

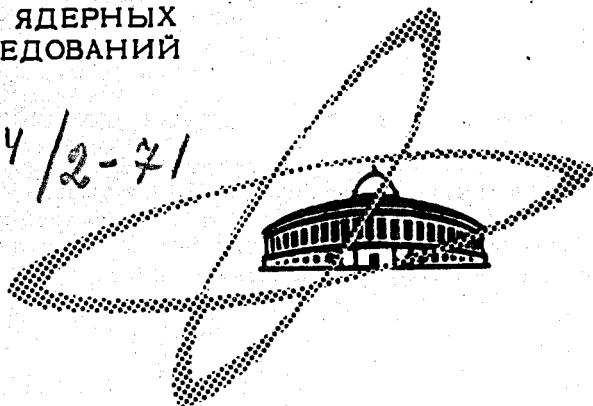
13/9-71

Б-287

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3214 / 2-71

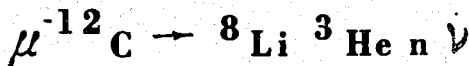


P1 - 5893

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.А. Вартанян,
Г.Р. Гулкян, Н. Курц, В.М. Сидоров,
Х.М. Чернев, Р.А. Эрамян, В.А. Ямба

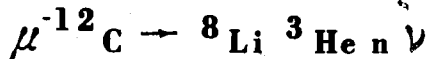
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ



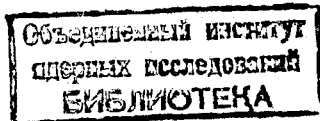
1971

Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.А. Вартанян*,
 Г.Р. Гулканян**, Н. Курц***, В.М. Сидоров,
 Х.М. Чернев****, Р.А. Эрамжян, В.А. Ямба*****

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ



Направлено в ЯФ



-
- * Ереванский институт физики
 - ** Ереванский государственный университет
 - *** Центр ядерных исследований, Страсбург-Кроненбург
 - **** Физический институт БАН, София
 - ***** Институт физики высоких энергий (Серпухов).

В в е д е н и е

Эксперименты по захвату μ^- -мезонов легкими ядрами служат источником информации о механизме захвата и структуре ядер. В таких исследованиях эффективно может быть использован метод ядерных фотоэмульсий, позволяющий с хорошей точностью измерять углы и энергии вторичных короткопробежных частиц и дать, таким образом, детальную информацию о процессе захвата.

Дополнительные преимущества имеют место при регистрации событий с характерными T -образными следами, так как они могут быть отнесены только к надежно идентифицируемым остаточным ядрам: ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^8\text{He}$ /1/.

До последнего времени при исследовании захвата μ^- -мезонов легкими ядрами лишь в реакции $\mu^- + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + \nu$ удалось зарегистрировать ядро отдачи мюонного нейтрино. Впервые это было сделано с помощью диффузионной камеры на синхроциклотроне ОИЯИ /2/. В других работах каналы реакций либо не выделялись, либо регистрировались не сами ядра отдачи, а γ -кванты или электроны от их распадов. В /3/ сообщалось о регистрации 9 случаев образования лития-8 во взаимодействиях двухлучевого типа, которые отнесены к реакции $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li} + {}^4\text{He} + \nu$, однако полный кинематический анализ этих событий не проводился.

В настоящей работе зарегистрировано 346 событий двухлучевого типа с T-образным следом, проведен их кинематический анализ и выделен канал реакции захвата μ^- -мезона ядром ^{12}C с образованием лития-8 в конечном состоянии.

Постановка эксперимента

Эмульсионные камеры размером $10 \times 10 \times 6$ см³, составленные из слоев эмульсии типа НИКФИ-БР толщиной 600 мк, облучались μ^- -мезонами с энергией 80 Мэв в низкофоновой лаборатории на μ^- -мезонном тракте синхроциклотрона ОИЯИ. Плотность облучения составляла $2 \cdot 10^5$ мезон/см². Мезоны тормозились медным фильтром толщиной 10г/см² и останавливались в середине эмульсионной камеры.

Для определения примеси π^- -мезонов в первичном пучке было измерено распределение числа σ -звезд (вдоль направления пучка) в зависимости от расстояния от края фотоэмульсионной камеры.

Зарегистрировано ≈ 300 σ -звезд различного типа. По импульсу первичного пучка была определена зона остановок π^- -мезонов в эмульсионной камере. Из экспериментального распределения числа σ -звезд вдоль направления пучка (рис. 1) найдено, что примесь π^- -мезонов в зоне остановок μ^- -мезонов мала и не превышает 0,2%.

При захвате μ^- -мезонов ядрами в фотоэмульсии σ -звезды с двумя или более лучами образуются преимущественно на легких (C, N, O) ядрах /4,5/. К тому же выход ядер ^8Li и ^8B из тяжелых ядер фотоэмульсии (Ag, Br) сильно подавлен кулоновским барьером /1/.

Рабочий просмотр проводился в зоне остановок μ^- -мезонов шириной в 3 см (рис. 1); под микроскопом с увеличением 200x регистрировались σ -звезды с T-образными следами. В четырех эмульсионных камерах было зарегистрировано 677 таких σ -звезд. Для анализа отбирались

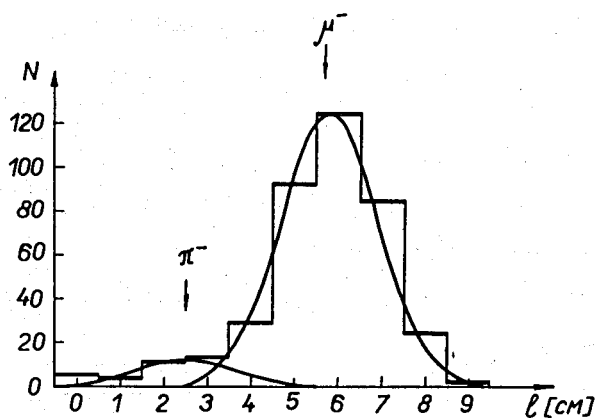


Рис. 1. Распределение σ -звезд по остаточному пробегу мезонов. Направление первичного пучка мезонов - слева направо. Стрелками показаны максимумы распределений по Гауссу для σ_{π^-} - и σ_{μ^-} -звезд.

двухлучевые звезды, имеющие кроме T-образного следа след другой заряженной частицы (первичный μ^- -мезон в данном случае не учитывается). Выделено и измерено 346 таких событий. Энергии заряженных частиц определялись по пробегаем на основании таблиц, приведенных в работе /6/.

Экспериментальные результаты

T-образные следы в фотоэмульсии дают ядра ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^8\text{He}$.

Вклад ${}^8\text{He}$ мал, и они могут быть выделены по двум электронам в точке распада /7/. Мы не нашли ни одного такого события.

Число возможных каналов реакций с образованием ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$ при захвате μ^- -мезонов легкими ядрами в фотоэмульсии сильно ограничено. Так, в случае образования ${}^8\text{Li}$ возможны только следующие реакции двухлучевого типа:



Реакции с образованием ${}^8\text{B}$ маловероятны по сравнению с ${}^8\text{Li}$, поскольку вылет ${}^8\text{B}$ из ядер ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{16}\text{O}$ в реакциях двухлучевого типа всегда сопровождается испусканием трех или более нейтронов ^{x/}, что

^{x/} За исключением реакции $\mu^- + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^8\text{B} + {}^6\text{He} + 2n + \nu$, где образуется β -активное ядро ${}^6\text{He}$. Однако мы не нашли ни одного случая со следом электрона распада на конце следа второй (кроме "молотка") заряженной частицы.

приводит к значительному подавлению этих реакций по сравнению с реакциями, где образуется меньшее число нейтронов /8/.

Для выделения реакций (1-4) проводился анализ событий на ЭВМ при помощи программы кинематического анализа ядерных реакций в фотоэмульсии /9/.

Результаты анализа показали, что основным из указанных каналов является канал



в то время как вероятности реакций (1), (3), (4) значительно меньше.

На рис. 2 приведено распределение по недостающей массе (эффективная масса нейтрон-нейтрино) для реакции (2). Из сравнения энергетического и импульсного распределений системы $(n + \nu)$ (рис. 3) можно сделать вывод о том, что нейтрон в реакции (2) уносит небольшую энергию $\approx (3+10)$ Мэв.

В этом случае эффективную массу нейтральной системы $(n + \nu)$ ($M_{n\nu} = \sqrt{m_n^2 + 2E_n E_\nu (1 - \beta_n \cos \theta_{n\nu})}$) можно записать в виде:

$$M_{n\nu} = m_n + E_\nu (1 - \beta_n \cos \theta_{n\nu}),$$

где m_n - масса нейтрона, E_ν - энергия нейтрино, β_n - скорость нейтрона, $\theta_{n\nu}$ - угол между нейтроном и нейтрино.

По положению узкого пика в распределении $M_{n\nu}$ в области (985-990) Мэв из рис. 2 можно оценить, что энергия нейтрино равна (45-50) Мэв. Небольшой разброс в E_ν свидетельствует о том, что нейтрино, по-видимому, вылетает в промежуточном двухчастичном процессе.

Такой процесс предполагается, в частности, при резонансном механизме захвата μ^- -мезонов /10/. В этом случае при захвате μ^- -мезона ядром ${}^{12}\text{C}$ в промежуточном состоянии образуется возбужденное

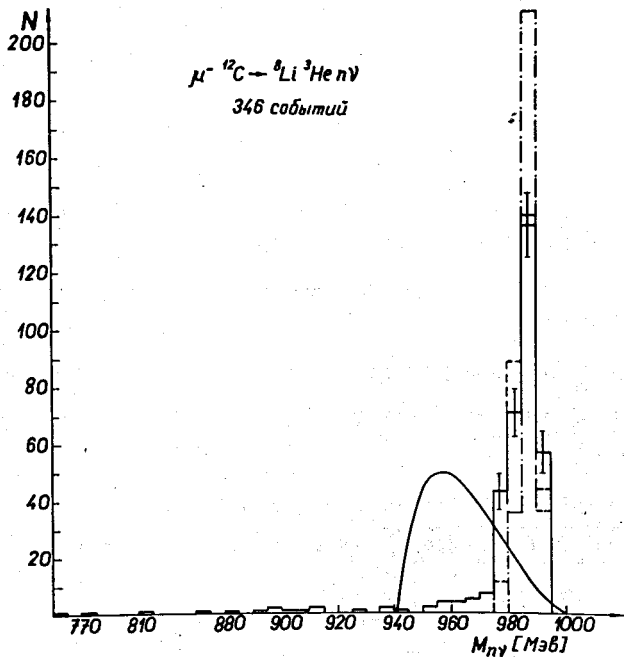


Рис. 2. Распределение по недостающей массе для реакции (2). Сплошная гистограмма - эксперимент; пунктир - результат расчета по схеме (1); штрих-пунктир - результат расчета по схеме, изображенной на рис. 5; сплошная кривая - распределение по фазовому объему.

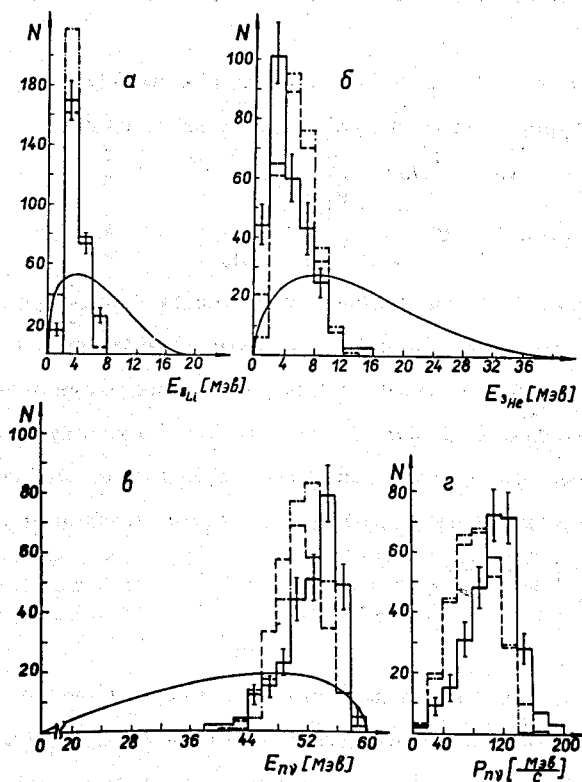
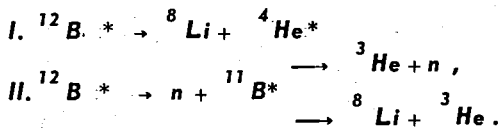


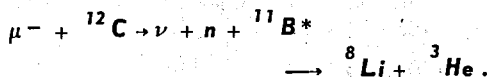
Рис. 3. (а) и (б) - энергетические распределения ядер ${}^8\text{Li}$ и ${}^3\text{He}$ для реакции (2); (в) и (г) - распределения по энергии и импульсу системы $(n+\nu)$ для реакции (2). Сплошная гистограмма - эксперимент; пунктир - результат расчета по схеме (1); штрих-пунктир - результат расчета по схеме, изображенной на рис. 5; сплошная кривая - распределение по фазовому объему.

ядро $^{12}\text{B}^*$ и нейтрино. При этом, если нейтрино уносит (45–50) Мэв, то уровень возбуждения $^{12}\text{B}^*$ должен отстоять от основного на (42–47) Мэв.

Развал ядра $^{12}\text{B}^*$ с образованием в конечном состоянии ядер ^8Li и ^3He может происходить по следующим двум схемам:

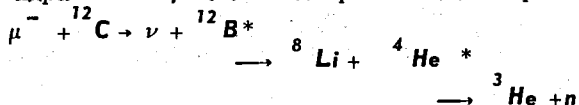


Измеренная в опыте угловая корреляция между ядром ^3He и системой нейтрон-нейтрино (рис. 4) позволяет исключить из рассмотрения схему II, поскольку в этом случае (как было вычислено теоретически) угловая корреляция оказывается смещенной в сторону больших углов, что противоречит экспериментальным результатам. По этой же причине может быть исключен из рассмотрения также механизм прямого захвата μ^- -мезона по схеме



Отметим, что в случае прямого захвата нельзя описать и экспериментальное распределение по эффективной массе $(n+\nu)$ (рис. 2).

Угловую корреляцию между ядром ^3He и системой нейтрон-нейтрино (рис. 4) удается удовлетворительно описать только в предположении, что ^3He и нейтрон образуются при развале промежуточного возбужденного ядра $^4\text{He}^*$, т.е. когда реакция (2) происходит по схеме:



Наилучшее согласие с энергетическими и угловыми распределениями (рис. 2,3,4), полученными в опыте, достигается при моделировании

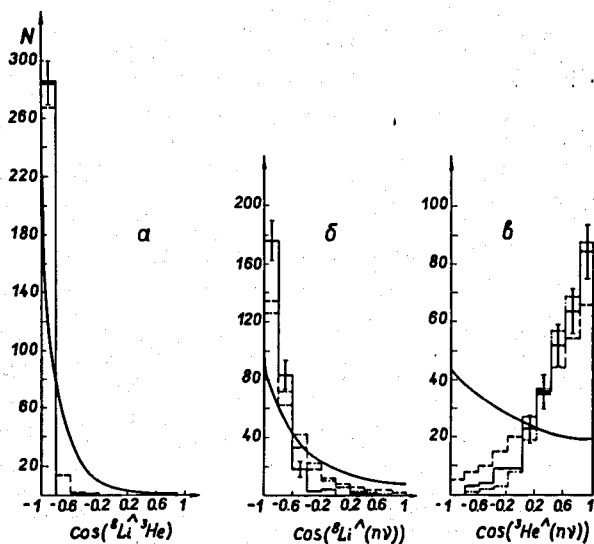


Рис. 4. Угловые корреляции для реакции (2). Сплошная гистограмма - эксперимент; пунктир - результат расчета по схеме (1); штрих-пунктир - результат расчета по схеме, изображенной на рис. 5; сплошная кривая - распределение по фазовому объему.

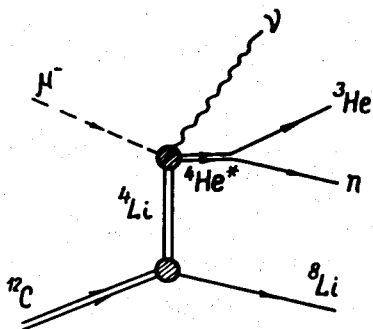


Рис. 5. Схема захвата μ^- -мезона на малонуклонной ассоциации ${}^4\text{Li}$.

такого процесса с уровнями возбуждения $^{12}\text{B} - (44+3) \text{ Мэв}$ и $^4\text{He} - (22,5+2,0) \text{ Мэв}$ ^{x/}.

Другим возможным механизмом захвата μ^- -мезона ядром ^{12}C может быть захват его частью ядра. Этот процесс схематически изображен на рис. 5. Вероятность такого процесса мала из-за большой энергии связи квазиядра ^4Li в ядре ^{12}C . Однако изучаемый нами канал маловероятен и вклад такого механизма может оказаться существенным. Предполагая, что при захвате μ^- -мезона на квазиядре ^4Li образуется возбужденное ядро $^4\text{He}^*$, распадающееся на ^3He и нейтрон, а импульсное распределение ^4Li совпадает с экспериментально определенным импульсным распределением ядер ^8Li (рис. 3), можно промоделировать этот процесс. Полученные в результате моделирования распределения приведены на рис. 2-4. Видно, что они также качественно согласуются с экспериментальными.

Следовательно, для определения вкладов механизма захвата μ^- -мезона с образованием промежуточного ядра $^{12}\text{B}^*$ и поглощения μ^- -мезонов квазиядром ^4Li необходимы детальные теоретические расчеты вероятности каждого из этих механизмов.

Относительная вероятность реакций определялась по формуле:

$$W_i = \frac{n_i \epsilon_\mu}{N_\mu \Lambda_i \tau_{mi} \eta_i \epsilon_T},$$

где n_i - число событий, принадлежащих к данной реакции; N_μ - полное число распадов μ^- -мезонов в просмотренном объеме эмульсии (предполагалось, что распад μ^- -мезонов происходит только при захвате их легкими атомами); Λ_i - скорость захвата μ^- -мезона ядрами C , N или O ; τ_{mi} - время жизни μ^- -мезона в ядрах углерода, азота или кислорода; η_i - относительная частота атомного захвата μ^- -мезона

^{x/} При моделировании принималось, что каждый промежуточный двухчастичный процесс происходит изотропно в своей с.ц.и.

легкими ядрами в фотоэмульсии; ϵ_{μ} и ϵ_{τ} -эффективности регистрации, соответственно, $\mu \rightarrow e$ распадов и T -образных следов в фотоэмульсии (в нашем случае эти эффективности в пределах ошибок совпадают). Значения скорости захвата (Λ_1) и время жизни (τ_{mi}) μ^- -мезонов в легких ядрах были взяты из работы /11/. Закон распределения остановок μ^- -мезонов по отдельным компонентам C , N , O в фотоэмульсии точно не известен. Относительные вероятности атомного захвата (η_i) определялись так же, как в работе /1/. При этом: $\eta_{2C} = 49,6\%$, $\eta_{14N} = 14,4\%$, $\eta_{16O} = 36\%$.

Для определения относительной вероятности реакции (2) принималось, что к этой реакции относятся события, попавшие в интервал (975+995) Мэв в распределении по недостающей массе (308 событий); тогда

$$W_{\mu^{-12}C \rightarrow {}^8Li^3He \nu} = (1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}.$$

Оценим вклад в экспериментально зарегистрированные события от реакций (1), (3) и (4).

Кинематике реакций (1) и (3) на уровне достоверности 8% ($\chi_{min}^2 \leq 3$ при одной степени свободы) удовлетворяют, соответственно, 123 и 53 события. Распределение по $\cos(\hat{4}He \nu)$ для реакции (1) заметно сдвинуто в сторону положительных значений; аналогичный сдвиг наблюдается также в распределении по $\cos(\hat{8}Li \nu)$ для реакции (3) (рис. 7), в то время как всевозможные схемы реакций (1) или (3) приводят к корреляциям, сдвинутым в сторону больших углов. Это расхождение может быть объяснено существенным вкладом основного процесса (2) в каналы (1) и (3). Действительно, сдвиг в сторону малых углов в распределениях по $\cos(\hat{4}He \nu)$ или $\cos(\hat{8}Li \nu)$ (рис. 7) получается при моделировании реакции (2) по схеме (1) с последующей "заменой" ядра 3He ядрами 4He или 6Li (в гипотезах (1) или (3) соответственно). Ос-

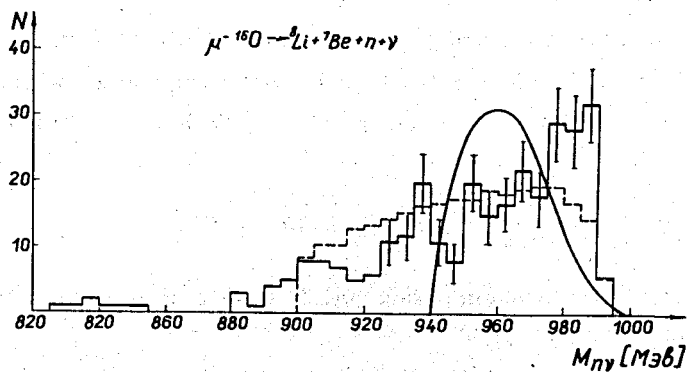


Рис. 6. Распределение по недостающей массе для реакции (4). Сплошная кривая - эксперимент; пунктир - вклад реакции (2); сплошная кривая - распределение по фазовому объему.

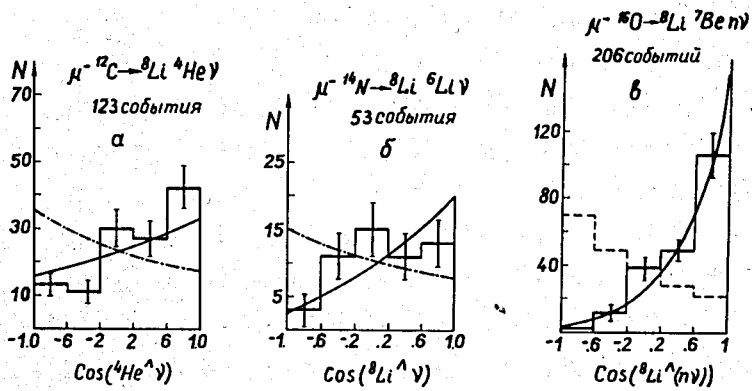


Рис. 7. (а), (б), (в) – угловые корреляции для реакций (1), (2), (4) соответственно. Сплошная гистограмма – эксперимент; сплошная линия – вклад реакции (2); штрих-пунктир – результат расчета по схеме промежуточного возбужденного ядра для реакций (1) и (3); штрих – распределение по фазовому объему для реакции (4).

повышаясь на угловых распределениях рис. 7, можно оценить верхнюю границу относительной вероятности реакций (1) и (3):

$$W_{\mu^{-12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li}^4\text{He}\nu} < 2,6 \cdot 10^{-4} \quad (\text{при числе событий} < 50)$$

$$W_{\mu^{-14}\text{N} \rightarrow {}^8\text{Li}^6\text{Li}\nu} < 1,4 \cdot 10^{-4} \quad (\text{при числе событий} < 12).$$

Кинематике реакции



могут удовлетворить 206 событий, имеющих недостающую массу, большую, чем масса нейтрона (рис. 6). Для этих случаев распределение по $\cos(\hat{\text{Li}}(n\nu))$ сильно сдвинуто в сторону малых углов. Такой сдвиг можно объяснить, как и в случае реакций (1) и (3), преобладанием реакции (2) (рис. 7).

Этот вывод подтверждается тем, что поведение спектра по недостающей массе реакции (4) также обусловлено вкладом основного канала $\mu^{-12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li}^3\text{He}n\nu$, за исключением интервала (975–990) Мэв, где наблюдается заметное превышение над этим вкладом (рис. 6). Взяв величину превышения в качестве оценки верхней границы относительной вероятности реакции (4), получаем

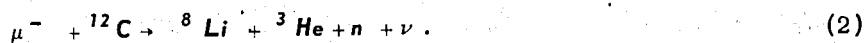
$$W_{\mu^{-16}\text{O} \rightarrow {}^8\text{Li}^7\text{Be}n\nu} < 1,5 \cdot 10^{-4} \quad (\text{при числе событий} < 47).$$

Оценив возможный суммарный вклад от реакций (1), (3) и (4), получаем, что

$$(1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} < W_{\mu^{-12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li}^3\text{He}n\nu} < (1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}.$$

Таким образом, из рассмотрения всей совокупности полученных экспериментальных данных следует считать, что захват μ^{-} -мезона на

легких ядрах в фотоэмульсии в событиях двухлучевого типа с вылетом ядра ${}^8\text{Li}$ в основном происходит на ядрах углерода по реакции:



Относительные вероятности других возможных каналов примерно на порядок меньше.

Тот факт, что образование ядер ${}^8\text{Li}$ происходит преимущественно на ядрах углерода, может быть следствием структурной особенности ядра ${}^{12}\text{C}$ и, по-видимому, не зависит от типа взаимодействия отрицательной заряженной частицы с ядром. Так, при захвате π^- -мезонов легкими ядрами фотоэмульсии, в событиях двухлучевого типа, ядра ${}^8\text{Li}$ образуются в реакции $\pi^- {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Li} + {}^3\text{He} + n$, протекающей по механизму прямого поглощения малонуклонной ассоциацией ${}^4\text{Li}$ [1].

Данные настоящей работы показывают, что такой механизм может иметь место и в случае захвата μ^- -мезона. Однако мы не можем отдать предпочтение ни этому, ни другому возможному механизму, по которому захват μ^- -мезона происходит с образованием промежуточного возбужденного ядра ${}^{12}\text{B}^*$.

Для разделения этих двух механизмов, а также с целью более детального изучения процесса захвата μ^- -мезонов, представляет интерес дальнейшее экспериментальное и теоретическое исследование других каналов реакций на легких ядрах.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. ЯФ, 6, 1151 (1967).
- Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, Ю.С. Чайка, Хр.М. Чернев, В.А. Ярба. ЯФ, 10, 354 (1969).

2. О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, Б.М. Понтекорво, Р.М. Суляев, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситников, Ю.А. Шербаков. ЖЭТФ, 41, 1804 (1961).
3. А.О. Вайсенберг. ЖЭТФ, 41, 109 (1961).
4. H.Morinaga, W.F.Fry. Nuovo Cim., 10, 308 (1953).
5. А.О. Вайсенберг, Э.Д. Колганова, Н.В. Рабин. ЯФ, 1, 652 (1965).
6. A.G.Frodesen, K.S.Kölbjg and M.M.Nikolic. CERN 65-6, 1965.
7. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. Phys.Lett., 22, 487 (1966).
8. V.Macdonald et al., Phys. Rev., 139B, 1253 (1965).
9. Н.М. Агабабян, Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, Г.Р. Гулканян, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. Сообщение ОИЯИ, 10-5891, Дубна 1971.
10. В.В. Балашов, Р.А. Эрамжян. Atomic Energy Review, 5, 3 (1967).
11. M.Eckhause, R.T.Siegel, R.E.Welsh, T.A.Filippas. Nucl. Phys., 81, 575 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел

25 июня 1971 года.