

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 СТАНДАТНОЙ
МОДЕЛИ»

Кошеленко Дарья,

М16-115

Москва 2016

Оглавление

Введение.

1. Противоречия СМ: задачи, которые необходимо решить
2. Малый Хиггс: основная идея, способы решения, механизм решения. плюсы и недостатки
3. Пути экспериментального доказательства Малого Хиггса
4. Заключение

Введение

Практически вся современная физика элементарных частиц на данный момент описывается Стандартной Моделью (СМ) - 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. 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 новых частиц с массами меньше масс электрослабого сектора нет, то “новая физика” в электрослабом масштабе 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 нестабильности 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).

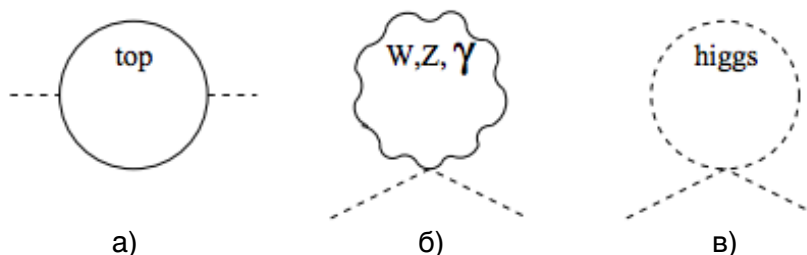


Рис. 1. Основные радиационные поправки к массе бозона Хиггса:

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

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: $\Lambda \leq 2 \text{ ТэВ}$;
- 2) для петлевой диаграммы с калибровочными бозонами: $\Lambda \leq 5 \text{ ТэВ}$;
- 3) для петлевой диаграммы с хиггс - петлёй: $\Lambda \leq 10 \text{ ТэВ}$.

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 расходимостей.

2.2 Намбу-Голдстоуновские бозоны

Нambu-Голдстоуновские бозоны - частицы, возникающие при спонтанном нарушении глобальной симметрии. 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.

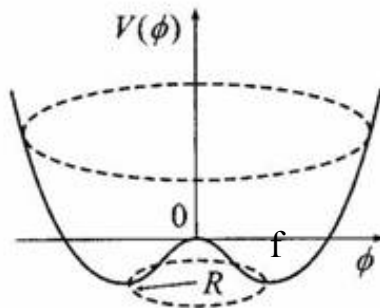


Рис. 2. Потенциал спонтанного нарушения симметрии группы U(1).

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:

$$\theta \rightarrow \theta + \alpha, \alpha \ll \theta. \quad (3)$$

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

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

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.

2.3 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:

$$\pi = \left(\begin{array}{c|c} -\eta/2 & h \\ \hline h^+ & \eta \end{array} \right) \quad (7)$$

причём поле η - синглет относительно $SU(2)$.
Тогда

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

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 помещается в кинетический член **засчёт** второго слагаемого. При **обрезании расходимость** на масштабе Λ получим, что кинетический член пропорционален $\frac{1}{f^2} \frac{\Lambda^2}{16\pi^2}$. Поскольку теория **становится сильно связанной** при константе 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 нambu-голдстоуновских бозона ϕ_1 и ϕ_2 . параметризуем их:

$$\phi_1 = \exp \left(\frac{i\pi_1}{f} \right) \begin{pmatrix} 0 \\ f \end{pmatrix}, \phi_2 = \exp \left(\frac{i\pi_2}{f} \right) \begin{pmatrix} 0 \\ f \end{pmatrix}, \quad (10)$$

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:

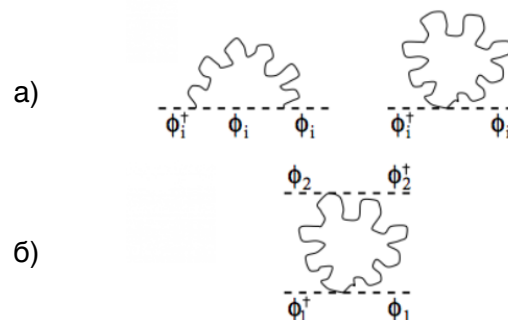


Рис. 3. Поправки к потенциалу взаимодействия одного (а) и двух (б) полей.

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

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

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

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

Поскольку:

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

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 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 ЛНС.

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. 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.

Выше было показано, что модель “малого Хиггса” включает в себя **новые частицы**  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.