

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования

«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Кафедра «Физика элементарных частиц» №40

РЕФЕРАТ НА ТЕМУ:

МОДЕЛЬ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ. ПРОБЛЕМА
РЕШЕНИЯ НА МАЛОМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ МАСШТАБЕ

Проверил

М. Ю. Хлопов

Выполнил

Р. Р. Нугманов

Группа

М19-115

Москва, 2020

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	2
1 Космологические следствия модели горизонтального объединения	5
2 Ранняя Вселенная в модели горизонтального объединения	6
2.1 Инфляция	6
2.2 Модели скрытой массы, возникающие в рамках горизонтального объединения	7
2.2.1 Сценарий релятивистского иерархического распада нейтрино	8
2.2.2 Сценарий нерелятивистского иерархического распада нейтрино	8
3 Бариосинтез	10
3.1 Бариосинтез	11
4 Согласованность модели с экспериментальными данными	12

ВВЕДЕНИЕ

Проблема поколений фермионов остается одной из центральных проблем физики элементарных частиц. Стандартная калибровочная модель $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ так же как и «вертикальные» расширения, основывающиеся на калибровочных группах объединения $SU(5)$, $SU(10)$, построены в рамках одного фермионного поколения и не содержат каких-либо глубоких физических причин возникновения иерархии масс между поколениями фермионов и наблюдаемой малости углов смешивания. В этих моделях юкавские связи произвольны и должны изначально задаваться для каждого фермиона в отдельности, чтобы воспроизводились экспериментальные данные по их массам и углам смешивания [1]

Равноправие между кварк-лептонными поколениями относительно сильного и электрослабого взаимодействий в значительной степени предполагает существование «горизонтальной» симметрии между этими поколениями. Разумно рассмотреть концепцию локальной симметрии $SU(3)$, впервые предложенную Чкареули [2]. Под действием этой симметрии левополяризованные кварки и лептонные компоненты преобразуются как $SU(3)_H$ триплеты, а правополяризованные — как антитриплеты. Их массовый член преобразуется как $3 \otimes 3 = 6 \oplus \bar{3}$ и, следовательно, может возникать только в результате нарушения горизонтальной симметрии. Этот подход может быть тривиально обобщен на случай n поколений, предполагая соответствующую $SU(n)$ симметрию. В случае трехпоколений, выбор группы горизонтальной симметрии является единственным, поскольку ортогональные и вектороподобные калибровочные группы не могут обеспечить различных представлений для левых и правых фермионных состояний. В рассмотренном подходе гипотеза о том, что структура массовой матрицы определяется структурой нарушения горизонтальной симметрии, то есть структурой вакуумных средних горизонтальных скаляров, осуществляющих нарушение $SU(3)$, является обоснованной. Иерархия масс между поколениями связана с гипотезой об определенной

иерархии такого нарушения симметрии. Эта гипотеза называется гипотезой горизонтальной иерархии (ННН) [3]. Простейшая реализация ННН требует введения дополнительных сверхмассивных фермионов, приобретающих свои массы непосредственно за счет связи с горизонтальными скалярами. Обычные кварковые и лептонные массы вводятся посредством их “see-saw” смешивания [4] с этими тяжелыми фермионами.

Концепция Великого Объединения (ВО) предоставляет другой аргумент в пользу киральной горизонтальной симметрии G . В моделях ВО, левополяризованные кварки и лептоны находятся в том же самом неприводимом представлении группы ВО, что и античастицы их правых компонент. В рамках $G_{\text{TBO}} \otimes G_H$ симметрии, левые и правые компоненты должны преобразовываться, как сопряженные представления группы G_H , то есть G_H симметрия должна быть киральной.

Можно надеяться, что развитие теории суперструн приведет к полному объединению горизонтальной и вертикальной симметрий на базе единой фундаментальной симметрии G , включающей $G_{\text{TBO}} \otimes G_H$. Наиболее разработанный простейший вариант реалистической модели струн с калибровочной группой $E_8 \otimes E'_8$ [5; 6] не дает возможности для включения горизонтальной симметрии. Однако, такое включение возможно в рамках более широкого класса моделей суперструн, например в $SO(32)$ или в моделях гетеротической струны с прямой компактификацией до 4-мерного пространства-времени. В последнем случае [7; 8] возможен широкий класс групп ВО с рангом меньшим, чем $r \leq 22$. Анализ горизонтального объединения как феноменологии теории всего, представляемый ниже на основе космомикрофизики, может быть полезен для правильного выбора реалистической модели среди множества возможностей, существующих в рамках моделей суперструн.

Чтобы построить реалистическую модель нарушения горизонтальной симметрии, нужно ввести довольно широкий набор параметров. Однако, стоит отметить, что число этих параметров меньше, чем в реалистической модели без горизонтальной симметрии. Большинство этих параметров фиксируется экспе-

риментальными данными о свойствах кварков и лептонов. Также совокупность нетривиальных физических явлений, предсказываемых на основе модели, в принципе обеспечивает полную проверку модели и определение всех ее параметров.

Эти новые явления возникают на очень высоком энергетическом масштабе нарушения горизонтальной симметрии F , который имеет порядок величины: $F > 10^5 \div 10^6$ ГэВ, что делает их недоступными изучению на ускорителях даже в отдаленном будущем. Тем не менее, сочетание экспериментальных поисков косвенных эффектов в редких процессах известных частиц с анализом их космологических и астрофизических эффектов позволяют изучать физику, предсказываемую на этих масштабах, так же как и космологический сценарий, основанный на этой физике.

Модель, предложенная в [9] удовлетворяет следующим условиям естественности:

- Естественное подавление нейтральных токов с изменением аромата (FCNC) [10]
- Естественная горизонтальная иерархия, которая проявляется в иерархии масс поколений
- Естественное решение в КХД проблемы CP-нарушения [11]

1 Космологические следствия модели горизонтального объединения

Модель, предложенная в [9] даёт следующие следствия:

1. нейтральные токи, меняющие аромат, связанные с аксионом и взаимодействиями горизонтальных бозонов;
2. существование майорановской массы нейтрино и иерархия масс нейтрино различных поколений;
3. нестабильность более тяжелых нейтрино относительно аксионных распадов на более легкие нейтрино;
4. существование метастабильных сверхтяжелых фермионов

Проверка данной модели может быть осуществлена с помощью:

- поиск массы нейтрино,
- поиск осцилляций нейтрино,
- изучение переходов $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ и $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$
- поиск аксионных распадов $\mu \rightarrow e\alpha$, $K \rightarrow \pi\alpha$ и т. д., вместе с анализом космологических и астрофизических эффектов

Последние включают в себя изучение влияния излучения аксионов на процессы эволюции звезд, исследование воздействия эффектов первичных аксионных полей и массивных нестабильных нейтрино на динамику образования крупномасштабной структуры Вселенной, так же как и анализ механизмов инфляции и бариосинтеза, основанных на физике скрытого сектора модели.

2 Ранняя Вселенная в модели горизонтального объединения

2.1 Инфляция

Инфляционный сценарий может найти свои физические основания в рамках модели горизонтального объединения (МГО), поскольку хиггсовское поле η , которое является вещественным $SU(2) \otimes U(1) \otimes SU(3)_H$ синглетным скаляром, имеющим вакуумное среднее:

$$\langle \eta \rangle = \frac{\mu}{G_\eta} \quad (2.1)$$

Полагается, что вещественное поле η имеет потенциал:

$$V(\eta) = \lambda \left(\eta^2 - \frac{f^2}{2} \right)^2 \quad (2.2)$$

где f - энергетический масштаб спонтанного нарушения глобальной симметрии.

Можно сделать вывод, что простейшая реализация горизонтальной симметрии соответствует простейшему сценарию хаотической инфляции, так как потенциал $V(\eta)$ соответствует медленно скатывающемуся скалярному полю. Если зафиксировать параметры потенциала инфлатона, используя наблюдаемые ограничения на плотность энергии инфлатона в период, генераций наблюдаемых флуктуаций микроволнового фона для 60-го e -фолдинга, можно ограничить плотность энергии инфлатона в период окончания инфляции. Используя потенциал инфлатона, можно рассчитать амплитуду возмущений плотности $\delta_H(k)$, составляющую для моделей с плоскими спектрами и незначительными гравитационными волнами, соответствующих моделям горизонтального объединения $\delta H \sim 1,7 \cdot 10^{-5}$. Данное значение удовлетворяет данным эксперимента COBE.

Также, можно также оценить значение хаббловской постоянной в период окончания инфляции H_{end} , которое в широком диапазоне вакуумных средних f будет равно

$$H_{end} \cong 1,8 \cdot 10^{-7} m_{pl} \quad (2.3)$$

2.2 Модели скрытой массы, возникающие в рамках горизонтального объединения

В общем случае, имеется шесть различных сценариев скрытой массы, которые могут реализоваться в рамках МГО:

1. Сценарий холодной скрытой массы (CDM).
2. Сценарий горячей скрытой массы (HDM).
3. Релятивистская нестабильная скрытая масса (UDM).
4. Сценарий нерелятивистской UDM
5. Сценарий релятивистского иерархического распада нейтрино (HND).
6. Сценарий нерелятивистского HND.

Совокупность космологических и астрофизических ограничений [1] оставляют только 2 узких интервалов шкалы нарушения горизонтальной симметрии:

1. вблизи $\theta_{PC} \sim 10^{10}$ ГэВ, где возможны сценарии CDM и HDM или их комбинация с возможной добавкой архиолей
2. близкий к $\theta_{PC} \sim 10^6$ ГэВ, в котором реализуются HND сценарии 5 и 6.

Сценарии 3 и 4 полностью исключены ограничения на θ_{PQ} , полученными из наблюдений нейтринного импульса в сверхновой SN1987A.

2.2.1 Сценарий релятивистского иерархического распада нейтрино

В современной Вселенной доминируют релятивистские архионы и электронные нейтрино от распадов мюонных нейтрино с массой

$$m_{\nu_\mu} \cong 50 \div 100 \text{эВ} \quad (2.4)$$

и времени жизни

$$\tau(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu + a) = 4 \cdot 10^{15} \div 10^{16} \text{с} \quad (2.5)$$

при условии быстрого распада тау-нейтрино с массой

$$m_{\nu_\mu} \cong 1 \div 10 \text{кэВ} \quad (2.6)$$

и временем жизни

$$\tau(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu + a) = 4 \cdot 10^8 \div 10^{10} \text{с} \quad (2.7)$$

Современная плотность равна в этом случае

$$\rho_{\nu_e}^{dec} + \rho_a^{dec} = \left(\frac{\theta_{PQ}}{10^8 \text{ГэВ}} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{1}{x} \cdot \left(\frac{g_\nu^2}{G_N} \right) \cdot \rho_{cr} \quad (2.8)$$

2.2.2 Сценарий нерелятивистского иерархического распада нейтрино

Доминантность нерелятивистских или полурелятивистских архионов, возникающих и в ранних распадах i/r , которые удовлетворяют условию (2.6) и (2.7), и в последующих распадах ν_μ удовлетворяющих условиям (2.4) и (2.5), реализуется в случае $m_a > m_{\nu_\mu}$

Основной вклад в неоднородную скрытую массу (в богатых скоплениях галактик и гало галактик) обеспечивается как фоном первичных тепловых архио-

нов, так и нерелятивистскими архионами от ранних распадов ν_τ . Полная плотность учитывает также доминирующий вклад однородного фона архионов от недавних распадов ν_μ

$$\rho_a = \frac{5 \cdot 10^5 \text{ГэВ}}{\theta_{PQ}} \cdot \rho_{cr} \quad (2.9)$$

В случае $m_a < m_{\nu_e}$ нерелятивистские электронные нейтрино как первичные, так и от распадов μ и τ , дают свой вклад в современную космологическую плотность

$$\rho_{\nu_\mu} = \frac{3,3 \cdot 10^{10} \text{ГэВ}}{\theta_{PQ}} \cdot \left(\frac{g_\nu^2}{G_N} \right) \cdot \rho_{cr} \quad (2.10)$$

Физическая основа HND (МГО с низкой шкалой) доступна экспериментальной проверке на ускорителях в поисках аксионных распадов мезонов и барионов и эффектов «горизонтальных» калибровочных бозонов в системах нейтральных K -, D - и B -мезонов. Эта возможность целенаправленного экспериментального поиска эффектов, которые вытекают из тех же физических оснований, что и рассматриваемая космологическая модель, и предсказываются с вероятностью, определяемой соответствием космологической модели наблюдениям, иллюстрирует перспективы изучения физических оснований современной космологии методами экспериментальной космомикрoфизики [12].

3 Бариосинтез

Даже в своем простейшем варианте модель горизонтального объединения обеспечивает механизм бариосинтеза с несохранением барионного числа, не связанным с моделями ВО. Этот механизм, сочетает несохранение $(B + L)$ в электро-слабых переходах при высоких температурах и неравновесные переходы с $\Delta L = 2$, обусловленные физикой майора-новской массы нейтрино.

В случае когда в процессе бариосинтеза существенную роль играет CP-нарушение из-за влияния аксионного поля, пространственная асимметрия барионов может оказаться неоднородной вследствие модуляции его фазы. При этом барионная асимметрия в таком случае может зависеть от $\theta(x)$, которая является суммой постоянной и пространственно-зависимой величин:

$$\Delta(\vec{x}) = \Delta_0 + \Delta_1 \sin \theta(\vec{x}) \quad (3.1)$$

В случае, когда пространственно-зависимая амплитуда аксионного вклада превышает постоянный барионный избыток $\Delta_1 > \Delta_0$, в области, отвечающей условию

$$\left| \theta(x) - \frac{3}{2}\pi + 2\pi k \right| > \arccos \left(\frac{\Delta_0}{\Delta_1} \right) \quad (3.2)$$

образуется избыток барионов. Такой бариосинтез даёт нетривиальную картину эволюции доменов антивещества: небольшие домены аннигилируют ещё до первой секунды расширения, в то время как крупномасштабные скопления, удовлетворяющие ограничениям на аннигиляцию, способны формировать доступные для наблюдения объекты [13]. Их минимальная масса определяется условием выживания относительно аннигиляции с окружающим веществом. Так, не исключено существование шаровых скоплений антизвёзд в гало нашей Галактики. Подобные скопления должны являться источниками антипротонов, что позволит наблюдать

их в эксперименте AMS на МКС.

3.1 Бариосинтез

Даже в своем простейшем варианте модель горизонтального объединения обеспечивает механизм бариосинтеза с несохранением барионного числа, не связанным с моделями ВО. Этот механизм, сочетает несохранение $(B + L)$ в электро-слабых переходах при высоких температурах и неравновесные переходы с $\Delta L = 2$, обусловленные физикой майорановской массы нейтрино.

В случае когда в процессе бариосинтеза существенную роль играет СР-нарушение из-за влияния аксионного поля, пространственная асимметрия барионов может оказаться неоднородной вследствие модуляции его фазы. При этом барионная асимметрия в таком случае может зависеть от $\theta(x)$, которая является суммой постоянной и пространственно-зависимой величин:

$$\Delta(\vec{x}) = \Delta_0 + \Delta_1 \sin \theta(\vec{x}) \quad (3.3)$$

В случае, когда пространственно-зависимая амплитуда аксионного вклада превышает постоянный барионный избыток $\Delta_1 > \Delta_0$, в области, отвечающей условию

$$\left| \theta(x) - \frac{3}{2}\pi + 2\pi k \right| > \arccos \left(\frac{\Delta_0}{\Delta_1} \right) \quad (3.4)$$

образуется избыток барионов.

4 Согласованность модели с экспериментальными данными

Для Модели горизонтального объединения важными являются эксперименты по измерению массы нейтрино, поиска двойного безнейтринного β -распада. Также для этой модели определяющими являются эксперименты по поиску аксионов и их константы взаимодействия.

Для дираковского нейтрино существует два пути определения массы: кинематический расчет в случае слабых распадов или расчет на основе теории осцилляций нейтрино. В настоящий момент масса нейтрино оценивается с помощью анализа распада трития, π и τ -лептона. Получены следующие оценки масс:

- $m_{\nu_e} < 2,05$ эВ. Результат получен на основании анализа данных распадов ${}^3_1T \rightarrow {}^3_2He + e^- + \bar{\nu}_e$
- $m_{\nu_\mu} < 170$ кэВ. Результат получен при анализе спектра мюонов в распаде $\pi \rightarrow \mu\nu$
- $m_{\nu_\tau} < 15.5$ МэВ. Результат получен при исследовании распадов $\tau^- \rightarrow 2\pi^-\pi^+\nu_\tau$ и $\tau^- \rightarrow 3\pi^-2\pi + (\pi^0)\nu_\tau$

Таким образом, ограничения, наложенные на дираковскую массу нейтрино, полученные при исследовании слабых распадов, не противоречат предпосылкам теории

Поиски безнейтринного бета-распада дают различные оценки, однако, Ограничения на майорановскую массу нейтрино не превышают $m_{\nu_e} < 0,33$ эВ. Эксперимент Gerda (GranSasso) дает оценку периода полураспада $T_{\frac{1}{2}} > 2 \cdot 10^{25}$.

В экспериментах по поиску распадов с участием аксиона не было получено указаний существования таких мод распада. В других экспериментах аксион

также не был обнаружен. Полученное ограничение на взаимодействие аксиона с другими частицами имеет очень низкое значение.

Заключение

В работе была исследована модель горизонтального объединения и её реализация в области “низкой” шкалы нарушения симметрии. В основе своей модель предполагает наличие «горизонтальной» симметрии между поколениями фермионов. Она позволяет объяснить иерархию масс междуквак-лептонными поколениями, определяет механизмы инфляции и бариосинтеза, а также дает ряд претендентов на роль скрытой массы во Вселенной. Описанный механизм нарушения симметрии объясняет иерархию масс поколений. Введение в теорию псевдо-голдстоуновского бозона фамилонного типа объясняет барионную асимметрию, а кроме того этот бозон, названный архионом, является кандидатом на роль частицы скрытой массы.

Ограничения, накладываемые на шкалу нарушения горизонтальной симметрии оставляют разрешенной достаточно большую область энергий. В данной работе исследовалась область низких энергий нарушения. Однако, результаты экспериментов опровергают выводы модели в целом. Нет подтверждений существования архиона, а даже если он существует, его параметры не соответствуют предсказаниям модели. Также предсказаниям модели не соответствует иерархия масс нейтрино, полученная в экспериментах по осцилляциям.

Список литературы

1. *Хлопов М. Ю.* Основы космомикрoфизики. — М.: Едиториал УРСС, 2011.
2. *Чкареули Д. Л.* Гравитационные распады тяжелых кварков и лептонов // Письма ЖЭТФ. — 1982. — т. 35. — с. 34—36.
3. *Чкареули Д. Л., Брежуани З. Г.* Осцилляции нейтрино в моделях великого объединения с горизонтальной симметрией // Письма в ЖЭТФ. — 1983. — т. 37. — с. 285—288.
4. *Брежуани З. Г., Сахаров А. С., Хлопов М. Ю.* // Ядерная физика. — 1992. — т. 55.
5. P. Candelas [и др.] // Nucl. Phys. — 1985. — т. B258. — с. 46.
6. *Witten E.* // Nucl. Phys. — 1985. — т. B258. — с. 75.
7. *Narain K. S.* // Phys. Lett. — 1986. — т. 169B. — с. 41.
8. *Kawai H., Lewellen D., Tye S. H. H.* // Phys. Rev. Lett. — 1986. — т. 57. — с. 1832.
9. *Berezhiani Z. G., Khlopov M. Y.* Theory of broken gauge symmetry of families // Ядерная физика. — 1990. — т. 51. — с. 1157—1170.
10. *Glashow S. L., Weinberg S.* // Phys. Rev. — 1977. — т. 51. — с. 537.
11. *Peccei R. D., Quinn H. R.* // Phys. Rev. Lett. — 1977. — т. 38. — с. 1440.
12. К. М. Belotsky [и др.] // Gravitation and Cosmology. — 1998. — т. 4. — с. 70.
13. *Сахаров А. С., Хлопов М. Ю.* // Ядерная физика. — 1993. — т. 56. — с. 220.