

1 Министерство образования и науки РФ
2 Национальный Исследовательский Ядерный Университет
3 “МИФИ”

4 Институт ядерной физики и технологий
5 Кафедра физики элементарных частиц

6 Реферат на тему:
7 **Модель горизонтального объединения. Проблема решения**
8 **на низком энергетическом масштабе.**

9 Выполнил:
10 студент группы М17-115
11 Голосов О.В.

12 Москва 2017

13	Содержание	
14	1 Введение	3
15	2 Ранняя вселенная в модели горизонтального объединения	5
16	2.1 Инфляция	5
17	2.2 Формирование первичных черных дыр	5
18	2.3 Ранние "горизонтальные" фазовые переходы	7
19	2.4 Распределение первичного аксионного поля	8
20	3 Бариосинтез	9
21	4 Космологические модели скрытой массы	9
22	4.0.1 Сценарий релятивистского иерархического распада нейтри-	
23	но (HND)	10
24	4.0.2 Сценарий нерелятивистского иерархического распада ней-	
25	трино	10
26	5 Экспериментальные данные	11
27	6 Заключение	11
28	Библиография	13

1 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 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-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 $SU(3)_H$ [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 обобщен на случай n поколений, предполагая соответствующую $SU(n)$ симметрию. В случае трех поколений, выбор группы горизонтальной симметрии является единственным, поскольку ортогональные и вектороподобные калибровочные группы не могут обеспечить различных представлений для левых и правых фермионных состояний. Иерархия масс между поколениями связана с гипотезой об определенной иерархии такого нарушения симметрии — 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 [3] 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 $G_{TVO} \otimes G_H$ 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 $G_{TVO} \otimes G_H$. Наиболее разработанный простейший вариант реалистической модели струн с калибровочной группой $E_8 \otimes E'_8$ (Candelas et al., 1985; Witten, 1985) 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 (Narain, 1986; Kawai et al., 1986) возможен широкий класс групп ВО с рангом меньшим, чем $r \leq 22$. Анализ горизонтального объединения как феноменологии теории всего, может быть полезен для правильного выбора реалистической модели среди множества возможностей, существующих в рамках моделей суперструн.

78 Свойства суперсимметричных партнеров сильно зависят от деталей нару-
79 шения суперсимметрии и требуют особого изучения, а потому не рассматрива-
80 ются в данном обзоре.

81 Чтобы построить реалистическую модель нарушения горизонтальной сим-
82 метрии, нужно ввести довольно широкий набор параметров, однако в модели с
83 горизонтальным объединением параметров меньше, чем в модели без этой сим-
84 метрии. Большинство этих параметров фиксируется экспериментальными дан-
85 ными о свойствах кварков и лептонов. Кроме того, совокупность физических
86 явлений, предсказываемых на основе модели, обеспечивает полную проверку
87 модели с определением всех ее параметров.

88 Эти новые явления возникают на очень высоком энергетическом масшта-
89 бе нарушения горизонтальной симметрии F , который имеет порядок величины
90 $F > 10^5 \div 10^6$ ГэВ, что делает их недоступными изучению на ускорителях
91 даже в отдаленном будущем. Тем не менее, сочетание экспериментальных по-
92 исков косвенных эффектов в редких процессах известных частиц с анализом
93 их космологических и астрофизических эффектов позволяют изучать физику,
94 предсказываемую на этих масштабах, а также космологический сценарий, ос-
95 нованный на этой физике.

96 Модель, предложенная в [4] удовлетворяет следующим условиям естествен-
97 ности:

- 98 • Естественное подавление нейтральных токов с изменением аромата (FCNC)
99 [5].
- 100 • Естественная горизонтальная иерархия, проявляющаяся в наблюдаемой
101 иерархии масс поколений.
- 102 • Естественное решение в КХД проблемы CP-нарушения [6].

103 Из модели следуют следующие факты:

- 104 • нейтральные токи, меняющие аромат, связанные с аксионом и взаимодей-
105 ствиями горизонтальных бозонов;
- 106 • существование майорановской массы нейтрино и иерархия масс нейтрино
107 различных поколений;
- 108 • нестабильность более тяжелых нейтрино относительно аксионных распа-
109 дов на более легкие нейтрино;
- 110 • существование метастабильных сверхтяжелых фермионов.

111 Проверка модели в эксперименте может быть осуществлена с помощью
112 поиска массы и осцилляций нейтрино, изучения переходов $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ и $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$,
113 а также поиска аксионных распадов $\mu \rightarrow e\alpha$, $K \rightarrow \pi\alpha$ и т. д., вместе с анализом
114 космологических и астрофизических эффектов.

115 2 Ранняя вселенная в модели горизонтального объ- 116 единения

117 В модели горизонтального объединения в ранней вселенной существовали
118 особенности в процессах:

- 119 • инфляции,
- 120 • формирования первичных черных дыр,
- 121 • ранних "горизонтальных" фазовых переходов,
- 122 • формирования аксионных полей.

123 Данные особенности рассмотрены подробнее ниже.

124 2.1 Инфляция

125 В инфляционном сценарии, реализующемся в рамках модели горизонталь-
126 ного объединения, в качестве инфлатона может выступать хиггсовское поле η ,
127 являющееся вещественным $SU(2) \otimes U(1) \otimes SU(3)_H$ синглетным скаляром с ва-
128 куумным средним

$$129 \quad \langle \eta \rangle = \frac{\mu}{G_\eta} \quad (1)$$

130 и потенциалом

$$131 \quad V(\eta) = \lambda \left(\eta^2 - \frac{f^2}{2} \right)^2, \quad (2)$$

132 где f - энергетический масштаб спонтанного нарушения глобальной симметрии.

133 Такой потенциал соответствует медленно скатывающемуся скалярному
134 полю, следовательно, простейшая реализация горизонтальной симметрии со-
135 ответствует простейшему сценарию хаотической инфляции. Если зафиксиро-
136 вать параметры потенциала инфлатона, используя наблюдаемые ограничения
137 на плотность энергии инфлатона в период генерации наблюдаемых флуктуа-
138 ций микроволнового фона для 60-го e-фолдинга, можно ограничить плотность
139 энергии инфлатона в период окончания инфляции. Используя потенциал ин-
140 флатона, можно рассчитать амплитуду возмущений плотности $\delta H(k)$ [7], со-
141 ставляющую для моделей с плоскими спектрами и незначительными гравита-
142 ционными волнами, соответствующих моделям горизонтального объединения
143 $\delta H \sim 1.7 \cdot 10^{-5}$.

144 Кроме того, возможно оценить значение хаббловской постоянной в период
145 окончания инфляции H_{end} , в широком диапазоне вакуумных средних f состав-
146 ляющее $H_{end} \cong 1.8 \cdot 10^{-7} m_{pl}$. Данное значение воспроизводит результат экспе-
147 римента COBE. В экспериментах WMAP и PLANCK, наблюдавших микровол-
148 новы фон, были получены данные на уровне $\sim 10^{-4}$.

149 2.2 Формирование первичных черных дыр

150 Поведение спектра возмущений плотности энергии в ультрафиолетовой
151 области можно оценить, анализируя образование первичных черных дыр (ПЧД)
152 в ранней Вселенной. Вероятность формирования ПЧД в диапазоне масс M для

уравнения состояния для уравнения состояния $p = \gamma \cdot \epsilon$ ($0 < \gamma < 1$) определяется хвостом сферически симметричного гауссовского распределения флуктуации плотности

$$\beta_0(M) \approx \delta(M) \exp \left\{ -\frac{\gamma^2}{\delta^2(M)} \right\}. \quad (3)$$

Масса ПЧД, родившейся на момент времени t , должна быть, по меньшей мере, $\gamma^{\frac{3}{2}}$ от массы горизонта, то есть

$$M \approx \gamma^{\frac{3}{2}} \frac{t}{t_{pl}} m_{pl}. \quad (4)$$

В ранней Вселенной обычно берется $\gamma = \frac{1}{3}$ что соответствует радиационно-доминированной стадии. Далее следует пылевая стадия с уравнением состояния $p = 0$, во время которой за счет роста флуктуации плотности образуются гравитационно связанные объекты. Доля плотности переходящая в ПЧД, зависит от вероятности, с которой эти объекты сжимаются под свой шварцшильдовский радиус. Минимальная вероятность соответствует прямому коллапсу ПЧД непосредственно в период образования: $\beta(M) \approx 2 \cdot 10^{-2} \delta(M)^{\frac{13}{2}}$. Такая вероятность справедлива для образования ПЧД с массой в диапазоне $M_1 \leq M \leq M_{max}$, где M_1 – масса внутри космологического горизонта на момент начала пылевой стадии t_0 , M_{max} – масса объекта, обособляющегося от расширения в конце пылевой стадии t_2 . M_{max} дается неявно выражением:

$$M_{max} = [\delta(M_{max})]^{\frac{3}{2}} \frac{t_2}{t_{pl}} m_{pl}. \quad (5)$$

Инфляционная модель, основанная на модели горизонтального объединения, делает возможной реализацию мягкого уравнения состояния $\gamma \ll 1$, возникающего в период разогрева после окончания хаотической инфляции, наличие которого увеличивает эффективность образования ПЧД. Разогрев происходит за счет трения, возникающего при взаимодействии скалярного инфлатонного поля с другими частицами, преобразующего кинетическую энергию колебаний поля в фоновое излучение. Разогрев завершается за счет распада инфлатона и определяется шириной распада

$$\Gamma_{\eta}(\eta \rightarrow \bar{F}f) = \frac{G_{\eta}^2 m_{\eta}}{8\pi}. \quad (6)$$

В таком случае пылевая стадия начинается с момента окончания инфляции и длится до завершения разогрева Вселенной в момент $t_2 = \Gamma_{\eta}^{-1}$, когда скалярное поле быстро распадается на релятивистские частицы [1]. Для реализации достаточно длительной пылевой стадии необходимо выполнения условия $\Gamma_{\eta}^{-1} \gg H_{end}^{-1}$.

Внутренняя согласованность модели горизонтального объединения требует ввести ограничение на образование ПЧД, гарантирующее правильную структуру массовой матрицы фермионов, генерируемой дираковским “see-saw” механизмом:

$$G_{\eta} f \leq G_F^n \langle \xi^{(n)} \rangle, \quad (7)$$

где G – константы соответствующих взаимодействий, ξ – вакуумные средние соответствующих горизонтальных скаляров. Следовательно, для минимального самодействия инфлатона необходимо, чтобы выполнялось условие $f \leq 10^{-6} m_{pl}$.

204 Такое значение масштаба нарушения горизонтальной симметрии влечет за со-
 205 бой проблему образования доменных стенок за счет флуктуаций вещественного
 206 инфлатонного поля в период пылевой стадии. Для ее решения требуется либо
 207 устранить условие минимальной связи инфлатона и положить $f = m_{pl}$, что
 208 приведет к ненормально большому постинфляционному периоду, либо ввести
 209 комплексное инфлатонное поле, для реализации которого потребуется ввести
 210 неминимальную модель аксиона. Таким образом решение данной проблемы в
 211 рамках МГО требует более сложного многопараметрического космологического
 212 сценария.

203 2.3 Ранние "горизонтальные" фазовые переходы

204 Взаимодействие горизонтальных скаляров с инфлатоном приводит к фа-
 205 зовым переходам на инфляционной стадии. В процессе медленного скатывания
 206 амплитуда инфлатонного поля падает ниже некоторого критического значения
 207 η_c , массовый член в хиггсовском потенциале меняет знак и происходит фазо-
 208 вый переход. При этом в спектре возмущения плотности возникают характер-
 209 ные пики [8]. Такие возмущения покидают горизонт в период порядка $(40 \div 1)$
 210 е-фолдинг до окончания инфляции, вторично появляются в пределах горизон-
 211 та на радиационно-доминированной или пылевой стадии, и в принципе имеют
 212 возможность сжаться, сформировав ПЧД. На конец инфляции имеем физиче-
 213 ский масштаб, который покинул горизонт во время фазового перехода [1]:

$$214 \quad l_e \approx H_0^{-1} \exp\{N_e\}, \quad (8)$$

215 где H_0 - постоянная Хаббла на момент инфляции, $\exp\{N_e\}$ - фактор расширения
 216 Вселенной.

217 ПЧД образуются за время $t_k = H_0^{-1} \exp\{f N_e\}$ и имеют массу
 218 $M \cong H_0^{-1} \exp\{f N_e\}$, где $f = 2$ для радиационно-доминированной стадии и $f = 3$
 219 для пылевой стадии.

220 При включении в эффективный инфляционный потенциал горизонталь-
 221 ных скаляров:

$$222 \quad V(\eta, \xi^{(0)}, \xi^{(1)}, \xi^{(2)}) = -\frac{m_\eta^2}{2} \eta^2 + \frac{\lambda_\eta^2}{2} \eta^4 - \sum_{i=0}^2 \frac{m_i^2}{2} (\xi^{(i)})^2 + \sum_{i=0}^2 \frac{\lambda_i^2}{4} (\xi^{(i)})^4 + \sum_{i=0}^2 \frac{\nu_i^2}{2} \eta^2 (\xi^{(i)})^2. \quad (9)$$

223 их минимальное взаимодействие с инфлатоном определяется фермионными пет-
 224 левыми поправками, обусловленными юкавскими связями и описывается выра-
 225 жением:

$$226 \quad \nu_i = \nu_\xi \cong \frac{G_\eta^2 \left(G_F^{(i)}\right)^2}{8\pi^2}. \quad (10)$$

227 Когда амплитуда поля падает ниже $\eta_{ci} = \frac{m_i}{\sqrt{\nu_i}}$ это взаимодействие приводит
 228 к фазовому переходу, что сопровождается возникновением характерных пиков
 229 в спектре адиабатических возмущений с колебаниями плотности [9]:

$$230 \quad \delta \cong \frac{4}{9s}; \quad s = \sqrt{\frac{9}{4} + k \cdot 10^5 \left(\frac{V_i}{m_{Pl}}\right)^2} - \frac{3}{2}; \quad k \sim 1. \quad (11)$$

2.4 Распределение первичного аксионного поля

Модель холодной скрытой массы (CDM), основанная на модели невидимого аксиона, приводит к существованию крупномасштабным неоднородностям в распределении плотности энергии когерентных колебаний первичного аксионного поля, названным *архиолями*. Аксионное поле возникает в ранней вселенной после фазового перехода, нарушающего PQ-симметрию (Рессеи-Куинн) [6]. Аксион соответствует фазе θ нарушающего PQ-симметрию комплексного хиггсовского бозона, и остающегося почти безмассовым, пока не происходит КХД фазовый переход в ранней Вселенной, когда истинное вакуумное состояние вырождено для всех значений. PQ-симметрия не свободна от цветовой аномалии, описываемой потенциалом [1] $V(\theta) = \lambda_1^4(1 - \cos \theta N)$. Данный потенциал приводит к ненулевой массе аксиона и устраняет вырождение вакуумного состояния. При этом масса аксиона равна $m_\alpha = A_c \frac{m_\pi f_\pi}{F_\alpha}$, где F_α - шкала нарушения PQ-симметрии, константа $A_c \sim 1$ зависит от выбора аксионной модели.

При КХД фазовом переходе масса аксиона зависит от температуры, пока комптоновская длина волны аксиона не достигнет космологического горизонта (выполнится условие $m(\tilde{t} \cdot \tilde{t} \sim 0.75$. Тогда «включаются» аксионная масса и когерентные колебания аксионного поля, соответствующие конденсату с нулевым импульсом и плотностью энергии.

$$\rho_\alpha(T) = \left(\frac{39.14}{2}\right) \left(\frac{T_1^2 m_\alpha}{m_{Pl}}\right) \left(\frac{T}{T_1}\right)^3 \theta^2 F_\alpha^2, \quad (12)$$

где T - температура теплового фона излучения, $T_1 = \lambda_1$.

Обычно предполагается, что в среднем плотность энергии когерентных колебаний распределена однородно с $\bar{\theta} = 1$, однако локальное значение плотности энергии когерентных колебаний поля зависит от локальной фазы. Крупномасштабные модуляции распределения фазы возникают из-за образования и трансформации топологических дефектов в последовательности двух (PQ и КХД) фазовых переходов. В ходе расширения температура Вселенной падает до F_α и происходит PQ-фазовый переход, при котором образуются бесконечные ($\sim 80\%$ общей длины) или замкнутые ($\sim 20\%$) аксионные нити [10]. При снижении температуры до $T = \lambda_1$ потенциал цветовой аномалии устраняет вырождение, и появляется минимум энергии при $\theta = 2\pi k, k \leq N$, где N - число поколений.

При обходе вдоль замкнутой нити происходит переход из вакуумного состояния с $\theta = 0$ в состояние с $\theta = 2\pi$. Состояние фиксируется во всех точках вокруг нити, кроме поверхности в направлении $\theta = \pi$ от нее, вдоль которой формируются аксионные стенки, отделяющие одно вакуумное состояние от другого. Амплитуда когерентных колебаний определяется разницей между начальной локальной фазой и вакуумным значением, при этом максимальная энергия осцилляций поля равна

$$\rho_\alpha(\theta - \pi) = \pi^2 \rho_\alpha(\bar{\theta} \sim 1) \quad (13)$$

Следовательно, распределение когерентных колебаний аксионного поля модулируются нелинейными неоднородностями с относительным изменением плотности $\frac{\delta \rho}{\rho} > 1$, названными *архиолями*. Их структура реализуется в виде аксионной скрытой массы и обуславливает квадрупольную анизотропию реликтового излучения:

$$\frac{\delta T}{T} \cong 2.3 \cdot 10^{-6} \left(\frac{F_\alpha}{10^{10} \text{ГэВ}} \right)^2, \quad (14)$$

накладывающую ограничение на шкалу нарушения PQ-симметрии в данной модели: $F_\alpha \leq 1.5 \cdot 10^{10} \text{ГэВ}$.

3 Бариосинтез

Даже простейший вариант модель горизонтального объединения обеспечивает механизм бариосинтеза. Этот механизм основан на несохранении $(B+L)$ в электрослабых взаимодействиях при высоких температурах и неравновесных переходах с $\Delta L = 2$, обусловленных физикой майорановской массы нейтрино. В случае когда в процессе бариосинтеза существенную роль играет CP-нарушение вследствие влияния аксионного поля, пространственная асимметрия барионов может оказаться неоднородной вследствие модуляции его фазы. При этом барионная асимметрия зависит от $\theta(x)$ и является суммой постоянной и пространственно-зависимой величин:

$$\Delta(\vec{x}) = \Delta_0 + \Delta_1 \sin \theta(\vec{x}). \quad (15)$$

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

$$|\theta(x) - \frac{3}{2}\pi + 2\pi k| > \arccos \left(\frac{\Delta_0}{\Delta_1} \right) \quad (16)$$

образуется избыток барионов. Такой бариосинтез дает нетривиальную картину эволюции доменов антивещества: небольшие домены аннигилируют еще до первой секунды расширения, в то время как крупномасштабные скопления, удовлетворяющие ограничениям на аннигиляцию, способны формировать доступные для наблюдения объекты [9]. Их минимальная масса определяется условием выживания относительно аннигиляции с окружающим веществом. Так, не исключено существование шаровых скоплений антизвезд в гало нашей Галактики. Подобные скопления должны являться источниками антипротонов, что позволит наблюдать их в эксперименте AMS на МКС.

4 Космологические модели скрытой массы

Непрерывное изменение фундаментального физического параметра θ_{PQ} в рамках модели горизонтального объединения сопровождается плавной сменой доминантности между несколькими формами скрытой массы во Вселенной. Для каждой из этих форм модель позволяет сделать определенные предсказания, исходя из комбинации космологических, астрофизических и физических ограничений. В общем случае существует шесть различных сценариев скрытой массы, соответствующих различным значениям шкалы нарушения горизонтального объединения:

1. Холодная скрытая масса (CDM)
2. Горячая скрытая масса (HDM)
3. Релятивистская нестабильная скрытая масса (UDM)

313 4. Нерелятивистская нестабильная скрытая масса

314 5. Релятивистский иерархический распад нейтрино (HND)

315 6. Нерелятивистский иерархический распад нейтрино

316 Совокупность космологических и астрофизических ограничений [1], остав-
317 ляют только два узких интервала шкалы нарушения горизонтальной симмет-
318 рии: вблизи $\theta_{PQ} \sim 10^{10}$ ГэВ, где возможны сценарии CDM и HDM или их
319 смесь с возможной примесью архиолей; и близкий к $\theta_{PQ} \sim 10^6$ ГэВ, в кото-
320 ром реализуются HND сценарии 5 и 6. Сценарии 3 и 4 полностью исключены
321 ограничениями на θ_{PQ} , полученными из наблюдений нейтринного импульса в
322 эксперименте SN1987A.

323 4.0.1 Сценарий релятивистского иерархического распада нейтрино 324 (HND)

325 В современной Вселенной доминируют релятивистские архионы и элек-
326 тронные нейтрино от распадов мюонных нейтрино с массой

$$327 m_{\nu_\mu} 50 \cong 100 \text{ эВ} \quad (17)$$

328 и временем жизни

$$329 \tau(\nu_\mu \rightarrow \nu_e + a) \cong 4 \cdot 10^{15} \div 10^{16} \text{ с} \quad (18)$$

330 при условии быстрого распада тау-нейтрино с массой

$$331 m_{\nu_\tau} \cong 1 \div 10 \text{ кэВ} \quad (19)$$

332 и временем жизни

$$333 \tau(\nu_\tau \rightarrow \nu_\mu + a) \leq 10^8 \div 10^{10} \text{ с.} \quad (20)$$

334 В этом случае современная плотность равна

$$335 \rho_{\nu_e}^{dec} + \rho_\alpha^{dec} = \left(\frac{\theta_{PQ}}{10^8 \text{ ГэВ}} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{1}{x} \cdot \left(\frac{g_\nu^2}{G_N} \right) \cdot \rho_{cr}. \quad (21)$$

336 4.0.2 Сценарий нерелятивистского иерархического распада нейтри- 337 но

338 Доминантность нерелятивистских или полурелятивистских архионов, воз-
339 никающих и в ранних распадах тау-нейтрино, удовлетворяющих условиям 19
340 и 20, и в последующих распадах ν_μ удовлетворяющих условиям 17 и 18, реа-
341 лизуется в случае $m_a > m_{\nu_e}$. Основной вклад в неоднородную скрытую массу
342 обеспечивается как фоном первичных тепловых архионов, так и нерелятивист-
343 скими архионами от ранних распадов. Полная плотность учитывает также до-
344 минирующий вклад однородного фона архионов от недавних распадов:

$$345 \rho_\alpha = \frac{5 \cdot 10^5 \text{ ГэВ}}{\theta_{PQ}} \cdot \rho_{cr}. \quad (22)$$

346 В случае если $m_a < m_{\nu_e}$ нерелятивистские электронные нейтрино как пер-
347 вичные, так и от распадов мю- и тау-нейтрино, вносят свой вклад в современную
348 космологическую плотность

$$\rho_\alpha = \frac{3.3 \cdot 10^{10} \text{ ГэВ}}{\theta_{PQ}} \cdot \left(\frac{g_\nu^2}{G_N} \right) \cdot \rho_{cr}. \quad (23)$$

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. Это позволяет осуществлять целенаправленный экспериментальный поиск эффектов, которые вытекают из тех же физических оснований, что и рассматриваемая космологическая модель. (Belotsky et al, 1998).

5 Экспериментальные данные

К экспериментам, позволяющим дать критический анализ модели горизонтального объединения и низкоэнергетической шкалы нарушения симметрии, относятся эксперименты по измерению массы нейтрино, поиску $0\nu 2\beta$ – распада и нейтринных осцилляций. Для МГО в целом основополагающими являются эксперименты по поиску аксиона и его константы взаимодействия.

Оценка массы электронного, мюонного и тау-нейтрино производится с помощью анализа распада трития, пиона и тау-лептона, соответственно. На сегодняшний день получены следующие оценки масс:

- $m_{\nu_e} < 2.2 \text{ эВ}$ (из распада ${}^3_1T \rightarrow {}^3_2He + e^- + \tilde{\nu}_e$),
- $m_{\nu_\mu} < 170 \text{ КэВ}$ (из распада $\pi \rightarrow \mu\nu$),
- $m_{\nu_\tau} < 15.5 \text{ МэВ}$ (из распадов $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ и $\tau^- \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ (\pi^0) \nu_\tau$).

Из этих оценок можно видеть, что ограничения, наложенные на дираковскую массу нейтрино, не противоречат предсказаниям теории.

Поиски безнейтринного двойного бета-распада дают оценки на массу порядка $m_{\nu_e} < 0.33 \text{ эВ}$. Первые результаты эксперимента Gerda (Gran-Sasso) дают оценку периода полураспада по этому каналу $T_{\frac{1}{2}} > 2 \cdot 10^{25} \text{ лет}$.

Данные, полученные из экспериментов по поиску нейтринных осцилляций указывают на то, что иерархия масс нейтрино существенно отличается от предсказанной, так как на разность масс были поставлены весьма жесткие ограничения. Таким образом, предлагаемая иерархия масс нейтрино не находит экспериментального подтверждения. Эксперименты по поиску аксиона и реакций с его участием также не дали положительных результатов. Например, анализ нейтринного сигнала в эксперименте SN1987A не подтвердил существования аксионов. Эти данные свидетельствуют о том, что аксион либо является «невидимой» частицей, что не позволяет ему взаимодействовать с известной материей, либо он не существует вовсе.

384 6 Заключение

385 В данном реферате была описана модель горизонтального объединения в
386 целом и ее реализация в области "низкой" шкалы нарушения симметрии. Эта
387 модель, основанная на горизонтальной симметрии между поколениями фермио-
388 нов, позволяет объяснить иерархию масс между кварк-лептонными поколения-
389 ми, определяет механизмы инфляции и бариосинтеза, а также дает ряд претен-
390 дентов на роль скрытой массы во Вселенной. Нарушение этой симметрии ведет
391 к появлению архиона, обуславливающего существование нейтральных токов с
392 изменением аромата (FCNC) и появлению майорановской массы нейтрино.

393 Стоит отметить, что ряд космологических и астрофизических ограниче-
394 ний, вкуче с экспериментальными данными, не дают подтверждения МГО. Дан-
395 ная модель не полна - она не включает в себя теории суперсимметрии, великого
396 объединения, темной материи и, следовательно, не может полностью описы-
397 вать космологический сценарий, и служить его физическим основанием. Тем
398 не менее, она демонстрирует, что космомикрoфизика может достичь в своем
399 развитии.

400 Список литературы

- 401 [1] Хлопов М.Ю. Основы космомикрoфизики. Изд. 2-е. — М.: Едиториал УРСС,
402 2011. — 368 с.
- 403 [2] Чкареули Дж. К. (1980). Письма ЖЭТФ. 32, 684.
- 404 [3] Berezhiani Z.G. (1983). Phys. Lett. 129B, 99
- 405 [4] Z.G.Berezhiani and M.Yu.Khlopov “Theory of broken gauge symmetry of
406 families” Ядерная физика (1990) V.51, PP.1157-1170.
- 407 [5] Glashow S. L., Weinberg S. (1977). Phys. Rev. D15, 1958
- 408 [6] Peccei R .D ., Quinn H .R. (1977a). Phys. Rev. Lett. 38, 1440. 537.
- 409 [7] Сахаров А. С., Хлопов М. Ю. ,Д.Д. Соколов “The nonlinear modulation
410 of density distribution in standard axionic CDM and its cosmological impact.
411 Nucl.Phys. B(Proc. Suppl.)(1999) V. 72, 105-109.
- 412 [8] Kofman L .A ., Linde A. D. (1987). Nucl. Phys. B282, 555
- 413 [9] Сахаров А. С., Хлопов М. Ю. (1993). Ядерная физика. 56, 220 [Sov. J. Nucl.
414 Phys. 56, 412].
- 415 [10] Harari A , Sikivie P. (1987). Phys. Lett. 195B, 361.
- 416 [11] Сахаров А. С., Хлопов М. Ю. “The nonhomogeneity problem for thw
417 primordial axion field.” Ядерная физика (1994) V.57, PP. 514-516.
- 418 [12] Abbot L. F., Sikivie P. (1983). Phys. Lett. B120, 133
- 419 [13] Davis R .L . (1986). Phys. Lett. 180B, 225.