



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

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

Д-988

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ
РЕАКЦИИ $\mu^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \nu$
неЭГФ, 1962, т 43, в 1, с 255-358.

Дубна 1962 год

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-988

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ
РЕАКЦИИ $\mu^- + He^3 \rightarrow H^3 + \nu$

Направлено в ЖЭТФ

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ОБЪЕДИНЕННЫХ ИНСТИТУТОВ
СЕРБИИ

Дубна 1962 год

В предыдущей работе^{/1/} мы описали опыт, в котором была обнаружена реакция



и грубо оценена ее вероятность. Точное определение энергий отдачи H^3 из анализа 14 событий реакции (1) позволило впервые определить достаточно низкий предел для массы нейтральной частицы (< 8 Мэв), испускаемой в процессе захвата мюона нуклоном. Полученная оценка с большой экспериментальной достоверностью подтвердила принятую точку зрения о том, что при захвате мюона нуклоном испускается нейтрино, и процесс идет по схеме:



Недавно Хильдебрантом^{/2/}, а также Блезером и др.^{/3/} реакция (2) наблюдалась непосредственно в жидком водороде.

В настоящей работе излагаются результаты анализа статистического материала, примерно на порядок превышающего полученный нами раньше. Вероятность реакции (1) измерялась с целью изучения вопроса о симметрии взаимодействия мюона и электрона с нуклоном.

Была использована та же методика, что и в^{/1/}. Диффузионная камера в магнитном поле $H=6000$ эрстед, наполненная гелием-3 при давлении 20 атм, находилась в пучке мезонов с импульсом 217 Мэв/с, выведенных из фазотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Мезоны замедлялись медным фильтром, помещенным перед камерой. Типичная фотография события (1) показана на рис. 1.

Весь экспериментальный материал (около 10^5 фотографий) подвергся двукратному просмотру. Поскольку остановившиеся мезоны могли быть идентифицированы с большой достоверностью при длине следов $L_0 \geq 20$ мм, в дальнейшем рассматривались только такие остановки частиц. Было установлено, что эффективность просмотра остановившихся мезонов близка к единице и практически не зависит от характера событий в конце.

Абсолютная вероятность захвата может быть определена по известному времени жизни мюона ($2,21 \cdot 10^{-6}$ сек) и наблюдаемому соотношению между числом случаев захвата и числом (μe) -распадов из состояния мезоатома He^3 . Так как тритий, образующийся в реакции (1), имеет определенную энергию (1,897 Мэв), то задача определения событий этой реакции (тритиевых звезд) сводится к выделению группы однолучевых звезд с соответствующим пробегом на уровне фона, образованного другими процессами. Полученное число затем нужно исправить на эффективность регистрации, т.е. учесть ту долю тритиевых звезд, в которой тритий выходит за пределы чувствительной области камеры. Такая процедура требует надежного установления факта остановки вторичных частиц во всех случаях, в том числе и тогда, когда конец пробега располагается вблизи границ чувствительного слоя камеры. Во избежание этой трудности мы пользовались следующими двумя методами определения полного числа событий (1):

1. По спектру видимых длин следов вторичных частиц всех звезд за исключением тех, которые по характеру ионизации не могли быть тритиевыми звездами (рис.2).

2. По спектру пробегов достоверно остановившихся вторичных частиц (рис. 3). В этом случае необходима дополнительная поправка, которая учитывала бы число тритиевых звезд с заканчивающимися пробегами H^3 , но имеющими нечеткие концы. На обоих приведенных спектрах отчетливо видны два пика. Один пик в области пробегов $(2,0-2,6) \text{ мг/см}^2$, соответствующий реакции (1), и другой - в области пробегов $(5,3-5,9) \text{ мг/см}^2$, соответствующий радиационному захвату Π^- -мезонов в He^3 ($\Pi^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \gamma$). Сплошными линиями на рис. 2 и 3 нанесены кривые разрешения.

Уровень фона определялся линейной интерполяцией между соседними с пиком участками спектра. Следует заметить, что при расширении интерполируемого интервала от $2,0 \text{ мг/см}^2$ влево и от $2,6 \text{ мг/см}^2$ вправо, колебания в определяемом числе тритиевых звезд малы и не превышают статистических флуктуаций фона.

Эффективность регистрации тритиевых звезд определялась расчетным путем с учетом реальной топографии остановок мезонов в камере. Кроме того, она была найдена экспериментально из анализа всех звезд. Оценки хорошо согласуются между собой. Величина рассматриваемой эффективности была принята равной $0,90 \pm 0,02$. Дополнительную поправку к эффективности во втором методе мы вычисляли, исходя из доли (μe) -распадов с нечетко видимыми точками остановок. Она составила $(5,5 \pm 1,5)\%$.

Экспериментальные результаты, относящиеся к числу тритиевых звезд, приведены в левой половине таблицы 1.

Т а б л и ц а 1
Данные об остановившихся в He^3 мюонах

Метод	Число событий реакции (1) ($L_0 \geq 20$ мм)		Число (μe) -распадов ($L_0 \geq 20$ мм)			
	Зарегистрировано	С поправкой на эффективность	Электрон виден	Электрон не виден	Поправка на мезоатомы SiO	Принято в расчет
1	$95,5 \pm 11,9$	$106,0 \pm 13,1$	24861 ± 157	10963 ± 440	-358 ± 121	35466 ± 615
2	$88,3 \pm 10,4$	$105,2 \pm 12,7$				

В правой половине таблицы приведены экспериментальные данные о числе (μe) -распадов из состояния мезоатома He^3 .

Окончательный результат для вероятности реакции (1) составляет:

$$(\Lambda_{\text{He}^3}) = (1,36 \pm 0,18) \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}.$$

Эту величину необходимо сравнить с теоретической величиной Вольфенштейна $^{1/4}/(\Lambda_{\text{He}^3})_{\text{теор.}} = 1,54 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$. Расчет $(\Lambda_{\text{He}^3})_{\text{теор.}}$ основан на теории универсального векторного и аксиально-векторного взаимодействия с учетом пионных поправок в предположении сохранения векторного тока и статистического населения уровней сверхтонкой структуры в мезоатоме He^3 .

Отсутствие эффективных механизмов перехода между уровнями сверхтонкой структуры в мезоатоме He^3 и нечувствительность $(\Lambda_{\text{He}^3})_{\text{теор.}}$ к отклонению от статистической населенности позволяют считать, что интерпретация опыта с He^3 с этой точки зрения однозначна. Масштаб неопределенности $(\Lambda_{\text{He}^3})_{\text{теор.}}$ за счет неточного знания среднеквадратичного радиуса ядра и ошибок в величине ft для трития составляет $5\%^{/4/}$. Трудно оцениваемая неопределенность, связанная с расчетами псевдоскалярной константы g_p^μ , оказывается существенной только в области $g_p^\mu \leq 8g_A^\mu$, где g_A^μ - аксиально-векторная константа в μ -захвате. Экспериментальная величина вероятности реакции (1) определенно свидетельствует об одинаковых знаках g_A^μ и g_p^μ и о том, что абсолютное значение g_p^μ не мало ($5g_A^\mu < g_p^\mu < 35g_A^\mu$)^{x)}. Поэтому неопределенность в расчетной величине g_p^μ не может играть большую роль.

Таким образом, следует заключить, что предсказанная универсальной теорией вероятность реакции (1) согласуется с опытом в пределах теоретических и экспериментальных неточностей. Это означает, что симметрия мюон-электрон в процессах взаимодействия с нуклоном, лежащая в основе универсальной теории, не противоречит полученному на уровне 13%-ой точности экспериментальному результату.

Обсудим теперь вопрос о фермиевском взаимодействии, наличие которого в μ -захвате до сих пор нуждается в доказательстве.

Реакция (1) является смешанным переходом, зависящим от двух феноменологических констант: фермиевский G_F и гамов-теллеровской $G_G (\Lambda_{\text{He}^3} = (G_F^2 + 3G_G^2))$. Совместный анализ результатов нашего опыта и опыта по измерению вероятности реакции



в которой осуществляется чистый гамов-теллеровский переход, позволяет оценить G_F . При этом не нужно делать никаких предположений о виде четырехфермионного взаимодействия. К сожалению, между различными экспериментами по измерению вероятности реакции (3) имеются значительные расхождения. Все же кажется возможным отдать предпочтение более поздним измерениям Мойера и др.^{/6/} ($\Lambda_{\text{C}^{12}} = 6,31 \pm 0,24) \cdot 10^3 \text{сек}^{-1}$). Тогда получаем, что $G_F = (0,8^{+0,4}_{-0,8}) G_G$. Указанная ошибка учитывает экспериментальную погрешность $(\Lambda_{\text{He}^3})_{\text{эксп.}}$ и неопределенность в отношении ядерных матричных элементов реакций (1) и (3). Последняя составляет по Вольфенштейну^{/4/} ~ 20% и является главной.

Другая возможность получения сведений о фермиевской константе состоит в привлечении результата опыта с водородом^{/3/}. Отношение вероятностей захвата мюона из состояний мезомолекулы водорода и мезоатома He^3 $\frac{\Lambda_{\text{p}\mu\text{p}}}{\Lambda_{\text{He}^3}}$ оказывается весьма чувствительным к отношению $\frac{G_F}{G_G}$ ^{/4/}. Результат, естественно, будет зависеть от не очень хорошо известной точности расчета $\Lambda_{\text{p}\mu\text{p}}$. Если принять во внимание только экспериментальные ошибки, то можно получить, что $\frac{G_F}{G_G} < -0,1$. Окончательная оценка фермиевской константы может быть принята следующей:

$$G_F = - (0,8^{+0,4}_{-0,7}) G_G.$$

x) Аналогичный вывод следует также из анализа асимметрии нейтронов, испускаемых при захвате мюонов сложными ядрами^{/5/}.

Этот результат, подтверждающий присутствие в процессе μ -захвата фермиевского взаимодействия, наряду с гамов-теллеровским, исключает возможность того, что G_F значительно превышает G_G и является вполне совместимым с величиной, ожидаемой на основании теории универсального $V - A$ взаимодействия.

Конечно, существование векторного взаимодействия более явно следует из нашего измерения, если предположить, что $g_A^\mu = g_A^{\beta/4}$ и $g_p^\mu = 8g_A^{\mu/7}$. В самом деле, если векторное взаимодействие отсутствовало бы, вероятность реакции (1) при этих предположениях ожидалась равной $0,93 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$, т.е. существенно меньше измеренной величины. Однако, использованные значения g_A^μ и g_p^μ нельзя считать в равной мере хорошо обоснованными.

Авторы выражают глубокую благодарность С.С.Герштейну и В.С.Евсееву за обсуждение результатов, а также А.Г.Жукову, Н.В.Лебедеву, В.Н.Орехову, В.Ф.Поенко, А.Г.Потехину, А.И.Токарской и Е.А.Шваневой за помощь в проведении измерений.

Л и т е р а т у р а

1. О.А.Займидорога, М.М.Кулюкин, Б.Понтекорво, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов, В.М.Цупко-Ситников, Ю.А.Шербаков. ЖЭТФ, 41, 1805, 1961.
2. R.H.Hildebrand, Phys. Rev. Lett. 8, 34 (1962).
3. E.Blaser, L.Lederamn, J.Rosen, J.Rothberg, E.Zavattini, Phys. Rev. Lett. 8, 288 (1962).
4. L.Wolfenstein, Proc. of the 1960 Ann. Intern. Conf. on High Energy Physics at Rochester, Univ. of Rochester, 1960, p. 529; Bull Am. Phys. Soc. 6, 33 (1961).
A.Fujii, H.Primakoff, Nuovo Cim. 10, 327 (1959);
Chu Chia - chen. Chou Kuang - chao, Peng - an, Acta Phys. Sinica 16, 68 (1961); C.Werntz, Nucl. Phys. 16, 59 (1960).
5. Л.Д. Блохинцев, Е.И. Долинский. ЖЭТФ 41, 1886 /1961/.
6. E.J.Maier, B.L.Bloch, R.M.Edelstein, R.T.Siegel, Phys. Rev. Lett. 6, 417 (1961).
7. M.L.Goldberger, S.B.Treiman, Phys. Rev. 111, 355 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
21 мая 1962 года.

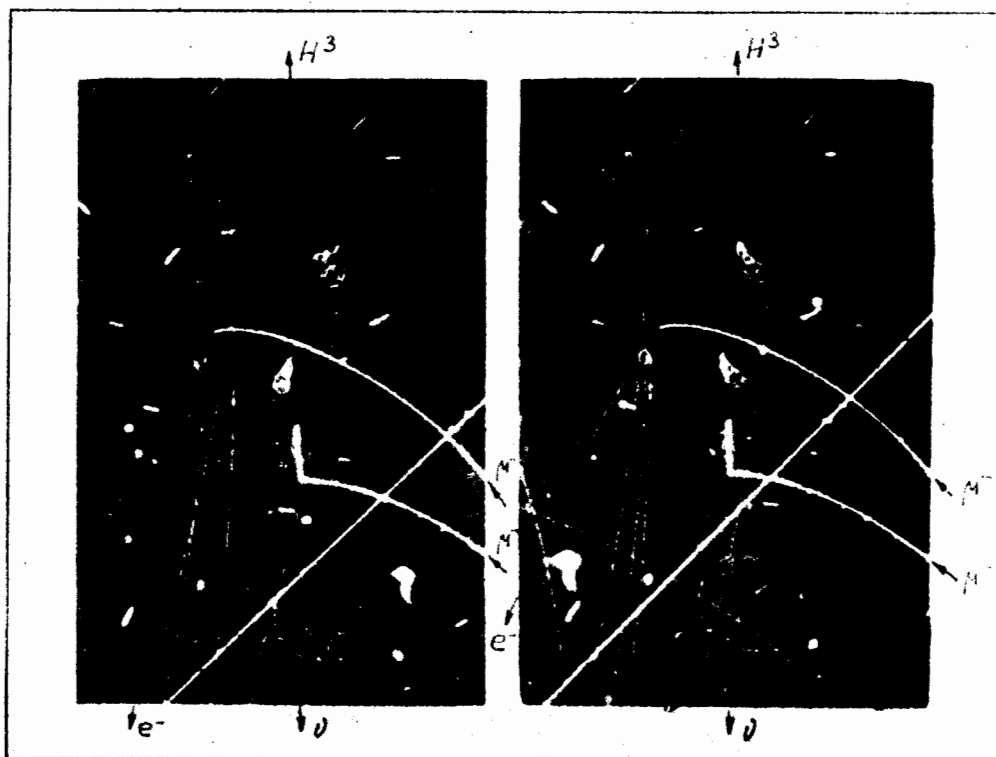


Рис. 1. Фотография случая реакции $\mu^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \nu$.
Рядом виден след остановившегося μ^- -мезона, претерпевшего распад: $\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$

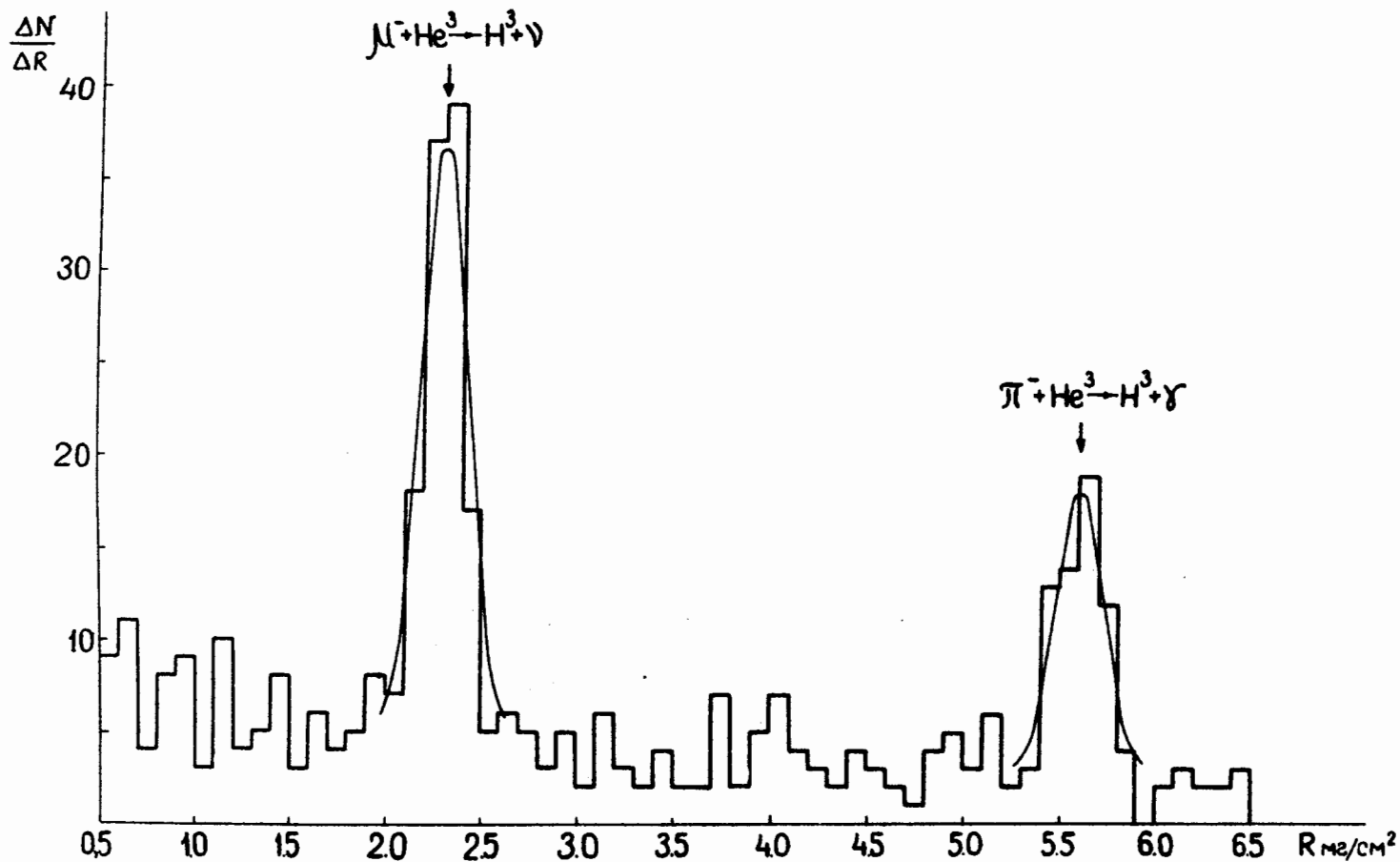


Рис. 2. Спектр видимых длин следов вторичных частиц всех звезд, образованных остановившимися мезонами.

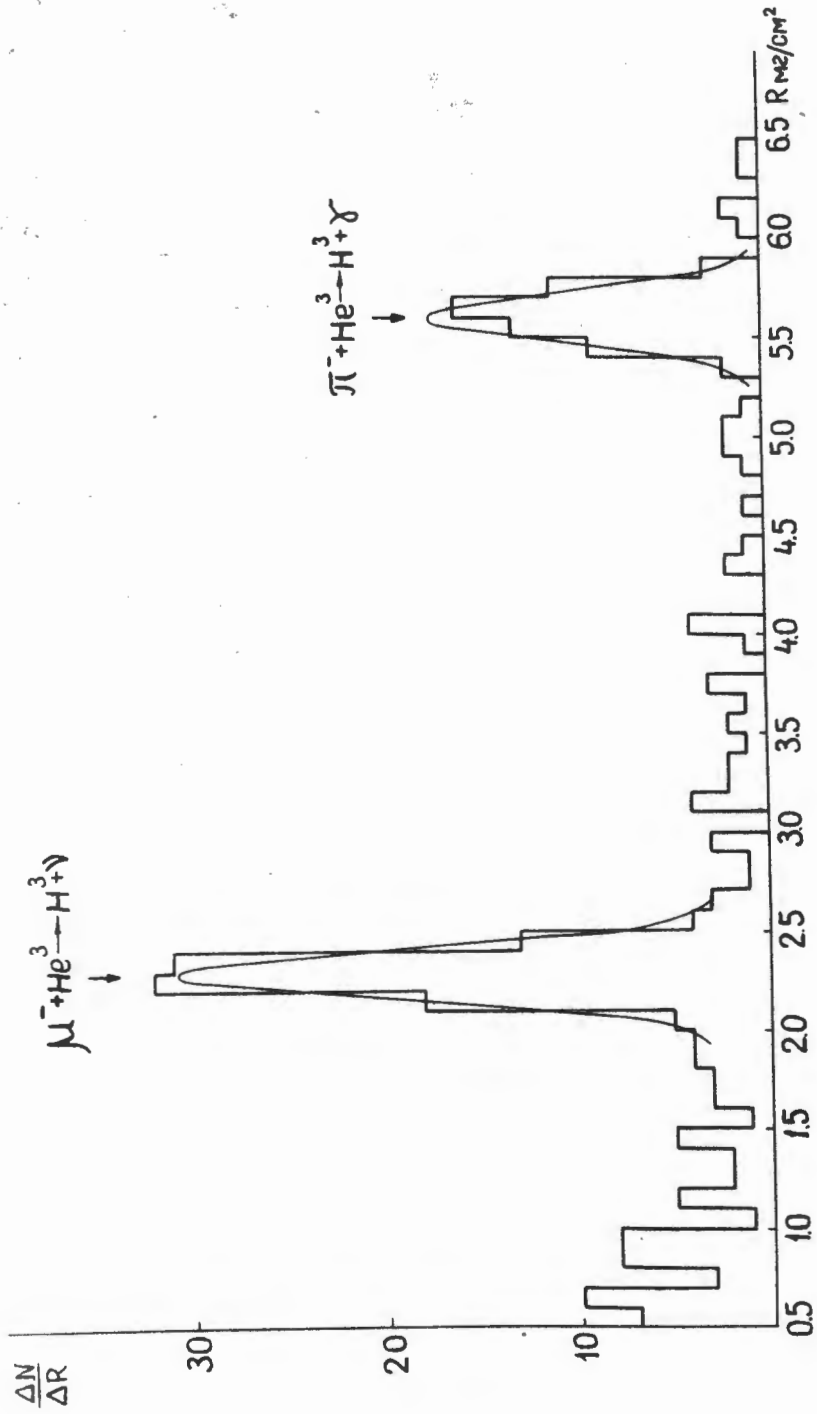


Рис. 3. Спектр пробегов достоверно остановившихся вторичных частиц.