



# ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

O.A.Zaimidorga, M.M.Kulyukin, B.Pontecorvo, R.M.Sulyaev,  
I.V.Falomkin, A.I.Filippov, V.M.Tsupko-Sitnikov, Yu.A.Scherbakov

Д- 1324

MEASUREMENT OF THE TOTAL MUON CAPTURE RATE IN HELIUM-3

Дубна 1963

О.А.Займидорога, М.М.Кулюкин, Б.Понтекорво, Р.М.Суляев,  
И.В.Фаломкин, А.И.Филиппов, В.М.Цупко-Ситников, Ю.А.Шербаков

Д-1324

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНОЙ ВЕРОЯТНОСТИ  
ЗАХВАТА МЮОНОВ В ГЕЛИИ-3

Направлено в ЖЭТФ и Physics Letters

Дубна 1963

Наряду с измерениями вероятностей парциальных переходов  $\mu^- + C^{12} \rightarrow B^{12} + \nu$  /1/,  $\mu^- + He^3 \rightarrow H^3 + \nu$  /2/, которые дали важные сведения о процессе захвата мюонов нуклонами, к настоящему времени выполнено также значительное число работ по измерению полной вероятности захвата мюонов в различных сложных ядрах ( $A > 12$ ) с целью проверки справедливости теории универсального слабого взаимодействия /3/.

Однако критический пересмотр теоретических оценок Примакова /4/, с которыми сравниваются экспериментальные данные, показывает, что расчеты не настолько надежны, чтобы из сопоставления с ними можно было бы сделать заключение о справедливости универсальной теории /5,6,7/. Гораздо меньше приближений делается при вычислении полной вероятности захвата мюонов в самых легких ядрах ( $D$ ,  $He^3$ ,  $He^4$ ), и по этой причине следует ожидать, что результаты расчетов в этих случаях более надежны, чем соответствующие вычисления для более тяжелых ядер.

В случае ядра  $D$  (как и для захвата на водороде /8,9/) имеются осложнения, связанные с мезомолекулярными процессами, и поэтому большой интерес представляют данные по изучению захвата в  $He^3$ . Настоящая работа посвящена измерению полной вероятности захвата мюонов в  $He^3$ , т.е. вероятности процессов:

$$\mu^- + He^3 \rightarrow H^3 + \nu, \quad (1)$$

$$\mu^- + He^3 \rightarrow d + p + \nu, \quad (2)$$

$$\mu^- + He^3 \rightarrow p + 2n + \nu. \quad (3)$$

Во всех этих реакциях вылетает по одной заряженной частице, и события выглядят, как однолучевые звезды. Эти звезды наблюдались в диффузионной камере высокого давления, при помощи которой нами ранее /2/ была измерена вероятность реакции (1). Поэтому описание аппаратуры, постановки опыта и более подробное изложение процедуры обработки экспериментальных данных можно найти в этих работах.

Для отделения мюонных звезд от пионных (см. ниже) использовались спектры пробегов вторичных заряженных частиц. На рис. 1 сплошной линией показана гистограмма пробегов вторичных частиц в "мюонной" экспозиции (в которой 98-99% остановившихся частиц мюоны, а 1-2% - пионы). Эта гистограмма построена по звездам с пробегами заряженных частиц, достоверно укладывающимся в чувствительном слое камеры. В нее вошли 424 звезды, образованные мезонами с длиной следа  $\geq 20$  мм (начиная с которой, остановившаяся частица надежно идентифицируется как мезон).

В спектре, полученном в "мюонной" экспозиции, имеется значительное количество звезд, вызванных пионами, присутствующими в качестве примеси, так как каждая остановка пиона, в отличие от остановки мюона, сопровождается звездой. Чтобы получить чистый спектр заряженных частиц от реакций (1,2,3), мы приняли процедуру вычитания, для чего пользовались

спектром пробегов заряженных частиц от захвата пионов в гелии-3, полученным нами в "пионной" экспозиции<sup>/10/</sup> (здесь 70% остановок вызвано пионами, а 30% - мюонами), в которой доля звезд, обусловленных мюонами, не превышает 2%. На рис. 1 этот спектр представлен пунктиром. Он содержит в области пробегов  $0,5-12 \text{ мг/см}^2$  292 звезды. Нормировка пионного спектра была проведена по выходу реакции  $\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \gamma$ , пик от которой при  $R = 5,6 \text{ мг/см}^2$  хорошо виден на спектрах как "мюонной", так и "пионной" экспозиций.

На рис. 2 показан спектр заряженных частиц от однолучевых звезд, полученный путем вычитания нормированного "пионного" спектра из спектра "мюонной" экспозиции. Со стороны малых пробегов была исключена область  $0-0,5 \text{ мг/см}^2$ , где очень велик вклад в оба спектра от реакции  $\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \pi^0$ . Более достоверные данные для этого интервала пробегов могут быть получены путем экстраполяции спектра из соседнего интервала. Со стороны больших пробегов мы ограничивались  $R = 12 \text{ мг/см}^2$ , т.е. тем участком спектра, где было возможно получить надежные данные по эффективности регистрации звезд.

При построении спектра (рис. 2) учитывалось изменение эффективности регистрации звезд в зависимости от длины луча. Эта эффективность для каждой экспозиции рассчитывалась по методу Монте-Карло по известным распределениям остановок в объеме камеры. Одна из рассчитанных кривых (для "мюонной" экспозиции) приведена на рис. 2. Вводилась поправка на вклад в мюонный спектр от ложных звезд, имитированных безэлектронными останковками мюонов с рассеянием у конца следа. Величина этой поправки была наибольшей в мягкой части спектра (область пробегов  $0,5-1,5 \text{ мг/см}^2$ ), где она, однако, не превышала 25%. На спектре пробегов от захвата мюонов виден пик при  $R \approx 2 \text{ мг/см}^2$ , соответствующий реакции  $\mu^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \pi^-$ . Этот спектр спадает практически до нуля при пробеге  $R \approx 6,5 \text{ мг/см}^2$ . Таким образом, оказывается, что испускаемые при захвате мюона в  $\text{He}^3$  заряженные частицы имеют довольно мягкий спектр.

В процессе захвата мюона выделяется значительная энергия, около 100 Мэв, и по этой причине заряженные частицы могли бы, в принципе, быть довольно энергичными. Поэтому для получения полной вероятности, строго говоря, необходимо измерять спектр пробегов в очень широкой области. Однако быстрый спад полученного нами спектра указывает на то, что для этой цели можно воспользоваться ограниченной областью пробегов (до  $R \leq 6,5 \text{ мг/см}^2$ ).

Ниже даются аргументы в пользу того, что полная вероятность  $\lambda$  захвата мюонов в гелии-3 практически не должна отличаться от величины  $\lambda_{6,5}$  - вероятности захвата мюона в гелии-3 с испусканием заряженных частиц с пробегами  $R < 6,5 \text{ мг/см}^2$ . Действительно, пробегу  $6,5 \text{ мг/см}^2$  отвечают протоны и дейтроны с энергией соответственно  $\approx 2$  и  $\approx 3$  Мэв. Это находится в согласии с оценками "максимальных" энергий этих частиц, полученными в предположении, что захват мюонов происходит главным образом через прямой процесс  $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ , при этом заряженные частицы являются "наблюдателями". Эта точка зрения поддерживается сравнением нашего спектра со спектром заряженных частиц, полученным недавно при изучении захвата мюонов в гелии-4 (Биззари и др.<sup>/11/</sup>). Значительное различие максимальных энергий частиц, которые наблюдались при захвате в гелии-4 и гелии-3, качественно согласуется с тем, что можно ожидать для частиц "наблюдателей", если учесть разницу в энергиях связи гелия-3 и гелия-4.

Интегрирование по интервалу  $0,5-6,5 \text{ мг/см}^2$  дает  $287,6 \pm 25$  событий. На область про-

бегах  $0-0,5 \text{ мг/см}^2$  вводится поправка  $9 \pm 5$  звезд, полученная путем линейной экстраполяции в нуль числа событий из соседнего интервала  $0,5-1,0 \text{ мг/см}^2$ . Таким образом, при вычислении полной вероятности захвата мюонов в  $\text{He}^3$  было принято  $296,6 \pm 25$  событий. Суммирование числа звезд по интервалу  $0,5-6,5 \text{ мг/см}^2$  с исключением пика от реакции  $\mu^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \nu$  дает  $91,3 \pm 22$  событий. Используя эти величины, число зарегистрированных остановок мюонов с длиной начального следа  $\geq 20 \text{ мм} - (67,463 \pm 1093)$ , а также известное время жизни мюона ( $2,21 \cdot 10^{-6}$  сек), можно вычислить  $\lambda_{\text{эксп.}} = \lambda_{6,5}$  и суммарную вероятность реакций (2,3)  $w_{\text{эксп.}} = w_{6,5}$ :

$$\lambda_{\text{эксп.}} = (2,14 \pm 0,18) \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1},$$

$$w_{\text{эксп.}} = (0,66 \pm 0,16) \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}.$$

При расчете вероятностей была введена поправка  $(7 \pm 1)\%$ , учитывающая долю событий, потерянных при отборе случаев только с четко видимыми концами лучей.

Следует заметить, что экспериментальные данные, включающие звезды с заряженными частицами с  $R > 6,5 \text{ мг/см}^2$ , не противоречат тому, что  $\lambda = \lambda_{6,5}$ . В действительности, можно оценить вероятность захвата, принимая во внимание и заряженные частицы с пробегом  $R > 6,5 \text{ мг/см}^2$ . Как видно из таблицы 1, полученные таким образом величины совместимы, в пределах статистических ошибок, со значением  $\lambda_{6,5}$ . Величины  $\lambda$  в таблице 1 указаны в единицах  $10^3 \text{ сек}^{-1}$ . Заметим при этом, что при  $R > 12 \text{ мг/см}^2$  погрешности могут превышать указанные статистические ошибки, так как эффективность в этой области очень мала ( $\approx 20\%$ ) и оценена грубо.

Т а б л и ц а 1

$\lambda_{6,5}$	$\lambda_{12,0}$	$\lambda_{25,0}$
$2,14 \pm 0,20$	$2,0 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,3$

Оценка  $\lambda$  с учетом всех событий, включая и звезды с пробегами вторичных частиц, не укладывающимися в чувствительном слое камеры, также дает величину, совместимую с  $\lambda_{6,5}$ . Однако данная оценка связана с большими неопределенностями не только статистическими, но и систематическими (неопределенность в идентификации звезд).

Полученное значение  $\lambda_{\text{эксп.}} = (2,14 \pm 0,20) \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$  находится в согласии с вычисленной Примаковым<sup>/4/</sup> величиной полной вероятности, который на основании универсальной теории получил  $\lambda_{\text{теор.}} = 2,5 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$  с неопределенностью  $\approx 10\%$ .

Вероятность  $\lambda$  представляет собой сумму величин  $w$  и  $\Lambda$  - вероятности частичного перехода  $\mu^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \nu$ , измеренной нами ранее<sup>/2/</sup>. Таким образом, вся новая информация заключается в величине  $w_{\text{эксп.}}$ . Из расчетов Примакова и Фуджи<sup>/4,12/</sup> можно получить величину  $\lambda_{\text{теор.}} - \lambda_{\text{теор.}} = w_{\text{теор.}}$ , которая оказывается равной  $1,0 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$  с неопределенностью порядка 20%.

Соответствие с расчетами Примакова наблюдалось также при измерении полной вероятности захвата мюонов в  $He^4$  /11/ ( $\lambda_{теор.}^{He^4} = 470 \text{ сек}^{-1}$ ,  $\lambda_{эксп.}^{He^4} = 450 \text{ сек}^{-1}$ ). Таким образом, при исследовании захвата мюонов в гелии были получены три независимые величины ( $w$ ,  $\Lambda$ ,  $\lambda^{He^4}$ ), которые оказываются в согласии с предсказаниями универсальной теории.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В.Б.Беляева, С.С.Герштейна и Л.И.Лapidуса за полезные обсуждения, В.И.Кочкина за помощь при проведении вычислений, а Е.А.Шваневу и А.И.Токарскую за проделанные измерения.

#### Л и т е р а т у р а

1. E.J.Maier, B.L.Bloch, R.M.Edelstein, R.T.Siegel. Phys. Rev. Lett., 6, 417 (1961); G.Reynolds, D.Scarl, R.Swanson, J.Walters, R.Zdanis. Phys. Rev., 129, 1790 (1963).
2. О.А.Займидорога, М.М.Кулюкин, Б.Понтекорво, Р.М.Суляев, И.В.Фаломкин, А.И. Филиппов, В.М.Цупко-Ситников, Ю.А.Щербаков. ЖЭТФ, 41, 1805 (1961); 43, 355 (1962); 44, 389 (1963).
3. J.C.Sens. Phys. Rev., 113, 679 (1962).
4. H.Primakoff. Phys. Rev. Mod., 31, 802 (1959).
5. R.Klein, L.Wolfenstein. Phys. Rev. Lett., 9, 408 (1962).
6. H.Wahsweiler. Nuovo Cim., 24, 1119 (1962).
7. J.Luyten, H.Rood, H.Tolhoek. Nucl. Phys., 41, 236 (1963).
8. С.С.Герштейн, Я.Б.Зельдович. УФН, 71, 581 (1960).
9. A.Fujii. Nuovo Cim., 27, 1025 (1963).
10. О.А.Займидорога, М.М.Кулюкин, Р.М.Суляев, И.В.Фаломкин, А.И. Филиппов, В.М.Цупко-Ситников, Ю.А.Щербаков. ЖЭТФ, 44, 1180 (1963).
11. B.Bizzari, E.DiCapua, U.Dore, G.Gialanella, P.Guidoni, I.Iaakso. Phys. Lett., 3, 151 (1962).
12. A.Fujii, H.Primakoff. Nuovo Cim. 12, 327 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 июня 1963 г.



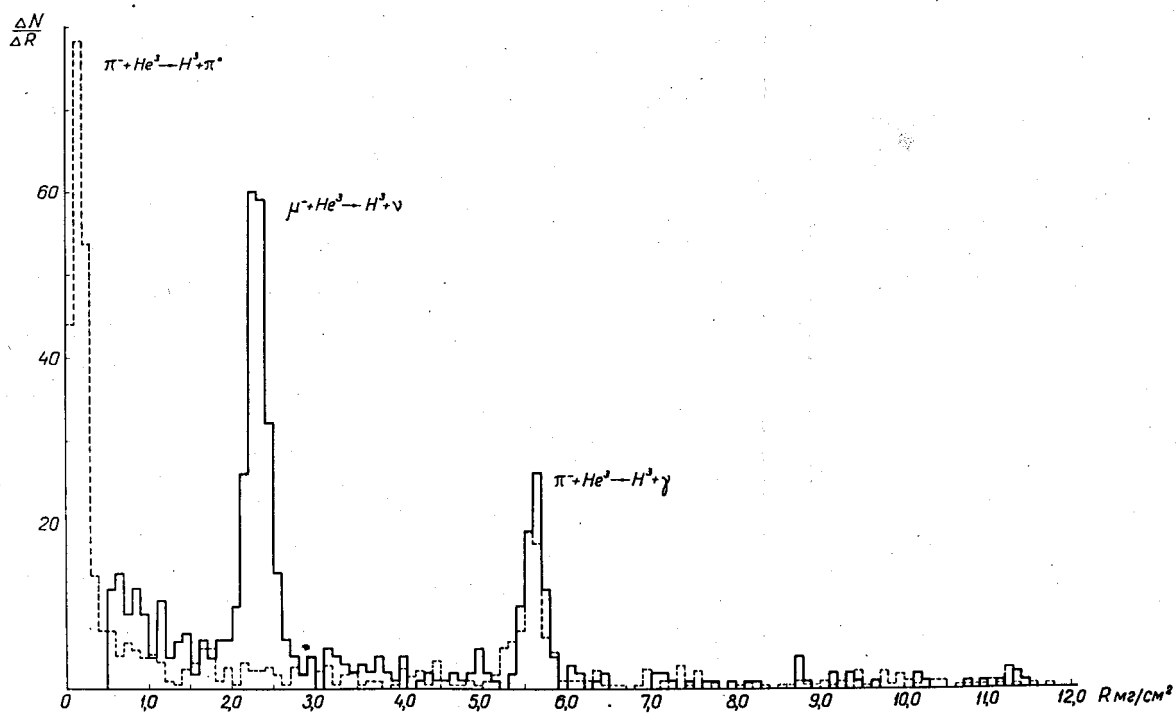


Рис.1. Спектры пробегов вторичных частиц от звезд, вызванных остановившимися в  $\text{He}^3$  мезонами. Сплошной линией показан спектр, полученный в "мюонной" экспозиции, а штриховой линией — нормированный спектр, полученный в "пионной" экспозиции. Спектры построены без поправок на эффективность регистрации.

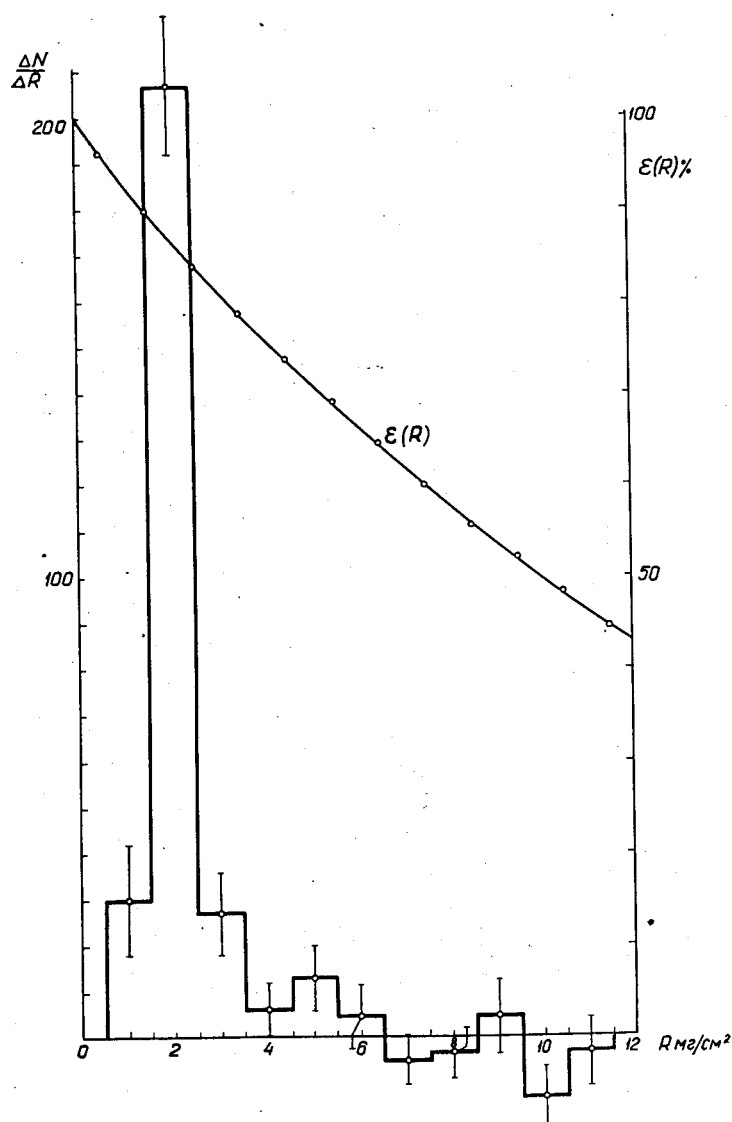


Рис. 2. В виде гистограммы показан спектр пробегов вторичных частиц, полученный после вычитания "пионного" спектра из мюонного. Плавной кривой представлена зависимость эффективности регистрации от величины пробега вторичной частицы. При вычитании спектров учитывались эффективности регистрации для каждой экспозиции.