Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Реферат
по курсу
«Введение в космомикрофизику»

Суперсимметрия, локальное горизонтальное объединение и попытка решения проблемы ароматов

Выполнил
студент группы М21-115 ________ А. И. Дуров

Проверил ________ М. Ю. Хлопов
преподаватель, д.ф.-м.н.

Москва 2022

Оглавление

Введение

Одной из фундаментальных загадок стандартной модели является непонимание массы фермиона и иерархий смешивания. Одним подходов к решению этой проблемы является использование горизонтальных симметрий, как глобальных, так и локальных, которые преобразуют фермионы одного поколения в другое. Тот факт, что в «пределе исчезающих связей Юкавы» стандартная модель обладает $SU(3)_L^q \times SU(3)_R^u \times SU(3)_R^d \times SU(3)_L^l \times SU(3)_R^e \times U(1)_{B-L}$ горизонтальной симметрией, делает этот подход вполне правдоподобным.

Далее будут вестись рассуждения о локальной реализации горизонтальных симметрий. Одним из существенных отличий локальных симметрий от глобальных состоит в том, что глобальные (но не локальные) симметрии часто подвергаются нарушению из-за квантовых гравитационных эффектов.

Наличие суперсимметрии накладывает дополнительные ограничения на модели с локальными горизонтальными симметриями [1]. Например, если выбрать общую простую неабелеву группу G как локальную горизонтальную симметрию, при наличии нарушения суперсимметрии, D–члены (примечание: каждое суперполе может быть расширено относительно новых фермионных координат (причем общий вид суперполей зависит от всех этих координат), а последний член в соответствующем расширении и называется D-членом)[2], связанные с этой группой G, будут вызывать расщепление между массами слептона и скварка разных поколений (примечание: слептоны и скварки - гипотетические суперсимметричные частицы-партнеры к лептонам и кваркам). Они вызывают эффекты нейтрального тока, изменяющих аромат [3]. Поскольку скварковые расщепления масс не зависят от горизонтальных калибровок и пока горизонтальная группа является простой, нет свободного параметра, который позволил бы значительно уменьшить эти расщепления. Это создает проблему использования локальных горизонтальных симметрий как способа понимания иерархии масс фермионов в суперсимметричном контексте.

Если бы D–членные скварковые расщепления масс (или слептоновые) отсутствовали, локальные горизонтальные симметрии могли бы решить проблему аромата в SUSY (SUperSYmmetry), которая преследует общую нарушаемую суперсимметричную стандартную модель. Явным преимуществом является тот факт, что не нужно делать никаких специальных предположений о потенциале Келера (или суперпотенциале - такие функции в суперсимметричной квантовой механике, с помощью которых можно вывести потенциалы для суперсимметричных партнеров), кроме требования калибровочной инвариантности. Ранее были предприняты два различных подхода, которые позволяют избежать вышеупомянутой трудности с D–членом: первое - предположение, что горизонтальная симметрия является глобальной, или второе - использование дискретной калибровочной симметрии. В обоих случаях нет связанных D–членов.

В данной работе описывается решение «проблемы D–члена», которое позволило бы использовать истинные калибровочные симметрии для одновременного решения проблемы массы фермиона и проблемы суперсимметричного аромата [4]. Показывается, что, присоединив группу $U(1)$ как локальную симметрию к существующей неабелевой горизонтальной группе G, можно рассмотреть массовые расщепления между различными поколениями скварков, вызванные D–членами. Разделение массы теперь будет квадратично зависеть от соотношения двух калибровочных выражений, которое может быть скорректировано таким образом, чтобы сделать эффекты FCNC (Flavor-Changing Neutral Current) достаточно малыми. Этот механизм будет проиллюстрирован на примере горизонтальной модели $SU(2)_H$ $\times U(1)_H$. Затем будет описано построение полностью реалистичной модели, используя эту группу, и показано, как фактор $U(1)$ может быть отождествлен с аномальной группой $U(1)$, возникающей при компактификации суперструн (примечание: компактификация - операция, которая преобразует топологические пространства в компактные). Эта модель вполне предсказуема в нейтринном, а также в кварковом и лептонном секторах. В частности, она может быть использована при рассмотрении нейтринных колебаний: по большим углам - для атмосферных нейтрино и по малым углам - для солнечных нейтрино [5]. Модель может быть отброшена, если редкий распад $\mu \to e\gamma$ не будет наблюдаться в рассматриваемом эксперименте. Кроме того, группа, соответствующая данной модели может быть легко объединена в группу $SU(5)$ или $SO(10)$.

Подавление D-членных расщеплений масс в присутствии дополнительной группы $U(1)$

Рассмотрим калибровочную группу теории как $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times G_H$, где горизонтальная группа G_H выбрана как $SU(2)_H \times U(1)_H$, как было указано ранее. Выберем строение модели такой же, как и в MSSM, с добавлением трех правых нейтрино (обозначаемых ν_i^c). Эти поля ν_i^c необходимы для устранения «аномалии треугольника» (нарушения квантовыми эффектами, связанными с топологией, симметрии классической теории) и глобальной $SU(2)_H$ аномалии. Следствием этого является то, что левые нейтрино будут иметь небольшие массы, индуцируемые seesaw-механизмом. Горизонтальные квантовые числа выбраны в соответствии с тем предположением, что частицы первых двух поколений принадлежат к дублетам группы $SU(2)_H$, тогда как частицы третьего поколения находятся в синглетном представлении. Кроме того, мы вводим условие унифицируемости, которое означает, что все 16 членов поколения имеют одинаковые горизонтальные заряды. Таким образом:

$$\begin{aligned} \{Q_a, L_a, u_a^c, d_a^c, e_a^c, \nu_a^c\} &: 2(-1) \\ \{Q_3, L_3, u_3^c, d_3^c, e_3^c, \nu_a^3\} &: 1(0) \end{aligned} \tag{1}$$

где показаны квантовые числа $SU(2)_H \times U(1)_H$. Здесь $a = 1-2$ - это индекс $SU(2)_H$. Сектор Хиггса состоит из следующих полей:

$$\{H_u, H_d\} : 1(0); \phi_a : 2(1); \bar{\phi}_a : 2(-1); \chi : 1(1); \bar{\chi} : 1(-1); S_i : 1(0)(i = 1-2) \tag{2}$$

Здесь H_u, H_d являются обычными полями дублета MSSM, в то время как все остальные поля являются синглетами стандартной модели. Учитывая группу горизонтальной симметрии G, эта система Хиггса является минимальным выбором, который может правильно разбить группу G без нарушения суперсимметрии. Поля $(\phi, \bar{\phi})$ разделяют $SU(2)_H$, в то время как поля $(\chi, \bar{\chi})$ разделяют $U(1)_H$. Поля S_i необходимы для того, чтобы разрешить кубические члены в суперпотенциале, что является требованием, если горизонтальная калибровочная симметрия должна быть нарушена в суперсимметричном пределе только перенормируемыми членами.

Продемонстрируем, как в этой модели возникает подавление расщепления массы D–члена между скварками разных поколений (и слептонами). В этой конкретной модели проблема касается D–членов для $SU(2)_H$, которые потенциально могут разделить массы первых двух поколений. Также важно, что D–член для $U(1)_H$ не вызовет массового расщепления в первых двух поколениях. Наиболее общий суперпотенциал, включающий поля Хиггса, имеет вид:

$$W = \mu_\phi \phi\bar{\phi} + \lambda\phi\bar{\phi}S_1 + W'(\chi\bar{\chi}, S_i) \tag{3}$$

где отсутствует явная форма фрагмента W', включающего поля $(\chi\bar{\chi}, S_i)$. В суперсимметричном пределе мы имеем $< \phi > = < \bar{\phi} \equiv V_\phi >$ и $< \chi > = < \bar{\chi} > \equiv V_\chi$. Делается предположение, что масштаб нарушения горизонтальной симметрии (V_ϕ, V_χ) намного больше, чем масштаб условий нарушения суперсимметрии. Требование обращения в нуль F–членов в суперсимметричном пределе подразумевает $F_\phi = (\mu_\phi + \lambda S_1)\bar{\phi}$ и $F_S = \lambda\phi\bar{\phi} + \delta W'/_1 = 0$. Включая произвольное нарушение суперсимметрии, скалярный потенциал, включающий поля $(\phi, \bar{\phi})$, задается отдельным выражением. А минимизируя этот потенциал относительно полей ϕ и $\bar{\phi}$ и вычитая два условия экстремизации, мы приходим к соотношению:

$$(|\bar{\phi}|^2 - |\phi|^2)[\frac{\lambda^*}{\phi\bar{\phi}}(\lambda\phi\bar{\phi} + \delta W'/\delta S) - \frac{1}{4}(g_{2H}^2 + 4g_{1H}^2) + B_\phi\mu_\phi + A_\phi\lambda S] = (m_{\bar{\phi}}^2 - m_\phi^2) \tag{4}$$

В итоге вклад в расщепление массы скварка (или слептона) от D–члена определяется следующим образом:

$$\Delta m_{\bar{q}}^2 \cong \frac{g_{2H}^2}{g_{2H}^2 + 4g_{1H}^2}(m_{\bar{\phi}}^2 - m_\phi^2) \tag{5}$$

Стоит обратить внимание, что в отсутствие $U(1)_H$, группа H (т.е., если $g_{1H} = 0$), $\delta m_{barq}^2 \simeq m_{\bar{\phi}}^2 m_\phi^2$, которая не зависит от калибровочной связи и является произвольной (т.е. любой между $(100GeV)^2$ и $(1000GeV)^2$) . Хотя эти D–члены вносят вклад в диагональные массы скварков, поскольку они не универсальны, как только производится вращение Кабиббо на кварковых полях, они вносят вклад в процессы изменения аромата [6]. Наиболее строгие ограничения возникают изза смешивания $K^0 - \bar{K}^0$ и редкого распада $\mu \to e\gamma$. Разница масс $K_L - K_S$ устанавливает ограничение (из оператора (LL)(RR), оказывающего наибольшее влияние) $[\delta m_{\bar{q}}^2/m_{\bar{q}}^2]\theta_C \leq 1\times10^{-3}(m_{\bar{q}}/500GeV)$, где $m_{\bar{q}}$ обозначает среднеквадратичную массу. Ограничение, возникающее из $\mu \to e\gamma$, аналогично. Очевидно, что если $g_{1H} \to 0$, то расщепление D–члена будет грубо противоречить экспериментам, если среднеквадратичные массы будут ниже ТэВ. С другой стороны, при наличии дополнительного калибровочного выражения g_{1H} строение будет выглядеть по-иному.

Для $m_{\bar{q}} \sim (300-500)GeV$ модель согласуется с экспериментами. Важно, что массы скварков действительно находятся ниже V_ϕ и в этом процессе получают универсальный вклад аромата от гаугино (или «gaugino» - это гипотетический фермионный квант суперсимметричного поля (т.е. - суперпартнер) калибровочного поля, предсказанный калибровочной теорией в сочетании с суперсимметрией)[7]. Для сопоставимых значений начальных (по шкале Планка) масс gaugino и скварка коэффициент $m_\phi^2/m_{\bar{q}}^2$ уменьшается примерно на $\sim 1/10$.

Несмотря на использование конкретного примера для решения проблемы D–члена, его особенности преобладают в более общих случаях. Например, можно использовать альтернативные суперпотенциалы, такие как $W = \lambda S_1(\phi\bar{\phi}\mu^2) + W'$ или такой суперпотенциал, который включает неперенормируемые операторы [8]. Проблема FCNC в отсутствие $U(1)_H$ и ее решение через $U(1)_H$ будут идентичны случаю, описанному выше.

Реалистичная модель массы фермионов и иерархий смешивания

Далее будет показано, что модель, описанная в предыдущем разделе, может естественным образом объяснить массу фермиона и иерархию смешивания. Будем следовать той точке зрения, что в лагранжиане разрешены все операторы, согласующиеся с калибровочной инвариантностью. Это включает в себя неперенормируемые операторы, которые при последующих вычислениях будут подавлены соответствующими членами, включающими в себя коэффициенты, обратнопропорциональные степеням планковской массы. Предполагается, что все коэффициенты таких операторов имеют порядок единицы.

Сначала будет рассмотрен кварковый сектор теории. Общий суперпотенциал, согласующийся с симметрией $SU(2)_H \times U(1)_H$, задается:

$$\begin{aligned} W_{Yuk} = h^u_{33} Q_3 u^c_3 H_u + h^d_{33} Q_3 d^c_3 H_d + \frac{h^u_{23}}{M} \epsilon^{ab} Q_a u^c_3 H_u \phi_b + \frac{h^d_{23}}{M} \epsilon^{ab} Q_a d^c_3 H_d \phi_b + \\ + \frac{h^u_{32}}{M} \epsilon^{ab} Q_3 u^c_a H_u \phi_b + \frac{h^d_{32}}{M} \epsilon^{ab} Q_3 d^c_a H_d \phi_b + \frac{h^u_{22}}{M^2} Q_a u^c_b H_u \phi_p \phi_q \epsilon^{ap} \epsilon^{bq} + \\ + \frac{h^d_{22}}{M^2} Q_a d^c_b H_d \phi_p \phi_q \epsilon^{ap} \epsilon^{bq} + \frac{h^u_{12}}{M^2} \epsilon^{ab} Q_a u^c_b H_u \chi^2 + \frac{h^d_{12}}{M^2} \epsilon^{ab} Q_a d^c_b H_d \chi^2 \end{aligned} \quad (6)$$

Также можно получить следующую иерархическую матрицу масс как для верхнего, так и для нижнего секторов:

$$M_f = v_f \begin{pmatrix} 0 & h^f_{12}\epsilon^2_\chi & 0 \\ -h^f_{12}\epsilon^2_\chi & h^f_{22}\epsilon^2_\phi & h^f_{23}\epsilon_\phi \\ 0 & h^f_{32}\epsilon_\phi & h^f_{33} \end{pmatrix} \quad (7)$$

с $f = u, d$. Матрица массы заряда лептона имеет идентичную форму, как и матрица массы нейтрино Дирака (если определить $f = l, \nu$ для двух случаев).

Матрицы масс естественным образом объясняет иерархию масс фермиона и угла смешивания. Далее, предположим, что все параметры h_{ij} имеют первый порядок. Массовые соотношения в секторе нижних кварков затем задаются формулой:

$$m_s/m_b \sim \epsilon^2_\phi, m_d/m_s \sim \epsilon^4_\chi \epsilon^4_\phi \quad (8)$$

с аналогичными результатами в секторах верхнего кварка и заряженного лептона. Если выбрать $\epsilon_\phi \cong 1/7$ и $\epsilon_\chi \cong 1/20$, все наблюдаемые массы и углы смешивания могут быть объяснены, при этом коэффициенты h_{ij} принимают значения в диапазоне $(1/2 - 2)$. Это значительное улучшение по сравнению со стандартными моделями Юкавы, которые охватывают примерно шесть порядков величины. В данной системе, различия первого порядка, такие как в m_μ/m_τ и m_s/m_b (отличаются примерно в 3 раза по шкале Планка), объясняются различиями первого порядка в параметрах h_{ij}. Иерархия m_b/m_t требует умеренных или больших значений $tg\beta \sim 10 - 40$.

Переходя теперь к лептонному сектору, как уже отмечалось, матрицы масс заряженного лептона и нейтрино Дирака имеют идентичные формы, как было показано в уравнении (7). Соответствующая массовая матрица Майораны получается из лагранжиана:

$$
\begin{aligned}
L^{\nu^c} = f_{33}\nu_3^c\nu_3^c\Delta + \frac{f_{23}}{M}\epsilon^{ab}\nu_a^c\nu_3^c\Delta\phi_b + \frac{f_{22}}{M^2}\nu_a^c\nu_b^c\Delta\phi_p\phi_q\epsilon^{ap}\epsilon^{bq}+ \\
+ \frac{f_{13}}{M^3}\epsilon^{ab}\nu_a^c\nu_3^c\Delta\bar{\phi}_b\chi^2 + \frac{f_{12}}{M^4}\nu_a^c\nu_b^c\Delta\bar{\phi}_p\bar{\phi}_q\epsilon^{ap}\epsilon^{bq}\chi^2 + \frac{f_{11}}{M^6}\nu_a^c\nu_b^c\phi_p\bar{\phi}_q\epsilon^{ap}\epsilon^{bq}\chi^4 \quad (9)
\end{aligned}
$$

На уровне стандартной модели для соответствующей массы Майораны будет опущен простой массовый член. Выдвигается предположение, что это возникает изза VEV (Vacuum expectation value) поля δ, которое нарушает B - L симметрию. Когда модель встроена в лево-правую симметричную структуру или $SO(10)$, или если измеряется B–L симметрия модели в ее нынешнем виде, майорановские массы полей ν^c потребуют VEV для такого мультиплета [9].

Из–за сложности seesaw-диагонализации можно сохранить наименьшие не обращающиеся в нуль члены во всех элементах матрицы Майораны, которая задается:

$$
M_{\nu^c} =< \Delta > \begin{pmatrix} f_{11}\epsilon_\phi^2\epsilon_\chi^4 & f_{12}\epsilon_\phi^2\epsilon_\chi^2 & f_{13}\epsilon_\phi\epsilon_\chi^2 \\ f_{12}\epsilon_\phi^2\epsilon_\chi^2 & f_{22}\epsilon_\phi^2 & f_{23}\epsilon_\phi \\ f_{13}\epsilon_\phi\epsilon_\chi^2 & f_{23}\epsilon_\phi & f_{33} \end{pmatrix} \quad (10)
$$

Решение проблемы суперсимметричного аромата

Представленная здесь модель также имеет встроенное решение проблемы суперсимметричного аромата. На самом деле, частью мотивации использования горизонтальной симметрии и было, по сути, решением этой проблемы. Поскольку горизонтальная симметрия локальна, от квантовых гравитационных эффектов не ожидается явного нарушения. Как уже обсуждалось (см. разд. 2), усиливающая горизонтальную симметрию группа по коэффициенту $U(1)$ уменьшает нарушение аромата, возникающее из–за горизонтальных $SU(2)_H$ D-членов. Однако нарушение аромата в секторе скварков (и слептонов) появится только тогда, когда будет устранено нарушение горизонтальной симметрии. Далее будет показано, что такие нарушения являются допустимыми и согласуются с существующими ограничениями FCNC.

Предполагаем, что нарушение суперсимметрии происходит в скрытом секторе и передается в сектор MSSM с помощью супергравитации. Однако далее не будет сделано никаких специальных предположений о потенциале Келера (или суперпотенциале). В частности, не предполагается, что скалярные массы универсальны или что трилинейные A–члены, нарушающие суперсимметрию, пропорциональны суперпотенциальным связям Юкавы. Скалярные массы возникают из общих потенциальных членов Келера. Для скварков первых двух поколений доминирующий вклад приходится на:

$$L = \int d^4\theta Q_a^\dagger Q_a \frac{z^* z}{M_{Planck}^2} \tag{11}$$

где z – поле скрытого сектора (спурион, примечание: это фиктивное вспомогательное поле в квантовой теории поля, которое может использоваться для параметризации любого нарушения симметрии и определения всех операторов, инвариантных относительно симметрии) с ненулевой F-составляющей, нарушающей суперсимметрию. Идентифицируя $F_z^2/M_{Planck}^2 = M_{SUSY}^2$, видно, что доминирующие массы для первых двух поколений универсальны вследствие горизонтальной симметрии $SU(2)_H$. Правки для других случаев будут вытекать из таких терминов, как

$$L = \int d^4\theta (Q_a^\dagger \phi_a)(\phi_b^\dagger Q_b) \frac{z^* z}{M_{Planck}^4} \quad (12)$$

и аналогичный член с заменой ϕ на $\bar{\phi}$. По сравнению с доминирующим вкладом, эти неуниверсальные члены подавляются коэффициентом $\epsilon_\phi^2 \sim 2 \times 10^{-2}$. Поскольку эти поправки вносят вклад в диагональные члены в матрице массы скварков, любой эффект FCNC потребует дополнительного угла смешивания кварков ($\sim \theta_C \sim \sqrt{\frac{m_d}{m_s}} \cong 0.2$). Кроме того, как отмечалось ранее, эти неуниверсальные поправки уменьшаются примерно в 10 раз в секторе скварков за счет эффектов RGE, пропорциональных массе gaugino (главным образом - gluino). Удобно определить набор параметров δ_{12}^d как отношение (1,2) элемента матрицы массы скварка к среднему квадрату массы скварка в базисе, где кварковые поля являются физическими. Затем оценивается $(\delta_{12}^d)_{LL,RR} \sim (2 \times 10^{-2}) \times (0.2) \times (0.1) = 4 \times 10^{-4}$. Это следует сравнить с экспериментальным пределом для этой величины $(\delta_{12}^d)_{LL,RR} \leq 1 \times 10^{-3}$, действительным для средней массы квадрата 500 ГэВ. Такой результат согласуется с экспериментом.

Аналогичное рассуждение в секторе слептонов первых двух поколений приводит к прогнозу, что $(\delta_{12}^l)_{LL,RR \sim \epsilon_\phi^2 \theta_{e\mu}} \sim (2 \times 10^{-2}) \times (0.07) \sim 1.4 \times 10^{-3}$. Здесь был принят угол смешивания $e-\mu$ равным $\sqrt{m_e/m_\mu} \sim 0.07$, что соответствует матрице масс. Стоит обратить внимание, что в отличие от сектора скварков, нет значительного эффекта разбавления (поскольку слептоны нейтральны по цвету). Это число следует сравнить с ограничением из настоящего экспериментального предела для $\mu \to e\gamma$, которое соответствует $(\delta_{12}^l)_{LL,RR} \leq (4.0 \times 10^{-3} - 1.8 \times 10^{-2})$ $m \sim 100$ ГэВ и для $x \equiv m_{\tilde{\gamma}}^2/m_{\tilde{l}}^2$ в диапазоне $0,3-3$. Хотя ограничение выполнено, вероятность для $\mu \to e\gamma$ не может быть намного ниже текущего экспериментального предела. По оценкам, этот показатель не более чем в 100 раз ниже нынешнего предела, который вскоре будет протестирован.

Для суперсимметрии, нарушающей трилинейные A-члены, они возникают в моделях супергравитации, учитывающих суперсимметричные члены, таких как:

$$L = \int d^2\theta Q_3 d_3^c H_d \frac{z}{M_{Planck}} \tag{13}$$

Получающиеся коэффициенты трехлинейных скалярных членов имеют порядок M_{SUSY}. Горизонтальная калибровочная инвариантность подразумевает, что в данной модели структура A–членов идентична структуре суперпотенциала. Однако коэффициенты матрицы A не пропорциональны матрице Юкавы. А соответвующие получившиеся коэффициенты трехлинейных скалярных членов приведут к процессам FCNC. Мы оцениваем параметр $(\delta^d_{12})_{LR} \sim \epsilon^2_\chi A v_d / m^2_{\tilde{q}}$. Выбирая $m_q = 500GeV$ и при $\beta = 30$ мы получаем $(\delta^d_{12})_{LR} \cong 3 \times 10^{-5}$, что значительно ниже экспериментального предела для этого количества, возникающего в результате смешивания $K^0 - \bar{K}^0$. Аналогичная оценка будет справедлива для лептонного $(\delta^l_{12})_{LR,RL}$. Для масс слептона в 500 ГэВ ограничение от $\mu \to e\gamma$ равно $(\delta^l_{12})_{LR,RL} \leq 2\times 10^{-5}$. Видно, что ограничение довольно жесткое. Учитывая неизвестные коэффициенты первого порядка (или некоторую пропорциональность членов A), можно прийти к выводу, что $\mu \to e\gamma$ не может быть намного ниже текущего экспериментального предела. Поскольку коэффициенты $\tilde{\mu_L}\tilde{e}_R$ и $\tilde{\mu_R}\tilde{e}_L$ приблизительно одинаковы, ожидается, что мюоны обоих спиральностей будут участвовать в распаде, в отличие от эффектов великого объединения, где распад $\mu_L \to e_R\gamma$ подавляется. Скорость распада $\tau \to \mu\gamma$ оценивается на два порядка величины ниже текущих пределов.

Заключение

Был описан способ избежать чрезмерных эффектов FCNC, вызванных D–членным разделением массы между скварками и слептонами разных поколений в моделях с локальными горизонтальными симметриями. Была построена модель без аномалий с $SU(2)_H \times U(1)_H$ в качестве локальной группы горизонтальной симметрии и показано, что это может привести к правильному пониманию наблюдаемых иерархий среди масс кварков и лептонов и их смешений. Также было показано, что модель обеспечивает одновременное решение проблемы суперсимметричного аромата. Без каких-либо дополнительных допущений эта модель также приводит к желаемой картине масс нейтрино и смешиваний; эта модель также может быть использована для рассмотрения нейтринных колебаний. Хотя нарушение аромата в модели описывается, оно не является ненаблюдаемым. Также предсказывается, что редкий распад $\mu \to e\gamma$ будет близок к текущему экспериментальному пределу.

Список литературы

1. Low energy supersymmetry phenomenology / H. Baer [et al.]. — 1995. — Mar.
2. *MARTIN S. P.* A SUPERSYMMETRY PRIMER // Perspectives on Supersymmetry. — WORLD SCIENTIFIC, 07/1998. — P. 1–98.
3. *Kulshreshtha D. S.*, *Müller-Kirsten H. J. W.* Quantization of systems with constraints: The Faddeev-Jackiw method versus Dirac's method applied to superfields // Phys. Rev. D. — 1991. — May. — Vol. 43, issue 10. — P. 3376–3383.
4. *Babu K.*, *Barr S.* Gauged SO(3) family symmetry and squark mass degeneracy // Physics Letters B. — 1996. — Oct. — Vol. 387, no. 1. — P. 87–98.
5. *Haxton W.*, *Robertson R. H.*, *Serenelli A. M.* Solar Neutrinos: Status and Prospects // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. — 2013. — Aug. — Vol. 51, no. 1. — P. 21–61.
6. *Горбунов Д. С.*, *Дубовский С. Л.*, *Троицкий С. В.* Калибровочный механизм передачи нарушения суперсимметрии // Усп. физ. наук. — 1999. — Т. 169, № 7. — С. 705—736.
7. Prospects for electroweakino discovery at a 100 TeV hadron collider / S. Gori [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2014. — Dec. — Vol. 2014, no. 12.
8. *Cheng T.-P.*, *Li L.-F.*, *Gross D.* Gauge Theory of Elementary Particle Physics // Physics Today - PHYS TODAY. — 1985. — Dec. — Vol. 38.

9. *Babu K. S.*, *Mohapatra R. N.* Supersymmetry, Local Horizontal Unification, and a Solution to the Flavor Puzzle // Physical Review Letters. — 1999. — Sept. — Vol. 83, no. 13. — P. 2522–2525.