

СОЛНЕЧНЫЕ НЕЙТРИНО И РОЛЬ ОБМЕННЫХ ТОКОВ В pp -РЕАКЦИИ

Ю.М. Андреев, Э.В. Бугаев, Ю.С. Копысов

Показано, что учет обменных мезонных токов может привести к возрастанию сечения pp -реакции приблизительно в два и более раз. Обсуждаются способы экспериментальной проверки этой возможности.

В работах [1, 2] было показано, что учет обменных мезонных токов в реакции



может привести к возрастанию ее сечения, σ_{pp} , от $\sim 10\%$ [1] до $\sim 40\%$ [2]. Реакция (1) играет важную роль в солнечной астрофизике. Если Солнце является энергетически сбалансированной звездой, то его центральная температура определяется величиной σ_{pp} и повышение σ_{pp} в два – три раза могло бы полностью решить проблему солнечных нейтрино. Цель настоящей статьи – показать, что оценка, полученная в [2], далеко не является максимальной, и обсудить экспериментальные возможности исследования этой важной проблемы.

Относительная добавка к матричному элементу pp -реакции (доминирующий член, соответствующий переходу в D -состояние дейтрона), обусловленная обменными токами, дается выражением

$$\delta \approx \frac{2\sqrt{2}}{3} \int u_{pp}(r) h(r) w(r) dr / \int u_{pp}(r) u(r) dr, \quad (2)$$

где u_{pp} , u и w – радиальные волновые функции соответственно двух протонов, S - и D -состояний дейтрона, $h(r)$ – величина, определяемая диаграммой лептон-ядерного взаимодействия. Если использовать приближение однопionного обмена [1, 2] (рис. 1, а) и низкоэнергетическую

теорему для аксиального тока [3], то в этом случае [4]:

$$h(r) = \frac{2,25}{8\pi} \frac{g_r}{g_A} \frac{\mu}{M} Y_2(\mu r) \quad , \quad (3)$$

$$Y_2(\mu r) = \left(1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{(\mu r)^2} \right) \frac{e^{-\mu r}}{\mu r} \quad ,$$

где $g_r = 13,5$ — пион-нуклонная константа связи, $g_A \equiv G_A/G_V = 1,23$, μ и M — массы пиона и протона.

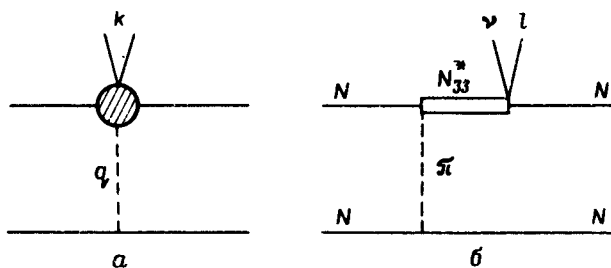


Рис. 1

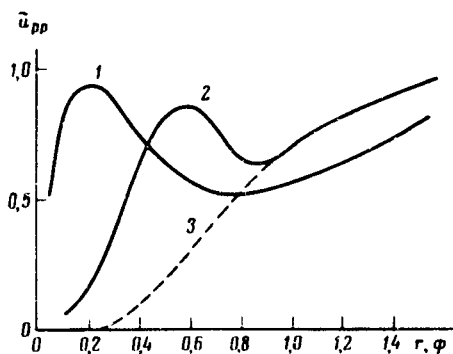


Рис. 2

Согласно (2) и (3) величина δ определяется поведением двухнуклонного потенциала в области $r \lesssim 1 \phi$. Использование различных феноменологических потенциалов с отталкивающей сердцевиной приводит к близким результатам — $\delta \approx 3 - 4\%$. В [2] было показано, что использование нелокального потенциала дает $\delta \sim 20\%$. Величина δ , очевидно, сильно зависит от характера нелокальности. Как и в [2], введем нелокальность посредством унитарного преобразования потенциала Рейда с мягкой сердцевиной, однако в отличие от [2] воспользуемся преобразованием типа Хафтеля — Табакина [5]:

$$\tilde{u}_{iL}(r) = u_{iL}(r) - 2r g_{iL}(r) \int g_{iL}(r') u_{iL}(r') r' dr' \quad , \quad (4)$$

$$g_{iL}(r) = C_{iL} e^{-\alpha_i L r} r^{L/2} (1 - \beta_{iL} r), \quad (5)$$

где i — набор квантовых чисел J, S, T .

Параметры α и β выберем так, чтобы не войти в противоречие с имеющимися данными по pp - и nn -рассеянию и электрорасщеплению дейтрона, с измерениями квадрупольного момента и электромагнитного формфактора дейтрона. Таким требованиям отвечает следующий набор: $\alpha = 3,0, \beta = 1,25$ для $J = S = L = 0, T = 1$; $\alpha = 4,0, \beta = 1,3$ для $J = S = 1, L = T = 0$; $\alpha = 3,6, \beta = 1,0$ для $J = S = 1, L = 2, T = 0$.

Функция \tilde{u}_{pp} , нормированная на асимптотику ($E_{pp} \rightarrow 0$)

$$\tilde{u}_{pp}(r) \rightarrow C_0 (F_0 \operatorname{ctg} \delta_0 + G_0), \quad (6)$$

приведена на рис. 2 (кривая 1). Здесь же показаны \tilde{u}_{pp} из работы [2] и u_{pp} для локального потенциала Рейда (кривые 2 и 3).

В [1, 2] не учитывались формфакторы вершин диаграмм рис. 1, а, поэтому формула (3), использованная в [1, 2], справедлива лишь в области $q^2 \ll \mu^2$. Часть зависимости от q^2 уже учтена в волновых функциях [4]. Введя монополярный формфактор $(1 + q^2/\Lambda^2)^{-1}$, получим формулу, отличающуюся от (3) заменой

$$Y_2 \rightarrow Y_2' = (1 - \mu^2/\Lambda^2)^{-1} \left\{ Y_2(\mu r) - \frac{\Lambda^3}{\mu^3} Y_2\left(\frac{\Lambda}{\mu} r\right) \right\}. \quad (7)$$

Зависимость $f \equiv \tilde{u}_{pp} h\tilde{w}$ от r , найденная с помощью (4–7), представлена на рис. 3. При изменении Λ от 15μ до ∞ величина δ меняется от $\sim 0,35$ до $\sim 0,9$, а сечение реакции (1), $\sigma_{pp} \sim (1 + \delta)^2$, увеличивается от $\sim 1,8$ до $\sim 3,6$ раза.

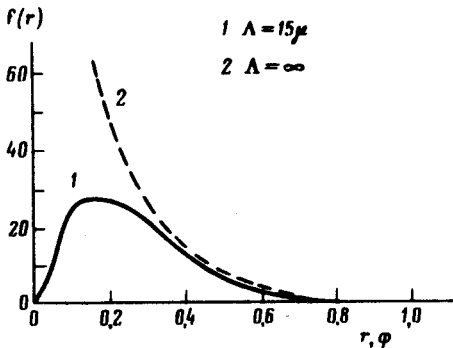


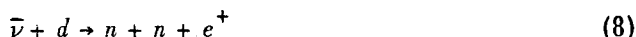
Рис. 3

Как видно из рис. 3, заметную роль играют расстояния $r \ll M^{-1} = 0,2 \phi$. В этой области r при выводе (2, 3) нельзя пренебрегать релятивистскими поправками к волновым функциям и кинетическими членами $\sim (p/M)^k$ с $k \geq 2$, поэтому полученные оценки для δ имеют ориентировочный характер. Одномезонное же приближение при $r \sim M^{-1}$

вполне реалистично, так как при $k^2 \sim 0$ существенны лишь небольшие виртуальные возбуждения нуклона и ведущими являются диаграммы рис. 1, б с изобарой нижней массы.

Пользуясь результатами работы [6], легко найти, что при изменении σ_{pp} в 2 – 3,5 раза скорость счета солнечных нейтрино в хлорном детекторе снижается в три – шесть раз.

Аналогичные расчеты для реакции



дают при $\Lambda = 15\mu$ величину $\delta = 0,43$, т. е. приводят к увеличению сечения реакции (8) $\sigma_{\bar{\nu}}$ приблизительно в 2 раза. Небольшое отличие от результатов для реакции (1) связано с тем, что $\tilde{u}_{nn}(\tau)$ имеет асимптотику $1 - \tau/\tilde{a} \sim$ иную, чем (6), где $\tilde{a}_{nn} = -18,3 \phi$ – длина nn -рассеяния, полученная для преобразованного потенциала после исключения кулона.

Эксперимент с реакторными антинейтрино дает $\bar{\sigma}_{\bar{\nu}} = (3 \pm 1,5) \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$ при теоретическом значении $\bar{\sigma}_{\bar{\nu}} = (2,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$ [7]. Отсюда видно, что экспериментальные данные не исключают возможности повышения $\sigma_{\bar{\nu}}$ приблизительно в два раза, поэтому необходимо повторить измерения $\sigma_{\bar{\nu}}$ на реакторе с большей точностью. Более прямым способом исследования реакции (1) было бы измерение сечения реакции $\nu + d \rightarrow p + p + e^-$ для нейтрино от фабрики мезонов.

Авторы благодарны Г.Т.Зацепину за стимулирующий интерес к работе, В.С.Березинскому и Г.В.Домогацкому за обсуждения.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 апреля 1977 г.

Литература

- [1] M. Gary, A. H. Huffman. *Ap. J.*, 178, 543, 1972.
- [2] H. S. Picker. *Meson-Nucl. Phys.*, 1976, AIP Conf. Proc. №33, 196, New York, 1976.
- [3] S. Adler, Y. Dothan. *Phys. Rev.*, 151, 1267, 1966.
- [4] M. Chemtob, M. Rho. *Nucl. Phys.*, A163, 1, 1971.
- [5] M. Haftel, F. Tabakin. *Phys. Rev. C*3, 921, 1971.
- [6] M. J. Newman, W. A. Fowler. *Phys. Rev. Lett.*, 36, 895, 1976.
- [7] T. L. Jenkins, F. E. Kinard, F. Reines. *Phys. Rev.* 185, 1599, 1969.