

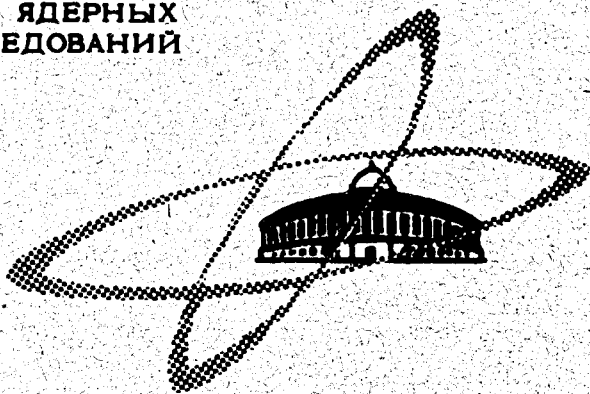
B-185

19/III-69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P4 - 4314



В. А. Вартанян, М. А. Жусупов, Р. А. Эрамжян

ИСПУСКАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

ПРИ ЗАХВАТЕ μ -МЕЗОНОВ

ЯДРОМ ^{12}C

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1969

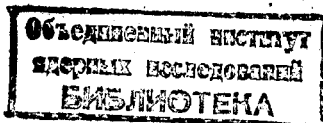
P4 - 4314

77/21/2 изр.

В.А.Вартанян, М.А.Жусупов, Р.А.Эрамбян

ИСПУСКАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
ПРИ ЗАХВАТЕ μ -МЕЗОНОВ
ЯДРОМ ^{12}C

Направлено в "Изв. АН СССР"



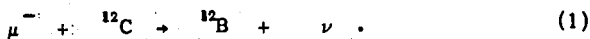
Полученные недавно экспериментальные данные ^{/1/} непосредственно подтверждают резонансный механизм ^{/2/} захвата μ -мезонов. Согласно этому механизму при поглощении μ -мезонов ядром (A, Z) образуется промежуточное ядро $(A, Z-1)$. Квазистационарные состояния промежуточного ядра затем распадаются с испусканием, главным образом, нейтрона. Образование таких состояний приводит к сильной связи различных каналов распада, в результате чего энергия возбуждения ядра может передаваться не нейтрону, а протону или другой заряженной частице - дейтону, α -частице и т.д. Связь каналов обусловлена наличием дальнедействующих корреляций, учитываемых введением остаточного взаимодействия нуклонов в ядре. Эти корреляции играют основную роль в области гигантского резонанса и определяют структуру спектров нейтронов и заряженных частиц в этой области. При выходе из резонансной области в сторону больших энергий вылетевших продуктов становится более существенным учет короткодействующих корреляций, которые приводят к образованию в ядре скоррелированных групп нуклонов. В этом случае может идти процесс прямого поглощения μ -мезона такой группой.

Характеры спектров, обусловленных этими двумя механизмами, различны. Можно ожидать, что основной вклад в спектр приходится на долю резонансного механизма, но спектр частиц довольно мягкий. В противоположность этому, спектр частиц прямого захвата будет более жестким, но относительный выход мал. Однако это только качественные соображения. До настоящего времени нет расчетов спектров заряженных частиц при резонансном механизме захвата. Это связано как с большими трудностями в расчетах, так и с тем фактом, что только недавно появилась более детальная информация ^{/3-6/} о заряженных частицах в μ -захвате.

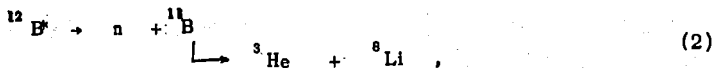
Расчеты прямого механизма захвата ^{17,8/} также далеко не полны. В связи с этим представляет интерес исследование выхода заряженных частиц с тем, чтобы связать эту проблему с общей проблемой механизма захвата μ -мезона и структуры ядра.

В данной работе мы ограничимся исследованием определенного канала при захвате μ -мезонов ядром ^{12}C . Эксперименты, проведенные с фотоэмульсиями, дают детальную информацию о процессах захвата, когда в конечном состоянии образуется ядро ^8Li . В силу специфики распада ядра ^8Li этот канал надежно идентифицируется.

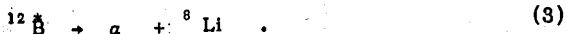
Согласно резонансному механизму при захвате μ -мезона ядром ^{12}C образуется промежуточное ядро ^{12}B



Имеется два основных канала, приводящих к образованию ядра ^8Li : канал последовательного развала промежуточного ядра, который, как следует из последних экспериментальных данных ^{18/}, дает довольно большой вклад,



и канал прямого развала



Основной вклад в канал (2) обусловлен переходами, в которых возбуждается внутренний $1s$ -протон и образуются дырочные состояния $|1s^{-1}1p^9\rangle$ ядра ^{12}B . Эта ветвь возбуждения распадается, главным образом, с испусканием нейтрона и образованием дочернего ядра ^{11}B в дырочном состоянии $|1s^{-1}1p^8\rangle$, которое энергетически расположено высоко. Высоково-возбужденные состояния ^{11}B будут распадаться по каналу $^3\text{He} + ^8\text{Li}$. Генетическая структура возбуждаемых состояний ^{11}B такова, что этот канал распада будет главным.

Основной вклад в канал (2) обусловлен разрешенными переходами, когда протон внешней $1p$ -оболочки, поглотив μ -мезон и превратившись в нейтрон, остается в той же оболочке. Эти переходы аналогичны переходам в ядре ^{12}C при неупругом $M1$ -рассеянии быстрых электронов. Возбуждаемые в обоих случаях состояния являются аналоговыми. Это связано с тем, что основной вклад в матричный элемент перехода обусловлен одним и тем же оператором, а именно

$$\sum_{i=1}^A r_i^{(a)} j_0(qr_i) \vec{\sigma} \quad (4)$$

где $j_0(qr)$ - сферическая функция Бесселя нулевого ранга, σ -матрица Паули, $r_i^{(a)}$ - компонента оператора изоспина. В μ -захвате $a = -1$, что приводит к возбуждению состояний с $T_z = -1$, а при рассеянии электронов $a = 0$. Поэтому в последнем случае возбуждаются аналоговые состояния с $T_z = 0$.

Из большого числа возможных согласно правилам отбора $M1$ -переходов в магнитном дипольном резонансе наиболее сильно возбуждаются низшие по энергии уровни с данными квантовыми числами ^{/10/}. Аналогичный эффект получается и в μ -захвате, что показано на рис. 1. На рисунке приведена схема возбуждения ядра ^{12}B при поглощении μ -мезонов ядром ^{12}C . В разрешенных переходах возбуждаются уровни $J^\pi = 1^+$ ядра ^{12}B . У каждого уровня приведена величина вероятности захвата в единицах в сек^{-1} . Полная вероятность разрешенных переходов в возбужденные состояния ^{12}B оказалась порядка 430 сек^{-1} , тогда как вероятность разрешенного перехода ^{/11/} в основное состояние равна $6750^{+300}_{-750} \text{ сек}^{-1}$. Вероятность захвата с возбуждением двух верхних уровней $J^\pi = 1^+$ оказалась практически равной нулю. Таким образом, учитывая аналогию разрешенных переходов в μ -захвате с магнитным дипольным резонансом, а также непосредственные расчеты μ -захвата, можно сказать, что в легких ядрах указанные переходы будут приводить в основном к возбуждению низколежащих уровней дочернего ядра.

Состояния $J^\pi = 1^+$ при 5 и 9 Мэв лежат ниже порога испускания заряженных частиц и будут распадаться по нейтронному каналу. Таким

образом, только два уровня, при энергии 14 и 18 Мэв, могут распадаться с испусканием заряженных частиц. Особенностью уровней является то, что они расположены в непосредственной близости от порогов испускания этих частиц. Это означает, что основным каналом также будет нейтронный.

Весь расчет проводился с помощью стандартного метода ^{12/} модели оболочек с учетом остаточного взаимодействия нуклонов в ядре. Основные положения и детали таких расчетов настолько хорошо известны, что нет необходимости их приводить. Параметры модели подобраны по характеристикам низколежащих уровней. Никакие новые параметры не вводились. Из всех параметров модели результаты расчетов более критичны к $\zeta = a/K$ - отношению вклада спин-орбитальных сил к вкладу центральных сил в остаточном взаимодействии. Как уже говорилось, оптимальная величина этого параметра известна, но тем не менее мы варьировали его с тем, чтобы проверить чувствительность к нему полученных результатов. В широком пределе изменения оптимального значения параметра данные оказались близкими. Окончательные результаты приводятся при оптимальном значении параметра, равном -1,2.

Схема распада возбужденных состояний рассчитывалась на основе R-матричной теории в рамках обычного формализма приведенных шири ^{13/}. Вероятность процесса по данному каналу Λ_i равна вероятности поглощения Λ на определенное состояние, умноженной на относительную вероятность распада по этому каналу:

$$\Lambda_i = \Lambda \frac{\Gamma_i}{\sum_k \Gamma_k} \quad (5)$$

Относительная вероятность распада определяется как отношение парциальной ширины Γ_i распада к полной $\Gamma = \sum_k \Gamma_k$.

Приведенная ширина уровней не сильно зависит от параметра модели. Единственная величина, которая оказалась очень критичной к параметру, - это парциальная ширина распада по дейтронному каналу. Но критичными оказались не факторы, зависящие от структуры ядра, а величина проницаемости барьера. Этот факт обусловлен тем, что уровни лежат не очень высоко относительно порога. Поэтому небольшие изменения в их положе-

нии уже сказываются на величине проницаемости. Если уровень находится несколько ниже рассчитанного, то из-за изменения проницаемости барьера выход дейтонов сильно уменьшится. Правда, учет разброса этого состояния по состояниям более сложной природы может привести к тому, что часть из них будет лежать при большей энергии. Тем самым распад энергетически будет разрешен.

Расчет показал, что уровень 18,5 Мэв распадается по нейтронному каналу (80% случаев) и с испусканием заряженных частиц - дейтонов ($\Lambda_d = 6 \text{ сек}^{-1}$) и α -частиц ($\Lambda_\alpha = 3 \text{ сек}^{-1}$). На долю протонного и тритонного каналов приходится малая часть переходов, что связано с большой величиной порога.

Уровень 13,5 Мэв распадается по нейтронному каналу (50-70%). Наряду с этим идет распад с испусканием дейтона ($\approx 100 \text{ сек}^{-1}$) и α -частицы ($\approx 25 \text{ сек}^{-1}$). Протонный распад невозможен из-за энергетического запрета. По той же причине распад с испусканием трития маловероятен.

Полная вероятность захвата μ -мезонов в ядре ^{12}C равна ^{/14/} $(3,71 \pm 0,11) \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$. Таким образом, отношение вероятности захвата с испусканием заряженных частиц к полной вероятности поглощения оказалось порядка $0,5 \cdot 10^{-2}$. Отношение вероятности захвата с вылетом α -частицы к полной - порядка $1 \cdot 10^{-3}$. Последняя величина согласуется с экспериментальными данными ^{/15/} по порядку величины, тогда как первая оказалась слишком заниженной. Это естественно, т.к. нами не был рассчитан основной канал (2) реакции. Учет этого канала существенно увеличит вклад заряженных частиц. Отметим особенность полученного спектра: он является очень мягким.

Можно ожидать, что полученные при рассмотрении μ -захвата на конкретном ядре ^{12}C результаты о вкладе разрешенных переходов внутри одной оболочки в полную вероятность поглощения, а также способ и спектр распада образовавшихся промежуточных состояний будут характерны для всех ядер $1p$ -оболочки.

Разрешенные переходы будут идти, главным образом, на низколежащие состояния промежуточного ядра, которые либо связаны, либо распадаются, в основном, с испусканием нейтронов. Полный выход заряженных частиц при таком возбуждении мал. Поэтому можно ожидать, что основ-

ная часть заряженных частиц вылетает при возбуждении высоколежащих дырочных состояний промежуточного ядра.

Л и т е р а т у р а

1. И.Войтовска, В.Евсеев, Т.Козловски, В.Роганов. Препринт ОИЯИ, Д 15-4088, Дубна, 1968.
2. В.В.Балашов, Р.А.Эрамжян. Atomic Energy Review, 5, 3 (1967).
3. H.Morinaga, W.F.Fray. Nuovo Cimento., 10, 308 (1953).
4. А.О.Вайсенберг, Э.Д.Колганова, Н.В.Рабин. ЯФ, 1, 652 (1965).
5. В.И.Комаров, О.В.Савченко. Препринт ОИЯИ, P1-3721, Дубна, 1968.
6. D.Kotelchuck, Y.V.Tyler. Phys. Rev., 165, 1190 (1968).
7. P.Singer. Phys. Rev., 124, 1602 (1961).
8. M.Bertero, G.Passatore, G.A.Viano. Nuovo Cimento., 38, 1669 (1965).
9. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба. Препринт ОИЯИ P1-3305, Дубна, 1969.
10. С.И.Гришанова, Н.М.Кабачник. ЯФ, 2, 232 (1965).
11. E.J.Maier, R.M.Edelstein, R.T.Siegel. Phys. Rev., 133, B663 (1964).
12. А.Н.Бояркина. Известия АН СССР, сер. физ., 28, 337 (1964).
13. В.В.Балашов, В.Г.Неудачин, Ю.Ф.Смирнов, Н.П.Юдин. ЖЭТФ, 37, 1385 (1959).
14. M.Eckhause, R.T.Siegel, A.E.Welsh, T.A.Filippas. Nucl.Phys., 81, 575 (1966).
15. А.О.Вайсенберг. ЖЭТФ, 41, 109 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 февраля 1969 года.

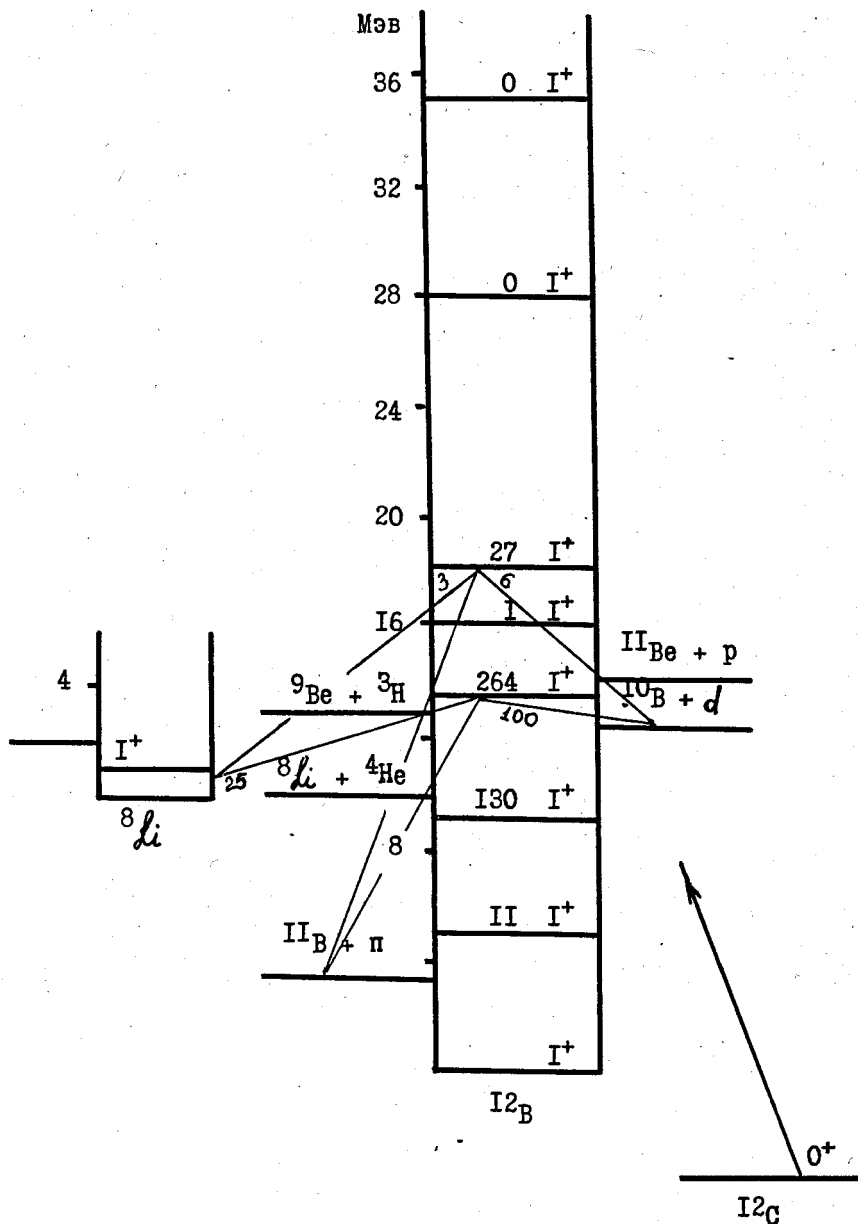


Рис. 1. Схема возбуждения и распада состояний 1^+ ядра ^{12}B , образовавшихся в результате разрешенных переходов при захвате μ -мезонов в ^{12}C .