

СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НУКЛОНОВ И ПРОЦЕСС $n + p \rightarrow d + \gamma$

Г.А.Лобов

В калибровочной модели Вайнберга – Салама получены потенциалы слабого взаимодействия (СВ) нуклонов от обменов 0^- и 1^- мезонами нонета. Учтены вклады нейтральных адронных токов. Рассмотрены эффекты СВ нуклонов в процессе радиационного захвата теплового нейтрона протоном.

Обнаружение СВ нуклонов привело к интенсивному исследованию различных эффектов его проявления [1 – 5]. Для большинства эффектов опыт дает большие значения, чем теория без учета нейтральных токов [6]. В данной работе в модели Вайнберга – Салама построены потенциалы СВ нуклонов и рассчитаны эффекты этого взаимодействия в процессе $n + p \rightarrow d + \gamma$: циркулярная поляризация фотона при захвате неполяризованного теплового нейтрона и асимметрия испускания фотона при захвате поляризованного нейтрона.

Эффективный гамильтониан СВ представим в виде симметризованного произведения токов:

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} \{ J_\mu, J_\mu^+ \}_S = \frac{G}{2\sqrt{2}} \{ J_\mu J_\mu^+ + J_\mu^+ J_\mu \}, \quad (1)$$

где $G = 10^{-5} M^{-2}$ – константа СВ.

В обобщенной на адроны модели Вайнберга – Салама [7] заряженный ток, без учета токов чарма, совпадает с $SU(3)$ током:

$$J_\mu^W = \cos \theta_C J_\mu^{1+i2} + \sin \theta_C J_\mu^{4+i5}, \quad (2)$$

где $\sin \theta_C \approx 0,22$. Рассмотрим СВ нуклонов с 0^- и 1^- мезонами нонета. Лагранжиан слабого взаимодействия ρ^\pm -мезонов с изовекторным нуклонным током J^{1+i2} можно получить подставив в (1) первое слагаемое (2) и используя равенство векторный ток – поле:

$$V_\mu^a = m_\rho^2 f_\rho^{-1} \rho_\mu^a, \quad (3)$$

где a – изотопический индекс; $m_\rho, f_\rho^2/4\pi = 2,4$, ρ_μ^a – масса, константа связи и полевой оператор ρ -мезона соответственно.

В результате получим лагранжиан

$$\mathcal{L}_\rho^W = \frac{G g_A m_\rho^2 \cos^2 \theta_C}{f_\rho} (\bar{N} A_\mu^{1+i2} N \rho_\mu^- + \bar{N} A_\mu^{1-i2} N \rho_\mu^+), \quad (4)$$

где $g_A = 1,25$ – аксиально-векторная константа. Заметим, что вклад в лагранжиан (4) дает только аксиально-векторная часть тока J_μ^{1+2} . Лагранжиан сильного взаимодействия имеет вид:

$$\mathcal{L}_\rho^S = f_\rho \bar{N} \left(\gamma_\mu + \frac{\mu_\nu}{2M} \sigma_{\mu\lambda} \partial_\lambda \right) \frac{1}{2} \tau^a N \rho_\mu^a, \quad (5)$$

где $\mu_\nu = 3,7$ – изовекторный аномальный магнитный момент нуклона. Лагранжианы (4) и (5) дают потенциал СВ нуклонов от обмена ρ -мезонами:

$$V_{\rho^\pm}(r) = - \frac{G g_A m_\rho^2 \cos^2 \theta_C}{4 \pi \sqrt{2} M} \{ i(1 + \mu_\nu) [\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2] [\mathbf{p}, v_\rho(r)]_- + (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2) \{ \mathbf{p}, v_\rho(r) \}_+ \} T_{12}^{(+)}, \quad (6)$$

где $\mathbf{p} = \frac{1}{2}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) = -i \vec{\nabla}$, $v_\rho(r) = \exp(-m_\rho r)/r$, $T_{12}^{(+)}$ – оператор изоспина, определяющий правила отбора

$$T_{12}^{(+)} = \frac{1}{3} (\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) \Delta T = 0 + \frac{1}{6} (\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 - 3\tau_1^3 \tau_2^3) \Delta T = 2. \quad (7)$$

Потенциал СВ от обмена π^\pm -мезонами имеет вид¹⁾:

$$V_\pi(r) = - \frac{g_\pi f_\pi}{4 \pi \sqrt{2} M} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) [\mathbf{p}, v_\pi(r)] T_{12}^{(-)}, \quad (8)$$

где $g_\pi^2/4\pi = 14,5$, f_π – константа СВ πNN , $T_{12}^{(-)} = - \frac{i}{2} [\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2]_{\Delta T = 1}^3$.

Константу f_π нельзя получить аналогично соответствующей константе в случае ρ -мезонов, так как для π -мезонов не существует соотношения (3) типа векторной доминантности. Поэтому f_π выражается с использованием алгебры токов через известные из опыта амплитуды нелептонных распадов гиперонов. При этом знак ее не определяется, а величина равна [2]:

$$|f_\pi| = 2,7 \cdot 10^{-7} |A|, \quad (9)$$

где A зависит от модели СВ и в особенности от структуры нейтрального тока. В модели Вайнберга – Салама, в пренебрежении токами странных и чармованных частиц, нейтральный адронный ток имеет вид

$$J_\mu^z = J_\mu^3 - 2 \sin^2 \theta_w J_\mu^{em} = (1 - 2 \sin^2 \theta_w) V_\mu^3 + A_\mu^3 - 2 \sin^2 \theta_w V_\mu^0, \quad (10)$$

где $\sin^2 \theta_w \approx 0,25$, J_μ^3 – нейтральная компонента изотриплета нуклонных токов, J_μ^{em} – электромагнитный ток. Используя (1), (3), (5) и

¹⁾ Потенциал обмена π^0 -мезоном запрещен требованием CP -инвариантности СВ πNN [8].

(10) получим потенциал СВ нуклонов от обмена ρ^0 -мезоном $V_{\rho^0}(r)$. Он совпадает с $V_{\rho^\pm}(r)$ (6), если в последнем сделать замены: $\cos^2\theta_C \rightarrow (1 - 2\sin^2\theta_w)$, $T_{12}^{(+)} \rightarrow \tau_1^3 \tau_2^3$. Аналогично получается потенциал ω -мезонного обмена, отождествляя, подобно (3) оператор ω -мезона с изоскалярным током V_μ^0 в (10). При этом (для $m_\omega \approx m_\rho$) $V_\omega(r) = V_{\rho^\pm}(r)$, если в последнем заменить $\cos^2\theta_C \rightarrow (-2\sin^2\theta_w)$, $T_{12}^{(+)} \rightarrow 1$, $(\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2) \rightarrow (\vec{\sigma}_1 \tau_1^3 - \vec{\sigma}_2 \tau_2^3)$, а первое слагаемое в фигурной скобке (6) домножить на $(\tau_1^3 + \tau_2^3)$, $\mu_v \rightarrow \mu_s = -0,12$ — изоскалярный магнитный момент нуклона, потенциалы СВ нуклонов от ρ^0 - и ω -обмена приводят к правилам отбора по изоспину $\Delta T = 0, 2$. Поскольку полевой оператор ϕ -мезона отождествляется с изоскалярным током странных частиц, который отсутствует в токе (10), то ϕ -мезон не будет давать вклада в потенциал СВ нуклонов. Использование алгебры токов с учетом вклада нейтральных токов (10) дает для коэффициента A в (9):

$$A = \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{tg} \theta_C \left(1 - \frac{2\sin^2\theta_w}{3\sin^2\theta_C} \right). \quad (11)$$

Числитель дроби в (11) равен произведению коэффициентов при токах A_μ^3 и V_μ^0 в (10). Поскольку, как следует из (1) и (2), амплитуды нелептонных распадов гиперонов пропорциональны $\sin\theta_C \cos\theta_C$, то при подстановке (11) в (9) первое слагаемое в (11) эффективно пропорционально $\sin^2\theta_C$ и, таким образом, определяется заряженным током меняющим странность J_μ^{4+i5} в (2). Второе слагаемое — вообще не зависит от θ_C и определяется структурой нейтрального тока (10). Из (11) следует, что вклад нейтральных токов увеличивает константу f_π примерно в три раза. Это усиление, вместе с вкладами дополнительных потенциалов ρ^0 - и ω -обмена может привести к увеличению эффектов нарушения четности в ядерных переходах примерно на порядок. Тем самым можно устранить ряд расхождений теоретических результатов с данными опыта.

Вклад в циркулярную поляризацию фотона в процессе $n + p \rightarrow d + \gamma$ дают потенциалы ρ - и ω -обмена. Они смешивают начальные состояния ${}^1S_0 (T = T_3 + 1 = 1)$ и ${}^3P_0 (T = T_3 + 1 = 1)$, конечные состояния 3S_1 , ${}^3D_1 (T = 0)$ и ${}^1P_1 (T = 0)$ с противоположными четностями и с $\Delta T = 0, 2$ [9]. Расчет матричных элементов основного $M1$ и примесного $E1$ переходов с волновыми функциями Хамада — Джонстона дает для циркулярной поляризации фотона [10]:

$$P_\gamma = (4,71 \cos^2\theta_C + 8,21 \sin^2\theta_w - 3,41) \cdot 10^{-8} \approx 3,5 \cdot 10^{-8}. \quad (12)$$

Экспериментальное значение $P_\gamma = (-1,30 \pm 0,45) \cdot 10^{-6}$ [11]. Таким образом вопрос о значительном расхождении теоретических результатов и данных опыта остается открытым. В различных моделях сильного и СВ величина P_γ заключена в пределах $(0,01 \div 80) \cdot 10^{-8}$. Компиляция многочисленных теоретических результатов содержится в [12]. Асимметрия испускания фотона при захвате поляризованного нейтрона определяется потенциалом π -мезонного обмена (8). Он смешивает начальные сос-

тояния ${}^3S_1(T=0)$ и ${}^3P_1(T=T_3+1=1)$, конечные состояния 3S_1 , ${}^3D_1(T=0)$ и ${}^3P_1(T=T_3+1=1)$ с противоположными четностями и с

$\Delta T = 1$ [9]. Асимметрия равна $A_{\text{теор}}^{\gamma} = -0,16 f_{\pi} = \pm 2 \cdot 10^{-8}$. Экспериментальное значение $A_{\gamma} = (0,6 \pm 2,1) \cdot 10^{-7}$ [13] имеет пока недостаточную точность для детального сравнения с теоретическим результатом. СВ нуклонов в кварковой модели исследуется в [14], где можно найти подробную библиографию.

Автор глубоко благодарен С.С.Герштейну, Л.Майани, В.С.Замиралову за обсуждения.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
14 марта 1979 г.

Литература

- [1] И.С.Шапиро. УФН, 95, 647, 1968.
- [2] E.Fishbach, D.Tadic. Phys. Rept., C6, 123, 1973.
- [3] M.Gari. Phys. Rept., C6, 317, 1973.
- [4] G.A.Lobov. Atomic Energy Rev., 12, 505, 1974.
- [5] Ю.Г.Абов, П.А.Крупчицкий. УФН, 118, 142, 1976.
- [6] B.Mc Kellar, 2-nd Intern. Conf. on the NN Interaction, Vancouver, B.C. 1977.
- [7] S.L.Glashow, J.Iliopoulos, L.Maiani. Phys. Rev., D12, 1285, 1970; S.Weinberg. Phys. Rev., D5, 1412, 1972.
- [8] G.Barton. Nuovo Cim., 19, 512, 1961.
- [9] G.S.Danilov. Phys. Lett., 18, 40, 1965; И.С.Шапиро. Сб. ОИЯИ №3-3442, 1967, стр. 76.
- [10] K.Ohya et al. Progr. Theor. Phys., 56, 875, 1976; 57, 1455, 1977.
- [11] V.M.Lobashev et al. Nucl. Phys., A197, 241, 1972.
- [12] K.R.Lassy, B.H.J.Mc Kellar. Phys. Rev., C11, 349, 1975.
- [13] J.F.Cavaignac et al. Phys. Lett., B67, 148, 1977.
- [14] J.F.Donoghue. Phys. Rev., D15, 184, 1977; M.A.Schifmann. A.I.Vainstein, V.I.Zakharov. Nucl. Phys., B120, 316, 1977; V.M.Dubovik, V.S.Zamiralov. Lett. al Nuovo Cim., 22, 21, 1978.