УДК 539.121.85

Б. К. КЕРИМОВ, Ю. М. КАСУМОВ

К ВОПРОСУ О СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ НЕЙТРИНО-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ОБРАЗОВАНИЕМ МЮОНА

В данной статье приводятся результаты расчета сечения упругого нейтрино-нуклонного взаимодействия с учетом продольной поляризации конечного нуклона в рамках четырехкомпонентной и двухкомпонентной теорий двух нейтрино и выявляется возможное различие в предсказаниях этих двух теорий. Этот вопрос представляет большой интерес в связи с существованием двух типов нейтрино ν_e и ν_μ [1, 2], а также имеющейся пока еще неоднозначности при решении многих вопросов физики слабых взаимодействий.

Двухкомпонентная теория [3, 4] двух нейтрино с $V-A$-взаимодействием, в которой электронное и мюонное нейтрино имеют одинаковую спиральность — левую и e^-, μ^-, ν_e, ν_μ являются лептонами, допускает следующие реакции:

$$\nu_\mu + n \to p + \mu^-, \tag{1}$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \to n + \mu^+. \tag{2}$$

По четырехкомпонентной теории [5—11] двух нейтрино, в которой мюонное и электронное нейтрино обладают противоположной спиральностью и e^-, μ^+, ν, ν' являются лептонами, возможны следующие реакции образования мюона:

$$\bar{\nu}' + n \to p + \mu^-, \tag{3}$$

$$\nu' + p \to n + \mu^+, \tag{4}$$

т. е. по четырехкомпонентной теории нейтрино, в отличие от двухкомпонентной, антинейтрино (нейтрино) мюонного типа $\bar{\nu}'(\nu')$ может прореагировать с нейтроном (протоном), образуя μ^--мезон (μ^+-мезон).

Усредненные по спину начального нуклона и просуммированные по спину $\mu^\mp$-мезона дифференциальные сечения реакций (1)—(4), рассчитанные в низшем порядке теории возмущения по слабому смешанному (V, A)-взаимодействию нуклонного и мюонного токов, определяются в случае точечного нуклона следующей формулой в лабораторной системе (см. [7]):

$$d\sigma(\theta, s', s_f) = \frac{C_V^2}{32\pi^2} \cdot \frac{\beta^2 K^2}{M\beta + \varkappa(\beta - \cos\theta)} \{f_1 + \beta f_2 + s' s_f [f_3 + \beta f_4 + (f_5 + \beta f_6)\cos\alpha]\} d\Omega, \tag{5}$$

где ($\hbar = C = 1$)

$$f_1 = 4E(1+\lambda^2) - 2M(1-\lambda^2) - 2(1+\lambda^2 - 2\varepsilon\lambda)(\vec{\varkappa}^0\vec{p}),$$

$$f_2 = 2M(1-\lambda^2)\cos\theta - 2(1+\lambda^2+2\varepsilon\lambda)(\vec{k}^0\vec{p}),$$

$$f_3 = 4p\left[\frac{(1-\varepsilon\lambda)}{E+M}(\vec{\varkappa}^0\vec{p}) + 2\varepsilon\lambda\right],$$

$$f_4 = \frac{2p}{k}\left[(1-\lambda^2)(\vec{\varkappa}^0\vec{p}) - \frac{2k}{E+M}(1+\varepsilon\lambda)(\vec{k}^0\vec{p}) + \lambda^2(E+M) - (E-M) + 2\varepsilon\lambda M\right], \tag{6}$$

$$f_5 = 2(\lambda^2(E+M) - (E-M) - 2\varepsilon\lambda M),$$

$$f_6 = \frac{2}{k}[\varkappa(E - M - \lambda^2(E+M) - 2\varepsilon\lambda M) - (E^2 - M^2)(1-\lambda^2)],$$

$$\vec{\varkappa}^0\vec{p} = \varkappa - k\cos\theta,\ \vec{k}^0\vec{p} = \varkappa\cos\theta - k,\ \lambda = -\frac{C_A}{C_V}.$$

$$\cos\theta = \vec{\varkappa}^0\vec{k}^0,\ \varkappa + M = E + K,\ E = \sqrt{p^2 + M^2},\ K = \sqrt{k^2 + m_\mu^2}.$$

Здесь $\beta = k/K$ и θ — скорость и угол вылета образовавшегося мюона; $\vec{\varkappa}^0 = \vec{\varkappa}/\varkappa$, $\vec{k}^0 = \vec{k}/k$ и $\vec{p}^0 = \vec{p}/p$ — единичные векторы импульсов соответственно нейтрино (антинейтрино), мюона и конечного нуклона (протона или нейтрона); $p = |\vec{p}|$, $\varkappa = |\vec{\varkappa}|$, $k = |\vec{k}|$; E и K — полная энергия конечного нуклона и мюона; $\cos\alpha = \vec{\varkappa}^0\vec{p}^0$ — угол рассеяния и $s_f = \pm 1$ — квантовое число спиральности [5] конечного нуклона ($f = p$ или n); $\varepsilon = \pm 1$, причем значение $\varepsilon = 1$ относится к реакциям (1) и (4), а $\varepsilon = -1$ — к реакциям (2) и (3). Величина s' есть квантовое число спиральности мюонных нейтрино и антинейтрино по двухкомпонентной (ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$ и четырехкомпонентной (ν', $\bar{\nu}'$) теориям нейтрино: $s' = s_{\nu_\mu} = s_{\bar{\nu}'} = -1$ для реакций (1) и (3), а $s' = s_{\bar{\nu}_\mu} = s_{\nu'} = 1$ для реакций (2) и (4).

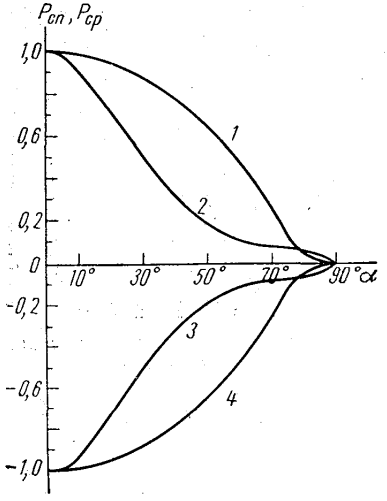
Степень продольной поляризации конечных нуклонов P_{cf}, определяемая как отношение разности сечений к их сумме при $s_f = 1$ и $s_f = -1$, дается выражением

$$P_{cf} = s' \frac{f_3 + \beta f_4 + (f_5 + \beta f_6)\cos\alpha}{f_1 + \beta f_2}. \tag{7}$$

Кривые *1* и *2* на рис. описывают вычисленную из (7) и (6) угловую зависимость степени продольной поляризации нейтронов отдачи P_{cn} соответственно в реакциях $\nu' p \to n\mu^+$ и $\bar{\nu}_\mu p \to n\mu^+$ для $V - 1{,}2A$-варианта взаимодействия $\left(-\frac{C_A}{C_V} \cong 1{,}2\right)$ при значениях энергии нейтрино (антинейтрино) $\varkappa = 1$ *Гэв* и параметра $\lambda \cong +1{,}2$. Из (7) и рисунка видно, что в обоих реакциях нейтроны отдачи продольно поляризуются, обладая знаком спиральности падающих нейтрино ($s_{\nu'} = 1$) и антинейтрино ($s_{\bar{\nu}_\mu} = 1$), причем нейтроны отдачи, вылетевшие под малым углом α, будут полностью правополяризованными: $P_{cn} = s_{\nu'} = s_{\bar{\nu}_\mu} = 1$. Как видно из рисунка в $V - 1{,}2A$-варианте связи нуклонного и мюонного токов двухкомпонентная (кривая *2*) и четырехкомпонентная (кривая *1*) теории двух нейтрино дают различные угловые распределения (особенно в промежуточной области углов) для степени поляризации нейтронов отдачи в реакциях $\bar{\nu}_\mu p \to n\mu^+$ и $\nu' p \to n\mu^+$. Однако в $V + 1{,}2A$-варианте взаимодействия токов $\left(-\frac{C_A}{C_V} \cong -1{,}2\right)$, допускаемого только четырехкомпонентной теорией двух нейтрино поляризация $P_{cn}(\alpha)$ для реакции $\nu' p \to n\mu^+$ совпадает с поляризацией $P_{cn}(\alpha)$ для реакции $\bar{\nu}_\mu p \to n\mu^+$ в $V - 1{,}2A$-варианте связи, т. е. угловое распределение степени продольной поляризации нейтронов отдачи P_{cn} в обоих реакциях (2) и (4) дается одной кривой (кривая *2*). Кривые *3* и *4* описывают степень продольной поляризации протонов отдачи $P_{cp}(\alpha)$ соответственно в реакциях $\bar{\nu}' n \to p\mu^-$ и $\nu_\mu n \to p\mu^-$ для $V - 1{,}2A$-варианта взаимодействия. В обоих реакциях протоны отдачи, идущие под малым углом α, будут полностью левополяризованными: $P_{cp} = s_{\nu_\mu} = s_{\bar{\nu}'} = -1$. В случае же $V + 1{,}2A$-варианта взаимодействия кривая *3* для поляризации $P_{cp}(\alpha)$ в реакции $\bar{\nu}' n \to p\mu^-$ совпадает с кривой *4* для $P_{cp}(\alpha)$ в реакции $\nu_\mu n \to p\mu^-$ по двухкомпонентной теории. Этот результат показывает, что в $V - 1{,}2A$-варианте взаимодействия токов предсказания двухкомпонентной и четырехкомпонентной теорий двух нейтрино для процессов (1) — (4) различаются. Только в $V + 1{,}2A$-варианте связи нуклонного ($\bar{n}p$) и мюонного ($\bar{\mu}\nu'$) токов четырехкомпонентная теория нейтрино дает результат, совпадающий с результатом двухкомпонентной теории ($V - 1{,}2A$-взаимодействие). Если не интересоваться поляризацией нуклона отдачи, то формулу (5) следует суммировать по спиновым состояниям конечного нуклона. Тогда получим сечение $d\sigma(\theta)$, из которого следует что в $V - 1{,}2A$-взаимодействии угловые распределения μ^+-мезонов в реакциях $\nu' p \to n\mu^+$ и $\bar{\nu}_\mu p \to n\mu^+$ сильно отличаются во всем угловом спектре (за исключением области малых углов $\theta \leqslant 10°$). В то время как в $V + 1{,}2A$-взаимодействии токов угловое распределение μ^+-мезона (частица) в реакции $\nu' p \to n\mu^+$ совпадает с угловым распределением μ^+-мезона (античастица) в реакции $\bar{\nu}_\mu p \to n\mu^+$.

Таким образом, четырехкомпонентная теория двух нейтрино в отличие от двухкомпонентной допускает две возможности для связи лептонного тока с барионным током: $V - 1{,}2A$-вариант связи электронного тока ($\bar{e}\nu_e$) с барионным током и $V + \lambda A$-вариант связи $\left(-\frac{C_A}{C_V} = -\lambda,\ \lambda > 0\right)$ мюонного тока ($\bar{\mu}\nu'$) с барионным током.

Вопрос о существовании чистого $V+A$-варианта взаимодействия $\left(-\frac{C_A}{C_V}=-1\right)$ электронного $(\bar{e}\nu_e)$ и мюонного $(\bar{\mu}\nu')$ токов обсуждался нами в предыдущей работе [11] при рассмотрении слабых лептонных процессов.



Угловое распределение степени продольной поляризации P_{cf} конечного нуклона в реакциях (1) — (4) при $\varkappa = 1$ *Гэв*, $\lambda = 1{,}2$: кривая *1* — P_{cn} для $\nu' p \to n\mu^+$, *2* — P_{cn} для $\bar{\nu}_\mu p \to n\mu^+$, *3* — P_{cp} для $\bar{\nu}' n \to p\mu^-$, *4* — P_{cp} для $\nu_\mu n \to p\mu^-$

Измерение углового распределения мюонов и степени продольной поляризации нейтронов (протонов) отдачи в упругих нейтрино-нуклонных взаимодействиях может позволить выяснить вопрос о том, взаимодействует ли мюонный ток $(\bar{\mu}\nu')$ с нуклонным током посредством $V+\lambda A$-связи, а также проверить предсказания теории четырехкомпонентного нейтрино относительно спиральности мюонных нейтрино $(\nu' \equiv \nu_R)$ и антинейтрино $(\bar{\nu}' \equiv \bar{\nu}_L)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Danby G., Gaillard J. M., Goulianos K., Lederman L. M., Mistry N., Schwartz M., Steinberger J. Phys. Rev. Lett., **9**, 36, 1962.
2. Понтекорво Б. М. ЖЭТФ, **37**, 1751, 1959; Schwartz M., Phys. Rev. Lett., **4**, 306, 1960.
3. Feynman R., Gell-Mann M. Phys. Rev., **109**, 193, 1958.
4. Lee T. D., Yang C. N. Phys. Rev., **126**, 2239, 1962.
5. Соколов А. А., Керимов Б. К. Ann. der Phys., **7**, 46, 1958.
6. Nishijima N. Phys. Rev., **108**, 907, 1957; Kawakami I. Progr. Theor. Phys., **19**, 459, 1958.
7. Керимов Б. К. «Изв. АН СССР», сер. физ., **25**, 157, 1961.
8. Iso S. Nuovo Cim., **25**, 456, 1962.
9. Соколов А. А. Phys. Lett., **3**, 211, 1963.
10. Керимов Б. К., Романов Ю. И. ЖЭТФ, **47**, 1123, 1964.
11. Керимов Б. К., Романов Ю. И. «Изв. АН СССР», сер. физич., **29**, 1172, 1965. (Доклад на научной сессии по физике высоких энергий. Москва, июнь, 1966).

Поступила в редакцию
14. 12 1966 г.

Кафедра
теоретической физики

В. Н. РУДЕНКО

ИМПУЛЬС, ПЕРЕДАВАЕМЫЙ МИШЕНИ ЛУЧОМ ОКГ

Информация о процессах, сопровождающих взаимодействие мощного электромагнитного импульса с веществом, может быть получена, например, при изучении механических эффектов, которые при этом возникают.