

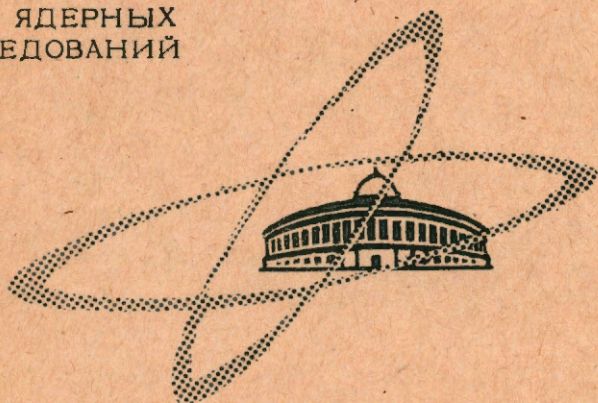
1952

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 1952



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

О ЯДЕРНЫХ ФОРМФАКТОРАХ В ПРОЦЕССЕ  
ЗАХВАТА МЮОНОВ ГЕЛИЕМ-3

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1965

P - 1052

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

О ЯДЕРНЫХ ФОРМФАКТОРАХ В ПРОЦЕССЕ  
ЗАХВАТА МЮОНОВ ГЕЛИЕМ-3

Направлено в ЖЭТФ и "Nuovo Cimento"

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

Как неоднократно обсуждалось /1-4/ реакция



является одним из наиболее легко интерпретируемых процессов  $\mu$ -захвата. Однако даже в этом случае, когда в процессе участвуют простейшие ядра, сохраняется некоторая неопределенность в расчетах ядерного матричного элемента. Ядерный матричный элемент реакции (1) в хорошем приближении может быть выражен через один параметр-среднеквадратичный радиус ядра, соответствующий распределению центров нуклонов.

Попытки оценить среднеквадратичный радиус по величине энергии связи зеркальных ядер  $\text{He}^3$  и  $\text{H}^3$  свидетельствуют о чувствительности такого рода оценок к выбору феноменологического нуклон-нуклонного потенциала /1,4,5/, в силу чего возникает заметная неопределенность в ядерном матричном элементе.

В настоящей работе проведено уточнение ядерного матричного элемента реакции (1) на основе экспериментальных данных о формфакторах, полученных в опытах по захвату  $\pi^-$ -мезонов гелием-3 /6/ и рассеянию электронов ядрами  $\text{He}^3$  и  $\text{H}^3$  /7/.

Ядерный матричный элемент реакции (1) можно выразить через введенные Шиффом /8/ формфакторы  $F_1$  и  $F_2$ . Волновую функцию  $S$ -состояния ядра запишем в виде:

$$\Psi = \Phi_0 u + \Phi_1 V_2 - \Phi_2 V_1,$$

где  $\Phi_0$ ,  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  - спин-изоспиновые функции, а  $U$ ,  $V_1$  и  $V_2$  - пространственные функции. При этом предполагается, что в волновой функции ядер  $\text{He}^3$  и  $\text{H}^3$  доминирующим является состояние  $\Phi_0 U$ , симметричное по пространственным координатам нуклонов. Волновые функции  $V_1$  и  $V_2$ , также как и функции  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , антисимметричны относительно перестановки одной пары нуклонов и симметричны относительно перестановки другой пары. Формфакторы  $F_1$  и  $F_2$  зависят от передаваемого импульса  $q$  и следующим образом выражаются через волновые функции:

$$F_1(q) = \langle U | e^{i\vec{q}\vec{r}} | U \rangle; \quad F_2(q) = -3 \langle U | e^{i\vec{q}\vec{r}} | V_1 \rangle;$$

где через  $\vec{r}$  обозначен радиус-вектор нуклона.

Используя выражение для матричного элемента реакции (1) из работы Фуджи и Примакова /2/, в результате вычислений получим:

$$|M_{H^3 \rightarrow H^3}^{\mu}|^2 = (G_V^{\mu})^2 (F_1^2 - \frac{8}{3} F_1 F_2) + [3(G_A^{\mu})^2 + (G_P^{\mu})^2 - 2G_P^{\mu} G_A^{\mu}] F_1^2;$$

где

$$G_V^{\mu} = g_V^{\mu} (1 + \frac{\nu}{2m_p}); \quad G_A^{\mu} = g_A^{\mu} - g_V^{\mu} (1 + \mu_p - \mu_n) \frac{\nu}{2m_p};$$

$$G_P^{\mu} = [g_P^{\mu} - g_A^{\mu} - g_V^{\mu} (1 + \mu_p - \mu_n)] \frac{\nu}{2m_p};$$

$$g_V^{\mu} = 0,97 g_V^{\beta}; \quad g_A^{\mu} = g_A^{\beta}; \quad g_P^{\mu} \approx 7 g_A^{\mu};$$

$\nu$  - импульс нейтрино в процессе (1);  $m_p$  - масса протона;  $\mu_p$  и  $\mu_n$  - аномальные магнитные моменты протона и нейтрона.

Те же формфакторы  $F_1$  и  $F_2$  могут быть введены и для описания процессов радиационного захвата пионов гелием-3 и рассеяния электронов ядрами  $He^3$  и  $H^3$ , относительно которых получены экспериментальные данные. Таким образом, имеется возможность определить значения формфакторов  $F_1$  и  $F_2$ , а затем использовать их в расчете матричного элемента реакции (1). Однако в обсуждаемых экспериментах отсутствуют данные о формфакторах при требуемом значении передаваемого импульса. В опытах по рассеянию электронов ядрами  $He^3$  и  $H^3$  измерения были проведены в области  $1 fm^{-2} \leq q^2 \leq 5 fm^{-2}$ , а передаваемый импульс в процессе радиационного захвата пионов гелием-3 составляет  $q^2 = 0,47 fm^{-2}$ , в то время как в реакции (1)  $q^2 = 0,27 fm^{-2}$ . Поэтому экспериментальные результаты необходимо экстраполировать в интересующую нас область передаваемых импульсов.

Для проведения экстраполяции нужно знать явный вид формфакторов  $F_1$  и  $F_2$ , который зависит от выбора вида волновых функций. Как следует из анализа опытов по рассеянию электронов ядрами  $He^3$  и  $H^3$ , экспериментальные данные хорошо описываются в двух предположениях относительно вида одночастичной волновой функции: функции Гаусса и функции Ирвинга. При этом формфакторы  $F_1$  и  $F_2$  имеют вид для функции Гаусса -

$$F_1 = \exp(-\frac{q^2 r^2}{6}); \quad F_2 = (\frac{P}{6})^{\frac{1}{2}} \frac{q^2 r^2}{2} \exp(-\frac{q^2 r^2}{6});$$

и для функции Ирвинга -

$$F_1 = (1 + \frac{q^2 r^2}{21})^{-7/2}; \quad F_2 = (\frac{P}{21})^{\frac{1}{2}} q^2 r^2 (1 + \frac{q^2 r^2}{21})^{-9/2};$$

со следующими значениями среднеквадратичного радиуса ядра:

$$r = (1,5 \pm 0,2 \text{ -- } 0,1) fm \quad \text{для функции Гаусса,}$$

$$r = (1,7 \pm 0,1) fm \quad \text{для функции Ирвинга.}$$

Параметр  $P$  характеризует вес состояния смешанной симметрии и согласно оценке, сделанной в работе /8/, и нашей оценке /9/ равен величине 0,03. Таким образом, при экстраполяции результатов опытов по рассеянию электронов ядрами  $He^3$  и  $H^3$  в точку  $q^2 = 0,27 fm^{-2}$  получим, что формфактор  $F_1^2$  с учетом неопределенности, вызванной выбором волновой функции, будет равен:

$${}^{(1)} F_1^2(0,27) = 0,80 \pm 0,03 \text{ -- } 0,05,$$

а формфактор  $F_2$  равен:

$$F_2(0,27) = 0,023 + 0,005.$$

Отношение Пановского в  $He^3$  выражается через отношение Пановского в водороде  $R_H$  и матричный элемент радиационного захвата  $\pi^-$ -мезона гелием-3, который равен формфактору  $F_1$ :

$$R_{He^3} = \frac{R_H K}{F_1^2},$$

где  $K$  - кинематический множитель.

В работе /6/ было измерено отношение Пановского в  $He^3$ . Пользуясь его экспериментальным значением, получим:

$$F_1^2(0,47) = 0,75 \pm 0,06.$$

Для передаваемого импульса  $q^2 = 0,47 fm^{-2}$ , соответствующего радиационному захвату пиона  $He^3$ , одночастичные волновые функции разного типа в пределах 2% разброса дают одинаковое значение среднеквадратичного радиуса, который оказался равным:

$$r = (1,4 \pm 0,2) fm.$$

Экстраполированное значение формфактора  $F_1^2$  для  $q^2 = 0,27 fm^{-2}$  в этом случае равно:

$${}^{(II)} F_1^2(0,27) = 0,84 \pm 0,04.$$

Для средневзвешенного значения результатов экстраполяции  ${}^{(I)} F_1^2$  и  ${}^{(II)} F_1^2$  окончательно будем иметь:

$$F_1^2(0,27) = 0,82 \pm 0,03.$$

Парциальная вероятность захвата мюонов  $He^3$  (реакция (1)), вычисленная на основе теории универсального слабого взаимодействия с использованием полученных значений формфакторов  $F_1$  и  $F_2$ , оказывается равной

$$\Lambda_{\text{He}^3}^{\text{теор}} = 1515 \pm 55 \text{ сек}^{-1}.$$

(Приведенная ошибка отражает только неопределенность в ядерных формфакторах). При этом при расчете этой вероятности была принята во внимание новая величина отношения

$$g_A^\beta / g_V^\beta = -1,16^{/10/} \text{ и } g_P^\mu / g_A^\mu = 7.$$

Рассчитанная величина вероятности реакции (1) хорошо согласуется со средневзвешенным значением результатов трех известных экспериментов по захвату мюонов  $\text{He}^{3/11-13/}$ :

$$\Lambda_{\text{He}^3}^{\text{эксп}} = 1490 \pm 40 \text{ сек}^{-1}.$$

В рамках теории универсального слабого взаимодействия уточненная величина ядерного матричного элемента реакции (1) вместе с экспериментальным значением ее вероятности позволяет оценить плохо рассчитываемую величину псевдоскалярной константы  $g_P^\mu$ . Зависимость вероятности реакции (1) от отношения констант  $g_P^\mu / g_A^\mu$  приведена на рисунке. Там же показана имеющаяся неопределенность как в ядерном матричном элементе, так и в экспериментальной величине вероятности. Меньшее из двух возможных значений псевдоскалярной константы получено следующим:

$$g_P^\mu = (8 \pm 3) g_A^\mu$$

Эта величина псевдоскалярной константы находится в согласии с рассчитанной Гольдбергером и Трейманом  $^{/14/}$  ( $g_P^\mu \approx 7 g_A^\mu$ ).

Авторы признательны С.М. Биленькому, С.С. Герштейну и Б. Понтекорво за обсуждение результатов.

#### Л и т е р а т у р а

1. H. Primakoff, Rev. Mod. Phys., 31, 802, 1959.
2. A. Fujii, H. Primakoff, Nuovo Cim., 12, 327, 1959.
3. L. Wolfenstein, Proc. of the 1960 Ann. Intern. Conf. on High Energy Physics at Rochester, p. 529.
4. C. Werntz, Nucl. Phys., 16, 59, 1960.
5. J. N. Pappademos, Nucl. Phys., 42, 122, 1963.
6. О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, Р.М. Суляев, И.В. Фаломкин, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситников, Ю.А. Шербаков. Препринт ОИЯИ, Р-1023. Дубна, 1965.
7. H. Collard, R. Hofstadter, A. Johansson, R. Parks, M. Ryneveld, A. Walker, M.R. Yearian, R.B. Day and R.T. Wagner, Phys. Rev. Lett., 11, 132, 1963.
8. L. Schiff, Phys. Rev., 133, В 802, 1964.
9. Б.В. Струминский. ЖЭТФ, 47, 1147, 1964.
10. C.S. Wu, Paris Conf. on Nuclear Structure.

11. О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, Б. Понтекорво, Р.М. Суляев, И.В. Фаломкин, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситников, Ю.А. Шербаков. ЖЭТФ, 44, 389, 1963; Phys. Letters, 3, 229, 1963.
12. L.B. Auerbach, R.J. Esterling, R.E. Hill, D.A. Jenkins, J.T. Lach and N.H. Lipman, Phys. Rev. Lett., 11, 23, 1963.
13. R. Edelman, D. Clay, J.W. Koeffel, R. Wagner, International Conference on Weak Interaction, Brookhaven, 1963, p.303.
14. M.L. Goldberger, S.B. Treiman, Phys. Rev., 111, 355, 1958.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 января 1965 г.

