

Министерство образования и науки Российской Федерации Федеральное
автономное образовательное учреждение высшего образования Национальный
Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ» Факультет
Экспериментальной и Теоретической Физики
Кафедра №40 «Физика элементарных частиц»

Реферат по курсу “Космомикрофизика” на тему:

«ТЕОРИЯ “МАЛОГО ХИГГСА” КАК РАСШИРЕНИЕ СТАНДАРТНОЙ
МОДЕЛИ»

Кошеленко Дарья,

М16-115

Москва 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
1. ПРОТИВОРЕЧИЯ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ	4
2. МОДЕЛЬ “МАЛОГО ХИГГСА”	
2.1 Основная идея.....	4
2.2 Намбу-Голдстоуновские бозоны.....	6
2.3 Намбу-Голдстоуновские бозоны в неабелевом случае.....	7
2.4. Построение Малого Хиггса.....	7
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВО МАЛОГО ХИГГСА	9
4. КОСМОЛОГИЧЕСКОЕ ПРОЯВЛЕНИЕ МАЛОГО ХИГГСА.....	9
4.1. Проблема “тёмной материи”	10
4.1.1 Кривые вращения.....	10
4.1.2 Гравитационное линзирование.....	11
4.1.3 Небарионная природа тёмной материи.....	
5. Заключение. Решение проблемы тёмной материи в рамках моделей “малого Хиггса”.....	11

Введение

Практически вся современная физика элементарных частиц на данный момент описывается Стандартной Моделью (СМ) [1] - теоретической конструкцией, включающей в себя все известные на данный момент взаимодействия за исключением гравитационного. Она является математическим представлением физических процессов микромира, однако, оставляет нерешёнными большое количество вопросов (таких, например, как проблема иерархий масс, наличие массы у нейтрино и т.д.). Существует множество указаний на то, что СМ может быть низкоэнергетичным пределом некоторой более общей теории, подобно тому, как принцип относительности Галилея является частным случаем принципа относительности Эйнштейна в рамках ньютоновской механики. Именно поэтому чрезвычайно остро на данный момент стоит вопрос расширения Стандартной Модели до теории, способной более полно и подробно описать процессы микромира, а также разрешить противоречия, существующие в рамках СМ.

Для поиска “новой физики” за границами СМ принципиально возможны два пути: изучение процессов с вероятным рождением гипотетических новых частиц или же поиск проявлений предполагаемой “новой физики” в уже известных взаимодействиях [2]. Стоит, однако, учитывать, что экспериментальное подтверждение теорий, использующих первый подход, может быть невозможным в настоящее время в силу вероятного наличия частиц “новой физики” лишь на более высоких энергиях, ещё не достигнутых на ускорителях.

Данный реферат посвящён одному из множества существующих на данный момент гипотетических расширений Стандартной Модели - теории “Малого Хиггса”, в котором бозон Хиггса является не фундаментальной, а составной частицей, что приводит к устранению некоторых теоретических проблем Стандартной Модели.

1. Противоречия Стандартной Модели

Стандартная Модель представляет из себя теорию сильных и электрослабых взаимодействий, основанную на калибровочной группе $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Описываемые ей взаимодействия являются калибровочными, то есть осуществляются путём обмена калибровочными частицами: фотонами в случае электромагнитных взаимодействий, глюонами - в сильных взаимодействиях, W и Z в случае слабых взаимодействий.

В отличие от безмассовых гамма-квантов и глюонов, W и Z - массивные частицы (с массой порядка 100 ГэВ). Наличие у этих частиц массы является следствием нарушения симметрии относительно группы $SU(2) \times U(1)$. Такое нарушение в формализме СМ может быть следствием существования некоторого скалярного поля. Вакуумное значение этого поля приводит к наличию некоторого выделенного направления в пространстве генераторов группы $SU(2) \times U(1)$. Тогда факт наличия массы у элементарных частиц (лептонов, калибровочных бозонов и т.д.) является следствием взаимодействия самих частиц с данным скалярным полем. Квантом этого поля является бозон Хиггса.

Однако, Хиггсовский бозон объясняет лишь сам факт нарушения электрослабой симметрии, но не его механизм. Данная теория не объясняет, почему потенциал хиггсовского поля нестабилен в нуле. Поэтому электрослабый сектор является, по-видимому, интересной областью для поиска “Новой физики”, выходящей за пределы СМ.

2. Модель “Малого Хиггса”

2.1 Основная идея

Анализ экспериментальных данных позволяет сделать однозначный вывод о факте нарушения электрослабой симметрии, однако, понимание механизма этого нарушения пока не сформировано до конца.

Если исходить из того, что новые частицы с массами меньше масс электрослабого сектора отсутствуют, то “новая физика” в электрослабом

секторе реализуется многомерными операторами, подавленными энергетическими масштабами “новой физики” ($\Lambda \sim \text{ТэВ}$). Эти операторы можно классифицировать по нарушаемым им симметриям. Ими могут быть, например, нарушение CP - симметрии и симметрии ароматов. Таким образом, данные операторы накладывают жёсткие ограничения на сохранение симметрий на исследуемом масштабе $\sim 1 \text{ ТэВ}$, и расширения СМ не должны нарушать эту границу.

Для понимания возможности стабилизации массы Хиггс - бозона без нарушений этих ограничений необходимо рассмотреть причины неустойчивости массы Хиггса.

Рассмотрим основные радиационные поправки к массе бозона Хиггса: однопетлевые диаграммы с t-кварками (рис. 1а), SU(2) калибровочными бозонами (рис. 1б) и хиггсовские петли (рис. 1в).

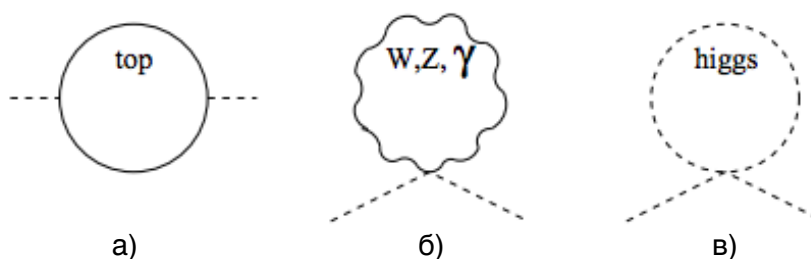


Рис. 1. Основные радиационные поправки к массе бозона Хиггса:

а) однопетлевые диаграммы с t-кварками б) однопетлевые диаграммы с виртуальным Z и W - бозонами в) однопетлевые диаграммы с Хиггс - бозонами.

Вклад однопетлевой диаграммы пропорционален квадрату константы связи [3], а та в свою очередь пропорциональна массе образующейся виртуальной частицы. Поскольку масса t-кварка существенно превосходит массы остальных кварков (170 ГэВ, что значительно выше следующей массы b-кварка порядка 4 ГэВ), всеми остальными вкладами можно пренебречь. Остальные возможные диаграммы будут давать существенно более низкие вклады в силу малости их констант связи по сравнению с рассматриваемыми.

Если предполагать, что СМ остаётся верной на энергетических масштабах $\Lambda \sim 10$ ТэВ, то рассмотренные диаграммы дают определённый вклад в массу бозона Хиггса (табл. 1).

Диаграмма	Оператор	Вклад в $(m_H)^2$
Петля с t-кварками	$-\frac{3}{8\pi^2} \lambda_t^2 \Lambda^2$	$\sim (2 \text{ ТэВ})^2$
Петля с SU(2) - бозонами	$\frac{9}{64\pi^2} g^2 \Lambda^2$	$\sim (700 \text{ ТэВ})^2$
Петля с хиггс-бозонами	$\frac{1}{16\pi^2} \lambda_t^2 \Lambda^2$	$\sim (500 \text{ ТэВ})^2$

Табл. 1. Вклад диаграмм в квадрат массы бозона Хиггса.

Для того, чтобы масса бозона Хиггса оставалась на уровне электрослабого масштаба, выбирается следующий масштаб обрезаний:

- 1) для петлевой диаграммы с топ-кварком: $\Lambda \leq 2$ ТэВ;
- 2) для петлевой диаграммы с калибровочными бозонами: $\Lambda \leq 5$ ТэВ;
- 3) для петлевой диаграммы с хиггс - петлёй: $\Lambda \leq 10$ ТэВ.

Следовательно, на масштабе энергий порядка 2 ТэВ можно ожидать, например, проявление “новой физики”, связанной с обрезанием расходящейся петли t-кварка, то есть должны существовать частицы, порождающие новые петлевые диаграммы, сокращающие вклад от петель с t-кварком, с массой около 2 ТэВ и связанных некоторой симметрией с t-кварком, подразумевающей наличие подобных t-кварку квантовых чисел.

Аналогичным образом, на масштабе энергий порядка 5 ТэВ должны существовать новые частицы, связанные подобным видом симметрии с калибровочными бозонами Стандартной Модели, а при энергиях порядка 10 ТэВ - новые частицы, сокращающие расходящуюся петлю с бозоном Хиггса.

Одно из расширений СМ, решающих эту проблему - модель Малого Хиггса, в которой Бозон Хиггса является псевдо-Нambu-Голдстоуновским бозоном. В этом случае глобальные симметрии приводят к сдвигу хиггсовских

полей, в результате чего масса Хиггса не содержит однопетлевых расхождений.

2.2 Намбу-Голдстоуновские бозоны

Намбу-Голдстоуновские бозоны - частицы, возникающие при спонтанном нарушении глобальной симметрии [4]. Наиболее простым примером представляется рассмотрение группы $U(1)$.

Пусть у нас есть скалярное поле ϕ с потенциалом $V(\phi^*\phi)$. Группа $U(1)$ включает в себя инвариантность потенциала относительно преобразований:

$$\phi \rightarrow \phi \cdot e^{i\alpha}. \quad (1)$$

Нахождение минимума потенциала находится не в нуле, а в некоторой точке $f > 0$ (рис. 2) приводит к спонтанному нарушению $U(1)$ симметрии.

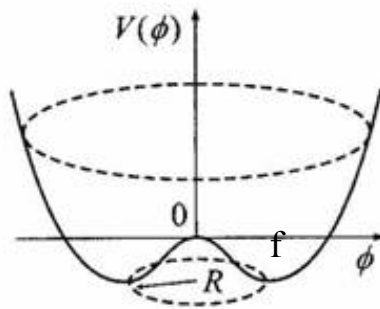


Рис. 2. Потенциал спонтанного нарушения симметрии группы $U(1)$.

Будем считать, что отклонения поля от минимума малы. В таком случае, поле вблизи вакуумного значения можно разложить в ряд:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(f + r(x)) \cdot \exp\left[\frac{i\theta(x)}{f}\right], \quad (2)$$

где $r(x)$ - массивная радиальная мода, а $\theta(x)$ - намбу-голдстоуновские бозоны (НГБ).

Поскольку радиальное поле $r(x)$ должно быть инвариантно относительно $U(1)$ преобразований, можно показать, что для выполнения этого условия θ испытывает сдвиг:

$$\theta \rightarrow \theta + \alpha, \alpha \ll \theta.$$

Важно отметить, что результирующий эффективный Лагранжиан не должен содержать в себе массового члена поля $\theta(x)$. Общий вид Лагранжиана НГБ выглядит следующим образом:

$$L = const + f^2 |\partial_\mu \phi|^2 + O(\partial^4). \quad (4)$$

2.3. Намбу-Голдстоуновские бозоны в неабелевом случае

В случае спонтанного нарушения неабелевой группы симметрии каждый нарушенный генератор приводит к образованию одного намбу-голдстоуновского бозона.

Например, рассмотрим случай нарушения $SU(N) \rightarrow SU(N-1)$ за счёт вакуумного среднего поля ϕ . Число генераторов группы уменьшается с $(N)^2-1$ до $(N-1)^2-1$, следовательно, число нарушенных генераторов:

$$(N)^2-1 - ((N-1)^2-1) = 2N-1. \quad (5)$$

Удобным оказывается форма записи:

$$\phi = \exp \left[\frac{i}{f} \left(\begin{array}{ccc|c} \ddots & & \ddots & \pi_1 \\ & 0 & & \vdots \\ \ddots & & \ddots & \pi_{N-1} \\ \hline \pi_1^+ & \dots & \pi_{N-1}^+ & \pi_0 / \sqrt{2} \end{array} \right) \right] \left(\begin{array}{c} 0 \\ \vdots \\ f \end{array} \right) = e^{\frac{i\pi}{f}} \phi_0, \quad (6)$$

причём поле π_0 - вещественное, а остальные - комплексные.

2.4. Построение Малого Хиггса

Рассмотрим нарушение симметрии $SU(3) \rightarrow SU(2)$. h - дублет относительно ненарушенной симметрии группы $SU(2)$, как это требует механизм Стандартной Модели. Однако, поскольку он испытывает сдвиг относительно нарушения симметрии $SU(3)$, h - намбу-голдстоуновский бозон.

В этом случае:

$$\pi = \begin{pmatrix} -\eta/2 & |h \\ \eta/2 & |h \\ \hline h^+ & |\eta \end{pmatrix}$$

причём поле η - синглет относительно SU(2).

Тогда

(7)

$$\phi = \exp \left[\frac{i}{f} \begin{pmatrix} 0 & h \\ h^+ & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} 0 \\ f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ f \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} 0 \\ h \end{pmatrix} - \frac{1}{2f} \begin{pmatrix} 0 \\ h^+ h \end{pmatrix} \quad (8)$$

и

$$f^2 |\partial_\mu \phi|^2 = |\partial_\mu h|^2 + \frac{|\partial_\mu h|^2 h^+ h}{f^2}, \quad (9)$$

что описывает взаимодействие, подавленное масштабом нарушения симметрии f . Для определения масштаба обрезания Λ вклад расходящейся однопетлевой диаграммы учитывается во втором слагаемом кинетического члена. При обрезании расходимости на масштабе Λ получим, что кинетический член пропорционален $\frac{1}{f^2} \frac{\Lambda^2}{16\pi^2}$. Исходя из требований на константу связи ≥ 1 , получаем условие $\Lambda < 4\pi f$.

Следующий шаг - построение калибровочных взаимодействий. Важно, однако, помнить, что механизм калибровочных взаимодействий не должен содержать в себе квадратичных расходимостей. Для этого рассматриваются два намбу-голдоуновских бозона ϕ_1 и ϕ_2 . параметризуем их:

$$\phi_1 = \exp \left(\frac{i\pi_1}{f} \right) \begin{pmatrix} \\ f \end{pmatrix}, \phi_2 = \exp \left(\frac{i\pi_2}{f} \right) \begin{pmatrix} \\ f \end{pmatrix}, \quad (10)$$

учитывая, что вакуумные средние полей одинаковы: $f_1=f_2=f$.

Тогда Лагранжиан такой системы можно записать следующим образом:

$$L = |D_\mu \phi_1|^2 + |D_\mu \phi_2|^2. \quad (11)$$

Он включает в себя следующие диаграммы:

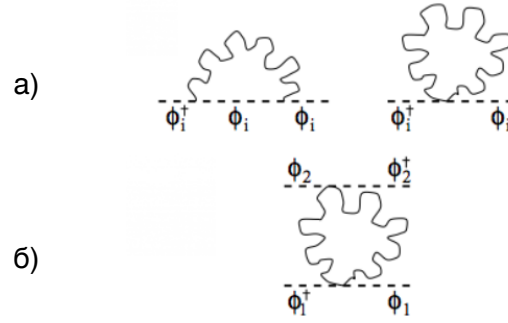


Рис. 3. Поправки к потенциалу взаимодействия одного (а) и двух (б) полей.

Вклад от диаграмм, содержащих только одно поле ϕ_1 или ϕ_2 (рис. 3а):

$$\frac{g^2}{16\pi^2} \Lambda^2 (\phi_1^\dagger \phi_1 + \phi_2^\dagger \phi_2) = \frac{g^2}{16\pi^2} \Lambda^2 (f^2 + f^2). \quad (12)$$

а от диаграммы, содержащей одновременно поля ϕ_1 или ϕ_2 (рис. 3б):

$$\frac{g^2}{16\pi^2} \log\left(\frac{\Lambda^2}{\mu^2}\right) |\phi_1^\dagger \phi_2|^2. \quad (13)$$

Поскольку:

$$|\phi_1^\dagger \phi_2| = f^2 - 2h^\dagger h + \dots, \quad (14)$$

соотношение (13) можно переписать в виде:

$$\frac{g^2}{16\pi^2} \log\left(\frac{\Lambda^2}{\mu^2}\right) f^2. \quad (15)$$

Если константа g - константа связи $SU(2)$, то $f \sim 1$ ТэВ, а вклад в квадрат массы бозона Хиггса $\sim v^2$, что согласуется со Стандартной Моделью. При этом однопетлевые квадратичные расходимости в массе бозона Хиггса отсутствуют.

3. Экспериментальное доказательство Малого Хиггса

Все модели Малого Хиггса вне зависимости от их реализации [5] включают в себя вектороподобный кварк, сокращающий расходимость

однопетлевых диаграмм t - кварка, а также набор калибровочных бозонов, сокращающих бозонные петли.

Рождение этих бозонов происходит в результате адронных соударений, то есть можно ожидать наличие этих частиц на ускорителе LHC.

4. Космологическое проявление модели “Малого Хиггса”

Поскольку “Малый Хиггс” представляет из себя теорию, рассматривающую нарушение электрослабой симметрии, естественным шагом будет поиск космологического проявления данной модели в космологии ранней Вселенной [6]. В частности, особый интерес представляет эпоха электрослабых взаимодействий, то есть период между 10^{-32} и 10^{-12} с после Большого Взрыва, когда температура Вселенной достаточно высока, и за счёт высоких энергий образуются такие частицы, как W -бозон, Z -бозон и бозон Хиггса [7].

Выше было показано, что модель “малого Хиггса” включает в себя новые частицы на энергетическом масштабе порядка 1 ТэВ. Поскольку эти частицы стабильные и слабо взаимодействующие, они могут быть кандидатами на роль частиц тёмной материи, представляя из себя таким образом решение одной из основных проблем современной космологии [8].

Согласно современным астрофизическим представлениям, на долю обычной барионной материи (межгалактический газ, звезды и т.д.) приходится менее 5%, на темную энергию $\sim 68.5\%$, на нейтрино около 0.5%, а на темную материю, оставшиеся 26.5% [9]. Таким образом, почти 95% массы Вселенной состоит из неизвестной нам на данный момент массы, изучение которой имеет фундаментальное значение для космологии [10].

4.1. Проблема “тёмной материи”.

Рассмотрим основные доказательства наличия тёмной материи [11]:

- 1) наличие кривых вращения;
- 2) гравитационное линзирование;

4.1.1. Кривые вращения

Галактические кривые вращения - одно из наиболее наглядных доказательств. Согласно закону Кеплера, для спиральной галактики должно быть выполнено следующее соотношение:

$$v^2(r) = \frac{G \cdot M(r)}{r},$$

где G - гравитационная постоянная, а $M(r)$ - масса, сосредоточенная внутри скопления радиуса r . Она может быть выражена как:

$$M(r) = \int \rho(r) r^2 dr,$$

где $\rho(r)$ - распределение плотности вещества внутри скопления.

Во внешней области галактики масса $M(r)$ практически постоянна и зависимость скорости от расстояния отвечает случаю с точечной массой в центре галактики:

$$v(r) \sim \frac{1}{\sqrt{r}}.$$

Скорость вращения $v(r)$ определяется, например, путем измерения доплеровского сдвига в спектре излучения H-II областей вокруг O-звезд. Однако, экспериментальные данные свидетельствуют о том, что с удалением от центра галактики ротационная скорость остаётся практически неизменной:

$$v(r) \approx const.$$

Постоянство $v(r)$ при больших значениях радиуса означает, что масса $M(r)$ также увеличивается с ростом радиуса: $M(r) \sim r$. Это указывает на присутствие невидимой материи. Звезды движутся быстрее, чем можно было ожидать на основе видимого количества материи.

В качестве примера такого измерения можно привести результаты для спиральной галактики M33 (рис. 4) [12].

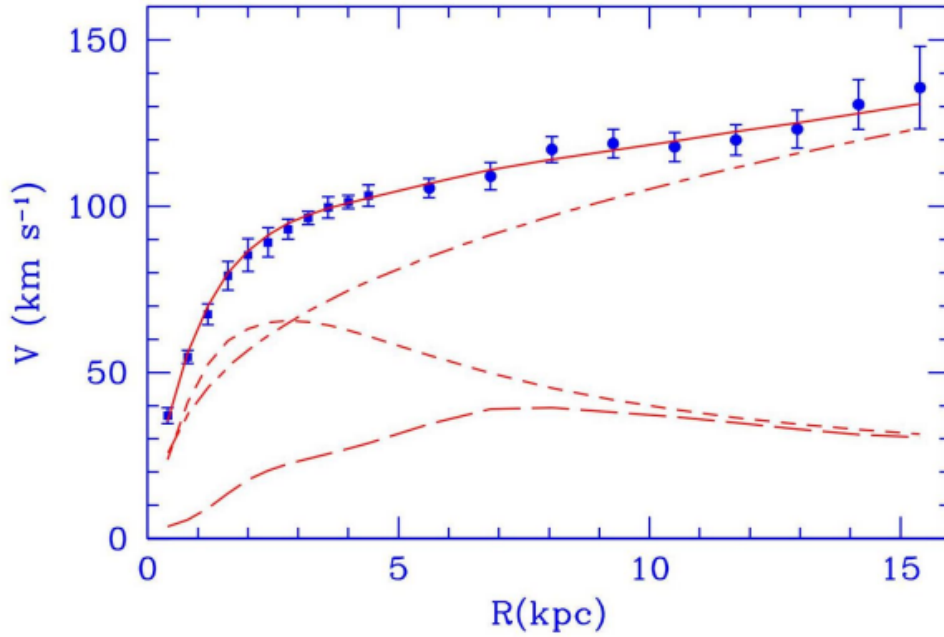


Рис. 4. Экспериментальная ротационная кривая для спиральной галактики M33. Штрих-пунктирная линия учитывает вклад гало в теоретическую модель, а короткий и длинный пунктир - звёздный диск и вклад газа соответственно.

4.1.2. Гравитационное линзирование

Явление гравитационного линзирования заключается в отклонении электромагнитного излучения вблизи массивных тел. Как правило для заметного искажения изображения нужны массы порядка размера галактик или их скоплений. Такими гравитационными линзами могут являться скопления скрытой массы, что подтверждается данными, полученными с использованием эксперимента Hubble. Гравитационное линзирование позволяет, в частности, численно рассчитать предполагаемый количественный вклад тёмной материи.

4.1.3 Небарионная природа тёмной материи

Отдельный интерес представляет рассмотрение природы вещества тёмной материи. Эволюция Вселенной описывается уравнениями Фридмана [13]:

$$\begin{cases} \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\varepsilon - \frac{K}{a^2} \\ \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\varepsilon + 3p) \end{cases}$$

где G - гравитационная постоянная, ε - плотность энергии, p - давление материи. K - параметр кривизны. Случай $K = 0$ соответствует плоскому миру, $K=1$ - закрытому миру, а $K= -1$ - закрытому миру. Параметр Хаббл в случае плоского мира:

$$H = \frac{\dot{a}}{a}$$

выражается из первого уравнения Фридмана:

$$(H)^2 = \frac{8\pi G}{3} \varepsilon_{crit},$$

где соответствующая плотность энергии называется критической:

$$\varepsilon_{crit} = \frac{3H^2}{8\pi G}.$$

Плотность компоненты материи измеряется в единицах критической плотности:

$$\Omega = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{crit}},$$


где ε - плотность данной компоненты.

Для измерения плотности энергии можно из уравнений Фридмана получить, что:


$$\begin{cases} \dot{\varepsilon} = -3H(\varepsilon + p) \\ \Omega = 1 + \frac{K}{a^2} \end{cases}$$

Полная плотность энергии, оцененная из экспериментальных данных [14]:

$$\Omega \approx 1 \pm 0.1.$$

С другой стороны, оценка **баритонной** плотности материи, выполненная по светимости галактик: 

$$\Omega_{bar} < 0.04.$$

Данное рассогласование, во-первых, является ещё один подтверждением факта наличия тёмной материи, во-вторых - даёт возможность сделать вывод о небарионной природе вещества тёмной материи. 

4.2. Решение проблемы тёмной материи в рамках моделей “малого Хиггса”

4.2.1. Оценка плотности тёмной материи

Согласно современным космологическим представлениям, плотность вещества тёмной материи лежит в диапазоне [15]:

$$0.094 < \Omega_{DM} h^2 < 0.126,$$

где h - постоянная Планка, Ω_{DM} - плотность вещества тёмной материи, измеренная в единицах критической плотности.

С другой стороны, можно оценить плотность вещества тёмной материи с точки зрения теории [16]. В ранней Вселенной, частицы темной материи находились в тепловом равновесии с остальной частью космической плазмы. В процессе охлаждения Вселенной происходит уменьшение плотности вследствие аннигиляции, что приводит к тому, что для каждой конкретной частицы аннигиляция становится менее вероятным процессом вследствие уменьшения концентрации частиц- партнёров, следовательно, с течением времени плотность будет стремиться к постоянной величине, что соответствует стадии “вымораживания”. Таким образом, плотность частиц вещества тёмной материи полностью **определяется на времени вымораживания**, что может быть выражено из условия термодинамического усреднения сечения за время вымораживания [17]:

$$\Omega_{\chi} h^2 \approx \frac{1.07 \cdot 10^{-9} \text{ GeV}^{-1}}{M_{Pl}} \cdot \frac{x_F}{\sqrt{g_*}} \cdot \frac{1}{\langle \sigma v \rangle},$$

где M_{Pl} - масса Планка, σv - сечение аннигиляции частиц и античастиц, g_* - количество релятивистских степеней свободы. Величина x_F параметризует температуру вымораживания и может быть оценена из решения уравнения:

$$x_F = \ln \left[c(c+2) \sqrt{\frac{45}{8}} \frac{g}{2\pi^3} \frac{m M_{Pl} \langle \sigma v \rangle}{\sqrt{g_*} \sqrt{x_F}} \right],$$

где c - константа, определяемая из сопоставления решений для ранней и поздней Вселенной.

В результате решения данного уравнения в разрешённом диапазоне плотности вещества тёмной материи:

$$0.094 < \Omega_{DM} h^2 < 0.126,$$

получается следующая связь между параметром обрезания f и массой тёмной материи:

$$f = 3.2 M_\chi + 600,$$

где масса и f заданы в ГэВ.

4.2.1. Сечение аннигиляции тёмной материи

С другой стороны, можно рассмотреть сечение аннигиляции частиц и античастиц [18]. Условие закалки [19], при котором количество частиц скрытой массы становится постоянным:

$$H = n \langle \sigma v \rangle,$$

где H - параметр Хаббла, σv - сечение аннигиляции частиц и античастиц, n - концентрация этих частиц. Для того, чтобы количество частиц соответствовало наблюдаемым значениям, сечение аннигиляции должно быть:

$$\langle \sigma v \rangle = 3 \cdot 10^{-26} \text{ см}^3 / \text{сек},$$

что по порядку величины соответствует слабому взаимодействию.

Поскольку теория малого Хиггса рассматривает электрослабый сектор Стандартной Модели, то сечение аннигиляции образующихся частиц определяется слабым взаимодействием, что в итоге позволяет сделать вывод о том, что теория малого Хиггса не противоречит космологическим ограничениям и может быть одним из возможных кандидатов на частицы тёмной материи.

5. Заключение.

Таким образом, теория малого Хиггса представляет собой одно из возможных расширений Стандартной Модели, являющийся решением некоторых существенных проблем электрослабого сектора СМ [20]. В частности, было показано, что механизм малого Хиггса устраняет однопетлевые расходимости в массе бозона Хиггса.

С точки зрения космологического проявления рассматриваемой физики за пределами СМ, интересным представляется рассмотрение новых частиц как возможных кандидатов в частицы тёмной материи.

Тёмная материя должна обладать следующим рядом характерных свойств:

- 1) Исходя из наличия эффекта гравитационного линзирования, тёмная материя, подобно баритонной материи, концентрируется в сгустках;
- 2) Тёмная материя экспериментально не обнаружена, а значит - не наблюдаема по излучению. Значит, тёмная материя не излучает и не испускает фотоны ни в каком диапазоне электромагнитных волн, поэтому частицы темной материи должны иметь слабое электромагнитное взаимодействие. Или электрический заряд и электрический и магнитный дипольные моменты должны равняться нулю (или очень малы), или частицы должны быть очень тяжелыми;
- 3) не взаимодействует с барионной материей или взаимодействует с ней очень слабо;
- 4) частицы тёмной материи обладают небарионной природой;
- 5) частицы тёмной материи должны быть стабильными.

В рамках рассматриваемого расширения Стандартной Модели, проблемы тёмной материи достаточно успешно решаются: выше было показано, что построение Малого Хиггса приводит к наличию стабильной скалярной слабо взаимодействующей частицы, удовлетворяющей основным требованиям для кандидата на роль частиц скрытой массы.

Библиографический список

- [1] В.А. Рубаков, “Физика частиц и космология: состояние и надежды”, 1999, Сборник “Успехи физических наук”, Том 169, No12
- [2] A. Kotwal, D. Wackerth etc., “Study of Electroweak Interactions at the Energy Frontier”, arXiv:1310.6708v1
- [3] Окунь, “Лептоны и кварки”, ISBN 978-5-382-00726-7
- [4] Емельянов, “Фундаментальные симметрии”, ISBN 978-5-7262-1040-7
- [5] Gillioz M., Manteuffel A., Schwaller P., Wyler D., “The Little Skymion: New Dark Matter for Little Higgs Models”, arXiv:1012.5288 [hep-ph]
- [6] Birkedal A., Noble A., Perelstein M., Spray A., “Little Higgs Dark Matter” , arXiv:hep-ph/0603077
- [7] Yang Bai, “Mini Little Higgs and Dark Matter”, arXiv:0801.1662 [hep-ph]
- [8] Bertone G., Hooper D., Silk J., “Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints”, arXiv:hep-ph/0404175
- [9] Р. Шугалей, “Тёмная материя во Вселенной” [электронный ресурс], <http://nuclphys.sinp.msu.ru/students/blmat/>
- [10] М. Ю. Хлопов, “Космомикрофизика”, ISBN 978-5-03432-6
- [11] Сокальский И., “Темная материя”, «Химия и жизнь» №11, 2006
- [12] Edvige Corbelli, Paolo Salucci "The Extended Rotation Curve and the Dark Matter Halo of M33", arXiv:astro-ph/9909252
- [13] Емельянов, Белоцкий, “Лекции по основам электрослабой модели и новой физике”, ISBN 978-5-7262-0826-8
- [14] Birkedal-Hansen A., and Wacker J., “Scalar Dark Matter From Theory Space”, arXiv:hep-ph/0306161
- [15] Wang L., Yang J., Zhu J., “Dark matter in little Higgs model under current experimental constraints from LHC, Planck and Xenon”, arXiv:1307.7780 [hep-ph]
- [16] Chen C., Lee M., “Implications of the Little Higgs Dark Matter and T-odd Fermions”, arXiv:1402.6815 [hep-ph]
- [17] Kalyniak P., Tselikhovich D., “Dark matter in a Simplest Little Higgs with T-parity model”, arXiv:0903.4739 [hep-ph]

- [18] J. I. Read, “The Local Dark Matter Density”, arXiv:1404.1938 [astro-ph.GA]
- [19] Горбунов, Рубаков, “Введение в теорию ранней Вселенной”, ISBN 978-5-382-00657-4
- [20] Емельянов В., “Стандартная модель и ее расширения”, ISBN 978-5-922108-30-0