

МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ НЕЙТРИНО В МОДЕЛИ С ФЛЕЙВОРНОЙ СИММЕТРИЕЙ ЛЕПТОНОВ.

М.А. Стефанов

Предлагается модель для генерации магнитного момента электронного нейтрино порядка $10^{-10} \mu_B$, основанная на флейвонной $SU(3)$ -симметрии лептонов. При этом удастся избежать процессов с изменением аромата. Рассмотрены экспериментальные ограничения на константы модели.

В работе ¹ для объяснения зависимости между числом солнечных пятен и потоком нейтрино от Солнца предполагается существование у нейтрино аномально большого магнитного момента:

$$\mu_{\nu_e} = (0,3 \div 1) \cdot 10^{-10} \mu_B \quad (\mu_B = \frac{e}{2m_e} - \text{магнетон Бора}). \quad (1)$$

Стандартная $SU(2) \times U(1)$ модель электрослабого взаимодействия с минимальным скалярным сектором предсказывает очень малое значение μ_{ν}^2 :

$$\mu_{\nu_e} = \frac{3eG_F}{8\sqrt{2}\pi^2} m_{\nu_e} = 3 \cdot 10^{-19} \mu_B \cdot \frac{m_{\nu_e}}{1 \text{ эВ}}. \quad (2)$$

Для объяснения возможного появления величины μ_{ν} порядка (1) в работе ³ предложена модель, в которой скалярный сектор расширен добавлением одной заряженной частицы η^- с электрическим зарядом -1 и лептонным числом $+2$. Взаимодействие η^- с лептонами имеет вид:

$$\sum_{ik} (g_{ik} \overline{\nu}_L^{ci} l_L^k + f_{ik} \overline{\nu}_R^{ci} l_R^k) \eta^+ + \text{з.с.} \quad (3)$$

где $i, k = 1, 2, 3$ (e, μ, τ) – индексы аромата.

Однако, взаимодействие (3) приводит, помимо возникновения μ_{ν} , к процессам с изменением аромата ($\mu \rightarrow e\gamma$, $\tau \rightarrow e\gamma$, $\tau \rightarrow \nu_e e\nu_{\mu}$ и т.д.). Для согласования величины (1) с отсутствием распада $\mu \rightarrow e\gamma$ на уровне $B(\mu \rightarrow e\gamma) \lesssim 10^{-10}$ требуется предположить сильное различие констант в (3): $g_{13} \gtrsim 10^2 g_{23}$ ³.

Здесь предлагается модель, в которой удастся избежать появления процессов с изменением аромата благодаря флейвонной лептонной $SU(3)$ симметрии взаимодействия с лептонами дополнительных скаляров η^i ($i = 1, 2, 3$), вводимых вместо одного скаляра η^- в модели работы ³:

$$\sum_{ikm} (g \overline{\nu}_L^{ci} l_L^k + f \overline{\nu}_R^{ci} l_R^k) \epsilon^{ikm} \eta^{+m} + \text{з.с.} \quad (4)$$

где $i, k, m = 1, 2, 3$ – индексы аромата. Магнитный момент нейтрино при этом составляет:

$$\mu_{\nu i} = \sum_{k \neq i} e \frac{gf}{16\pi^2 M^2} m_k \left(\ln \frac{M^2}{m_k^2} - 1 \right), \quad (5)$$

где M – массы частиц триплета η^i (для простоты предположено, что $M_1 = M_2 = M_3 = M$), а m_k – масса k -го заряженного лептона. Отсюда

$$\mu_{\nu e} \approx \mu_{\nu \mu} \approx e \frac{gf}{16\pi^2 M^2} m_\tau \left(\ln \frac{M^2}{m_\tau^2} - 1 \right), \quad \mu_{\nu \tau} \approx \frac{m_\mu}{m_\tau} \mu_{\nu e}.$$

Значение магнитного момента (1) требует:

$$\frac{gf}{M^2} \approx (0,6 \div 1,5) \cdot 10^{-6} \text{ ГэВ}^{-2} \approx (0,05 \pm 0,13) G_F, \quad (6)$$

Если $40 \text{ ГэВ} \lesssim M \lesssim 1 \text{ ТэВ}$.

Рассмотрим имеющиеся ограничения на константы g и f . Вклад взаимодействия (4) в g -фактор k -го заряженного лептона: $\delta(g_k - 2) = 2 \cdot \frac{gf}{16\pi^2 M^2} \cdot \frac{2m_k^2}{3}$. Используя $\delta(g_e - 2) \lesssim 10^{-10}$ и $\delta(g_\mu - 2) \lesssim 10^{-8}$, получим соответственно: $\frac{gf}{M^2} \lesssim 5 \cdot 10^{-2} \text{ ГэВ}^{-2}$ и $\frac{gf}{M^2} \lesssim 10^{-4} \text{ ГэВ}^{-2}$ – ограничения весьма слабые, если иметь ввиду требуемое значение (6).

Взаимодействие (4) в низкоэнергетическом пределе приводит к эффективному четырехфермионному взаимодействию:

$$\sum_{ikmn} \frac{1}{M^2} \bar{\nu}^{ci} (g_{P_L} + f_{P_R}) l^k \bar{l}^m (g_{P_R} + f_{P_L}) \nu^{cn} (\delta^{im} \delta^{kn} - \delta^{in} \delta^{km}), \quad (7)$$

где $P_L = \frac{1 + \gamma_5}{2}$, $P_R = \frac{1 - \gamma_5}{2}$ – киральные проекторы. Для дальнейшего определим $h^2 = \frac{1}{2} (g^2 + f^2)$ и $\epsilon = \frac{g^2 - f^2}{g^2 + f^2}$.

Рассмотрим вклад взаимодействия (7) в распад поляризованного мюона. Интерференционный член между генерируемой им амплитудой и обычной фермиевской отсутствует, если пренебречь массами нейтрино. Таким образом, дифференциальная ширина поляризованного мюона, нормированная на дифференциальную ширину неполяризованного, имеет вид:

$$R(E, \cos \theta) = 1 + \frac{m_\mu - 4E}{3m_\mu - 4E} \frac{\Gamma + \Delta\Gamma \cdot \epsilon}{\Gamma + \Delta\Gamma} \cos \theta, \quad (8)$$

где E – энергия вылетающего электрона, θ – угол между направлением спина мюона и импульса электрона, $\Delta\Gamma = \frac{1}{8} \frac{h^4}{M^4} \frac{m_\mu^5}{192\pi^3}$ – вклад в полную ширину $\Gamma = G_F^2 \frac{m_\mu^5}{192\pi^3}$.

Следовательно параметр асимметрии составляет:

$$\alpha \approx 1 - \frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} (1 - \epsilon), \quad (9)$$

В работе ⁴ методом вращения спина мюона получено ограничение на α : $\alpha > 0,9966$. Взаимодействие (4) не влияет на поляризацию мюона в работе ⁴. Откуда с учетом (8) и (9) следует ограничение:

$$f \sqrt{g^2 + f^2} < 0,23 M^2 G_F. \quad (10)$$

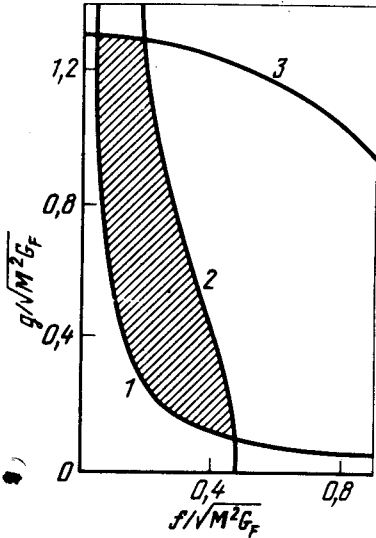
Это ограничение, наиболее сильное, как это видно на рис. 1, совместимо со значением (6).

Взаимодействие (7) также дополнительно увеличивает ширину мюона на $\Delta\Gamma$. Это означало бы, что "истинная" константа G_F меньше измеряемой по распаду мюона. В ре-

зультате теоретические оценки масс W и Z ^{5,6} следовало бы увеличить: $\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta G_F}{2G_F} = \frac{\Delta\Gamma}{4\Gamma} = \frac{1}{32} \left(\frac{h^2}{M^2 G_F} \right)^2$. Здесь учтено, что взаимодействие (4) не влияет на другие вели-

чины ($e, \sin\theta_w$), входящие в формулы для m_W и m_Z . Если считать теоретические и экспериментальные неопределенности масс W и Z не превышающими 2%^{5,6}, получим ограничение (см. рис. 1):

$$\sqrt{g^2 + f^2} < 1,3 \sqrt{M^2 G_F}. \quad (11)$$



Экспериментальные ограничения на константы g и f . Кривая 1 ограничивает область, где $\mu_{\nu_e} > 10^{-10} \mu_B$, 2 и 3 — области неравенств (10) и (11) соответственно. Заштрихованная область — возможные значения констант, совместимые с $\mu_{\nu_e} > 10^{-10} \mu_B$

Таким образом (см. рис. 1), предлагаемая модель не противоречит рассмотренным экспериментальным ограничениям. Хотелось бы еще раз отметить, что переходы с изменением аромата в модели отсутствуют во всех порядках по g и f благодаря флейворной симметрии взаимодействия (4). Несмотря на то, что в природе эта симметрия нарушена ($m_e \neq m_\mu \neq m_\tau$ и, возможно, $M_1 \neq M_2 \neq M_3$), переходы все равно не возникают ни в каком порядке по Δm , если массовая матрица диагональна в пространстве ароматов.

Взаимодействие (4) здесь рассматривалось лишь в лептонном секторе. Как легко видно, связать η^i с кварками нельзя. Поэтому $\sin\theta_w$, измеряемый в опытах с нейтральными токами, и поляризация мюона в распаде π -мезона не меняются, что использовано выше.

Автор благодарит Волошина М.Б. за неоценимую помощь и поддержку при написании работы.

Литература

1. Волошин М.Б., Высоцкий М.И., Окунь Л.Б. ЖЭТФ, 1986, 91, 754.
2. Fujikawa K., Shrock R.E. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 963.
3. Fukugita M., Yanagida T. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 1807.
4. Stoker D.P. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 1887.
5. Particle Data Group Phys. Lett., 1986, 170B, 1.
6. Marciano W.J., Sirlin A. Phys. Rev., 1984, D29, 945.