

Министерство образования и науки Российской Федерации
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
«МИФИ»
ФАКУЛЬТЕТ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ДУГАНОВА ЛИЛИЯ ИГОРЕВНА

М16-115

РЕФЕРАТ НА ТЕМУ:

**МОДЕЛЬ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ - ПРОБЛЕМА РЕШЕНИЯ
НА ВЫСОКОМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ МАСШТАБЕ**

г. Москва

2017

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА 1. КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ МГО	5
1.1 ИНФЛЯЦИЯ	5
1.2 ПЧД	6
1.3 РАННИЕ “горизонтальные” ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ	7
1.4 АКСИОННАЯ КОМПОНЕНТА	9
ГЛАВА 2. БАРИОСИНТЕЗ	11
ГЛАВА 3. КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ СКРЫТОЙ МАССЫ	12
3.1 СЦЕНАРИЙ ХОЛОДНОЙ СКРЫТОЙ МАССЫ (CDM)	12
3.2 СЦЕНАРИЙ ГОРЯЧЕЙ СКРЫТОЙ МАССЫ (HDM)	13
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	14
ЛИТЕРАТУРА	15

ВВЕДЕНИЕ

Проблема поколений фермионов - одна из главных проблем в физике элементарных частиц. Стандартная калибровочная модель $SU(3)*SU(2)*U(1)$, так же как и ее «вертикальные» расширения, основывающиеся на калибровочных группах объединения $SU(5)$, $SU(10)$ и т. д. построены в рамках одного фермионного поколения и не содержат каких-то глубоких физических причин для возникновения иерархии масс между поколениями фермионов.

Равноправие между кварк-лептонными поколениями относительно сильного и электрослабого взаимодействий предполагает существование «горизонтальной» симметрии между этими поколениями. Разумно рассматривать концепцию локальной симметрии $SU(3)_H$ впервые предложенную Чкареули[1-3]. Под действием этой симметрии, левополяризованные кварки и лептонные компоненты преобразуются как $SU(3)_H$ триплеты, а правополяризованные как антитриплеты. Их массовый член преобразуется как

$$3 \otimes 3 = 6 \oplus \bar{3} \quad (1)$$

и, следовательно, может возникать только в результате нарушения горизонтальной симметрии. Анализ горизонтального объединения как феноменологии теории всего, может быть полезен для правильного выбора реалистичной модели, существующих в рамках моделей суперструн, например в $SO(32)$ или в моделях гетеротической струны с прямой компактификацией до 4-мерного пространства-времени.

Для того, чтобы построить реалистичную модель нарушения горизонтальной симметрии, нужно ввести широкий набор параметров, однако в модели с горизонтальным объединением параметров меньше, чем в модели без этой симметрии. Также большинство этих параметров фиксируется экспериментальными данными о свойствах кварков и лептонов. Совокупность физических явлений, предсказываемых на основе модели, обеспечивает полную проверку модели с определением всех ее параметров.

Эти новые явления возникают на очень высоком энергетическом масштабе нарушения горизонтальной симметрии F , который имеет порядок величины[1]

$$F > 10^5 \div 10^6 \text{ ГэВ}, \quad (2)$$

что делает их недоступными изучению на ускорителях даже в отдаленном будущем. Однако, поиски экспериментальных косвенных эффектов в редких процессах известных частиц в сочетании с анализом их космологических и астрофизических эффектов позволяют изучать физику, предсказываемую на этих масштабах, так же как и космологический сценарий основанный на этой физике.

Предположение о существовании горизонтальной симметрии приводит к возникновению наблюдаемых эффектов, согласующихся с данной моделью, таких как:

- подавление нейтральных токов с изменением аромата;

- объяснение горизонтальной иерархии масс поколений;
- решение проблемы CP-нарушения в КХД[4].

Но для описания этих эффектов необходимо введение дополнительных частиц[5]:

- Сверхтяжелых фермионов, смешивание с которыми придает кваркам и лептонам массы. Тогда “see-saw” механизм реализуется не только для нейтрино, а для всех лептонов и кварков .
- Псевдо-голдстоуновского бозона α . Бозон α связан с диагональными и не диагональными по ароматам переходами лептонов и кварков и механизмом генерации майорановской массы нейтрино[6,7].

Существование подобной горизонтальной симметрии приводит к следующим явлениям:

- нейтральные токи, меняющие аромат, связанные с аксионом и взаимодействиями горизонтальных бозонов.
- существование майорановской массы нейтрино и иерархии масс нейтрино различных поколений.
- нестабильность более тяжелых нейтрино относительно аксионных распадов на более легкие нейтрино.
- существование метастабильных сверхтяжелых фермионов.

Модель доступна проверке в сочетании таких тестов, как поиск массы нейтрино, поиск осцилляций нейтрино, изучение переходов $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ и $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ и поиск аксионных распадов.

ГЛАВА 1. Космологические следствия МГО

1.1 Инфляция

В рамках модели горизонтального объединения присутствует инфляционный сценарий.

В качестве инфлатона используется хиггсовское поле η , являющееся вещественным $SU(2)*U(1)*SU(3)_H$ синглетным скаляром с вакуумным средним

$$\langle \eta \rangle = \frac{\mu}{G_\eta} \quad (3)$$

Потенциал такого поля имеет вид

$$V(\eta) = \lambda \left(\eta^2 - \frac{f^2}{2} \right)^2, \quad (4)$$

где f - масштаб нарушения глобальной симметрии.

Такой потенциал соответствует медленно скатывающемуся скалярному полю, то есть простейшая реализация горизонтальной симметрии соответствует простейшему сценарию хаотической инфляции. Чтобы зафиксировать параметры потенциала инфлатона, можно использовать наблюдение ограничения на плотность энергии инфлатона в период, когда были сгенерированы наблюдаемые флуктуации микроволнового фона.

Это происходило, как только соответствующие масштабы пересекали хаббловский радиус во время инфляции, когда масштабный фактор был порядка $\exp\{-60\}$ от его размера в конце инфляции. Проанализировав ограничение на плотности энергии инфлатона во время 60-го e -фолдинга можно поставить ограничение на плотность энергии инфлатона в период окончания инфляции.

Используя потенциал инфлатона, можно рассчитать амплитуду возмущений плотности $\delta_H(k)$ [8].

Для моделей с плоскими спектрами и незначительными гравитационными волнами, соответствующих моделям горизонтального объединения:

$$\delta_H \cong 1.7 \cdot 10^{-5} \quad (5)$$

Так же можно оценить значение хаббловской постоянной в период окончания инфляции H_{end} для широкого диапазона вакуумных средних f :

$$H_{\text{end}} \cong 1.8 \cdot 10^{-7} m_{\text{pl}} \quad (6)$$

Приведенное значение δ_H воспроизводит результат COBE. Эксперименты WMAP и PLANCK, которые также были направлены на изучение и наблюдение микроволнового фона получили данные на уровне $\sim 10^{-4}$.

1.2 Первичные Черные Дыры

Поведение спектра возмущений плотности энергии в ультрафиолетовой области ограничиваются образованием первичных черных дыр (ПЧД). Вероятность формирования ПЧД в диапазоне масс M для уравнения состояния $p = \gamma \cdot \varepsilon$ ($0 < \gamma < 1$) определяется хвостом гауссовского распределения флуктуации плотности[5]:

$$\beta_0(M) \approx \delta(M) \exp \left\{ -\frac{\gamma^2}{2\delta^2(M)} \right\} \quad (7)$$

Масса ПЧД, рождающейся в момент времени t , дается выражением:

$$M \approx \gamma^{3/2} \frac{t}{t_{Pl}} m_{Pl} \quad (8)$$

В ранней Вселенной $\gamma=1/3$ что соответствует радиационно-доминированной стадии. Далее следует пылевая стадия ($p=0$) во время которой образуются гравитационно связанные объекты за счет роста флуктуации плотности. Доля плотности переходящая в ПЧД, зависит от вероятности, с которой эти объекты сжимаются под свой шварцшильдовский радиус. Минимальная вероятность, соответствующая прямому коллапсу ПЧД:

$$\beta(M) \approx 2 * 10^{-2} \delta(M)^{13/2} \quad (9)$$

Эта вероятность верна для образования ПЧД с массой в диапазоне

$$M_1 \leq M \leq M_{\max}, \quad (10)$$

где M_1 - масса внутри космологического горизонта на момент начала пылевой стадии t_1 , M_{\max} -масса объекта, обособляющегося от расширения в конце пылевой стадии t_2 . Масса дается выражением:

$$M_{\max} = [\delta(M_{\max})]^{3/2} \frac{t_2}{t_{Pl}} m_{Pl} \quad (11)$$

Инфляционная модель основанная на модели горизонтального объединения делает возможным реализацию мягкого уравнения состояния ($\gamma \ll 1$), возникающего в период разогрева после окончания хаотической инфляции. Наличие уравнения состояния с $\gamma \ll 1$ увеличивает эффективность образования первичных черных дыр.

Разогрев происходит за счет трения, возникающего при взаимодействии скалярного инфлатонного поля с другими частицами, что преобразует кинетическую энергию колебаний поля в фоновое излучение. Разогрев завершается за счет распада инфлатона и определяется шириной распада Γ_η

$$\Gamma_{\eta}(\eta \rightarrow \bar{F}f) = \frac{G_{\eta}^2 m_{\eta}}{8\pi} \quad (12)$$

Тогда времена начала и окончания пылевой стадии t_1 и t_2 определяются как момент окончания хаотической инфляции и момент окончания разогрева соответственно[5]:

$$t_2 = \Gamma_{\eta}^{-1} \quad (13)$$

где $\Gamma_{\eta}^{-1} \gg H_{\text{end}}^{-1}$, так как должна реализоваться достаточно долгая пылевая стадия.

Тем не менее, в случае выбранных численных параметров пик распределения ПЧД по массе находится вблизи M_1 , и их спектр будет непротяженным и в наиболее общем случае неминимального самодействующего инфлатона, вероятность прямого коллапса ПЧД будет незначительна. Внутренняя согласованность модели горизонтального объединения требует ввести ограничения на образование ПЧД.

Требуемым условием таковы[5]:

$$G_{\eta} f \leq G_F^{(n)} \langle \xi^{(n)} \rangle, \quad (14)$$

где G_{η} - константы соответствующих взаимодействий, $\langle \xi^{(n)} \rangle$ - вакуумное среднее соответствующих горизонтальных скаляров.

Такое условие гарантирует правильную структуру массовой матрицы фермионов, генерируемой дираковским “see-saw” механизмом. Из этого условия следует, что для минимального самодействия инфлатона необходимо, чтобы выполнялось условие

$$f \leq 10^{-6} m_{P1} \quad (15)$$

Такое значение масштаба нарушения горизонтальной симметрии влечет за собой проблему образования доменных стенок за счет флуктуаций вещественного инфлатонного поля в период пылевой стадии. Для устранения этой проблемы требуется либо устранить условие минимальной связи инфлатона и положить $f = m_{P1}$, что приведет к ненормально большому постинфляционному периоду, либо ввести комплексное инфлатонное поле, для реализации которого потребуется ввести неминимальную модель аксиона. Таким образом решение данной проблемы в рамках МГО требует более сложного многопараметрического космологического сценария.

1.3 Ранние «горизонтальные» фазовые переходы

Взаимодействие горизонтальных скаляров с инфлатоном приводит к фазовым переходам на инфляционной стадии. В процессе медленного скатывания амплитуда инфлатонного поля

попадает ниже некоторого критического значения η_c , массовый член в хиггсовском потенциале меняет знак, в результате чего происходит фазовый переход. При этом в спектре возмущения плотности возникают характерные пики[Kofman linde 1987]. Такие возмущения покидают горизонт в течение приблизительного периода от 40-го до 1-го е-фолдинга до окончания инфляции и появляются в пределах горизонта на радиационно-доминированной или пылевой стадии, имея возможность сжаться, сформировав ПЧД.

На конец инфляции физический масштаб, который покинул горизонт во время фазового перехода[5]:

$$l_e \sim H_0^{-1} \exp \{N_e\} , \quad (16)$$

где H_0 -постоянная Хаббла, а $\exp \{N_e\}$ - во сколько раз увеличилась(раздулась) Вселенная.

На радиационно-доминированной стадии масштаб равен:

$$l = H_0 \sqrt{t H_0} \exp \{N_e\} \quad (17)$$

В период времени $t_k = H_0^{-1} \exp \{2N_e\}$ формируются черные дыры с массой[]:

$$M \cong \frac{m_{Pl}^2}{H_0} \exp \{2N_e\} \quad (18)$$

На пылевой стадии стадии черные дыры формируются за время $t_k = H_0^{-1} \exp \{3N_e\}$ с массой:

$$M \cong \frac{m_{Pl}^2}{H_0} \exp \{3N_e\} \quad (19)$$

Если включить горизонтальные скаляры в эффективный инфляционный потенциал в форме[5]:

$$V(\eta, \xi^{(0)}, \xi^{(1)}, \xi^{(2)}) = -\frac{m_\eta^2}{2} \eta^2 + \frac{\lambda_\eta}{4} \eta^4 - \sum_{i=0}^2 \frac{m_i^2}{2} (\xi^{(i)})^2 + \sum_{i=0}^2 \frac{\lambda_i^2}{4} (\xi^{(i)})^4 + \sum_{i=0}^2 \frac{v_i^2}{2} \eta^2 (\xi^{(i)})^2 \quad (20)$$

то минимальное взаимодействие инфлатона со скалярами дается фермионными петлевыми поправками:

$$v_i = v_\xi \cong \frac{G_\eta^2 (G_F^{(i)})^2}{8\pi^2} \quad (21)$$

Из-за этого взаимодействия между инфлатоном и горизонтальными скалярами происходит фазовый переход в момент, когда амплитуда поля η падает ниже значения:

$$\eta_{ci} = \frac{m_{ci}}{\sqrt{v_i}} \quad (22)$$

Массы скаляров m_{ci} связаны с масштабами нарушения горизонтальной симметрии соотношением

$$m_i^2 \approx 10^{-3} V_i^2 \quad (23)$$

причем вакуумные средние поколений имеют следующую иерархию[5]:

$$V_2:V_1:V_0 \cong 1:30:200 \quad (24)$$

В результате фазового перехода возникают характерные пики в спектре адиабатических возмущений с разницей в плотности:

$$\delta \cong \frac{4}{9s}; \quad s = \sqrt{\frac{9}{4} + k \cdot 10^5 \left(\frac{V_i}{m_{Pl}}\right)^2} - \frac{3}{2} \quad (25)$$

где $k \sim 1$.

1.4 Аксионная компонента

Существующие модели, основанные на аксионной холодной скрытой массе(CDM) приводят к наличию крупномасштабных неоднородностей первичного аксионного поля[11]. Первичное аксионное поле возникает в ранней вселенной после фазового перехода, нарушающего PQ-симметрию(Печчей-Куин симметрия[6,7]). Аксион соответствует бозону Хиггса с комплексной фазой θ , который остается безмассовым пока не происходит КХД фазовый переход в ранней Вселенной. Для этого периода истинное вакуумное состояние вырождено для всех значений комплексной фазы.

PQ-симметрия не свободна от цветовой аномалии, которая описывается потенциалом [5] :

$$V(\theta) = \Lambda_1^4 (1 - \cos \theta N). \quad (26)$$

Такой потенциал приводит к ненулевой массе аксиона и устраняет вырождение вакуумного состояния. В таком случае масса аксиона дается выражением[9]:

$$m_\alpha = A_c \frac{m_\pi f_\pi}{F_\alpha}, \quad (27)$$

где F_α -шкала нарушения PQ-симметрии, константа A_c зависит от выбора аксионной модели.

Во время КХД фазового перехода аксионная масса зависит от температуры, пока длина волны аксиона не достигнет размера космологического горизонта ($m(\tilde{t}) \cdot \tilde{t} \approx 0.75$), в этот момент включается аксионная масса и когерентные колебания аксионного поля, которые соответствуют нулевым колебаниям и плотности энергии

$$\rho_a(T) = \left(\frac{39,14}{2}\right) \left(\frac{T_1^2 m_a}{m_{Pl}}\right) \left(\frac{T}{T_1}\right)^3 \theta^2 F_a^2 \quad (28)$$

где T -температура теплового фона излучения.

Предполагается, что в среднем плотность энергии когерентных колебаний распределена однородно ($\bar{\theta} = 1$). Однако локальная плотность энергии когерентных колебаний зависит от локальной фазы θ . Крупномасштабные модуляции распределения фазы θ возникают из-за образования трансформации топологических дефектов в последовательности (PQ и КХД) фазовых переходов[5]. При PQ-фазовом(температура падает до F_a) переходе образуются бесконечные броуновские (80%) и конечные (20%) аксионные нити[10,11].

При дальнейшем снижении температуры до $T=\Lambda_1$ начинает давать вклад потенциал цветовой аномалии, что дает минимум энергии соответствующий вакууму с $\theta = 2\pi k$ при $N=1$, k - целое число.

При замкнутом обходе нити фаза должна меняться на 2π , т.е. при таком обходе из вакуумного состояния с $\theta=0$ мы переходим в состояние $\theta = 2\pi$. Везде вакуумное состояние фиксировано, кроме поверхности $\theta = \pi$, вдоль этой поверхности формируются аксионные стенки, отделяющие одно вакуумное состояние от другого. Амплитуда когерентных колебаний определяется разницей между начальной фиксированной фазой и вакуумным значением, а максимальная плотность энергии колебаний аксионного поля

$$p_a(\theta \sim \pi) = \pi^2 p_a(\bar{\theta} \sim 1). \quad (29)$$

Тогда распределение когерентных колебаний аксионного поля модулируется нелинейными неоднородностями, в которых относительное изменение плотности

$$\frac{\delta\rho}{\rho} > 1. \quad (30)$$

Такие неоднородности называются архиолями, структура которых реализуется в виде аксионной скрытой массы. Вследствие квадрупольной анизотропии реликтового излучения, вызванной архиолями[10,11]:

$$\frac{\delta T}{T} \cong 2,3 \cdot 10^{-6} \left(\frac{F_a}{10^{10} \text{ГэВ}}\right)^2 \quad (31)$$

возникает ограничение на шкалу нарушения PQ-симметрии

$$F_a \leq 1.5 \cdot 10^{10} \text{ГэВ}. \quad (32)$$

ГЛАВА 2. Бариосинтез

Модель горизонтального объединения даже в простейшем варианте обеспечивает механизм бариосинтеза. Этот механизм основан на несохранение $(B + L)$ в электрослабых взаимодействиях при высоких температурах и неравновесные переходы с $\Delta L = 2$, обусловленные физикой майорановской массы нейтрино. Если в процессе бариосинтеза существенную роль играет CP-нарушение за счет аксионов, пространственная асимметрия барионов может быть неоднородным из-за модуляции фазы аксионного поля. В этом случае барионная асимметрия зависит от $\theta(x)$ и является суммой постоянной и пространственно-зависимой величин:

$$\Delta(\vec{x}) = \Delta_0 + \Delta_1 \sin\theta(\vec{x}). \quad (33)$$

Если $\Delta_1 > \Delta_0$ в области отвечающей условию:

$$\left| \theta(x) - \frac{3}{2}\pi + 2\pi k \right| > \arccos\left(\frac{\Delta_0}{\Delta_1}\right) \quad (34)$$

образуется избыток антибарионов.

Подобный бариосинтез дает нетривиальную картину эволюции доменов антивещества. Небольшие домены аннигилируют до первой секунды расширения. Крупномасштабные скопления, удовлетворяющие ограничениям на аннигиляцию, способны формировать объекты доступные для наблюдения[8]. Минимальная масса таких объектов определяется условием выживания относительно аннигиляции с окружающим веществом. Так, не исключено существование шаровых скоплений антизвезд в гало нашей Галактики. Подобные скопления будут являться источниками антипротонов, что позволило бы наблюдать их в AMS эксперименте на МКС.

ГЛАВА 3. Космологические модели скрытой массы

В рамках модели горизонтального объединения, непрерывно изменяя фундаментальный физический параметр ϑ_{PQ} , мы получаем плавный переход от доминантности одной формы скрытой массы к доминантности другой такой формы во Вселенной. Модель позволяет сделать определенные предсказания для каждого типа скрытой массы, исходя из комбинации космологических, астрофизических и физических ограничений. В общем случае, имеется шесть различных сценариев скрытой массы, соответствующие различным значениям шкалы нарушения горизонтального объединения.

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

Высокой школе нарушения соответствует 2 сценария: сценарий холодной скрытой массы, сценарий горячей скрытой массы.

3.1. Сценарий холодной скрытой массы(CDM)

К появлению холодной скрытой массы приводит эволюция аксионных полей после нарушением PQ-симметрии. Модель горизонтального объединения сводится к одному поколению фермионов, в силу особенностей иерархии нарушения симметрии групп $SU(3)_H \otimes U(1)_H$ []

Аксионное поле колеблется с локальной амплитудой $\theta(\vec{x}) - \theta_{vac}[9,10]$.

Плотность энергии колебаний уменьшается в процессе расширения как $\rho_a \propto a(t)^{-3}$, где $a(t)$ - масштабный фактор. Современная плотность аксионов:

$$\rho_a = \left(\frac{\vartheta_{PQ}}{4 \cdot 10^{12} \Gamma_{\text{ЭВ}}} \right) \cdot \rho_{cr}, \quad (35)$$

где ρ_{cr} критическая плотность[5]. При распаде аксионных нитей происходит излучение аксионов, приводящее к космологической плотности аксионов до

$$\rho_a = \left(\frac{\vartheta_{PQ}}{4 \cdot 10^{10} \Gamma_{\text{ЭВ}}} \right) \cdot \rho_{cr}, \quad (36)$$

Исходя из этого можно получить верхний предел на ϑ_{PQ} .

В рамках инфляционной космологии возможна ситуация, когда локальная амплитуда мало отличается от вакуумного среднего, тогда экспоненциальное расширение этих областей приводит к отсутствию аксионных нитей, а следовательно к отсутствию увеличения плотности. Но даже в таком случае можно поставить предел на ϑ_{PQ} так, как при сценарии хаотической инфляции нужно избежать пиков флуктуации плотности, для этого исключаются возможности горизонтальных фазовых переходов на инфляционной стадии, что приводит к ограничению $\vartheta_{PQ} < 2 \cdot 10^{10} \text{ГэВ}$.

И в этом случае аксионные нити образуются при нарушении PQ-симметрии на последующих стадиях. И тогда возникают ограничения, обусловленные архиюлями:

$$\vartheta_{PQ} < 10^8 \text{ГэВ}. \quad (37)$$

2.Сценарий горячей скрытой массы(HDM).

В рамках стандартной модели горячей Вселенной предсказана доминантность τ -нейтрино, что соответствует массе ν_τ :

$$m_{\nu_\tau} = 20 \text{ эВ}. \quad (38)$$

Космологическая плотность таких нейтрино:

$$\rho_{\nu_\tau} = \frac{6.6 \cdot 10^{13} \text{ГэВ}}{\vartheta_{PQ}} \cdot \left(\frac{g_\nu^2}{G_N} \right) \cdot \rho_{cr}, \quad (39)$$

для юкавских констант модели горизонтального объединения в интервале

$$10^{-6} < \frac{g_\nu^2}{G_N} < 10^{-4} \quad (40)$$

сценарий горячей скрытой массы с доминантностью нейтрино соответствует диапазону масштабов

$$10^8 \text{ГэВ} < \vartheta_{PQ} < 10^{10} \text{ГэВ}. \quad (41)$$

Данный диапазон практически совпадает с диапазоном холодной скрытой массы, что позволяет рассматривать модель смешанной скрытой массы(холодной + горячей).

Экспериментально эта модель не подтверждается, так как существующие экспериментальные данные по нейтринным осцилляциям дают ограничение на массу нейтрино $< 1 \text{эВ}$. Таким образом не реализуется доминантность нейтрино(SNO collaboration 2002, KamLand collaboration 2003, K2K collaboration 2003, Super-Kamiomande callobaration 2001).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была описана модель горизонтального объединения. Эта модель, основанная на горизонтальной симметрии между поколениями фермионов, позволяет объяснить иерархию масс между кварк-лептонными поколениями, определяет механизмы инфляции и бариосинтеза, а также дает ряд претендентов на роль скрытой массы во Вселенной. Нарушение этой симметрии ведет к появлению архидона, обуславливающего существование нейтральных токов с изменением аромата (FCNC) и появлению майорановской массы нейтрино.

В работе были рассмотрены механизмы дающие верхние ограничения на шкалу нарушения симметрии. Эти ограничения составляют 10^8 в случае наличия архидонов и 10^{10} в случае реализации CDM(HDM) сценариев. Однако космологический сценарии, базирующиеся на модели горизонтального объединения, предлагают нейтрино в качестве доминирующей компоненты скрытой массы, что исключено на основании экспериментальных результатов, таких как нейтринные осцилляции и ограничения на массы всех типов нейтрино.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Z.G.Berezhiani and M.Yu.Khlopov “Theory of broken gauge symmetry of families” Ядерная физика (1990) V.51, PP.1157-1170.
[English translation: Sov.J.Nucl.Phys. (1990) V. 51, PP. 739-746]
- [2] Z.G.Berezhiani and M.Yu.Khlopov “Physical and astrophysical consequences of family symmetry breaking.” Ядерная физика (1990) V.51, PP.1479-1491. [English translation: Sov.J.Nucl.Phys. (1990) V. 51, PP. 935-942]
- [3] Z.G.Berezhiani and M.Yu.Khlopov “Physics of cosmological dark matter in the theory of broken family symmetry.” Ядерная физика (1990) V.52, PP. 96-103. [English translation: Sov.J.Nucl.Phys. (1990) V. 52, PP. 60-64]
- [4] Z.G.Berezhiani and M.Yu.Khlopov “Cosmology of spontaneously broken gauge family symmetry with axion solution of strong CP-problem” Z.Phys.C – Particles and Fields (1991), V 49., PP. 73-78.
- [5] Хлопов М. Ю. Основы космомикрoфизики. – М: УРСС, 2004.
- [6] Peccei R. D., Quinn H. R. (1977 a). Phys. Rev. Lett. 38, 1440.
- [7] Peccei R. D., Quinn H. R. (1977 b). Phys. Rev. D16, 1791
- [8] Сахаров А. С., Хлопов М. Ю., Д.Д. Соколов “The nonlinear modulation of density distribution in standart axionic CDM and its cosmological impact” Nucl.Phys. B(Proc. Suppl.)(1999) V. 72, 105-109.
- [9] Ya.B. Zel’dovich, A.A. Starobinskii, Possibility of a cold cosmological singularity in the spectrum of primordial black holes.
- [10] Сахаров А. С., Хлопов М. Ю. “The nonhomogeneity problem for the primordial axion field.” Ядерная физика (1994) V.57, PP. 514-516. [English translation: Sov.J.Nucl.Phys. (1994) V. 57, PP. 485-487]
- [11] Сахаров А. С., Хлопов М. Ю., Д.Д. Соколов “Large scale modulation of the distribution of coherent oscillations of a primordial axion field in Universe.”