уменьшить в два раза. В итоге получаем:

$$W = 11 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1},$$

что находится в хорошем согласии с экспериментом.

#### Л и т е р а т у р а

1. V.V.Balashov, R.A.Eramzhyan. Atomic Energy Review, Vienna, vol. 5, N3 (1967).
2. J.P.Deutsch, L.Grenacs, J.Lehmann, P.Lipnik, P.C.Macq. Phys. Letters 28B, 178 (1968).
3. А.Н. Бояркина. Известия АН СССР (серия физическая) 28, 335(1964).
4. T.Lauritsen, F. Ajzenberg-Selove. Nucl.Phys., 78, 1 (1966).
5. R.Winston. Phys.Rev., 129, 2766 (1963).
6. S.Cohen, D.Kurath. Nucl.Phys., 73, 1 (1965).
7. H.-U. Jager. Preprint ZFK-145, Rossendorf (1968).
8. H.P.C.Rood. Nuclear Physics 87, 367 (1966).
9. А.И. Бабаев, В.С. Евсеев, Г.Г. Мякишева, Ю.В. Обухов, В.С. Роганов, В.А. Черногорова. Препринт P14-4241, Дубна, 1968.
10. E.K.Warburton, W.T.Pinkston. Phys.Rev., 118, 733 (1960).
11. H.-G.Clerc, E.Kuphal. Zeit.Phys., 1211, 452 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел

1 июля 1969 года.

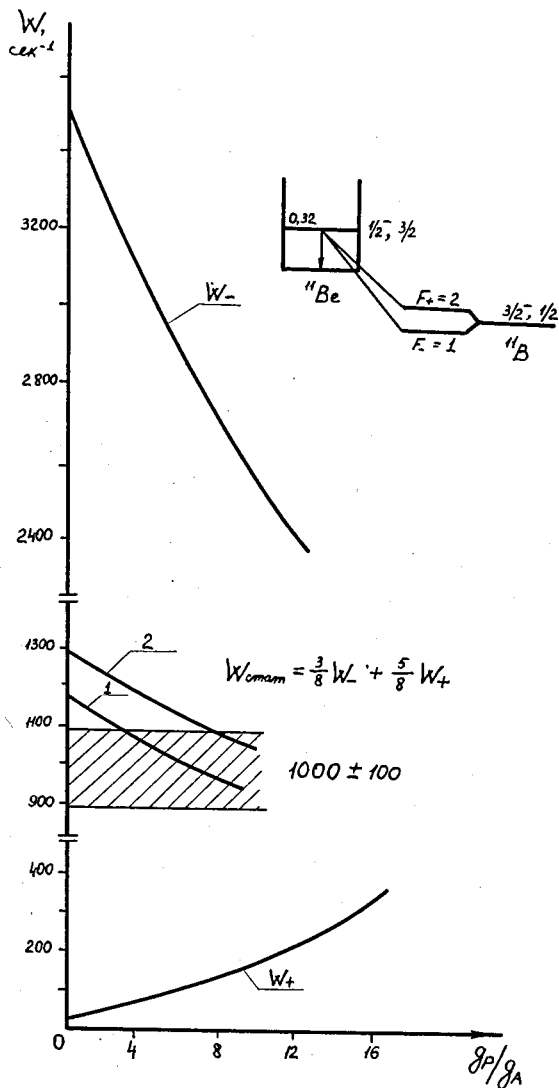


Рис.1. Схема переходов и вероятности захвата  $\mu$ -мезонов ядром  $^{11}\text{B}$  с образованием ядра  $^{11}\text{Be}$  в состоянии  $1/2^-$ ,  $3/2^-$ ,  $E = 320$  Кэв.  $W_-$  - вероятность захвата из нижнего состояния сверхтонкой структуры мезоатома.  $W_+$  - вероятность захвата из верхнего состояния.  $W_{\text{стат.}}$  - вероятность захвата при статистическом заселении: 1 - расчет с волновыми функциями Бояркиной  $^{3/}$ , 2 - расчет с волновыми функциями Коэна и Курата  $^{6/}$ .

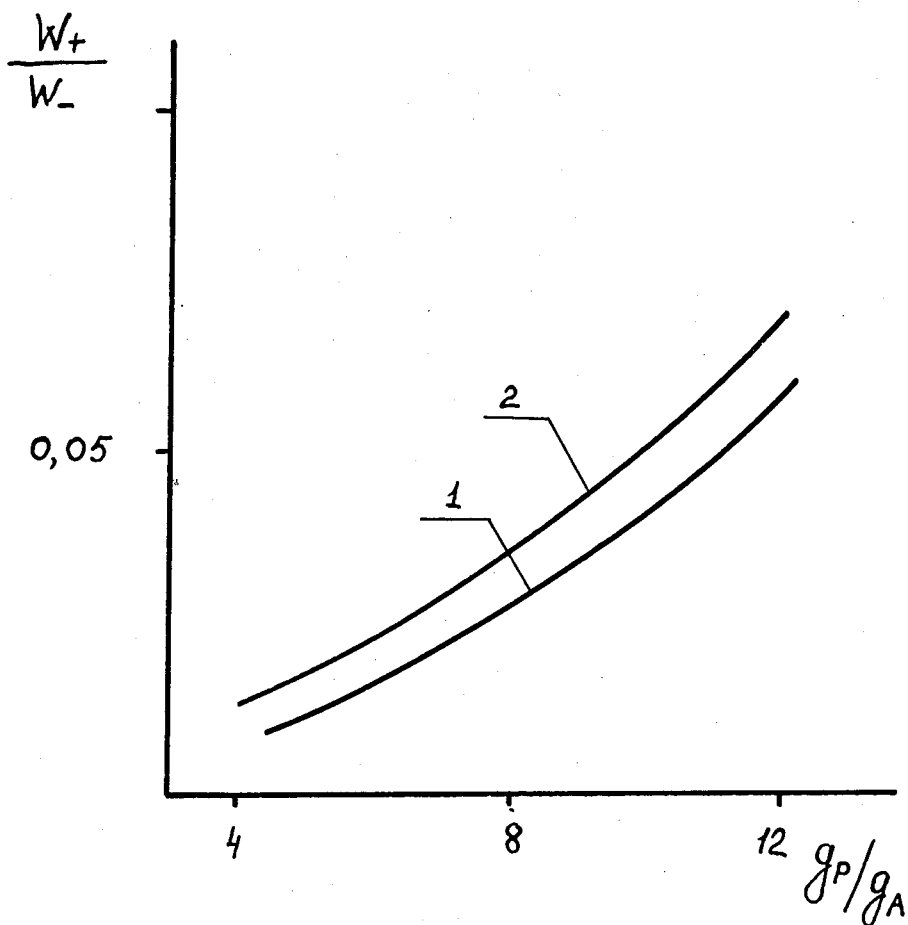


Рис.2. Отношение вероятностей как функция  $\frac{g_P}{g_A}$ . 1 - с учетом всех матричных элементов; 2 - в приближении, не зависящем от матричных элементов.