Письма в ЖЭТФ, том 58, вып.9, стр.708 - 710 ©1993 г. 10 ноября

МАССЫ НЕЙТРИНО В СУПЕРСТРУННЫХ ТЕОРИЯХ

Г.М.Асатрян, А.Н.Иоаннисян

Ереванский физический институт
375036 Ереван, Армения

Поступила в редакцию 20 сентября 1993 г.

Изучается проблема масс нейтрино в суперсимметричной $SO(10)$-модели, полученной из (2,0) компактификации $E_8 \times E_8$ гетеродической струны. Полученные оценки для масс нейтрино позволяют объяснить экспериментальные данные по измерению потока солнечных нейтрино.

Последние эксперименты по измерению потока солнечных нейтрино свидетельствуют о наличии у нейтрино ненулевой массы [1,2]. Дефект солнечных нейтрино может быть объяснен через длинноволновые осцилляции нейтрино в вакууме, если разность квадратов масс нейтрино порядка $\Delta m^2 \sim 10^{-10}$ эВ^2, или через осцилляции нейтрино в солнце, если $\Delta m^2 \sim (0,3 - 5,0) \cdot 10^{-5}$ эВ^2 [3-5].

Хорошо известно, что в модели великого объединения $SO(10)$ малые массы нейтрино могут быть получены с помощью так называемого seesaw механизма [6]. В этом случае, если пренебречь смешиванием, масса электронного нейтрино равна $m_\nu = m^2/M_R$, где m – масса u-кварка, а M_R – имеет порядок масштаба нарушения подгруппы $SO(10)$ $G = SU(4) \times SU(2)_L \times SU(2)_R$, если это нарушение осуществляется с помощью вакуумного среднего (ВС) скалярного поля в представлении $\underline{126}$ $SO(10)$. Аналогичная ситуация имеет место и для второго и третьего поколений. Для моделей, полученных из суперструн, однако, нет скалярных полей в представлении $\underline{126}$. В этом случае G может быть нарушена с помощью ВС скалярного поля в представлении $\underline{16}$ $SO(10)$. Благодаря учету радиационных поправок здесь также можно получить малые массы для нейтрино [7]. Проблема возникает для суперсимметричных моделей, так как радиационные поправки здесь малы [8]. В этом случае необходим учет членов, связанных с неперенормируемыми взаимодействиями, которые могут возникнуть в суперструнных теориях [9].

В работах [10,11] была предложена суперсимметричная $SO(10)$-модель с тремя поколениями фермионов, полученная из (2,0) компактификации гетеродической струны. В этой модели безмассовые киральные суперполя классифицируются в терминах представлений $SO(10)$ и имеют вид:

$$n \cdot \underline{16} + \delta(\underline{16} + \overline{\underline{16}}) + \epsilon \cdot \underline{10} + \delta \cdot \underline{1}. \tag{1}$$

где n – число поколений фермионов ($n = 3$); δ, ϵ – натуральные числа: $\delta, \epsilon \geq 1$. Нарушение $SO(10)$ до G здесь происходит динамически (механизм Осотани) [11].

Перейдем к изучению проблемы масс нейтрино в этой модели. Для простейшего случаях $\epsilon = \delta = 1$ мы имеем только один $SO(10)$-синглет. Тогда 7×7 массовая матрица для трех левых (ν_e, ν_μ, ν_τ), трех правых (ν_e^c, μ_μ^c, ν_τ^c)

нейтрино и синглета имеет вид:

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} M_L & M_D & 0 \\ M_D & R & V_G \\ 0 & V_G & M_x \end{pmatrix}. \tag{2}$$

В (2) $M_D - 3\times 3$ массовая матрица левых нейтрино, $R - 3\times 3$ массовая матрица правых нейтрино, V_G - столбец размерности 3, соответствующий смешиванию правых нейтрино и синглета, M_x - масса синглета, $M_D - 3 \times 3$ дираковская массовая матрица, которая предполагается равной массовой матрице верхних кварков. Члены в V_G, M_X, M_D возникают благодаря членам в суперпотенциале [8,9]:

$$\lambda_1 FF'h + \lambda_2 HF'X + \lambda_3 X^3, \tag{3}$$

где F – представление (4, 2, 1) G и для первого поколения фермионов включает левое нейтрино, электрон, u-, d-кварки; F' – представление $(\overline{4}, 1, 2)$ и включает правое нейтрино, $\overline{u}$, $\overline{d}$ и позитрон; H – поле Хиггса в представлении (4, 1, 2), ВС которого связано с нарушением G до $G_0 = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, наконец, h – (1,2,2) представление, связанное с нарушением G_0 до $SU(3)_C \times U(1)_{e.m.}$

Массовые матрицы M_L, R могут возникнуть только благодаря неперенормируемым взаимодействиям, которые возможны в суперструнных теориях. Именно, M_L может возникнуть из-за взаимодействия типа $FFHHhh/M_S^3$, а R – из-за взаимодействий типа $F'F'HH/M_S$ [8,9,12,13], где M_S – масштаб, связанный со струнами.

Анализ уравнений ренормализационной группы, проведенный в [11], для набора киральных суперполей (1) позволяет оценить масштаб нарушения G: $M_G \sim (2\cdot 10^{15} - 2,2\cdot 10^{16})$ ГэВ. Масштаб же, связанный с великим объединением, близок струнному масштабу $M_S \sim 2,4\cdot 10^{18}$ ГэВ. Это означает, что здесь $SO(10)$ не является реальной симметрией великого объединения [11].

После диагонализации матрицы (2) мы получим 7 майорановских нейтрино, три из которых должны быть легкими. Можно оценить величины масс легких нейтрино, не фиксируя конкретного вида массовой матрицы (2). Единственное наше предположение будет заключаться в следующем: мы будем считать, что все матричные элементы матрицы (2) имеют один и тот же порядок; то же самое утверждение должно выполняться в отдельности для матрицы R и V_G. Эти величины имеют следующий порядок:

$$\begin{gathered} (M_L)_{ij} \sim m_L \sim M_W^2 M_G^2 / M_S^3 \sim (3\cdot 10^{-21} - 3,5\cdot 10^{-19}) \text{ ГэВ}, \\ R_{ij} \sim M_R \sim M_G^2/M_S \sim (1,6\cdot 10^{12} - 2,0\cdot 10^{14}) \text{ ГэВ}, \\ V_i \sim M_G \sim (2,0\cdot 10^{15} - 2,2\cdot 10^{16}) \text{ ГэВ}, \\ M_X \sim M_W; \qquad i,j = 1,2,3. \end{gathered} \tag{4}$$

В этом случае легко получить оценки для детерминанта матрицы (2), а также наибольших детерминантов его подматриц порядка 6×6, 5×5 и 4×4:

$$\begin{gathered} \det\mathcal{M} \sim m_C^2 m_t^2 m_L^2 M_G^2, \quad \det\mathcal{M}_6 \sim m_C^2 m_t^2 M_G^2, \\ \det\mathcal{M}_5 \sim m_t^2 M_R^2 M_G^2, \quad \det\mathcal{M}_4 \sim M_G^2 M_R^2. \end{gathered} \tag{5}$$

Ясно, что две тяжелые нейтрино имеют массу порядка M_G, еще два - порядка M_R.

Для легких нейтрино мы получаем

$$m_{\nu_1} \sim \det\mathcal{M}/\det\mathcal{M}_6 \sim m_L \sim (3 \cdot 10^{-12} - 3,5 \cdot 10^{-10})\text{эВ},$$

$$m_{\nu_2} \sim \det\mathcal{M}_6/\det\mathcal{M}_5 \sim m_C^2/M_R \sim (10^{-5} - 1,4 \cdot 10^{-3})\,\text{эВ},$$

$$m_{\nu_3} \sim \det\mathcal{M}_5/\det\mathcal{M}_4 \sim m_t^2/M_R \sim (0,1 - 14)\,\text{эВ}, \qquad (6)$$

Конечно, эти оценки верны с точностью до порядка величины. Видно, что разность квадратов масс двух легчайших нейтрино порядка $(10^{-10}-2{\cdot}10^{-6})\,\text{эВ}^2$. С другой стороны, как мы уже отмечали, дефицит солнечных нейтрино может быть объяснен длинноволновыми осцилляциями нейтрино в вакууме, если разность квадратов масс нейтрино порядка $10^{-10}\,\text{эВ}^2$, что согласуется с нашими результатами. Наибольшее значение разности квадратов масс $2{\cdot}10^{-6}\,\text{эВ}^2$ близко к величине, которая требуется, чтобы объяснить этот дефицит осцилляциями нейтрино в солнце $\Delta m^2 \sim (3 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-5})\,\text{эВ}^2$ [3-5].

Таким образом, полученные в нашей модели оценки масс нейтрино позволяют объяснить естественным образом дефицит солнечных нейтрино. Вопросы, связанные с изучением смешивания нейтрино, а также эффекты перенормировки масс будут рассмотрены в другой работе.

Авторы благодарны В.Бухмюллеру и Ж.Вале за полезное обсуждение.

---

1. K.S.Hirata, K.Inoue, T.Tajita et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 1297 (1990).
2. A.I.Alasov et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 2392 (1991).
3. S.P.Mikheyev and A.Yu.Smirnov. Yad. Fiz. **42**, 1441 (1985).
4. X.Shi, D.N.Schramm, and J.N.Bahcall, Phys. Rev. Lett. **69**, 717 (1992).
5. K.S.Bala and R.N.Mohapatra, Phys. Rev. Lett. **70**, 2405 (1993).
6. M.Gell-Mann et al, In: Supergravity (Amsterdam, 1979), p.315.
7. E.Witten, Phys. Lett. **B91**, 81 (1980).
8. S.Ranfone and E.Parageorgiu. Phys. Lett. **B285**, 79 (1992).
9. E.Parageorgiu and S.Ranfone. Phys. Lett. **B282**, 89 (1992).
10. A.Murayama. Phys. Lett. **B282**, 277 (1991).
11. H.Asatryan and A.Murayama, Int. J. of Mod. Phys. **7A**, 5005 (1992).
12. E.Akhmedov et al., Phys. Lett. **69**, 3013 (1992).
13. G.F.Leontaris and J.D.Vergados, Phys. Lett. **B305**, 242 (1993).