



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

Жемчугов Евгений Владимирович

**Псевдоголдстоуновские и хиггсовские бозоны в
Стандартной модели и её расширениях**

Специальность 01.04.02 — теоретическая физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., проф., член-корр. РАН
Высоцкий М. И.

Москва, 2017 г.

Содержание

1	Введение	2
1.1	Хиггсовские бозоны	4
1.1.1	Стандартная модель	4
1.1.2	Одинарное и двойное рождение бозонов Хиггса на БАК	8
1.2	Псевдоголдстоуновские бозоны	13
1.2.1	Киральная аномалия в квантовой теории поля	13
1.2.2	Киральная аномалия в процессе $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	15
1.2.3	Киральная аномалия в процессе $\pi^- \gamma \rightarrow \pi^- \pi^0$	17
1.3	Общая характеристика работы	19
2	Стандартная модель с дополнительным синглетом	23
2.1	Введение	23
2.2	Модель	24
2.3	Рождение и распады бозонов Хиггса	25
2.4	Ограничения на параметры модели	27
2.5	Двойное рождение h и поиск H на БАК	30
2.6	Заключение	32
3	Стандартная модель с дополнительными триплетами	35
3.1	Введение	35
3.2	Модель с одним триплетом	36
3.3	Рождение и распады бозонов Хиггса в модели с одним триплетом	38
3.4	Двойное рождение h и поиск H на БАК в модели с одним триплетом	43
3.5	Модель с двумя триплетами	44
3.6	Заключение	49
4	Двухфотонный резонанс как проявление новой физики	51
4.1	Введение	51
4.2	S и цветные фермионы	52
4.3	S и бесцветные фермионы	57
4.4	Заключение	59
5	Поиск киральной аномалии в реакции фоторождения пионов каонами	61
5.1	Киральная аномалия в процессе $K^+ \gamma \rightarrow K^+ \pi^0$	61
5.2	Сечения реакций $K^+ \gamma \rightarrow K^+ \pi^0$ и $K^+ \gamma \rightarrow K^0 \pi^+$ для малых инвариантных масс рождающегося состояния	65
5.3	Константы связи векторных мезонов	69
5.4	Сечения реакций $K^+ N \rightarrow K^+ \pi^0 N$ и $K^+ N \rightarrow K^0 \pi^+ N$ в приближении эквивалентных фотонов	71
5.5	Результаты	73
5.6	Заключение	74
6	Заключение	76

1 Введение

В 2010 году начал свою работу Большой адронный коллайдер (БАК), самый высокоэнергетичный ускоритель из построенных до сих пор. Первый период сбора данных с коллайдера, известный как Run 1, длился с 2010 года по начало 2013 года с перерывом в зимние периоды. С 2010 года до весны 2012 года энергия столкновения протонов составляла 7 ТэВ, что почти в 4 раза больше, чем предыдущий рекорд, принадлежащий коллайдеру Tevatron. В 2012 году энергия столкновения была увеличена до 8 ТэВ. В 2013–2014 годах на БАК проводились работы по увеличению светимости и рабочей энергии, и в 2015 году начался второй период сбора данных (Run 2) на энергии 13 ТэВ. Run 2 должен продлиться до 2018 года, после чего опять будет два года технических работ и три года работы на энергии 14 ТэВ. В более отдалённом будущем, не раньше 2025 года, планируется постройка Большого адронного коллайдера высокой светимости (*High-Luminosity Large Hadron Collider*, HL-LHC) [1], на котором можно будет исследовать менее вероятные физические процессы.

Большой адронный коллайдер — это новый, уникальный инструмент, позволяющий проводить лабораторные физические исследования на недоступном ранее уровне энергии.¹ Двумя из основных его задач является поиск бозона Хиггса Стандартной модели и исследование физики в области энергий около 1 ТэВ. Первая задача была выполнена блестяще, когда коллаборации ATLAS и CMS объявили об открытии новой скалярной частицы в 2012 году [2, 3]. Вторая задача требует большей энергии, и работа над ней идёт сейчас. В 2016 году коллаборации ATLAS и CMS собрали по 40 фб⁻¹ интегральной светимости. В настоящее время идёт обработка этих экспериментальных данных, и можно надеяться услышать первые результаты на летних конференциях.

Открытие бозона Хиггса привело к появлению целого нового раздела физики элементарных частиц — физики бозонов Хиггса. В рамках этого раздела изучаются свойства бозона Хиггса Стандартной модели, а также свойства и возможные феноменологические проявления других хиггсоподобных бозонов, которые существуют в расширениях скалярного сектора Стандартной модели. Экспериментальные данные Run 1 не обнаруживают отличий открытого бозона от бозона Хиггса Стандартной модели, однако их точность находится на уровне 25% (см. раздел 1.1.2), что оставляет довольно большой простор для новой физики. В связи с этим исследования скалярного сектора приобретают сейчас особенную актуальность, так как экспериментальные данные Run 2 позволят поставить новые, более существенные ограничения, а, может быть, даже откроют новые фундаментальные частицы.

Одним из новых и перспективных направлений поиска новой физики является измерение константы тройного самодействия поля Хиггса g_{hhh} , которая выражается через теперь уже известные величины:

$$\mathcal{L}_{hhh} = \frac{1}{6}g_{hhh}h^3, \quad g_{hhh} = \frac{3m_h^2}{v}, \quad (1.1)$$

где \mathcal{L}_{hhh} — член в лагранжиане Стандартной модели, описывающий тройное самодействие, h — бозон Хиггса, m_h — его масса, v — его вакуумное среднее. v вычисляется из измерений

¹До постройки БАК такие энергии достигались только в астрономических наблюдениях.

константы Ферми в распаде мюона,

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{1}{2v^2}, \quad (1.2)$$

и теперь известно, что $m_h = 125.09 \pm 0.24$ ГэВ [4]. Любое отклонение в измерении g_{hhh} от расчётного значения будет говорить о наличии новой физики.

Измерить g_{hhh} можно в процессах двойного рождения бозона Хиггса. Основной проблемой здесь является то, что в Стандартной модели сечение такого процесса на БАК сильно подавлено и составляет всего 40 фб при энергии столкновения протонов 14 ТэВ [5]. Достаточно статистики для измерения этого сечения можно будет набрать лишь после начала работы Большого адронного коллайдера высокой светимости. Однако в расширениях Стандартной модели такого подавления может не быть, и сигнал может проявиться уже в результатах Run 2.

Усиление двойного рождения скалярных бозонов можно ожидать в теориях, в которых бозонов Хиггса несколько, причём тот бозон, что был открыт на БАК, является самым лёгким. Усиление будет достигаться за счёт распада более тяжёлых бозонов на два лёгких. Варьируя параметры модели, можно попробовать отыскать такую область, в которой, с одной стороны, сечение двойного рождения бозона массой 125 ГэВ достаточно велико, чтобы его можно было увидеть в результатах Run 2, а с другой стороны — можно объяснить ненаблюдение второго бозона в уже имеющихся экспериментальных данных.

При калибровочных преобразованиях слабой группы $SU(2)$, поле Хиггса Стандартной модели ведёт себя как комплексный дублет. После спонтанного нарушения электрослабой симметрии, одна из четырёх компонент этого дублета проявляет себя как бозон Хиггса, а три оставшиеся смешиваются с калибровочными бозонами, обеспечивая им продольную поляризацию. Чтобы добавить в теорию больше бозонов Хиггса, нужно ввести дополнительные скалярные поля, которые могут преобразовываться как синглеты, дублеты, триплеты или более высокие представления, вещественные или комплексные. Обзор подобных расширений приведён в работе [6].

В настоящем диссертационном исследовании рассмотрены три расширения скалярного сектора Стандартной модели: один дополнительный синглет (глава 2) и один и два дополнительных триплет (глава 3). Для всех этих моделей вычисляются ограничения на параметры моделей из экспериментальных данных, приводится зависимость сечения двойного рождения лёгкого бозона Хиггса от этих параметров и указывается наиболее перспективное направление для поиска сигнала новой физики от новых скалярных бозонов.

Анализ подобного сигнала на примере двухфотонного резонанса с энергией 750 ГэВ, широко обсуждавшегося в научном сообществе в начале 2016 года, приведён в главе 4. Для этого было построено дальнейшее расширение модели с синглетом из главы 2. В этом расширении синглет связывается с новыми дираковскими фермионами, которые могут участвовать, а могут и не участвовать в сильных взаимодействиях. В результате из экспериментальных данных были получены ограничения на заряд и количество новых фермионов, а также вычислено сечение рождения такого резонанса на электрон-позитронном коллайдере.

Глава 5 посвящена псевдоголдстоуновским бозонам в низкоэнергетическом приближении Стандартной модели (киральной теории возмущений). В настоящее время в Институте физики высоких энергий в г. Протвино проводится эксперимент, в котором пучок каонов с энергией 18 ГэВ направляется на мишень из меди. В эксперименте регистрируется рождение пионов в электромагнитном поле ядра в результате одной из двух реакций с виртуальными фотонами: $K^+\gamma^* \rightarrow K^+\pi^0$ и $K^+\gamma^* \rightarrow K^0\pi^+$. Интересной особенностью этого эксперимента является то, что в первую реакцию даёт вклад киральная аномалия, а во второй реакции такого вклада нет. Это значит, что вблизи порога, где вклад киральной аномалии доминирует, его можно увидеть, сравнивая результаты измерения сечений этих двух реакций. В главе 5 даётся теоретическое предсказание результатов эксперимента.

В оставшейся части введения описываются электрослабый сектор Стандартной модели (раздел 1.1.1), рождение, распады и двойное рождение бозона Хиггса Стандартной модели на Большом адронном коллайдере (раздел 1.1.2), история и экспериментальные проявления киральной аномалии (раздел 1.2) и приводится общая характеристика работы (раздел 1.3).

1.1 Хиггсовские бозоны

1.1.1 Стандартная модель

Рассмотрим скалярный и электрослабый секторы Стандартной модели [7–9]. Скалярный сектор Стандартной модели состоит из одного изодублета

$$\Phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\Phi + \phi + i\eta) \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}v_\Phi \end{pmatrix}, \quad (1.3)$$

где $\text{Re } \phi^+$, $\text{Im } \phi^+$ и η — три голдстоуновских бозона, ϕ — бозон Хиггса [10–12],² а $\langle \rangle$ обозначает взятие вакуумного среднего. Слагаемое лагранжиана, описывающее скалярный сектор, имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}_{\text{scalar}} = T(\Phi) - V(\Phi), \quad (1.4)$$

где

$$T(\Phi) = (\mathcal{D}^\mu \Phi)^\dagger \mathcal{D}_\mu \Phi \quad (1.5)$$

— кинетический член, а

$$V(\Phi) = -\frac{m_\Phi^2}{2} \Phi^\dagger \Phi + \frac{\lambda}{2} (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.6)$$

— потенциал.

Ковариантная производная, соответствующая электрослабой группе $SU(2) \times U(1)$,

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - igA_\mu^a \tau^a - ig' B_\mu Y, \quad (1.7)$$

²В тексте данной диссертации ϕ — это поле дублета Хиггса, а h — массовое состояние, соответствующее бозону массой $m_h \approx 125$ ГэВ, открытому на БАК в 2012 году. Для Стандартной модели с одним бозоном Хиггса это одно и то же: $\phi \equiv h$ (СМ).

где A_μ^a и B_μ — калибровочные поля, τ^a — генераторы группы $SU(2)$,

$$\tau^a = \frac{1}{2}\sigma^a, \quad \sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

σ^a — матрицы Паули, величина Y называется гиперзарядом. Для дублета Хиггса $Y = 1/2$.

Калибровочные бозоны приобретают массу за счёт взаимодействия с полем Хиггса ϕ^0 . Вакуумное среднее кинетического члена (1.5) содержит следующие слагаемые:

$$\begin{aligned} \langle (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger \mathcal{D}^\mu \Phi \rangle &\supset \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & v_\Phi \end{pmatrix} \left(g A_\mu^a \tau^a + \frac{1}{2} g' B_\mu \right) \left(g A^{\mu b} \tau^b + \frac{1}{2} g' B^\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v_\Phi \end{pmatrix} \\ &= \frac{v_\Phi^2}{8} [g^2 (A_\mu^1)^2 + g^2 (A_\mu^2)^2 + (-g A_\mu^3 + g' B_\mu)^2]. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Видно, что в теории есть три массивных бозона и один безмассовый. Определяя безмассовый калибровочный бозон как фотон A_μ , получим следующие уравнения для массовых состояний:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{A_\mu^1 \mp i A_\mu^2}{\sqrt{2}}, \\ Z_\mu &= \frac{g A_\mu^3 - g' B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \\ A_\mu &= \frac{g' A_\mu^3 + g B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Z_μ и A_μ можно рассматривать как результат поворота полей A_μ^3 и B_μ на угол θ , который называется углом Вайнберга:

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

Угол Вайнберга выражается через константы связи g и g' :

$$\bar{g} \equiv \sqrt{g^2 + g'^2}, \quad (1.12)$$

$$\cos \theta = g/\bar{g}, \quad \sin \theta = g'/\bar{g}, \quad \text{tg } \theta = g'/g. \quad (1.13)$$

Массы калибровочных бозонов получаются из (1.9):

$$m_W = \frac{g v_\Phi}{2}, \quad m_Z = \frac{\bar{g} v_\Phi}{2} = \frac{g v_\Phi}{2 \cos \theta}. \quad (1.14)$$

Ковариантная производная в массовом базисе:

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_\mu &= \partial_\mu - ig \begin{pmatrix} A_\mu \left(\frac{1}{2} + Y\right) \sin \theta + Z_\mu \frac{\cos^2 \theta - 2Y \sin^2 \theta}{2 \cos \theta} & W_\mu^+ / \sqrt{2} \\ W_\mu^- / \sqrt{2} & -A_\mu \left(\frac{1}{2} - Y\right) \sin \theta - Z_\mu \frac{\cos^2 \theta + 2Y \sin^2 \theta}{2 \cos \theta} \end{pmatrix} \\ &= \partial_\mu - \frac{ig}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ \tau^+ + W_\mu^- \tau^-) - \frac{ig}{\cos \theta} Z_\mu (\tau^3 - Q \sin^2 \theta) - ie A_\mu Q, \end{aligned} \quad (1.15)$$

где $\tau^\pm = \tau^1 \pm i\tau^2$, $e = g \sin \theta$ — заряд электрона, $Q = \tau^3 + Y$ — электрический заряд поля, на которое действует ковариантная производная. В Стандартной модели гиперзаряды подбираются так, чтобы обеспечить правильные электрические заряды у наблюдающихся на эксперименте элементарных частиц, с учётом их кварковой структуры в случае адронов:

$$\begin{aligned} \text{для левых лептонов} \quad Q &= \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix} \Rightarrow Y = -\frac{1}{2}, \\ \text{для левых кварков} \quad Q &= \begin{pmatrix} +\frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{pmatrix} \Rightarrow Y = \frac{1}{6}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Правые фермионы инвариантны относительно преобразований группы $SU(2)$, поэтому их ковариантная производная равна

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ig' B_\mu Y = \partial_\mu - ie Q A_\mu + ig' Y Z_\mu \sin \theta. \quad (1.17)$$

В этом случае $Q = Y$, и для заряженных лептонов $Y = -1$, для кварков $Y = +\frac{2}{3}$ и $Y = -\frac{1}{3}$.

Следует отметить, что если бы g' в (1.7) равнялось бы 0, или, другими словами, отсутствовала бы локальная $U(1)$ -симметрия, то калибровочные бозоны группы $SU(2)$ имели бы одинаковую массу. Это вырождение масс связано с ненарушением $SU(2)$ -симметрии в скалярном секторе. Наглядно сохранение симметрии проще всего увидеть, если переписать хиггсовский дублет в виде матрицы:

$$\tilde{\Phi} = \begin{pmatrix} \phi^{0*} & \phi^+ \\ -\phi^- & \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

(звёздочка означает комплексное сопряжение; $\phi^- \equiv \phi^{+*}$). До спонтанного нарушения лагранжиан Стандартной модели инвариантен относительно группы $SU(2)_L \times SU(2)_R$, при этом $\tilde{\Phi}$ преобразуется следующим образом:

$$\tilde{\Phi} \rightarrow L \tilde{\Phi} R^\dagger, \quad L \in SU(2)_L, \quad R \in SU(2)_R. \quad (1.19)$$

Вакуумное среднее,

$$\langle \tilde{\Phi} \rangle = \frac{v_\Phi}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.20)$$

нарушает эту группу до диагональной группы $SU(2)_V: L = R$. В скалярном секторе симмет-

рия, соответствующая группе $SU(2)_V$, носит название охранной (*custodial*) симметрии [13]. Её наличие приводит к уравнению

$$\rho \equiv \frac{m_W}{m_Z \cos \theta} = 1. \quad (1.21)$$

Из фита Стандартной модели получено следующее значение для параметра ρ [14, (10.53)]:

$$\rho = 1.00040 \pm 0.00024. \quad (1.22)$$

Измерения ρ ставят сильное ограничение на область параметров теорий, в которых охранная симметрия не сохраняется (см. гл. 3).

Численное значение вакуумного среднего v_Φ наиболее точно определяется из константы Ферми G_F , описывающей четырёхфермионное взаимодействие. Рассматривая распад мюона с одной стороны — как четырёхфермионное взаимодействие, а с другой — как обмен W -бозоном, получим следующее соотношение [15, (20.91)]:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2}. \quad (1.23)$$

Подстановка $G_F = 1.1663787(6) \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$ [14, табл. 1.1] даёт

$$v_\Phi^2 = v^2 \equiv \frac{1}{G_F \sqrt{2}} = (246 \text{ ГэВ})^2 \quad (1.24)$$

(трёх значащих цифр будет достаточно для расчётов в следующих главах).

Определим параметры лагранжиана (1.4)–(1.6) m_Φ и λ . Одно уравнение даёт условие на минимум потенциала:

$$\left\langle \frac{\partial V}{\partial v_\Phi} \right\rangle = 0, \quad (1.25)$$

откуда

$$m_\Phi^2 = \lambda v_\Phi^2. \quad (1.26)$$

Второе уравнение связывает эти параметры с массой бозона Хиггса $m_h = 125 \text{ ГэВ}$, известной в результате измерений на Большом адронном коллайдере [4]:

$$V(\Phi) \supset -\frac{1}{4}m_\Phi^2 \phi^2 + \frac{3}{4}\lambda v_\Phi^2 \phi^2, \quad (1.27)$$

откуда

$$m_h^2 = -\frac{1}{2}m_\Phi^2 + \frac{3}{2}\lambda v_\Phi^2 = m_\Phi^2. \quad (1.28)$$

Окончательно получим: $m_\Phi = 125 \text{ ГэВ}$, $\lambda = 0.258$.

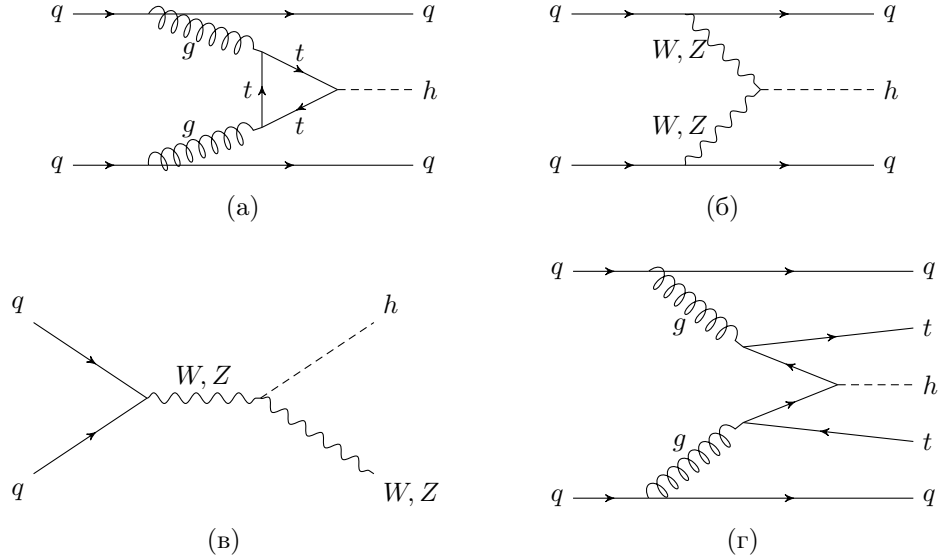


Рис. 1.1: Диаграммы Фейнмана, описывающие рождение бозона Хиггса на БАК в лидирующем порядке теории возмущений: (а) слияние глюонов, (б) слияние векторных бозонов, (в) ассоциативное рождение с калибровочными бозонами, (г) ассоциативное рождение с t -кварками.

Таблица 1.1: Сечения (в пб) для процессов рождения бозона Хиггса на БАК при двух энергиях столкновения протонов. Значения взяты из [18], таблицы 1, 3, 11–14, 19, 20, для $m_h = 125$ ГэВ. Погрешности находятся на уровне 10%.

Энергия, ТэВ	7	14
Слияние глюонов, ggF	15.31	49.97
Слияние векторных бозонов, VBF	1.265	4.412
Ассоциативное рождение Wh	0.5729	1.504
Ассоциативное рождение Zh	0.3158	0.8830
Ассоциативное рождение $t\bar{t}h$	0.08634	0.6113

1.1.2 Одиное и двойное рождение бозонов Хиггса на БАК

Одиное рождение бозонов Хиггса на Большом адронном коллайдере происходит в процессах, диаграммы которых представлены на рисунке 1.1. Характерные сечения этих процессов приведены в таблице 1.1. Как видно из таблицы, доминирует процесс слияния глюонов, с сечением на порядок больше сечения следующего процесса, слияния векторных бозонов. Ассоциативное рождение с b -кварками, $b\bar{b}h$, имеет сечение, сравнимое с $t\bar{t}h$ [16] (см. также [17]), но этот процесс трудно зарегистрировать из-за высокого фона от b -струй.

Рождённые бозоны Хиггса регистрируются по продуктам их распада. В следующих главах понадобятся выражения для ширин распадов на W^+W^- , ZZ , $\gamma\gamma$, gg , $t\bar{t}$ через (эффективные) константы связи бозона Хиггса с соответствующими частицами. Приведём их здесь:

$$\Gamma(h \rightarrow W^+W^-) = \frac{g_{hWW}^2 m_h^3}{64\pi m_W^4} \left(1 - 4 \frac{m_W^2}{m_h^2} + 12 \frac{m_W^4}{m_h^4} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{2m_W}{m_h} \right)^2}, \quad (1.29)$$

$$\Gamma(h \rightarrow ZZ) = \frac{g_{hZZ}^2 m_h^3}{128\pi m_Z^4} \left(1 - 4 \frac{m_Z^2}{m_h^2} + 12 \frac{m_Z^4}{m_h^4} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{2m_Z}{m_h} \right)^2}, \quad (1.30)$$

$$\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{g_{h\gamma\gamma}^2 m_h^3}{16\pi}, \quad (1.31)$$

$$\Gamma(h \rightarrow gg) = \frac{g_{hgg}^2 m_h^3}{2\pi}, \quad (1.32)$$

$$\Gamma(h \rightarrow t\bar{t}) = \frac{3g_{ht\bar{t}}^2 m_h}{8\pi} \left(1 - \left(\frac{2m_t}{m_h} \right)^2 \right)^{3/2}. \quad (1.33)$$

Если в теории есть скаляр S , который связывается с бозоном Хиггса с константой g_{hSS} , то

$$\Gamma(h \rightarrow SS) = \frac{g_{hSS}^2}{32\pi m_h} \sqrt{1 - \left(\frac{2m_S}{m_h} \right)^2}. \quad (1.34)$$

Константы связи в этих выражениях определены эффективным лагранжианом взаимодействия

$$\mathcal{L}_{\mathcal{I}} = g_{hWW} h W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{2} g_{hZZ} h Z_\mu Z^\mu + g_{h\gamma\gamma} h F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + g_{hgg} h G_{\mu\nu}^{1a} G_{2a}^{\mu\nu} + g_{ht\bar{t}} h t\bar{t} + \frac{1}{2} g_{hSS} h S^2, \quad (1.35)$$

где $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ — электромагнитный тензор, $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a$ — глюонный тензор. В Стандартной модели

$$g_{hWW} = \frac{2m_W^2}{v_\Phi}, \quad (1.36)$$

$$g_{hZZ} = \frac{2m_Z^2}{v_\Phi}, \quad (1.37)$$

$$g_{hgg} = \frac{\alpha_s}{6\pi v_\Phi}, \quad (1.38)$$

$$g_{ht\bar{t}} = \frac{m_t}{v_\Phi}, \quad (1.39)$$

где α_s — константа сильного взаимодействия. Константа связи бозона Хиггса с двумя фотонами

$$g_{h\gamma\gamma} = \frac{\alpha}{4\pi v_\Phi} F, \quad (1.40)$$

где α — константа электромагнитного взаимодействия, $\alpha \equiv e^2/4\pi \equiv g^2 \sin^2 \theta/4\pi$, а F описывает сумму вкладов в распад $h \rightarrow \gamma\gamma$ от петель, таких, как приведённая на рис. 1.2:

$$F = \sum Q_0^{(i)} F_0(\beta_i) + \sum Q_{\frac{1}{2}}^{(i)} F_{\frac{1}{2}}(\beta_i) + \sum Q_1^{(i)} F_1(\beta_i), \quad (1.41)$$

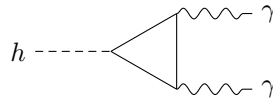


Рис. 1.2: Диаграмма Фейнмана для распада $h \rightarrow \gamma\gamma$. В петле могут быть заряженные частицы со спинами 0, 1/2, 1.

где 0, 1/2 и 1 обозначают спин частицы в петле, $Q_0^{(i)}$, $Q_{\frac{1}{2}}^{(i)}$, $Q_1^{(i)}$ — заряды частиц, $\beta_i = 4m_i^2/m_h^2$, m_i — их массы, суммирование берётся по всем частицам в модели. Функции F_0 , $F_{\frac{1}{2}}$, F_1 определяются уравнениями

$$\begin{aligned} F_0(\beta) &= \beta(1 - \beta f^2(\beta)), \\ F_{\frac{1}{2}}(\beta) &= -2\beta[(1 - \beta)f^2(\beta) + 1], \\ F_1(\beta) &= 2 + 3\beta + 3\beta(2 - \beta)f^2(\beta), \end{aligned} \quad (1.42)$$

где

$$f(\beta) = \begin{cases} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{\beta-1}}, & \beta > 1, \\ \frac{1}{2} \left(\pi + i \ln \frac{1 + \sqrt{1-\beta}}{1 - \sqrt{1-\beta}} \right), & \beta < 1 \end{cases} \quad (1.43)$$

(см. [19, гл. 24]). Они имеют следующую асимптотику:³

$$\begin{aligned} \text{при } \beta \rightarrow 0 \quad & F_0 \rightarrow 0, \quad F_{\frac{1}{2}} \rightarrow 0, \quad F_1 \rightarrow 2; \\ \text{при } \beta \rightarrow \infty \quad & F_0 \rightarrow -\frac{1}{3}, \quad F_{\frac{1}{2}} \rightarrow -\frac{4}{3}, \quad F_1 \rightarrow 7. \end{aligned} \quad (1.44)$$

В Стандартной модели можно приблизительно считать, что $m_h^2 \ll (2m_W)^2$, $m_h^2 \ll (2m_t)^2$, а для прочих фермионов $m_h^2 \gg (2m_f)^2$. Тогда вклад в распад $h \rightarrow \gamma\gamma$ вносят только W -бозоны и t -кварки:

$$\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma) \approx \frac{\alpha^2 m_H^3}{2^8 \pi^3 v_\Phi^2} \left(7 - \frac{16}{9} \right)^2. \quad (1.45)$$

Вероятности распадов представлены в таблице 1.2. Для поиска бозона Хиггса использована

Таблица 1.2: Вероятности распадов бозона Хиггса массой 125 ГэВ [21, приложение A].

Канал	Вероятность, %	Погрешность, %
$b\bar{b}$	57.7	+3.2 -3.3
W^+W^{*-}	21.5	+4.3 -4.2
gg	8.57	+10.2 -10.0
$\tau^+\tau^-$	6.32	5.7
$c\bar{c}$	2.91	12.2
ZZ^*	2.64	+4.3 -4.2
$\gamma\gamma$	0.228	+5.0 -4.9
$Z\gamma$	0.154	+9.0 -8.8
$\mu^+\mu^-$	0.0219	+6.0 -5.9
Ширина, МэВ	4.07	+4.0% -3.9%

³Вклад W -бозонов в распад $h \rightarrow \gamma\gamma$ имеет особенность, связанную с тем, что W -бозоны смешиваются с голдстоуновскими бозонами дублета Хиггса. При $m_W \rightarrow 0$, в соответствии с теоремой об эквивалентности голдстоуновских бозонов, взаимодействие происходит с продольной компонентой W -бозона, причём эффективная константа взаимодействия h с этой компонентой оказывается равной m_h^2/v [20]. Поэтому $F_1 \not\rightarrow 0$ при $m_W \rightarrow 0$.

лись следующие пять наиболее подходящих каналов распадов [22]:

1. Канал $h \rightarrow \gamma\gamma$ даёт относительно большое число событий, но также имеет и большой фон. Благодаря возможности точно измерить энергии фотонов, с его помощью была получена наилучшая оценка m_h .
2. Канал $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow \ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$ даёт небольшое число событий из-за низкой вероятности распада $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$, но зато он обладает минимальным фоном. Аналогично каналу $h \rightarrow \gamma\gamma$, в этом канале можно точно измерить энергии лептонов и получить хорошую оценку для массы бозона Хиггса. Так как при $m_h > 2m_Z$ мода распада $h \rightarrow ZZ$ становится второй доминирующей,⁴ она получила прозвище «золотой моды», а канал распада $h \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ — «золотого канала» для поиска бозона Хиггса. По тем же причинам этот канал играет существенную роль в поиске тяжёлого второго бозона Хиггса (см. гл. 2, 3).
3. Канал $h \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu_\ell\ell'^-\nu_{\ell'}$ имеет большое число событий, но эти события оказываются распределены по широкому интервалу энергий из-за невозможности зарегистрировать нейтрино. В результате события распада h теряются на большом фоне от нерезонансных событий $q\bar{q} \rightarrow W^+W^-$ и $gg \rightarrow$ кварковая петля $\rightarrow W^+W^-$, а также $q\bar{q} \rightarrow (Z, \gamma) \rightarrow W^+W^-$ и $gg \rightarrow$ кварковая петля $\rightarrow (Z, \gamma) \rightarrow W^+W^-$. Вклад в фон дают также события $gg \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b}$ и $gb \rightarrow W^-t \rightarrow W^-W^+b$ когда адронная струя от b -кварка(ов) не попадает в область чувствительности детектора. Распад $h \rightarrow W^+W^-$ доминирует при $m_h > 2m_W$.
4. Канал $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ плохо поддаётся анализу из-за большого количества вариантов распадов τ -лептонов. Каждый из этих распадов включает в себя минимум один нейтрино, что сказывается на точности восстановления m_h и затрудняет отделение сигнала от фона.
5. Несмотря на то, что распад $h \rightarrow b\bar{b}$ имеет наибольшую относительную вероятность, его очень сложно использовать для поиска бозона Хиггса на БАК из-за высокого фона от нерезонансных событий $gg \rightarrow b\bar{b}$ и $VV \rightarrow b\bar{b}$, где V — векторные бозоны. Поэтому искать этот канал в сочетании с процессом рождения бозона Хиггса в результате синтеза глюонов или векторных бозонов практически невозможно. В основном $h \rightarrow b\bar{b}$ используется в сочетании с ассоциативным рождением векторных бозонов; также рассматривается ассоциативное рождение $t\bar{t}h$ [23].

Экспериментальные данные по рождению и распадам бозона Хиггса обычно представлены в виде значений величины, которая называется интенсивностью сигнала (*signal strength*) и определяется как отношение измеренного произведения сечения рождения на вероятность распада к расчётному значению для Стандартной модели. Например, для $pp \rightarrow gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma$ это будет

$$\mu_{\text{ggF}}^{\gamma\gamma} = \frac{\sigma(gg \rightarrow h) \cdot \mathcal{B}(h \rightarrow \gamma\gamma)}{(\sigma(gg \rightarrow h) \cdot \mathcal{B}(h \rightarrow \gamma\gamma))_{\text{СМ}}}, \quad (1.46)$$

⁴При $m_h = 300$ ГэВ вероятность распада бозона Хиггса на W^+W^- равна 69%, на ZZ — 31%. Вероятность распада по другим каналам меньше 0.1% [21].

где ggF подчёркивает, что рассматривается процесс рождения бозона Хиггса в результате слияния глюонов. Обычно также приводятся комбинированные оценки по различным каналам рождения, каналам распада и для обоих экспериментов ATLAS и CMS. Такие комбинированные оценки приведены в табл. 1.3 для данных, полученных на БАК при энергии столкновения протонов 7 и 8 ТэВ (Run 1). Данные по Run 2 ещё находятся в стадии обработки. Предварительные результаты для энергии 13 ТэВ: $\mu^{\gamma\gamma+ZZ} = 1.13_{-0.17}^{+0.18}$ (ATLAS, 13.3 фб^{-1}) [24] и $\mu^{ZZ} = 1.05_{-0.14}^{+0.15}(\text{стат.})_{-0.09}^{+0.11}(\text{сист.})$ (CMS, 35.9 фб^{-1}) [25].

Таблица 1.3: Интенсивности сигналов в различных каналах распада, измеренные на БАК при энергиях столкновения протонов 7 и 8 ТэВ. В колонке ATLAS + CMS приведена комбинированная оценка для обоих экспериментов. Там, где указано несколько погрешностей, первая — статистическая, вторая — систематическая, третья — теоретическая. В последней строке представлена комбинированная оценка по всем каналам.

Канал распада	ATLAS + CMS	ATLAS	CMS
$\mu^{\gamma\gamma}$	$1.14_{-0.18}^{+0.19}$ [26]	1.17 ± 0.27 [27]	$1.14_{-0.23}^{+0.26}$ [28]
μ^{ZZ}	$1.29_{-0.23}^{+0.26}$ [26]	$1.44_{-0.33}^{+0.40}$ [29]	$0.93_{-0.09}^{+0.26+0.13}$ [30]
μ^{WW}	$1.09_{-0.16}^{+0.18}$ [26]	$1.09_{-0.15-0.14}^{+0.16+0.17}$ [31]	$0.72_{-0.18}^{+0.20}$ [32]
$\mu^{\tau\tau}$	$1.11_{-0.22}^{+0.24}$ [26]	$1.43_{-0.37}^{+0.43}$ [33]	0.78 ± 0.27 [34]
μ^{bb}	$0.70_{-0.27}^{+0.29}$ [26]	$0.52 \pm 0.32 \pm 0.24$ [35]	1.0 ± 0.5 [36]
$\mu^{\mu\mu}$	0.1 ± 2.5 [26]	< 7.0 [37]	< 7.4 [38]
μ	1.09 ± 0.11 [26]	$1.18_{-0.14}^{+0.15}$ [39]	$1.00 \pm 0.09 \pm 0.07_{-0.07}^{+0.08}$ [40]

Двойное рождение бозонов Хиггса Стандартной модели на БАК происходит либо посредством распада виртуального бозона Хиггса, рождённого в результате одного из рассмотренных выше процессов, на два реальных, как на рисунке 1.3а, либо путём процесса, представленного на рисунке 1.3б. Наиболее вероятно рождение виртуального бозона Хиггса в результате

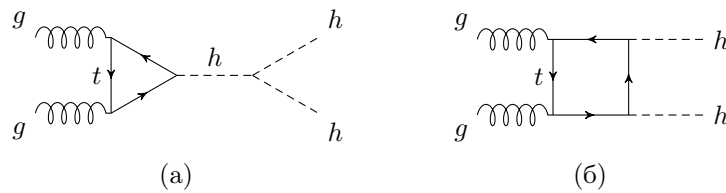


Рис. 1.3: Диаграммы Фейнмана, описывающие двойное рождение бозонов Хиггса на БАК в лидирующем порядке теории возмущений: (а) одна из диаграмм с вершиной тройного самодействия. Слева от вершины может быть любая из диаграмм, изображённых на рисунке 1.1. (б) диаграмма без вершины тройного самодействия.

слияния двух глюонов (см. табл. 1.1). Амплитуда этого процесса интерферирует с «квадратной» диаграммой, изображённой на рисунке 1.3б. В пределе $m_h \ll 2m_t$ взаимодействие двух глюонов с бозонами Хиггса посредством кварковой петли описывается эффективным

лагранжианом [41, 42]

$$\mathcal{L}_{h^ngg} = \frac{\alpha_s}{12\pi} \ln \left(1 + \frac{h}{v_\Phi} \right) G_{\mu\nu}^{1a} G_{1a}^{\mu\nu}. \quad (1.47)$$

Разложение по h/v_Φ до второго члена даёт

$$\mathcal{L}_{h^ngg} = \frac{\alpha_s}{12\pi} \left(\frac{h}{v_\Phi} - \frac{h^2}{2v_\Phi^2} \right) G_{\mu\nu}^{1a} G_{1a}^{\mu\nu}. \quad (1.48)$$

Здесь первый член соответствует диаграмме, приведённой на рисунке 1.3а, а второй — диаграмме на рисунке 1.3б. Отсюда амплитуда двойного рождения бозонов Хиггса в результате слияния глюонов при $s \ll 4m_t^2$, где \sqrt{s} — инвариантная масса рождающихся бозонов, равна

$$\mathcal{A}(gg \rightarrow hh) = \frac{\alpha_s}{6\pi v_\Phi} \left(\frac{1}{s - m_h^2} \cdot \frac{3m_h^2}{v_\Phi} - \frac{1}{v_\Phi} \right) G_{\mu\nu}^1 G_2^{\mu\nu}. \quad (1.49)$$

Здесь $3m_h^2/v_\Phi$ — это константа тройного самодействия g_{hhh} (1.1). На пороге реакции $s = 4m_h^2$, и амплитуда оказывается равной нулю [43]. С массами t -кварка и бозона Хиггса Стандартной модели $m_t = 173$ ГэВ и $m_h = 125$ ГэВ сокращение неполное, но всё же сечение двойного рождения бозона Хиггса на БАК оказывается подавлено на порядок в сравнении с сечением, которое дала бы только диаграмма 1.3а [44]. Отсюда следует, что процесс двойного рождения бозона Хиггса на БАК чувствителен к вкладам более высокого порядка и к новой физике в виде дополнительных связей между бозоном Хиггса и другими частицами [45]. Кроме того, на больших энергиях «квадратная» диаграмма доминирует [46], что приводит к тому, что дифференциальное сечение двойного рождения оказывается распределено по большому интервалу инвариантных масс.

Сечение двойного рождения бозона Хиггса Стандартной модели на БАК равняется 9.8 фб для энергии столкновения 8 ТэВ и 40 фб для энергии 14 ТэВ с погрешностью в 10–15 % [5]. Текущие верхние экспериментальные ограничения для энергии столкновения 8 ТэВ равны 0.69 пб [47] (ATLAS) и 0.71 пб [48] (CMS). Ограничение для энергии 13 ТэВ, полученное на 6 раз меньшей интегральной светимости, равно 1.22 пб [49] (ATLAS).

1.2 Псевдоголдстоуновские бозоны

1.2.1 Киральная аномалия в квантовой теории поля

Одной из особенностей некоторых квантовых теорий поля является то, что в них могут нарушаться симметрии, свойственные соответствующим классическим теориям. Такие нарушения носят название аномалий. Всего известны две аномалии: аксиальная или киральная аномалия [50, 51] и аномалия в следе тензора энергии-импульса [52, 53].

Киральная аномалия была открыта первой, в 1968 году [50, 54], в квантовой электродинамике. Лагранжиан электродинамики имеет следующий вид:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - eA_\mu \bar{\psi}\gamma^\mu\psi, \quad (1.50)$$

где ψ — поле электрона, A_μ — электромагнитное поле (фотон), γ^μ — матрицы Дирака, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ — электромагнитный тензор, m и e — константы (масса и заряд электрона). Из уравнений движения следует, что в безмассовой электродинамике (при $m = 0$) сохраняются два тока, которые можно написать в следующем базисе:

$$\begin{aligned} j_\mu &= \bar{\psi}\gamma_\mu\psi, \\ j_\mu^5 &= \bar{\psi}\gamma_\mu\gamma^5\psi. \end{aligned} \quad (1.51)$$

Ток j_μ называется векторным, ток j_μ^5 — аксиальным. В массивной электродинамике аксиальный ток не сохраняется; его дивергенция пропорциональна величине j^5 :

$$\partial^\mu j_\mu^5 = 2imj^5, \quad (1.52)$$

$$j^5 = \bar{\psi}\gamma^5\psi. \quad (1.53)$$

С учётом петлевых поправок уравнение (1.52) нарушается и вместо него получается следующее выражение [50]:

$$\partial^\mu j_\mu^5 = 2imj^5 + \frac{\alpha}{4\pi}\varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}F_{\alpha\beta}F_{\gamma\delta}, \quad (1.54)$$

где $\alpha = e^2/(4\pi) \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, а $\varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}$ — единичный антисимметричный тензор по лоренцевским индексам.

Существует несколько способов понять, откуда берётся киральная аномалия:

1. Вычисление матричного элемента рождения двух фотонов дивергенцией аксиального тока $\langle\gamma\gamma|\partial^\mu j_\mu^5|0\rangle$ приводит к так называемой AVV -диаграмме — фермионному треугольнику с одной аксиальной и двумя векторными вершинами, изображённого на рисунке 1.4. В σ -модели эта диаграмма связана с распадом $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, который оказывается почти полностью обусловлен аномалией (см. ниже). AVV -диаграмме соответствует кажущимся образом (*superficially*) линейно расходящийся интеграл. Расходимость сокращается после симметричного интегрирования, но перед этим необходимо сделать сдвиг переменных, из-за чего возникает поверхностный член [55], который и даёт аномалию после его подстановки в выражение для матричного элемента [50].

$$\langle\gamma(k), \gamma(k')|\partial^\mu j_\mu^5|0\rangle = (k + k') \cdot \begin{array}{c} \text{---} V \xrightarrow{k} \gamma \\ \diagdown \quad \diagup \\ A \\ \diagup \quad \diagdown \\ V \xrightarrow{k'} \gamma \end{array}$$

Рис. 1.4: AVV -диаграмма для рождения двух фотонов дивергенцией аксиального тока. В вершине A находится аксиальный ток, в вершинах V — векторный.

2. Вычисление той же AVV -диаграммы с применением регуляризации Паули-Виллара для устранения расходимости тоже приводит к появлению аномалии [51].⁵

⁵В [51] аномалия не выделяется как отдельная концепция. Вместо этого, авторы её устраняют, модифицируя

3. Аномалию можно получить из уравнений движения, если представить аксиальный ток в следующем калибровочно-инвариантном виде (*point splitting*):

$$j_\mu^5 = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left[\bar{\psi}(x - \frac{1}{2}\epsilon) \gamma_\mu \gamma^5 e^{-ie \int_{x-\epsilon/2}^{x+\epsilon/2} A_\nu(y) dy^\nu} \psi(x + \frac{1}{2}\epsilon) \right], \quad (1.55)$$

и взять предел $\epsilon \rightarrow 0$ в конце вычисления [56, 57] (см. также [58, 59]).

4. Наконец, аномалию можно получить в формализме фейнмановских интегралов по траекториям. Для этого следует рассмотреть функциональный интеграл вида

$$Z_\mu = \int e^{-iS} \mathcal{D}\psi \mathcal{D}\bar{\psi} \mathcal{D}A_\mu, \quad (1.56)$$

где S — действие, и подвергнуть его киральному преобразованию

$$\begin{aligned} \psi(x) &\rightarrow (1 + i\alpha(x)\gamma^5)\psi(x), \\ \bar{\psi}(x) &\rightarrow \bar{\psi}(x)(1 + i\alpha(x)\gamma^5). \end{aligned} \quad (1.57)$$

Якобиан этого преобразования отличен от единицы, и соответствующее изменение метрики в функциональном интеграле приведёт к поправке в действии, равной выражению для аномалии (1.54) [60, 61].

Подробно свойства киральной аномалии разбираются в книге [62]. История открытия аномалий и литература по связанным вопросам приводится в обзорах [54, 63].

1.2.2 Киральная аномалия в процессе $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Киральная аномалия была открыта в попытках объяснить противоречие между предсказанием теории и экспериментальными данными по ширине распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и изотопически связанных распадов: $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta' \rightarrow \gamma\gamma$. В господствовавшей в то время σ -модели уравнения движения дают следующее выражение для дивергенции третьей изоспиновой компоненты аксиального тока j_μ^{5a} :

$$\partial^\mu j_\mu^{53} = F_\pi m_\pi^2 \pi^0, \quad (1.58)$$

(ср. с (1.52)), где $F_\pi = 92.2$ МэВ — константа распада $\pi \rightarrow \ell\nu$ [14, с. 1026].⁶ В пределах строгой $SU(2)$ -симметрии π^0 является голдстоуновским бозоном σ -модели, его масса равна нулю и аксиальный ток сохраняется. Уравнение (1.58) на массовой оболочке пиона называется гипотезой частичного сохранения аксиального тока (*partial conservation of axial current*, PCAC).

Найдём связь между матричными элементами распада пиона, $\langle \gamma(\epsilon, k), \gamma(\epsilon', k') | \pi^0(q) \rangle$, и рождения двух фотонов дивергенцией аксиального тока, $\langle \gamma(\epsilon, k), \gamma(\epsilon', k') | \partial^\mu j_\mu^{53} | 0 \rangle$, где ϵ, ϵ' —

⁶ σ -модель таким образом, чтобы выполнялось условие частичного сохранения аксиального тока (PCAC). Тем не менее, аномалия проявляется как невозможность одновременного выполнения условий Уорда-Такахашии для векторных и аксиальных токов в AVV -диаграмме. См. также прим. 15 в [50] и с. 6 в [54].

⁶В [14] используется $f_{\pi^-} = F_\pi \sqrt{2}$.

поляризации фотонов. Матричный элемент распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

$$\langle \gamma(\epsilon, k), \gamma(\epsilon', k') | \pi^0(q) \rangle = (2\pi^4) \delta^{(4)}(q - k - k') \epsilon_\mu \epsilon'_\nu T^{\mu\nu}(k, k', q), \quad (1.59)$$

где

$$T^{\mu\nu}(k, k', q) = ie^2 \iint e^{ikx + ik'y} \langle 0 | T \{ j_\mu(x) j_\nu(y) \} | \pi^0(q) \rangle d^4x d^4y, \quad (1.60)$$

$j_\mu(x)$ — векторный ток, с которым взаимодействует фотон, $T\{ \}$ — оператор временного упорядочивания. Чтобы уйти с массовой оболочки пиона в область $q^2 \rightarrow 0$, применим формулу Лемана-Симанчика-Циммермана (см., например, [15, §7.2]). Тогда

$$\begin{aligned} T^{\mu\nu}(k, k', q) &= e^2 \iint e^{ik'y - iqz} (\partial_z^2 + m_\pi^2) \langle 0 | T \{ \pi^0(z) j_\nu(y) j_\mu(0) \} | 0 \rangle d^4y d^4z \\ &= e^2 (m_\pi^2 - q^2) \iint e^{ik'y - iqz} \langle 0 | T \{ \pi^0(z) j_\nu(y) j_\mu(0) \} | 0 \rangle d^4y d^4z. \end{aligned} \quad (1.61)$$

Подставляя сюда (1.58), получим

$$T^{\mu\nu}(k, k', q) = \frac{m_\pi^2 - q^2}{F_\pi m_\pi^2} q_\lambda T^{\mu\nu\lambda}(k, k', q), \quad (1.62)$$

где

$$T^{\mu\nu\lambda} = -ie^2 \iint e^{ik'y - iqz} \langle 0 | T \{ j_\lambda^{53}(z) j_\nu(y) j_\mu(0) \} | 0 \rangle d^4y d^4z \quad (1.63)$$

— трёхточечная корреляционная функция, соответствующая AVV -диаграмме, приведённой на рисунке 1.4.

Самое общее возможное выражение для $T^{\mu\nu\lambda}(k, k', q)$ на массовой оболочке фотонов, удовлетворяющее требованиям Лоренц-инвариантности, калибровочной инвариантности, статистики Бозе и тождествам Уорда для векторного тока $k_\mu T^{\mu\nu\lambda} = 0 = k'_\nu T^{\mu\nu\lambda}$, а также условию $q = k + k'$, имеет вид [50, 64]

$$T^{\mu\nu\lambda}(k, k', q) = C_1(q^2) [kk' \varepsilon^{\mu\nu\lambda\alpha} (k - k')_\alpha + (k^\nu \varepsilon^{\mu\lambda\alpha\beta} - k'^\mu \varepsilon^{\nu\lambda\alpha\beta}) k'_\alpha k_\beta] + C_2(q^2) (k'^\nu \varepsilon^{\mu\lambda\alpha\beta} - k^\mu \varepsilon^{\nu\lambda\alpha\beta}) k'_\alpha k_\beta. \quad (1.64)$$

Отсюда

$$q_\lambda T^{\mu\nu\lambda}(k, k', q) = 2C_1(q^2) kk' \varepsilon^{\mu\nu\lambda\alpha} k_\alpha k'_\lambda = q^2 C_1(q^2) \varepsilon^{\mu\nu\lambda\alpha} k_\alpha k'_\lambda. \quad (1.65)$$

$C_1(q^2)$ не может содержать никаких полюсов между $q^2 = m_\pi^2$ и $q^2 = 0$, так как в теории нет массивных частиц легче π^0 -мезона. Тогда $q_\lambda T^{\mu\nu\lambda}(k, k', q)$ должно стремиться к нулю при $q^2 \rightarrow 0$. В таком случае из формулы (1.62) следует, что $\langle \gamma\gamma | \pi^0 \rangle \approx \langle \gamma\gamma | \pi^0 \rangle|_{q^2=0} = 0$ и распад $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ невозможен. Это утверждение известно как теорема Сазерленда-Вельтмана [62, 65, 66].

Учёт ненулевой массы пиона даёт амплитуду порядка [67]

$$\mathcal{A}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \sim \frac{\alpha}{4\pi F_\pi} \cdot \frac{m_\pi^2}{\Lambda_\chi^2} \cdot \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\mu \epsilon'_\nu k_\alpha k'_\beta, \quad (1.66)$$

где $\Lambda_\chi \sim 4\pi F_\pi \sim 1$ ГэВ — масштаб нарушения киральной симметрии [68,69]. Соответствующая ширина будет порядка 10 мэВ, на три порядка меньше, чем наблюдаемая в эксперименте.

Киральная аномалия приводит к модификации уравнения (1.58):

$$\partial^\mu j_\mu^{53} = F_\pi m_\pi^2 \pi^0 + \frac{\alpha}{8\pi} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\mu\nu} F_{\alpha\beta} \quad (1.67)$$

(ср. с (1.54)).⁷ Тогда при $q^2 = 0$ амплитуда распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ равна,

$$\mathcal{A}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha}{\pi F_\pi} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\mu \epsilon'_\nu k_\alpha k'_\beta. \quad (1.68)$$

Ширина распада равна

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 m_\pi^3}{64\pi^3 F_\pi^2} = 7.77 \text{ эВ}. \quad (1.69)$$

Учёт петель более высокого порядка приводит к увеличению этой величины на $\approx 4.5\%$ [70–72] (см. обзор [67]). Для сравнения, экспериментальное значение составляет 7.7 ± 0.2 эВ [14].

1.2.3 Киральная аномалия в процессе $\pi^- \gamma \rightarrow \pi^- \pi^0$

В предыдущем разделе было показано, что киральная аномалия вносит основной вклад в распад $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Есть и другие процессы, в которые существенный вклад вносит киральная аномалия. Один из таких процессов — это реакция $\pi^\pm \gamma \rightarrow \pi^\pm \pi^0$, амплитуда которой оказывается связана с амплитудой реакции $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Параметризуем лагранжианы взаимодействия $\pi\pi\pi\gamma$ и $\pi\gamma\gamma$ следующим образом:

$$\mathcal{L}_{\pi\pi\pi\gamma} = ih \varepsilon^{abc} \varepsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} A_\mu \partial_\alpha \pi^a \partial_\beta \pi^b \partial_\gamma \pi^c, \quad (1.70)$$

$$\mathcal{L}_{\pi^0\gamma\gamma} = \frac{1}{4} f \pi^0 \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\mu\nu} F_{\alpha\beta}. \quad (1.71)$$

где ε^{abc} — единичный антисимметричный тензор по изотопическим индексам i , из уравнения (1.68),

$$f = \frac{\alpha}{\pi F_\pi} = \frac{e^2}{4\pi^2 F_\pi}. \quad (1.72)$$

Тогда, в приближении постоянного h вблизи порога,

$$h = \frac{f}{e F_\pi^2} = \frac{e}{4\pi^2 F_\pi^3} \quad (1.73)$$

[73–76].

⁷ Полное выражение для дивергенции аксиального тока в пределе строгой $SU(2)$ -симметрии

$$\partial^\mu j_\mu^{5a} = \frac{\alpha}{4\pi} \text{tr}(\tau^a Q^2) \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\mu\nu} F_{\alpha\beta},$$

где τ^a — генераторы группы $SU(2)$ (1.8), Q — матрица зарядов фермионов σ -модели, $Q = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ для протонов и нейтронов. След не равен 0 только для тока $a = 3$ и даёт дополнительный множитель $1/2$ по сравнению с (1.54).

В [77] был предложен способ проверить уравнение (1.73) на эксперименте, в котором когерентное рассеяние заряженных пионов на кулоновском поле тяжёлого ядра даёт π^0 -мезоны. Рассмотрим реакцию $\pi^-\gamma \rightarrow \pi^-\pi^0$ и введём импульсы так, как это изображено на рис. 1.5. Величина h зависит от переменных Мандельстама $s = (k + q)^2$, $t = (k' - k)^2$,

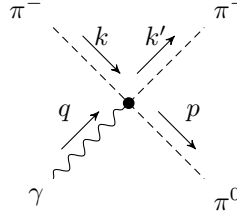


Рис. 1.5: Обозначения импульсов в реакции $\pi^-\gamma \rightarrow \pi^-\pi^0$.

$u = (p - k)^2$: $h \equiv h(s, t, u)$. В [77] было получено выражение для h в предположении, что основной вклад в изменение h вблизи порога вносят векторные мезоны ρ и ω :

$$h(s, t, u) = h(0) \left\{ 1 + \frac{2f_{\rho\pi\gamma}f_{\rho\pi\pi}}{m_\rho^2 h(0)} \left[\frac{s}{m_\rho^2 - s} + \frac{t}{m_\rho^2 - t} + \frac{u}{m_\rho^2 - u} \right] + \frac{ef_{\omega\gamma}f_{\omega3\pi}}{m_\omega^2 h(0)} \frac{q^2}{m_\omega^2 - q^2} \right\}, \quad (1.74)$$

где $h(0) \equiv h(0, 0, 0)$, f_{ijk} обозначает константы связи соответствующих частиц. Амплитуда реакции

$$\mathcal{A}(\pi^-\gamma \rightarrow \pi^-\pi^0) = -h(s, t, u)\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\epsilon_\mu q_\nu p_\alpha k_\beta. \quad (1.75)$$

В пределе $s, t, u, q^2 \rightarrow 0$ должен остаться только вклад от аномалии, поэтому в (1.74) из предварительно полученного выражения для амплитуды было вычтено его значение при нулевых импульсах. Чтобы получить сечение реакции $\pi^- \rightarrow \pi^-\pi^0$ в кулоновском поле ядра, в [77] был применён метод эквивалентных фотонов [78, §33], [79, §99].

Формулы (1.73) и (1.74) были проверены на эксперименте [80]. В эксперименте пучок пионов с энергией 40 ГэВ, полученный на протонном ускорителе ИФВЭ, использовался для рождения нейтральных пионов в кулоновском поле ядер мишеней из углерода, алюминия и железа. В результате было получено, что

$$F^{3\pi}(0) \equiv h(0)_{\text{эксп.}} = 12.9 \pm 0.9 \pm 0.5 \pm 1.0 \text{ ГэВ}^{-3}, \quad (1.76)$$

Здесь первая погрешность статистическая, вторая — систематическая, а третья связана с тем, что неизвестна фаза между вкладами аномалии и ρ -мезона (первое и второе слагаемое в (1.74); вкладом ω -мезона можно пренебречь). Теоретическое значение

$$h(0) = \frac{e}{4\pi^2 F_\pi^3} = 9.8 \text{ ГэВ}^{-3}. \quad (1.77)$$

Таким образом, в случае реакции $\pi^-\gamma \rightarrow \pi^-\pi^0$, аномалия даёт основной вклад вблизи порога в условиях эксперимента [80].⁸

⁸В эксперименте [80] выбирались события с $s < 10m_\pi^2$, $|t| < 3.5m_\pi^2$. Виртуальность фотона ограничивалась следующими значениями: $2 \cdot 10^{-3} \text{ ГэВ}^2 > -q^2 > ((s - m_\pi^2)/2E_\pi)^2$, $E_\pi = 40 \text{ ГэВ}$.

Следует подчеркнуть, что теоретическое предсказание сделано для точки $s = t = u = q^2 = 0$. Получить экспериментальные данные для этой точки невозможно. Величина (1.76) была получена путём экстраполяции экспериментальных данных с использованием формулы (1.74). Учёт одно- и двухпетлевых поправок [81, 82], а также электромагнитных поправок [83], позволяет уточнить формулу (1.74), а вместе с ней и экспериментальное значение $h(0)_{\text{эксп}}$ (1.76). В результате получается следующее значение [83]:

$$h(0)_{\text{эксп.}} = 10.7 \pm 1.2 \text{ ГэВ}^{-3}. \quad (1.78)$$

Коллаборация COMPASS [84] в настоящее время занимается обработкой своих экспериментальных данных, которые позволят получить значение $h(0)$ с лучшей точностью.

1.3 Общая характеристика работы

Актуальность работы состоит в том, что:

- в работе обсуждаются модели новой физики, которые могут дать экспериментальные сигналы в результатах Run 2 Большого адронного коллайдера;
- приводится пример анализа такого сигнала новой физики;
- делается теоретическое предсказание для результатов проводящегося в настоящее время эксперимента по поиску киральной аномалии в реакции фоторождения пионов каонами.

Целью исследования является изучение феноменологических проявлений хиггсовских и псевдоголдстоуновских бозонов. В работе рассматриваются следующие вопросы:

- Возможные проявления новых скалярных частиц на Большом адронном коллайдере в Стандартной модели с расширенным скалярным сектором.
- Возможность регистрации двойного рождения экспериментально обнаруженного бозона Хиггса.
- Варианты интерпретации возможного двухфотонного сигнала от новой скалярной частицы.
- Проявления киральной аномалии в экспериментальных данных.

Научная новизна диссертационной работы заключается в том, что:

- сделан независимый актуальный фит Стандартной модели по электрослабым наблюдаемым;
- впервые вычислены сечения двойного рождения лёгкого бозона Хиггса за счёт распада тяжёлого бозона Хиггса на два лёгких с учётом экспериментально известной массы лёгкого бозона 125 ГэВ в Стандартной модели с дополнительными синглетом, триплетом или двумя триплетами (модели Georgi-Machacek);

- впервые получены ограничения из электрослабых наблюдаемых для модели с синглетом;
- впервые показано, что в модели Georgi-Machasek есть область параметров, в которой доминирует распад тяжёлого бозона Хиггса на два лёгких;
- впервые представлена модель, позволяющая описать резонанс в двухфотонном сигнале с инвариантной массой 750 ГэВ через распад скалярной частицы посредством векторных фермионов;
- впервые корректно вычислены сечения реакций $K^+N \rightarrow K^+\pi^0N$ и $K^+N \rightarrow K^0\pi^+N$, где N — ядро, вблизи порога для ультрарелятивистских K -мезонов с учётом вклада киральной аномалии.

Положения, выносимые на защиту диссертации:

- Вычислен фит Стандартной модели по электрослабым наблюдаемым с помощью программы LEPТОР с учётом теперь известной массы бозона Хиггса $m_h = 125.14$ ГэВ.
- В Стандартной модели с дополнительным скалярным синглетом:
 - С помощью программы LEPТОР вычислен фит по электрослабым наблюдаемым и результатам измерений интенсивностей сигналов бозона Хиггса на Большом адронном коллайдере. Из фита получены ограничения на параметры модели.
 - Вычислено сечение двойного рождения бозона Хиггса массой 125 ГэВ в зависимости от параметров модели. Получено, что значение сечения может достигать 0.5 пб в области разрешённых параметров.
 - Показано, что поиск второго бозона Хиггса можно проводить теми же методами, что были использованы при поиске бозона Хиггса Стандартной модели. Экспериментальные данные по каналу $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ$ в настоящее время становятся чувствительны к сигналу в области параметров, разрешённых электрослабыми наблюдаемыми.
- В Стандартной модели с дополнительным скалярным триплетом:
 - Показано, что в области разрешённых параметров наибольшее значение сечения двойного рождения бозона Хиггса массой 125 ГэВ будет достигаться при массе второго бозона около 300 ГэВ и вакуумном среднем триплета около 5 ГэВ.
 - Вычислены сечения рождения второго бозона Хиггса при указанных выше параметрах путём слияния глюонов, W - или Z -бозонов, ассоциативного рождения с W -, Z -бозонами или с t -кварками. Показано, что, как и в случае бозона Хиггса Стандартной модели, доминирует рождение путём слияния глюонов, но, в отличие от бозона Хиггса Стандартной модели, рождение путём слияния W -бозонов сильно подавлено.

- Получено, что в области разрешённых параметров максимальное значение сечения двойного рождения бозона Хиггса массой 125 ГэВ путём рождения и распада второго бозона Хиггса составляет 20 фб.
- В Стандартной модели с двумя дополнительными скалярными триплетами (модель Georgi-Machacek):
 - Показано, что в области разрешённых параметров сечение двойного рождения бозона Хиггса массой 125 ГэВ может достигать 1.5 пб.
 - Показано, что есть область разрешённых параметров, внутри которой относительная вероятность распада второго бозона Хиггса на два лёгких достигает 98%. В этом случае второй бозон Хиггса не может быть обнаружен на Большом адронном коллайдере по его распадам на два векторных бозона.
- Показано, как можно интерпретировать сигнал новой физики на примере двухфотонного резонанса с энергией 750 ГэВ.
- Сделано теоретическое предсказание для проводящегося в настоящее время эксперимента в ИФВЭ по фоторождению пионов каонами в электромагнитном поле ядра. Показано, как будет проявляться киральная аномалия в условиях этого эксперимента.

Апробация:

Результаты исследования были доложены на следующих конференциях:

1. Е. В. Жемчугов, **Двойное рождение бозона Хиггса в Стандартной модели с дополнительными скалярами.** // Молодёжная конференция по физике высоких энергий, квантовой теории поля, математической физике и космологии, посвящённая 70-летию ИТЭФ. 22–23 апреля 2015 г., ИТЭФ, Москва, Россия.
2. E. V. Zhemchugov, **Double Higgs production in the Standard model with extra scalar particles.** // 27th Rencontres de Blois: Particle Physics and Cosmology. 31 мая–5 июня 2015 г., Блуа, Франция.
3. E. V. Zhemchugov, **Double Higgs production at LHC in the Standard model with an isosinglet.** // The XXIII International Workshop «High Energy Physics and Quantum Field Theory». 25 июня–1 июля 2015 г., Самара, Россия.
4. E. V. Zhemchugov, **Double Higgs production in the Standard model with extended scalar sector.** // International conference on particle physics and astrophysics. 5–10 октября 2015 г., Москва, Россия.
5. E. V. Zhemchugov, **Looking for chiral anomaly in $K\gamma \rightarrow K\pi$ reactions.** // 44th ITEP Winter School (19th International Moscow School of Physics). 16–23 февраля 2016 г., Серпухов, Россия.

6. E. V. Zhemchugov, **Looking for chiral anomaly in pion photoproduction on kaons.** // International session-conference of the Section of Nuclear Physics of PSD RAS. 12–15 апреля 2016 г., Дубна, Россия.
7. E. V. Zhemchugov, **Looking for chiral anomaly in $K\gamma \rightarrow K\pi$ reactions.** // 14th International Workshop on Meson Production, Properties and Interaction. 2–7 июня 2016, Краков, Польша.
8. E. V. Zhemchugov, **Search of chiral anomaly in kaon-photon reactions.** // Quantum Field Theory at the Limits: from Strong Fields to Heavy Quarks. 18–30 июля 2016, Дубна, Россия.

Результаты исследования опубликованы в следующих работах:

1. S. I. Godunov, M. I. Vysotsky, E. V. Zhemchugov, **Double higgs production at LHC, seesaw type II and Georgi-Machacek model.** // ЖЭТФ 147, 426 (2015); [arXiv:1408.0184](#).
2. S. I. Godunov, M. I. Vysotsky, E. V. Zhemchugov, **Suppression of $H \rightarrow VV$ decay channels in the Georgi-Machacek model.** // Phys.Lett. B751, 505 (2015); [arXiv:1505.05039](#).
3. S. I. Godunov, A. N. Rozanov, M. I. Vysotsky, E. V. Zhemchugov, **Extending the Higgs sector: an extra singlet.** // Eur.Phys.J. C76, 1 (2016); [arXiv:1503.01618](#).
4. S. I. Godunov, A. N. Rozanov, M. I. Vysotsky, E. V. Zhemchugov, **New physics at 1 TeV?** // Письма в ЖЭТФ 103, 635 (2016); [arXiv:1602.02380](#).
5. M. I. Vysotsky, E. V. Zhemchugov, **Looking for chiral anomaly in $K\gamma \rightarrow K\pi$ reactions.** // Phys.Rev. D93, 094029 (2016); [arXiv:1512.04438](#).

2 Стандартная модель с дополнительным синглетом

2.1 Введение

Пожалуй, самым простым расширением Стандартной модели является добавление одного скалярного поля, инвариантного относительно калибровочных преобразований [85]. Соответствующая частица не будет связываться ни с фермионами, ни с калибровочными бозонами Стандартной модели. Её взаимодействие с частицами Стандартной модели будет происходить посредством поля Хиггса, за счёт члена, пропорционального $\Phi^\dagger\Phi$. Основной интерес такая модель вызывает возможностью её дальнейшего расширения, путём введения более богатого набора новых полей, которые не взаимодействуют с частицами Стандартной модели, но взаимодействуют с синглетом наподобие того, как частицы Стандартной модели взаимодействуют с полем Хиггса. При этом нет необходимости утверждать, что новые поля имеют большую массу и поэтому ещё не наблюдаются в экспериментах. В этом смысле новый синглет служит как бы порталом, который связывает две параллельные Вселенные [86, 87]. Возможности построения новых моделей почти безграничны; наиболее популярными являются «зеркальная модель» [88, 89] (см. обзор [90]) и копия Стандартной модели (*twin Higgs model*) [91]. Пример такой модели разбирается в главе 4.

С феноменологической точки зрения модель с дополнительным синглетом привлекательна тем, что она содержит электрослабый фазовый переход первого рода, позволяющий объяснить барионную асимметрию Вселенной [92–95], синглет является естественным кандидатом на роль тёмной материи [94, 96, 97], а также позволяет избавиться от нестабильности вакуума, вероятно присущей Стандартной модели [94, 98, 99].⁹ Проявления синглета на БАК изучаются в работах [95, 102–107].

В модели с дополнительным синглетом есть два нейтральных скалярных поля, которые смешиваются друг с другом, образуя два массивных бозона Хиггса, один из которых был открыт на БАК в 2012 году. Двойное рождение этого бозона будет усилено за счёт распадов второго бозона на два первых, если масса второго бозона приблизительно в два или более раз больше, чем 125 ГэВ. Смешивание полей пропорционально вакуумному среднему синглета. Отсутствие связи между синглетом и калибровочными бозонами означает, что вакуумное среднее не вносит вклада в массы последних и не нарушает охранную симметрию (1.21). Поэтому синглет избегает сильных ограничений, присущих моделям с представлениями группы $SU(2)$ более высокого ранга, например, модели с триплетом, рассмотренной в следующей главе. В результате наиболее сильные ограничения на параметры модели получаются из измерений распадов бозона Хиггса на БАК и электрослабых наблюдаемых.

В этой главе в разделе 2.2 описана модель с дополнительным скалярным синглетом. В разделе 2.3 выведены формулы для расчёта сечения рождения и ширины распадов тяжёлого бозона Хиггса на БАК. В разделе 2.4 вычислены ограничения на параметры модели. Результаты расчёта сечения двойного рождения бозона массой 125 ГэВ с учётом полученных ограничений приведены в разделе 2.5.

⁹Чтобы объяснить барионную асимметрию и тёмную материю в рамках одной модели, синглет должен быть комплексным, см. [100, 101].

2.2 Модель

В Стандартной модели с дополнительным синглетом скалярный сектор (1.4) модифицируется следующим образом:

$$\mathcal{L}_{\text{scalar}} = T(\Phi, S) - V(\Phi, S), \quad (2.1)$$

где

$$T(\Phi, S) = |\mathcal{D}_\mu \Phi|^2 + (\partial_\mu S)^2, \quad (2.2)$$

$$V(\Phi, S) = -\frac{m_\Phi^2}{2} \Phi^\dagger \Phi + \frac{\lambda}{2} (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \frac{m_S^2}{2} S^2 + \mu \Phi^\dagger \Phi S, \quad (2.3)$$

S — синглет с вещественной затравочной массой m_S . В этом выражении представлена не самая общая возможная модель: условие перенормируемости разрешает также члены, пропорциональные S^3 , S^4 и $\Phi^\dagger \Phi S^2$; более того, эти члены возникают и в рассматриваемой модели в результате радиационных поправок. В дальнейшем будет предполагаться, что коэффициенты перед этими членами такие, что их вклад с учётом радиационных поправок пренебрежимо мал по сравнению с вкладом от членов, выписанных в (2.3). При этом коэффициент перед S^4 (и другие параметры лагранжиана с затравочными полями) следует подобрать так, чтобы обеспечить стабильность вакуума. Анализ минимумов потенциала можно найти в работе [108].¹⁰

Скалярное поле S имеет собственное вакуумное среднее v_S . Определим новую скалярную частицу χ , описывающую возбуждение поля S относительно его среднего значения, уравнением

$$S = v_S + \chi. \quad (2.4)$$

Величины v_S и v_Φ определяются из условия на минимум потенциала аналогично (1.25):

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial V}{\partial v_\Phi} \right\rangle = 0 &\Rightarrow \lambda v_\Phi^2 = m_\Phi^2 - 2\mu v_S, \\ \left\langle \frac{\partial V}{\partial v_S} \right\rangle = 0 &\Rightarrow \mu v_\Phi^2 + 2m_S^2 v_S = 0. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Массовая матрица равна

$$M^2 = \begin{pmatrix} \left\langle \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right\rangle & \left\langle \frac{\partial^2 V}{\partial \phi \partial \chi} \right\rangle \\ \left\langle \frac{\partial^2 V}{\partial \chi \partial \phi} \right\rangle & \left\langle \frac{\partial^2 V}{\partial \chi^2} \right\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda v_\Phi^2 & \mu v_\Phi \\ \mu v_\Phi & m_S^2 \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Её собственные числа — квадраты масс скалярных частиц:

$$\begin{aligned} m_h^2 &= \frac{1}{2} \left(\lambda v_\Phi^2 + m_S^2 - \sqrt{(\lambda v_\Phi^2 - m_S^2)^2 + 4\mu^2 v_\Phi^2} \right), \\ m_H^2 &= \frac{1}{2} \left(\lambda v_\Phi^2 + m_S^2 + \sqrt{(\lambda v_\Phi^2 - m_S^2)^2 + 4\mu^2 v_\Phi^2} \right), \end{aligned} \quad (2.7)$$

¹⁰В [108] коэффициент перед S^2 выбран с другим знаком: $M^2 = -m_S^2/2$.

Собственные состояния массовой матрицы выражаются через затравочные поля ϕ и χ посредством угла смешивания α :

$$\begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

α определяется из уравнения

$$M^2 = \begin{pmatrix} \lambda v_\Phi^2 & \mu v_\Phi \\ \mu v_\Phi & m_S^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_h^2 & 0 \\ 0 & m_H^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

которое имеет следующее решение:

$$\sin 2\alpha = \frac{-2\mu v_\Phi}{m_H^2 - m_h^2}, \quad \tan \alpha = \frac{m_h^2 - \lambda v_\Phi^2}{\mu v_\Phi}. \quad (2.10)$$

В рассматриваемой модели шесть параметров: m_Φ , v_Φ , m_S , v_S , λ , μ . Посмотрим, сколько из них независимых.

- Уравнения (2.5) снижают число независимых параметров на 2.
- Так как синглет не связывается с W -бозонами, уравнение (1.24) не меняется, следовательно, $v_\Phi = 246$ ГэВ.
- Благодаря экспериментам ATLAS и CMS, известно одно из собственных значений массовой матрицы. Пусть это будет m_h : $m_h = 125$ ГэВ. Соответственно, h ассоциируется с открытым бозоном Хиггса. Поскольку предметом исследования данной работы является возможность усиления двойного рождения h за счёт распада $H \rightarrow hh$, в дальнейшем будем полагать $m_H \gtrsim 2m_h$.

Таким образом, остаются два независимых параметра. Выберем в качестве них синус угла смешивания $\sin \alpha$ и массу второго бозона m_H . Выражения для остальных параметров получаются из уравнения (2.9). Их зависимости от $\sin \alpha$ для $m_H = 300$ ГэВ приведены на рис. 2.1.

2.3 Рождение и распады бозонов Хиггса

В рассматриваемой модели бозоны Хиггса h и H состоят из компонент ϕ и χ . При столкновении двух протонов, рождение компоненты ϕ происходит по тем же механизмам, что и рождение бозона Хиггса Стандартной модели, рассмотренным в разделе 1.1.2, в то время как компонента χ с частицами Стандартной модели (кроме ϕ) не взаимодействует. Следовательно, чтобы получить сечение рождения h в модели с синглетом, достаточно умножить сечение рождения бозона Хиггса той же массы в Стандартной модели на $\cos^2 \alpha$, а для H — на $\sin^2 \alpha$:

$$\begin{aligned} \sigma(pp \rightarrow h) &= \sigma_{\text{СМ}}(pp \rightarrow h) \cos^2 \alpha, \\ \sigma(pp \rightarrow H) &= \sigma_{\text{СМ}}(pp \rightarrow h)|_{m_{h\text{СМ}}=m_H} \cdot \sin^2 \alpha. \end{aligned} \quad (2.11)$$

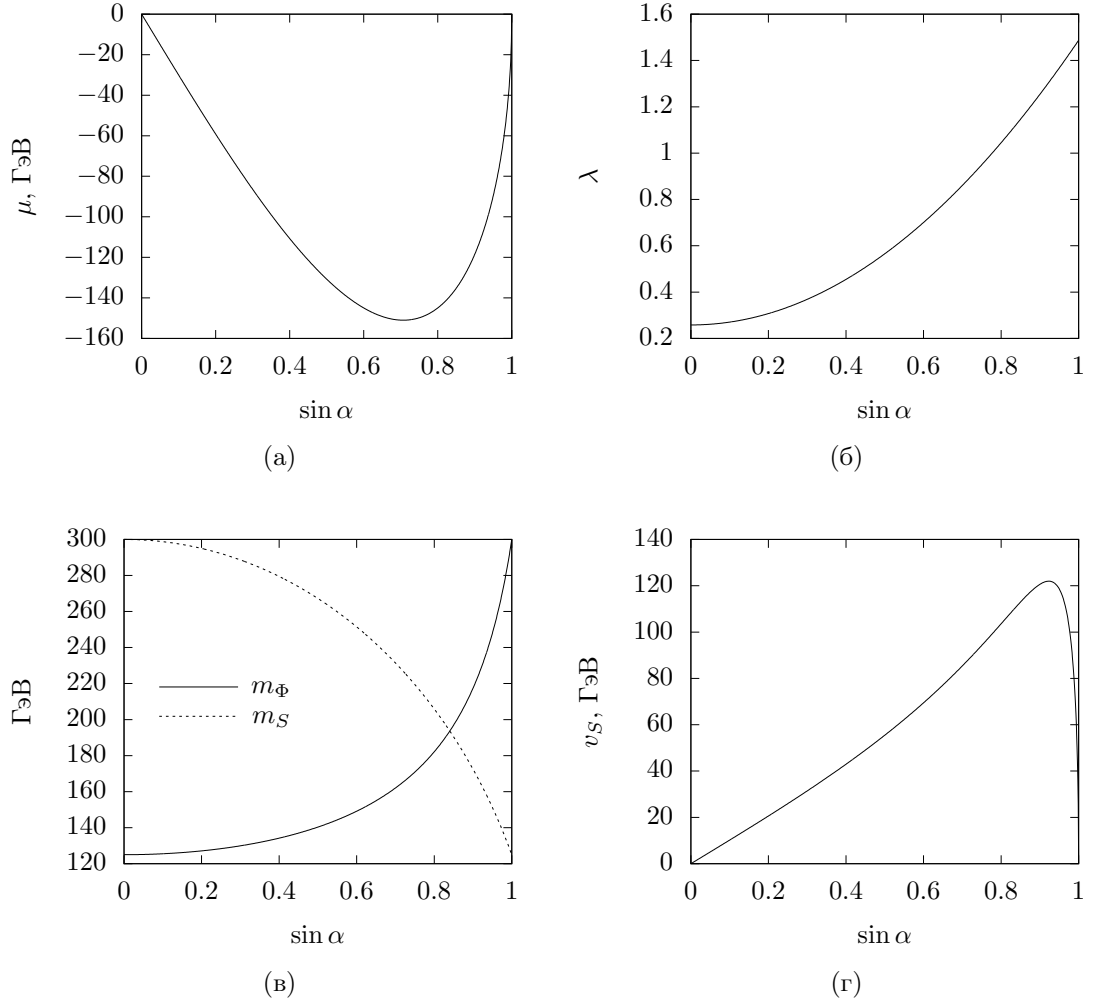


Рис. 2.1: Зависимости параметров модели от угла смешивания для $m_H = 300$ ГэВ: (а) μ , (б) λ , (в) m_Φ и m_S , (г) v_S .

Аналогично для ширин распадов (1.29)–(1.33):

$$\begin{aligned}\Gamma(h \rightarrow f_i) &= \Gamma_{\text{CM}}(h \rightarrow f_i) \cos^2 \alpha, \\ \Gamma(H \rightarrow f_i) &= \Gamma_{\text{CM}}(h \rightarrow f_i)|_{m_{h\text{CM}}=m_H} \cdot \sin^2 \alpha,\end{aligned}\tag{2.12}$$

где f_i , $i = 1, 2, \dots$ обозначает возможные продукты распада: WW , ZZ , $\gamma\gamma$, $\tau\bar{\tau}$, $t\bar{t}$ и другие. Кроме того, при $m_H > 2m_h$ возможен распад $H \rightarrow hh$ с шириной (1.34)

$$\Gamma(H \rightarrow hh) = \frac{g_{Hhh}^2}{32\pi m_H} \sqrt{1 - \left(\frac{2m_h}{m_H}\right)^2},\tag{1.34}$$

где

$$g_{Hhh} = \frac{2m_h^2 + m_H^2}{v_\Phi} \sin \alpha \cos^2 \alpha.\tag{2.13}$$

Зависимости ширин распадов H от угла смешивания и массы H приведены на рис. 2.2 и 2.3.

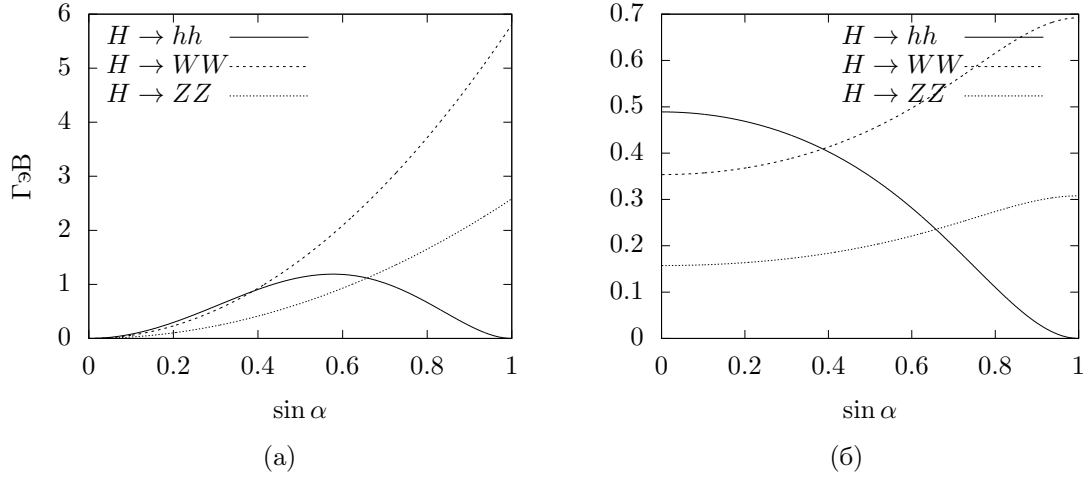


Рис. 2.2: Зависимости (а) ширин и (б) вероятностей распадов тяжёлого бозона Хиггса от угла смешивания для $m_H = 300$ ГэВ.

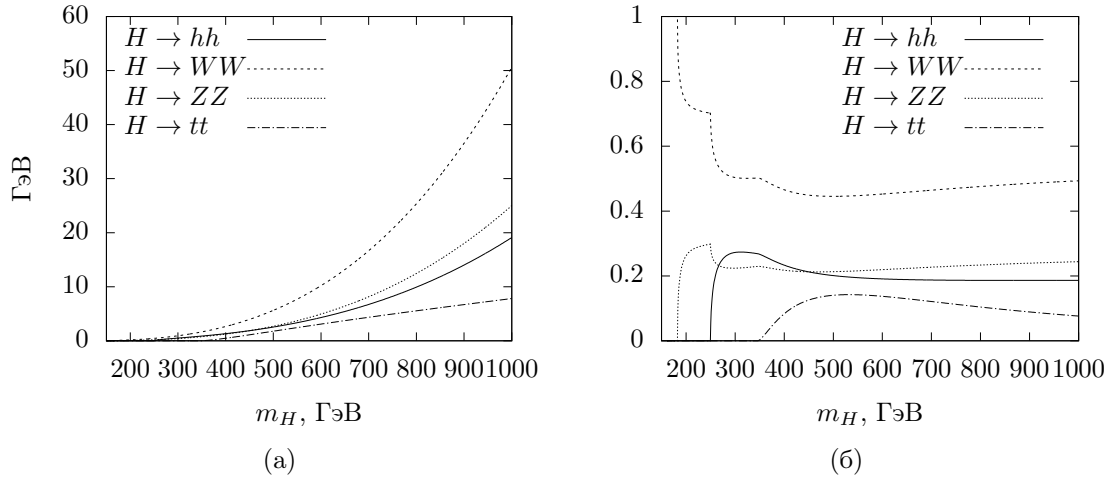


Рис. 2.3: Зависимости (а) ширин и (б) вероятностей распадов тяжёлого бозона Хиггса от его массы для $\sin \alpha = 0.4$.

2.4 Ограничения на параметры модели

Подставляя (2.11) и (2.12) в выражения для интенсивностей сигналов (1.46), получим, что для всех возможных вариантов распада $h \rightarrow f_i$,

$$\mu^{f_i} = \cos^2 \alpha. \quad (2.14)$$

Из измерений μ [26] (см. табл. 1.3) следует ограничение на угол смешивания на уровне 2σ :

$$\cos \alpha > 0.93, \quad \sin \alpha < 0.36. \quad (2.15)$$

Теоретическая неопределённость в вычислении сечения $pp \rightarrow h$ не позволит значительно уменьшить неопределённость в оценках μ . Поэтому можно ожидать лучших ограничений на параметры модели из электрослабых наблюдаемых, которые не чувствительны к этой

Таблица 2.1: Результат фита Стандартной модели по электрослабым наблюдаемым с помощью программы LEPТОР. Определения величин можно найти в [111]. См. также [14, гл. 10].

Наблюдаемая	Экспериментальное значение	Стандартная модель	Стандартное отклонение
$\Gamma_Z, \text{ ГэВ}$	2.4952(23)	2.4966(14)	-0.5895
$\sigma_h, \text{ нб}$	41.541(37)	41.475(14)	1.7746
R_l	20.771(25)	20.744(18)	1.0831
A_{FB}^l	0.0171(10)	0.0165(2)	0.6572
A_τ	0.1439(43)	0.1484(7)	-1.0452
R_b	0.2163(7)	0.2158(0)	0.7699
R_c	0.1721(30)	0.1722(0)	-0.0277
A_{FB}^b	0.0992(16)	0.1040(5)	-3.0303
A_{FB}^c	0.0707(35)	0.0744(4)	-1.0565
$s_l^2(Q_{\text{FB}})$	0.2324(12)	0.2313(1)	0.8771
A_{LR}	0.1514(22)	0.1484(7)	1.3822
A_b	0.923(20)	0.9349(1)	-0.5941
A_c	0.670(27)	0.6685(3)	0.0567
$M_W, \text{ ГэВ}$	80.3846(146)	80.3725(67)	0.8322
$m_t, \text{ ГэВ}$	173.24(95)	174.32(89)	-1.1370
$1/\bar{\alpha}$	128.954(48)	129.023(37)	-1.4378

$$\chi^2/n_{\text{d.o.f}} = 19.6/13$$

неопределённости.

В работе [109] было произведено фитирование электрослабых наблюдаемых с помощью программы LEPТОР [110–113]. Предыдущие фиты Стандартной модели с помощью программы LEPТОР проводились когда масса бозона Хиггса была ещё неизвестна. Поэтому сначала был рассчитан фит Стандартной модели с $m_h = 125.14 \text{ ГэВ}$ [114]. Фитирование проводилось по трём параметрам: масса t -кварка m_t и электромагнитная и сильная константы связи на уровне энергии, равном массе Z -бозона, $\alpha(m_Z^2)$ и $\alpha_s(m_Z^2)$. Результат фита представлен в таблице 2.1. Отношение χ^2 к количеству степеней свободы равно

$$\chi^2/n_{\text{d.o.f}} = 19.6/13. \quad (2.16)$$

Чтобы фитировать модель с дополнительным синглетом, в программу LEPТОР был внесён ряд изменений, учитывающих наличие второго бозона Хиггса. В LEPТОР однопетлевые поправки к величинам m_W/m_Z , g_A и g_V/g_A , где g_V и g_A — векторная и аксиальная константы связи Z -бозона с лептонами, описываются функциями $V_m(t, h)$, $V_A(t, h)$ и $V_R(t, h)$ соответственно, где $t = m_t^2/m_Z^2$, $h = m_h^2/m_Z^2$ [113, 115]. Поправки к электрослабым наблюдаемым выражаются через эти функции. Каждая функция $V_i(t, h)$, $i \in \{m, A, R\}$, представляется в виде суммы из нескольких слагаемых, в которых взаимодействие с полем Хиггса входит в следующие:

- Функции $H_i(h)$ описывают вклад петель из W^\pm , Z , h и γ в поляризационные опера-

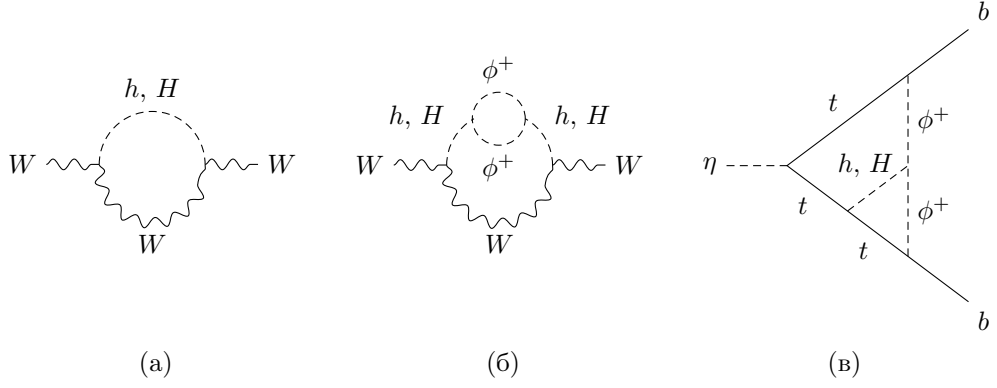


Рис. 2.4: Примеры диаграмм для различных процессов, учитываемых программой LEPTOP при фитировании электрослабых наблюдаемых, в которых появляется второй бозон Хиггса: поляризационный оператор W -бозона с (а) одной и (б) двумя петлями, (в) распад $Z \rightarrow b\bar{b}$. В последнем случае распад идёт через голдстоуновский бозон η — продольную компоненту поляризации Z -бозона.

торы WW , ZZ и $\gamma\gamma$; см. рис. 2.4а. Чтобы учесть второй бозон Хиггса, достаточно модифицировать их следующим образом:

$$H_i(h) \rightarrow \cos^2 \alpha H_i(h) + \sin^2 \alpha H_i(H), \quad H = m_H^2/m_Z^2. \quad (2.17)$$

- Функции $\delta_4 V_i(t, h)$ дают поправки порядка $\alpha^2(m_Z) \cdot t^2$ от юкавовских связей фермионов с голдстоуновскими бозонами дублета. Поправкам соответствуют двухпетлевые одночастично неприводимые диаграммы $Z \rightarrow b\bar{b}$ с бозоном Хиггса в одном из пропагаторов. Пример такой диаграммы представлен на рис. 2.4в; изображения всех диаграмм можно найти в работе [116, рис. 2]. В модели с дополнительным синглетом $\delta_4 V_i(t, h)$ модифицируется аналогично $H_i(h)$ (2.17).
- Функции $\delta_5 V_i(h)$ оценивают двухпетлевые поправки с двумя и более бозонами Хиггса в пропагаторах; пример диаграммы, соответствующей такой поправке, представлен на рис. 2.4б. Нет простого способа вычислить эти поправки в модели с дополнительным синглетом. Однако, можно дать приблизительную верхнюю оценку, предполагая, что

$$\delta_5 V_i(H) < \delta_5 V_i((1000 \text{ ГэВ})^2/m_Z^2) \approx 100 \delta_5 V_i(h) \text{ для } m_H < 1000 \text{ ГэВ}. \quad (2.18)$$

Сравнение результатов двух расчётов, одного с $\delta_5 V_i(h) \rightarrow \cos^2 \alpha \delta_5 V_i(h)$, второго с

$$\delta_5 V_i(h) \rightarrow \cos^2 \alpha \delta_5 V_i(h) + 100 \cdot \sin^2 \alpha \delta_5 V_i(h), \quad (2.19)$$

показало, что поправка к значениям $\sin \alpha$ на рисунке 2.5 меньше 10^{-3} .

На рисунке 2.5 представлены ограничения из электрослабых наблюдаемых на параметры модели с дополнительным синглетом. Минимум χ^2 достигается при $\sin \alpha = 0$, $m_H = 150$ ГэВ; это минимальное значение m_H , которое допускалось при фитировании. Экспериментальные

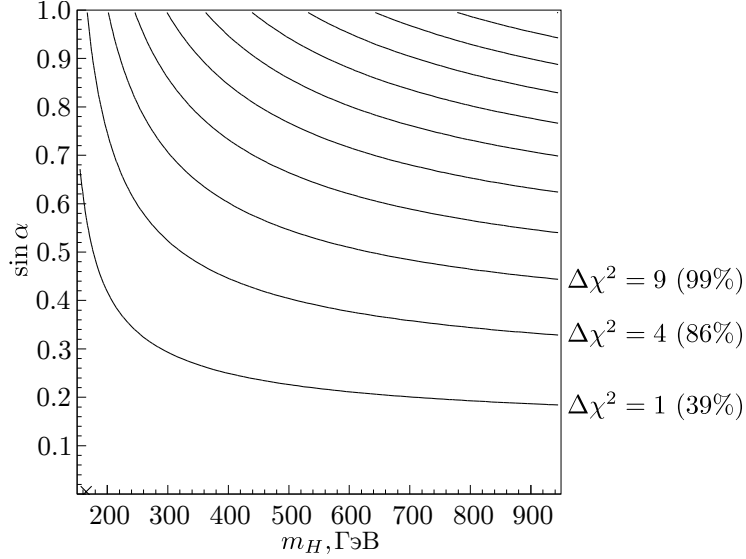


Рис. 2.5: Ограничения на параметры модели m_H и $\sin \alpha$ из электрослабых наблюдаемых.

данные отдают предпочтение лёгкому второму бозону Хиггса. Значение χ^2 в минимуме совпадает с χ^2 для Стандартной модели (2.16) (при $\sin \alpha = 0$ синглет отцепляется от дублета и становится ненаблюдаемым в электрослабых и сильных взаимодействиях). Изолинии χ^2 соответствуют величинам $\Delta\chi^2 = 1, 4, 9, \dots$. Вероятности того, что истинные значения $(\sin \alpha, m_H)$ лежат ниже этих линий составляют 39%, 86%, 98.9%, \dots

На рисунке 2.6 представлена комбинированная оценка, учитывающая как электрослабые наблюдаемые, так и измерения параметра μ .¹¹ Штриховая линия соответствует доверительной вероятности в 95%. Для более тяжёлого бозона Хиггса в ограничении доминируют электрослабые наблюдаемые, в то время как для лёгкого бозона — измерения сечения рождения и ширины распадов на БАК.

2.5 Двойное рождение h и поиск H на БАК

В модели с дополнительным синглетом по сравнению со Стандартной моделью появляется ещё один канал в процессе двойного рождения бозона Хиггса массой 125 ГэВ — с промежуточным тяжёлым бозоном. Сечение этого процесса

$$\sigma(pp \rightarrow H \rightarrow hh) = \sigma_{\text{CM}}(pp \rightarrow h)|_{m_{h\text{CM}}=m_H} \cdot \sin^2 \alpha \cdot \mathcal{B}(H \rightarrow hh), \quad (2.20)$$

где первый множитель — сечение рождения бозона Хиггса Стандартной модели с массой m_H . Вероятность распада $H \rightarrow hh$ рассчитывается по формулам (2.12)–(2.13). Сечение двойного рождения, наложенное на ограничения параметров модели, полученные в предыдущем параграфе, представлено на рисунке 2.7.

Так же, как и в Стандартной модели, оптимальным каналом для поиска тяжёлых бозонов

¹¹В работе [109] фитирование параметров модели проводилось до публикации работ [39] и [26] с современными результатами измерений μ для ATLAS и комбинацией измерений ATLAS + CMS (см. табл. 1.3). Поэтому использовалась комбинация из оценок $\mu = 1.00 \pm 0.09 \pm 0.07^{+0.08}_{-0.07}$ (CMS) [40] и $\mu = 1.30^{+0.18}_{-0.17}$ (ATLAS) [117].

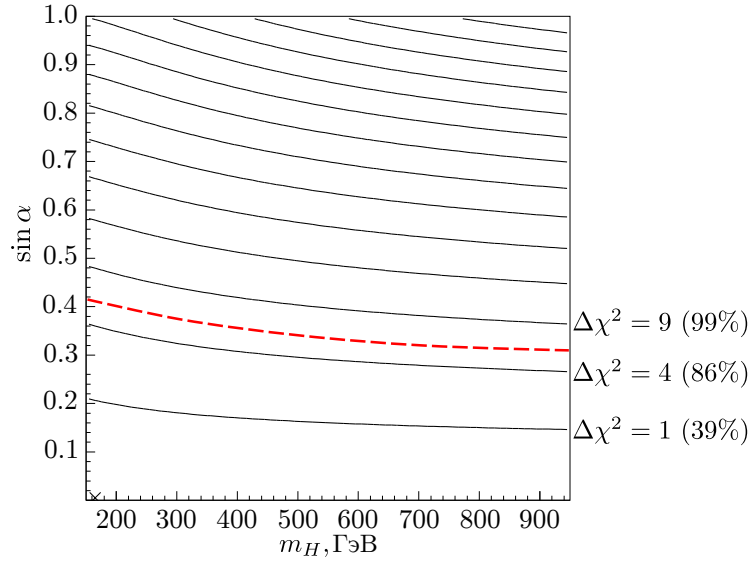


Рис. 2.6: Ограничения на параметры модели из электрослабых наблюдаемых и измерений сечения рождения и ширины распадов h . Штриховая линия соответствует $\Delta\chi^2 = 5.99$; вероятность того, что численные значения $(\sin \alpha, m_H)$ находятся ниже неё составляет 95%.

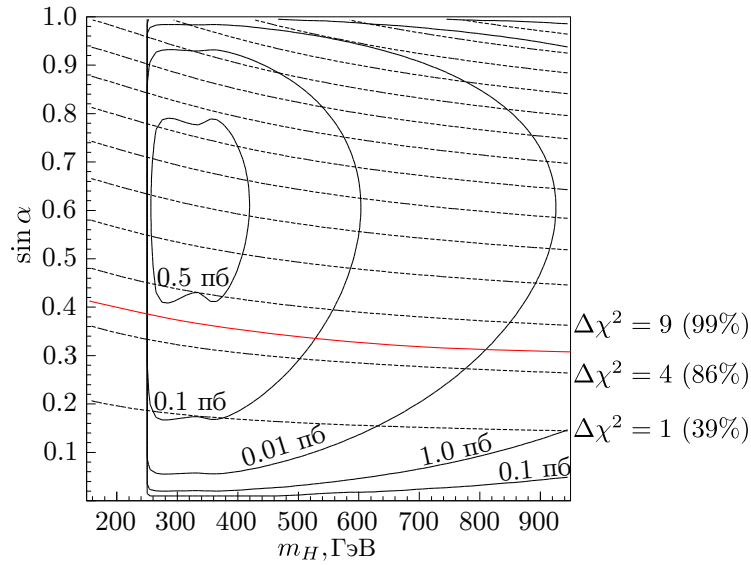


Рис. 2.7: Контурный график $\sigma(pp \rightarrow H \rightarrow hh)$ для $\sqrt{s} = 14$ ТэВ.

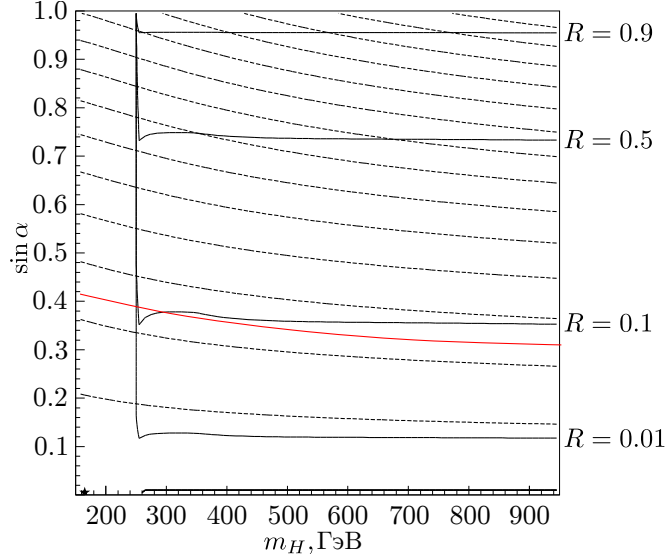


Рис. 2.8: Контурный график $R \equiv \frac{\sigma(pp \rightarrow H) \cdot \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ)}{(\sigma(pp \rightarrow h) \cdot \mathcal{B}(h \rightarrow ZZ))_{\text{СМ}}|_{m_{h\text{СМ}}=m_H}}$. При вычислении этого выражения предполагалось, что $m_H > 2m_h$.

Хиггса на Большом адронном коллайдере является его распад в два Z -бозона, которые затем распадаются в четыре заряженных лептона. Сигнал в этом канале определяется величиной

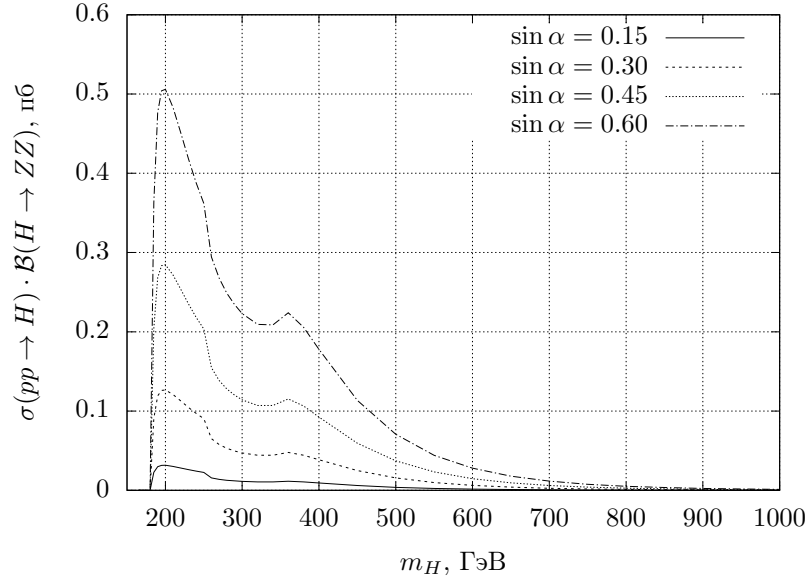
$$R \equiv \frac{\sigma(pp \rightarrow H) \cdot \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ)}{(\sigma(pp \rightarrow h) \cdot \mathcal{B}(h \rightarrow ZZ))_{\text{СМ}}|_{m_{h\text{СМ}}=m_H}} = \frac{\sin^4 \alpha}{\sin^2 \alpha + \frac{\Gamma(H \rightarrow hh)}{(\Gamma_h)_{\text{СМ}}}}, \quad (2.21)$$

где $(\Gamma_h)_{\text{СМ}}$ — ширина бозона Хиггса Стандартной модели. В модели с синглетом R не зависит от энергии столкновения протонов. Зависимость R от параметров модели представлена на рисунке 2.8. См. также графики $\sigma(pp \rightarrow H) \cdot \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ)$ на рисунке 2.9.

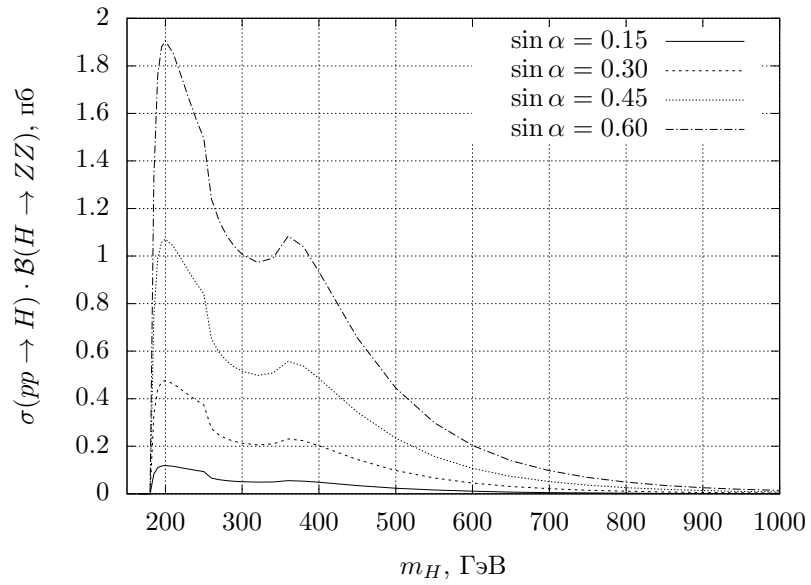
2.6 Заключение

В модели с дополнительным синглетом возможно значительное усиление двойного рождения экспериментально обнаруженного бозона Хиггса, причём это усиление имеет резонансную зависимость от энергии. В соответствии с рисунком 2.7, сечение реакции $pp \rightarrow H \rightarrow hh$ может достигать 0.5 пб, в десять раз больше чем сечение реакции $pp \rightarrow hh$ в Стандартной модели. В 2016 году коллаборации ATLAS и CMS набрали по 40 fb^{-1} интегральной светимости, и к концу Run 2 можно ожидать по 120 fb^{-1} [118]. С таким количеством данных можно надеяться найти сигнал новой физики в двойном рождении бозона Хиггса ещё до постройки Большого адронного коллайдера высокой светимости. Это делает изучение процесса $pp \rightarrow hh$ в настоящее время особенно интересным.

Поиск второго бозона Хиггса H можно проводить теми же методами, что были использованы при поисках бозона Хиггса Стандартной модели. Вероятность наблюдения H меньше, чем h , из-за (а) подавления сечения рождения H множителем $\sin^2 \alpha \lesssim 0.2$ и (б) подавления $\mathcal{B}(H \rightarrow ZZ)$ дополнительной модой $H \rightarrow hh$. Учёт этих двух факторов приводит к снижению вероятности процесса $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ$ приблизительно на порядок в сравнении с вероятностью



(a)



(б)

Рис. 2.9: $\sigma(pp \rightarrow H) \cdot \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ)$ для некоторых значений угла смешивания для $\sqrt{s} =$ (а) 7 и (б) 14 ТэВ.

процесса $pp \rightarrow h \rightarrow ZZ$ в Стандартной модели.

Результаты поиска хиггсоподобных бозонов в канале распада на два Z -бозона приводятся коллаборацией CMS для энергии столкновения протонов 7 и 8 ТэВ в работе [119, (рис. 7)], ATLAS — для 8 ТэВ в [120, (рис. 12)] и предварительные данные для 13 ТэВ в [121]. Их сравнение с результатами, приведёнными на рисунках 2.9, показывает, что экспериментальные данные на 8 ТэВ подошли к области чувствительности к максимально разрешённым значениям угла смешивания α .

В табл. 2.1 приведён фит Стандартной модели программой LEPTOP с теперь уже известной массой бозона Хиггса $m_h = 125.14$ ГэВ.

3 Стандартная модель с дополнительными триплетами

3.1 Введение

Модель с дополнительным триплетом в основном интересна тем, что в ней у нейтрино появляется масса благодаря механизму качелей второго типа (*see-saw type II*) [122–125]. Механизм основывается на том, что в Стандартную модель добавляется комплексный изотриплет $\vec{\Delta} = (\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0)$ с гиперзарядом $Y_\Delta = 1$, после чего вакуумное среднее триплета v_Δ обеспечивает появление майорановских массовых членов нейтрино в лагранжиане теории.

В модели с триплетом есть три нейтральные скалярные частицы. Смешиваясь, они образуют два бозона Хиггса и массивный псевдоскаляр. Один из этих бозонов Хиггса (h) был открыт на БАК и, следовательно, имеет массу $m_h = 125$ ГэВ. Цель этой главы — исследовать возможное усиление двойного рождения h за счёт распадов второго бозона, $H \rightarrow hh$, поэтому будем считать, что $m_H \gtrsim 2m_h$. Массы нейтрино равняются $f_i v_\Delta$, где f_i ($i = 1, 2, 3$) — собственные значения матрицы юкавовских констант связи триплета с тремя поколениями дублета лептонов. Если нейтрино такие лёгкие из-за малого значения v_Δ при f_i порядка единицы, то H распадается на пары нейтрино-антинейтрино. В рассматриваемой модели массовое состояние h состоит в основном из нейтрального скаляра дублета Стандартной модели, а H — из нейтрального скаляра триплета. Массовые состояния триплета почти вырождены, и ненаблюдение распада $\Delta^{\pm\pm} \rightarrow \ell^\pm \ell^\pm$ даёт ограничение $m_H > 400$ ГэВ [126, 127]. В работе [128] исследован противоположный случай, когда v_Δ достигает своего максимального возможного значения, а массы нейтрино малы из-за малости констант связи f_i . Тогда доминирующим распадом у двухзаряженных бозонов будет $\Delta^{\pm\pm} \rightarrow W^\pm W^\pm$ [129], и ограничение $m_H > 400$ ГэВ неприменимо. Также в этом случае канал распада $H \rightarrow hh$ может быть доминирующим для тяжёлого H , что приведёт к усилению двойного рождения открытого бозона h на БАК.

Изотриплет взаимодействует с калибровочными бозонами группы $SU(2)$, что приводит к нарушению охранной симметрии (1.21) [130]. Это ставит верхнее ограничение на вакуумное среднее v_Δ на уровне нескольких ГэВ. Поскольку (для $v_\Delta \ll v \equiv 246$ ГэВ (1.24)) сечение рождения H по сравнению с сечением рождения бозона Хиггса Стандартной модели оказывается подавленным пропорционально $(v_\Delta/v)^2$, следует ожидать умеренного увеличения сечения двойного рождения h за счёт распада $H \rightarrow hh$. Однако, в отличие от Стандартной модели, в которой интерференция диаграмм, изображённых на рис. 1.3, приводит к тому, что сечение оказывается распределённым по большому интервалу инвариантных масс, а также к занулению сечения на пороге, в модели с триплетом оно будет иметь пик с центром в массе тяжёлого бозона [131, 132].

Ограничение на v_Δ из охранной симметрии можно снять, если в модель ввести ещё один, вещественный изотриплет с гиперзарядом, равным нулю, и подобрать его вакуумное среднее так, чтобы компенсировать нарушение охранной симметрии. Такая модель называется моделью Georgi-Machacek [133, 134]. В этом случае ограничение на вакуумное среднее получается из измерений констант связи бозона массой 125 ГэВ с векторными бозонами и фермионами, которые будут отличаться от их значений в Стандартной модели на величину,

пропорциональную $(v_\Delta/v)^2$.

Исследование феноменологии модели с одним дополнительным триплетом можно найти в работах [135–141]. Модель Georgi-Machacek подробно разобрана в [142, 143]. Проявления модели Georgi-Machacek на коллайдерах обсуждаются, например, в работах [144, 145].

В этой главе в разделе 3.2 описана модель с одним дополнительным скалярным изотриплетом. В разделе 3.3 вычислены сечения рождения тяжёлого бозона Хиггса в различных каналах. Сечение двойного рождения h приведено в разделе 3.4. Особенности модели с двумя триплетами рассмотрены в разделе 3.5.

3.2 Модель с одним триплетом

Параметризуем триплет следующим образом:

$$\Delta \equiv \frac{\vec{\Delta}\vec{\sigma}}{\sqrt{2}} \equiv \begin{pmatrix} \delta^+/\sqrt{2} & \delta^{++} \\ \delta^0 & -\delta^+/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

где $\vec{\sigma}$ — матрицы Паули, а δ^0 , δ^+ и δ^{++} — три комплексных скалярных поля. Будем считать, что δ^0 обладает ненулевым вакуумным средним:

$$\delta^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\Delta + \delta + i\rho). \quad (3.2)$$

Кинетический член скалярного сектора Стандартной модели (1.5) модифицируется следующим образом:

$$T(\Phi, \Delta) = |\mathcal{D}_\mu\Phi|^2 + \text{tr}(|\mathcal{D}_\mu\Delta|^2), \quad (3.3)$$

где

$$\mathcal{D}_\mu\Delta = \partial_\mu\Delta - ig[A_\mu^a\tau^a, \Delta] - ig'B_\mu\Delta. \quad (3.4)$$

Потенциал

$$V(\Phi, \Delta) = -\frac{m_\Phi^2}{2}\Phi^\dagger\Phi + \frac{\lambda}{2}(\Phi^\dagger\Phi)^2 + m_\Delta^2 \text{tr}(\Delta^\dagger\Delta) + \frac{\mu}{\sqrt{2}}(\Phi^T i\sigma^2 \Delta^\dagger\Phi + \text{h.c.}). \quad (3.5)$$

Как и в модели с дополнительным синглетом, это не самая общая возможная версия потенциала (см., например, уравнение (2.6) в [146]). Предполагается, что константы перед остальными перенормируемыми членами потенциала такие, что вклад этих членов с учётом радиационных поправок пренебрежимо мал по сравнению с вкладом от выписанных членов. Этого всегда можно добиться подбором затравочных параметров.

Триплет взаимодействует с векторными бозонами, и его вакуумное среднее вносит вклад в их массу. Найдём этот вклад. Для этого выпишем слагаемые лагранжиана, квадратичные по векторным полям:

$$\mathcal{L} \supset g^2|\delta^0|^2 W^+W^- + \frac{1}{2}g^2|\phi^0|^2 W^+W^- + \bar{g}^2|\delta^0|^2 Z^2 + \frac{1}{4}\bar{g}^2|\phi^0|^2 Z^2. \quad (3.6)$$

Отсюда массы векторных бозонов:

$$\begin{aligned} m_W^2 &= \frac{g^2}{4}(v_\Phi^2 + 2v_\Delta^2), \\ m_Z^2 &= \frac{\bar{g}^2}{4}(v_\Phi^2 + 4v_\Delta^2). \end{aligned} \quad (3.7)$$

Из этих уравнений видно, что в рассматриваемой модели нарушается охранный симметрия. Действительно, до спонтанного нарушения симметрии триплет (3.1) преобразуется группой $SU(2)_L \times SU(2)_R$ аналогично (1.19):

$$\Delta \rightarrow L\Delta R^\dagger, \quad L \in SU(2)_L, \quad R \in SU(2)_R. \quad (3.8)$$

Вакуумное среднее триплета

$$\langle \Delta \rangle = \frac{v_\Delta}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

нарушает эту группу, а также её диагональную подгруппу. Параметр ρ (см. (1.21)), характеризующий нарушение охранный симметрии, известен очень точно, поэтому нарушение не может быть большим. Разложим отношение масс W и Z бозонов в окрестности малого v_Δ :

$$\frac{m_W}{m_Z} \approx \left(\frac{m_W}{m_Z} \right)_{\text{СМ}} \left(1 - \frac{v_\Delta^2}{v_\Phi^2} \right). \quad (3.10)$$

При малых v_Δ , как будет показано ниже, триплет слабо связан с дублетом, поэтому эта формула остаётся справедливой и с учётом радиационных поправок.

В таблице 2.1 было получено значение $(m_W)_{\text{СМ}} = 80.373$ ГэВ; фит Стандартной модели, представленный в таблице 10.4 в [14] даёт $(m_W)_{\text{СМ}} = 80.363$ ГэВ; экспериментальное значение равно $(m_W)_{\text{эксп}} = 80.385(15)$ ГэВ [14]. Независимо от того, значение какого фита используется, на уровне 3σ можно поставить следующее ограничение:

$$v_\Delta < 5 \text{ ГэВ}. \quad (3.11)$$

В дальнейшем будут рассматриваться сечения, пропорциональные v_Δ^2 , поэтому будем использовать $v_\Delta = 5$ ГэВ для их верхней оценки.

Уравнение (1.24) в Стандартной модели с одним триплетом выглядит следующим образом:

$$v_\Phi^2 + 2v_\Delta^2 = v^2 = (246 \text{ ГэВ})^2. \quad (3.12)$$

При $v_\Delta \lesssim 5$ ГэВ имеем $v_\Phi \approx 246$ ГэВ.

Условие на минимум потенциала, аналогичное (1.25), даёт следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial V}{\partial v_\Phi} \right\rangle = 0 &\Rightarrow \lambda v_\Phi^2 = m_\Phi^2 + 2\mu v_\Delta, \\ \left\langle \frac{\partial V}{\partial v_\Delta} \right\rangle = 0 &\Rightarrow \mu v_\Phi^2 = 2m_\Delta^2 v_\Delta. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Массовая матрица равна

$$M^2 = \begin{pmatrix} \left\langle \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right\rangle & \left\langle \frac{\partial^2 V}{\partial \phi \partial \delta} \right\rangle \\ \left\langle \frac{\partial^2 V}{\partial \delta \partial \phi} \right\rangle & \left\langle \frac{\partial^2 V}{\partial \delta^2} \right\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda v_\Phi^2 & -\mu v_\Phi \\ -\mu v_\Phi & m_\Delta^2 \end{pmatrix} = m_\Delta^2 \begin{pmatrix} 2 \left(\frac{v_\Delta}{v_\Phi} \right)^2 + \left(\frac{m_\Phi}{m_\Delta} \right)^2 & -2 \frac{v_\Delta}{v_\Phi} \\ -2 \frac{v_\Delta}{v_\Phi} & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.14)$$

Из этого выражения видно, что смешивание дублета и триплета подавлено как v_Δ/v_Φ . Собственные числа массовой матрицы

$$\begin{aligned} m_h^2 &= \frac{1}{2} \left(\lambda v_\Phi^2 + m_\Delta^2 - \sqrt{(m_\Delta^2 - \lambda v_\Phi^2)^2 + 4\mu^2 v_\Phi^2} \right) \approx m_\Delta^2, \\ m_H^2 &= \frac{1}{2} \left(\lambda v_\Phi^2 + m_\Delta^2 + \sqrt{(m_\Delta^2 - \lambda v_\Phi^2)^2 + 4\mu^2 v_\Phi^2} \right) \approx m_\Delta^2. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Аналогично (2.8)–(2.10), угол смешивания α

$$\begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi \\ \delta \end{pmatrix}, \quad (3.16)$$

$$\sin 2\alpha = \frac{2\mu v_\Phi}{m_H^2 - m_h^2} \approx \frac{4v_\Delta}{v_\Phi} \ll 1. \quad (3.17)$$

Таким образом, состояние h состоит в основном из ϕ , а H — из δ , поэтому h следует ассоциировать с бозоном, открытым на БАК, и положить $m_h \approx 125$ ГэВ.

Уравнения (3.12), (3.13) и условия $m_h = 125$ ГэВ и $v_\Delta = 5$ ГэВ (3.11) из шести параметров модели m_Φ , v_Φ , m_Δ , v_Δ , λ , μ оставляют один независимый. Выберем в качестве этого независимого параметра массу второго бозона Хиггса m_H ; так как цель данной работы — получить оценку для сечения $pp \rightarrow H \rightarrow hh$, будем считать, что $m_H > 2m_h$.

3.3 Рождение и распады бозонов Хиггса в модели с одним триплетом

В отличие от модели с дополнительным синглетом (см. 2.3), триплет взаимодействует с калибровочными бозонами, что приводит к более значительным изменениям в картине рождения и распадов хиггсовских бозонов. Это взаимодействие описывается членами лагранжиана, входящими в уравнение (3.6):

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{HVV} &= g^2 (v_\Delta \cos \alpha - \frac{1}{2} v_\Phi \sin \alpha) W^+ W^- H + \bar{g}^2 (v_\Delta \cos \alpha - \frac{1}{4} v_\Phi \sin \alpha) Z^2 H \\ &\approx -g^2 \frac{(m_h/m_H)^2}{1 - (m_h/m_H)^2} v_\Delta W^+ W^- H + \frac{\bar{g}^2}{2} \frac{1 - 2(m_h/m_H)^2}{1 - (m_h/m_H)^2} v_\Delta Z^2 H. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Отсюда сразу видно, что распад $H \rightarrow W^+ W^-$ подавлен как $(m_h/m_H)^4$ (ср. с [147]).

Распад $H \rightarrow t\bar{t}$ происходит через компоненту ϕ :

$$\mathcal{L}_{Ht\bar{t}} = \sin \alpha \cdot \frac{m_t}{v_\Phi} t\bar{t}H = \frac{2v_\Delta/v_\Phi}{1 - (m_h/m_H)^2} \frac{m_t}{v_\Phi} t\bar{t}H. \quad (3.19)$$

Распад $H \rightarrow gg$ тоже происходит через компоненту ϕ :

$$\mathcal{L}_{Hgg} = \frac{\alpha_s}{12\pi} \sin \alpha HG_{\mu\nu}G^{\mu\nu} = \frac{\alpha_s}{12\pi} \frac{2v_\Delta/v_\Phi}{1 - (m_h/m_H)^2} HG_{\mu\nu}G^{\mu\nu}. \quad (3.20)$$

Наконец, распад $H \rightarrow hh$ описывается эффективным лагранжианом

$$\mathcal{L}_{Hhh} = \frac{\mu}{2} \left[1 + \frac{3}{(m_H/m_h)^2 - 1} \right] Hh^2 = v_\Delta \frac{m_H^2}{v_\Phi^2} \left[1 + \frac{3}{(m_H/m_h)^2 - 1} \right] Hh^2 \quad (3.21)$$

Все амплитуды распадов H оказываются пропорциональны вакуумному среднему триплета v_Δ .

Подстановка констант связи из уравнений (3.18)–(3.21) в (1.29)–(1.34), даёт следующие ширины распадов:

$$\Gamma(H \rightarrow ZZ) = \frac{v_\Delta^2}{v_\Phi^4} \frac{m_H^3}{8\pi} \left[\frac{1 - 2(m_h/m_H)^2}{1 - (m_h/m_H)^2} \right]^2 \left[1 - 4 \left(\frac{m_Z}{m_H} \right)^2 + 12 \left(\frac{m_Z}{m_H} \right)^4 \right] \sqrt{1 - \left(\frac{2m_Z}{m_H} \right)^2}, \quad (3.22)$$

$$\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) = \frac{v_\Delta^2}{v_\Phi^4} \frac{m_H^3}{4\pi} \left[\frac{(m_h/m_H)^2}{1 - (m_h/m_H)^2} \right]^2 \left[1 - 4 \left(\frac{m_W}{m_H} \right)^2 + 12 \left(\frac{m_W}{m_H} \right)^4 \right] \sqrt{1 - \left(\frac{2m_W}{m_H} \right)^2}, \quad (3.23)$$

$$\Gamma(H \rightarrow t\bar{t}) = \frac{v_\Delta^2}{v_\Phi^4} \frac{3m_t^2 m_H}{2\pi} \left[1 - \left(\frac{m_h}{m_H} \right)^2 \right]^{-2} \left[1 - \left(\frac{2m_t}{m_H} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}, \quad (3.24)$$

$$\Gamma(H \rightarrow gg) = \frac{v_\Delta^2}{v_\Phi^4} \frac{m_H^3}{2\pi} \left(\frac{\alpha_s}{3\pi} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{m_h}{m_H} \right)^2 \right]^{-2}, \quad (3.25)$$

$$\Gamma(H \rightarrow hh) = \frac{v_\Delta^2}{v_\Phi^4} \frac{m_H^3}{8\pi} \left[\frac{1 + 2(m_h/m_H)^2}{1 - (m_h/m_H)^2} \right]^2 \sqrt{1 - \left(\frac{2m_h}{m_H} \right)^2}. \quad (3.26)$$

Распад $H \rightarrow gg$ подавлен как $(\alpha_s/3\pi)^2$, и им можно пренебречь.¹² Зависимость вероятностей распадов от m_H представлена на рисунке 3.1.

Из уравнений (3.22), (3.26) видно, что $\Gamma(H \rightarrow hh) = \Gamma(H \rightarrow ZZ)$ в пределе $m_H \gg m_h, m_Z$. Это равенство легко понять если рассмотреть последний член в потенциале (3.5):

$$\frac{\mu}{\sqrt{2}} (\Phi^T i\sigma^2 \Delta^\dagger \Phi + \text{h.c.}) \supset -\frac{\mu}{2} \delta(\phi^2 - \eta^2), \quad (3.27)$$

где η — голдстоуновский бозон дублета (1.3), смешивающийся с Z -бозоном. Это равенство является проявлением теоремы эквивалентности голдстоуновских бозонов.

Как описано в разделе 1.1.2, основной процесс рождения бозонов Хигса Стандартной модели на БАК — это слияние глюонов. Этот же процесс доминирует и в модели с триплетом

¹²Расчёт с помощью библиотеки LHAPDF [148] с использованием партонных распределений MMHT2014 [149] даёт $\alpha_s((300 \text{ ГэВ})^2) = 0.1579$.

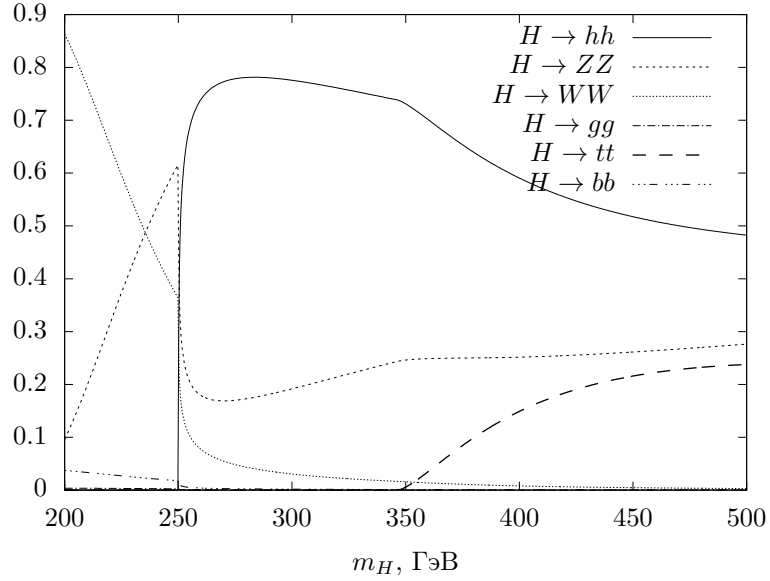


Рис. 3.1: Зависимости вероятностей распадов H от m_H при $v_\Delta = 5$ ГэВ.

Таблица 3.1: Ширины и относительные вероятности распадов второго бозона Хиггса для $v_\Delta = 5$ ГэВ.

Канал	Ширина, МэВ	Вероятность, %
$H \rightarrow hh$	11	78
$H \rightarrow ZZ$	2.7	19
$H \rightarrow WW$	0.42	3.0
$H \rightarrow gg$	0.0049	0.035
$H \rightarrow bb$	0.025	0.18
Сумма	14	

при рождении H . Его сечение

$$\sigma(gg \rightarrow H) = \sin^2 \alpha \sigma_{\text{CM}}(gg \rightarrow h)|_{m_{h\text{CM}}=m_H} = \left(\frac{2v_\Delta/v_\Phi}{1 - (m_h/m_H)^2} \right)^2 \sigma_{\text{CM}}(gg \rightarrow h)|_{m_{h\text{CM}}=m_H}. \quad (3.28)$$

Аналогичное выражение справедливо для процесса $gg \rightarrow t\bar{t}H$. Зависимость $\sigma(gg \rightarrow H)$ от m_H приведена на рисунке 3.2.

Из рисунков 3.1 и 3.2 видно, что наибольшего значения сечение реакции $pp \rightarrow H \rightarrow hh$ будет достигать в окрестности 300 ГэВ. Положим $m_H = 300$ ГэВ для дальнейших расчётов, тогда $\sin^2 \alpha = 2.4 \cdot 10^{-3}$. Соответствующие значения для ширин и вероятностей распадов представлены в таблице 3.1.

Другие два процесса рождения бозонов Хиггса — это слияние векторных бозонов и ассоциативное рождение с векторным бозоном. Как видно из (3.18), связь второго бозона Хиггса с W -бозоном сильно подавлена, поэтому основную роль здесь играет Z -бозон. В Стандартной модели

$$\mathcal{L}_{hVV} = \frac{1}{4} \bar{g}^2 v h Z Z + \frac{1}{2} g^2 v h W^+ W^-. \quad (3.29)$$

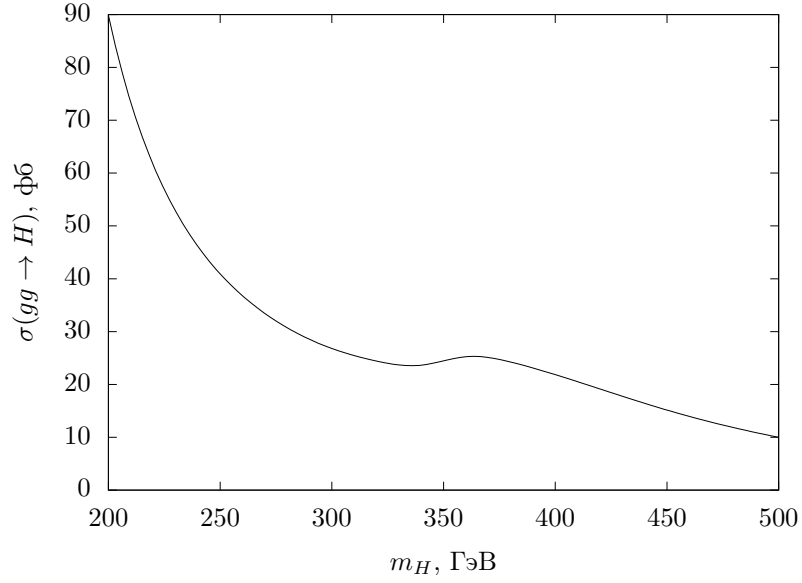


Рис. 3.2: $\sigma(gg \rightarrow H)$ в зависимости от m_H для $v_\Delta = 5$ ГэВ и энергии столкновения 14 ТэВ. Значения $\sigma_{\text{CM}}(gg \rightarrow h)$ взяты из [18, табл. 3].

Сравнивая это выражение с (3.18), получим:

$$\begin{aligned} \sigma(ZZ \rightarrow H) &= \left[\frac{2v_\Delta}{v} \frac{1 - 2(m_h/m_H)^2}{1 - (m_h/m_H)^2} \right]^2 \cdot \sigma_{\text{CM}}(ZZ \rightarrow h)|_{m_{h\text{CM}}=m_H} \\ &\approx 1.031 \cdot 10^{-3} \cdot \sigma_{\text{CM}}(ZZ \rightarrow h)|_{m_{h\text{CM}}=m_H}, \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$\begin{aligned} \sigma(WW \rightarrow H) &= \left[\frac{2v_\Delta}{v} \frac{(m_h/m_H)^2}{1 - (m_h/m_H)^2} \right]^2 \cdot \sigma_{\text{CM}}(WW \rightarrow h)|_{m_{h\text{CM}}=m_H} \\ &\approx 7.293 \cdot 10^{-5} \cdot \sigma_{\text{CM}}(WW \rightarrow h)|_{m_{h\text{CM}}=m_H}. \end{aligned} \quad (3.31)$$

Те же самые уравнения справедливы для сечений ассоциативного рождения $\sigma(Z^* \rightarrow ZH)$ и $\sigma(W^* \rightarrow WH)$.

В [18, гл. 3] сечение рождения бозона Хиггса Стандартной модели в результате слияния векторных бозонов вычисляется с помощью программы HAWK [150, 151]. Эта же программа была применена автором настоящей диссертации для вычисления сечения рождения бозонов Хиггса в модели с триплетом [128].

Образец задания на расчёт для $\sigma(VV \rightarrow h)$ при $m_h = 125$ ГэВ представлен на рисунке 3.3. Параметры расчёта подобраны таким образом, чтобы воспроизвести результат таблицы 10 в [18], и имеют следующий смысл:

- **nevents** задаёт количество событий для численного интегрирования методом Монте-Карло.
- **mh** — масса бозона Хиггса (ГэВ).
- **spdf = 99** говорит программе использовать партонные функции распределения, указанные в параметре **pdfname**.

```

outputfile = ' '
nevents    = 5000000
mh         = 125d0
spdf       = 99
pdfname    = cteq66.LHgrid
sscha      = 0
sbini      = 0
sbfin      = 0
scuts      = 0
shvv       = 2
a1hww      = 170.2259428d0
a1hzz      = 219.0738344d0
endinput

```

Рис. 3.3: Распечатка задания на расчёт $\sigma(VV \rightarrow h)$ при энергии столкновения 14 ТэВ и $m_h = 125$ ГэВ для программы HAWK. Описание ряда параметров приведено в тексте.

- `sscha = 0` отключает учёт ассоциативного рождения бозонов Хиггса, оставляя только слияние векторных бозонов.
- `sbini = 0` и `sbfini = 0` отключают вклад b -кварков.
- `scuts = 0` отключает ограничения на разыгрываемые события (обрезания), приводя к тому, что программа рассчитывает полное сечение, а не сигнал в детекторах БАК.
- `shvv` даёт возможность модифицировать константы связи бозона Хиггса с калибровочными бозонами. `shvv = 0` означает использовать константы связи Стандартной модели. При `shvv = 2` используются параметры `a1hww`, \dots , `a3hzz`.
- `a1hww` и `a1hzz` задают константы связи hW^+W^- и hZZ . Стандартной модели соответствуют `a1hww = $m_W / \sin \theta = 170.23$ ГэВ`, `a1hzz = $m_W / (\sin \theta \cos^2 \theta) = 219.07$ ГэВ`, где θ — электрослабый угол смешивания (угол Вайнберга) (1.13).

Расчёт проводился для двух значений масс Хиггса — 125 и 300 ГэВ — и для четырёх комбинаций констант связи:

1. `shvv = 0`.
2. `shvv = 2, a1hww = 170.23, a1hzz = 219.07`.
3. `shvv = 2, a1hww = 170.23, a1hzz = 0`.
4. `shvv = 2, a1hww = 0, a1hzz = 219.07`.

Результаты расчётов приведены в таблице 3.2. Совпадение результата варианта (1) с приведённым в [18, табл. 10] позволяет убедиться, что прочие параметры подобраны верно. Совпадение результатов (1), (2) говорит о том, что параметры `a1hww` и `a1hzz` заданы верно. Совпадение результата (2) и суммы (3) и (4) означает, что разложение слияния векторных

Таблица 3.2: Сечения рождения скалярных бозонов в результате слияния векторных бозонов на БАК с энергией столкновения 14 ТэВ во втором лидирующем порядке теории возмущений квантовой хромодинамики (NLO QCD) без учёта электромагнитных поправок, вычисленные с помощью программы HAWK (ср. с [18, табл. 10]). Номер в первой колонке соответствует номеру комбинации констант связи `shvv`, `alhww` и `alhzz` в списке, приведённом на с. 42. $v_\Delta = 5$ ГэВ.

№	m_h , ГэВ	125	300
1	$\sigma_{\text{CM}}(VV \rightarrow h)$, фб	4342(5)	1418(1)
2	$\sigma_{\text{CM}}(VV \rightarrow h)$, фб	4351(5)	1417(1)
3	$\sigma_{\text{CM}}(WW \rightarrow h)$, фб	3272(4)	1053(1)
4	$\sigma_{\text{CM}}(ZZ \rightarrow h)$, фб	1087(1)	364.5(3)
	m_H , ГэВ	—	300
	$\sigma(WW \rightarrow H)$, аб	—	76.80(7)
	$\sigma(ZZ \rightarrow H)$, аб	—	375.8(3)

Таблица 3.3: Сечения рождения бозонов Хиггса на БАК с энергией столкновения протонов 14 ТэВ. Значения для бозона Хиггса Стандартной модели взяты из [18], таблицы 3, 14, 20. $v_\Delta = 5$ ГэВ.

		h		H
Масса,	ГэВ	125	300	300
$\sigma(gg \rightarrow h, H)$,	пб	50(5)	11(1)	$26(2) \cdot 10^{-3}$
$\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}h, H)$,	пб	0.61(7)	0.051(8)	$0.12(2) \cdot 10^{-3}$
$\sigma(WW \rightarrow h, H)$,	пб	3.272(4)	1.053(1)	$76.80(7) \cdot 10^{-6}$
$\sigma(ZZ \rightarrow h, H)$,	пб	1.087(1)	0.3645(3)	$375.8(3) \cdot 10^{-6}$
$\sigma(W^* \rightarrow Wh, H)$,	пб	1.50(6)	0.067(3)	$4.9(2) \cdot 10^{-6}$
$\sigma(Z^* \rightarrow Zh, H)$,	пб	0.88(4)	0.042(2)	$50(2) \cdot 10^{-6}$

бозонов отдельно на слияние W -бозонов и слияние Z -бозонов сделано верно. (3) и (4) дают соответствующие сечения рождения бозонов Хиггса.

Так как $\cos^2 \alpha \approx 1$, сечение рождения бозона h приблизительно такое же, что и сечение рождения бозона Хиггса Стандартной модели. Результаты расчётов приведены в таблице 3.3 (ср. с табл. 1.1).

3.4 Двойное рождение h и поиск H на БАК в модели с одним триплетом

Используя результаты, представленные в таблицах 3.1 и 3.3, получим, что увеличение сечения двойного рождения бозона Хиггса массой 125 ГэВ за счёт рождения и распада бозона Хиггса массой 300 ГэВ на БАК с энергией столкновения протонов 14 ТэВ составляет [128]

$$\sigma(pp \rightarrow H \rightarrow hh) = \sigma(pp \rightarrow H) \cdot \mathcal{B}(H \rightarrow hh) \approx 26 \cdot 0.8 \text{ фб} = 20 \text{ фб}. \quad (3.32)$$

Чтобы получить полное сечение рождения пар бозонов Хиггса, к этим 20 фб следует прибавить ещё 40 фб, соответствующие механизмам Стандартной модели. Таким образом, полное сечение равно 60 фб. Однако, инвариантная масса пары образовавшихся бозонов будет распределена

по большому интервалу если реакция прошла по каналам Стандартной модели, и будет иметь пик с центром в m_H , если реализовался канал с промежуточным тяжёлым бозоном Хиггса.

Как упоминалось в разделе 1.1.2, при $m_H > 2m_Z$ наиболее перспективным для открытия бозона Хиггса является так называемый «золотой канал» $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$. Сечение этой реакции для $\ell = e, \mu$ составляет 23 аб для энергии столкновения протонов 14 ТэВ. Аналогичное сечение для бозона Хиггса Стандартной модели массой 125 ГэВ равно 1.8 фб для энергии столкновения 7 ТэВ и 6.0 фб для 14 ТэВ [18].

3.5 Модель с двумя триплетами

В Стандартной модели с одним дополнительным триплетом, рассмотренной в предыдущих частях этой главы, нарушение охранной симметрии привело к сильному ограничению на вакуумное среднее триплета (3.11). В результате смешивание бозонов Хиггса оказалось малым, и двойное рождение лёгких бозонов за счёт распада тяжёлых — подавлено. Нарушения охранной симметрии можно избежать, если ввести в модель ещё один, вещественный триплет, со своим вакуумным средним. Такая модель называется моделью Georgi-Machacek [133, 134]. В этой модели оба триплета записываются в виде одной матрицы:

$$X = \begin{pmatrix} \delta^{0*} & \xi^+ & \delta^{++} \\ -\delta^- & \xi^0 & \delta^+ \\ \delta^{--} & -\xi^- & \delta^0 \end{pmatrix}, \quad (3.33)$$

где $\delta^0, \delta^+, \delta^{++}$ — компоненты первого триплета (3.1), $\delta^{0*}, \delta^-, \delta^{--}$ — их комплексные сопряжения, ξ^0, ξ^\pm — компоненты второго триплета. До спонтанного нарушения симметрии эта матрица преобразуется группой $SU(2)_L \times SU(2)_R$ так же, как и (1.19):

$$X \rightarrow LXR^\dagger, \quad L \in SU(2)_L, \quad R \in SU(2)_R, \quad (3.34)$$

но здесь используется представление группы $SU(2)$ в виде матриц 3×3 с генераторами

$$t^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad t^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad t^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (3.35)$$

Поля δ^0 и ξ^0 имеют, вообще говоря, разные вакуумные средние:

$$\delta^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\Delta + \delta + i\rho), \quad (3.2)$$

$$\xi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_X + \xi), \quad (3.36)$$

поэтому вакуумное среднее X

$$\langle X \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_\Delta & 0 & 0 \\ 0 & v_X & 0 \\ 0 & 0 & v_\Delta \end{pmatrix}. \quad (3.37)$$

Диагональная группа произведения $SU(2)_L \times SU(2)_R$ сохраняется при

$$v_X = v_\Delta. \quad (3.38)$$

Скалярный сектор

$$\mathcal{L}_{\text{scalar}} = T(\Phi, X) - V(\Phi, X), \quad (3.39)$$

где

$$T(\Phi, X) = (\mathcal{D}^\mu \Phi)^\dagger \mathcal{D}_\mu \Phi + \frac{1}{2} \text{tr}((\mathcal{D}^\mu X)^\dagger \mathcal{D}_\mu X), \quad (3.40)$$

$$\mathcal{D}_\mu X = \partial_\mu X - ig A_\mu^a t^a X + ig' B_\mu X t^3. \quad (3.41)$$

Массы векторных бозонов

$$\begin{aligned} m_W^2 &= \frac{g^2}{4} (v_\Phi^2 + 2v_\Delta^2 + 2v_X^2), \\ m_Z^2 &= \frac{\bar{g}^2}{4} (v_\Phi^2 + 4v_\Delta^2). \end{aligned} \quad (3.42)$$

При $v_X = v_\Delta$ уравнение (1.21) выполняется.¹³

Уравнение (3.12) в модели с двумя триплетами меняется на¹⁴

$$v_\Phi^2 + 4v_X^2 = v^2 = (246 \text{ ГэВ})^2. \quad (3.43)$$

Анализ модели Georgi-Machasek с самым общим потенциалом проведён в работе [142]. При этом считается, что новые частицы тяжёлые, и константы связи бозона Хиггса массой 125 ГэВ имеют приблизительно те же значения, что и в Стандартной модели — такое приближение весьма актуально с учётом имеющихся экспериментальных данных. Упрощённая версия потенциала, соответствующая рассмотренной в модели с одним триплетом, выглядит следующим образом:

$$V(\Phi, X) = -\frac{m_\Phi^2}{2} \text{tr}(\tilde{\Phi}^\dagger \tilde{\Phi}) + \frac{\lambda}{8} [\text{tr}(\tilde{\Phi}^\dagger \tilde{\Phi})]^2 + \frac{m_X^2}{2} \text{tr}(X^\dagger X) - \mu\sqrt{2} \text{tr}(\tilde{\Phi}^\dagger \tau^a \tilde{\Phi} \tau^b) (UXU^\dagger)_{ab}, \quad (3.44)$$

¹³Охранная симметрия всё же нарушается однопетлевыми радиационными поправками [136].

¹⁴В работах, посвящённых модели Georgi-Machasek (напр., [133, 142]), обычно используется v_X в $\sqrt{2}$ раз меньше, чем в данной работе.

где $\tilde{\Phi}$ определяется уравнением (1.18),

$$U = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{i}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{i}{\sqrt{2}} \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.45)$$

[152]. Чтобы получить этот потенциал из приведённого в работе [142], следует положить $\lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, M_2 = 0, \lambda_1 = \lambda/4, \mu_2^2 = -m_\Phi^2, \mu_3^2 = m_X^2, M_1 = \mu\sqrt{2}$.

Наличие вакуумного среднего у ξ^0 меняет первое из уравнений (3.13):

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial V}{\partial v_\Phi} \right\rangle = 0 &\Rightarrow \lambda v_\Phi^2 = m_\Phi^2 + \frac{3}{2}\mu v_X, \\ \left\langle \frac{\partial V}{\partial v_X} \right\rangle = 0 &\Rightarrow \mu v_\Phi^2 = 2m_X^2 v_X. \end{aligned} \quad (3.46)$$

В скалярном секторе модели Georgi-Machasek присутствуют 13 полей, которые относительно преобразований охранной симметрии преобразуются как пятиплет H_5 , два триплета H_3 и G и два синглета H_1 и H'_1 [133]:

$$\begin{aligned} H_5^{++} &= \delta^{++}, \\ H_5^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta^+ - \xi^+), \\ H_5^0 &= \frac{1}{\sqrt{3}}(\xi - \delta), \\ H_3^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{v_\Phi}{v}(\delta^+ + \xi^+) - 2\frac{v_X}{v}\phi^+, \\ H_3^0 &= i\frac{v_\Phi}{v}\rho - 2i\frac{v_X}{v}\eta, \\ G^+ &= \frac{v_\Phi}{v}\phi^+ + \sqrt{2}\frac{v_X}{v}(\delta^+ + \xi^+), \\ G^0 &= i\frac{v_\Phi}{v}\eta + 2i\frac{v_X}{v}\rho, \\ H_1 &= \phi, \\ H'_1 &= \sqrt{\frac{2}{3}}\delta + \frac{1}{\sqrt{6}}\xi. \end{aligned} \quad (3.47)$$

G – это триплет голдстоуновских бозонов, соответствующий нарушению симметрии $SU(2)_L \times SU(2)_R \rightarrow SU(2)_{L+R}$. Его масса равна 0. Массы пятиплета H_5 и триплета H_3 [142],

$$m_5^2 = \frac{1}{2}m_X^2, \quad m_3^2 = \frac{1}{2}m_X^2 \left(\frac{v}{v_\Phi} \right)^2. \quad (3.48)$$

Синглеты H_1 и H'_1 смешиваются. Их массовая матрица равна

$$M^2 = \begin{pmatrix} 2\lambda v_\Phi^2 & -\sqrt{\frac{3}{2}}\mu v_\Phi \\ -\sqrt{\frac{3}{2}}\mu v_\Phi & \frac{\mu v_\Phi^2}{2v_X} \end{pmatrix} = m_X^2 \begin{pmatrix} 3\left(\frac{v_X}{v_\Phi}\right)^2 + \left(\frac{m_\Phi}{m_X}\right)^2 & -\sqrt{6}\frac{v_X}{v_\Phi} \\ -\sqrt{6}\frac{v_X}{v_\Phi} & 1 \end{pmatrix} \quad (3.49)$$

(ср. с (3.14)). Массовые состояния

$$\begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1 \\ H'_1 \end{pmatrix}, \quad \sin 2\alpha = \frac{\sqrt{6}\mu v_\Phi}{m_H^2 - m_h^2}, \quad (3.50)$$

где m_h^2 и m_H^2 — собственные числа матрицы M^2 . Как и в предыдущих разделах, будем считать, что h был открыт на БАК в 2012 году, и положим $m_h = 125$ ГэВ. Тогда при небольших углах смешивания α поле h будет состоять в основном из затравочного поля изодублета ϕ .

Оценка интенсивности сигналов вида (1.46) в модели Georgi-Machasek приведена в работе [128]. Для этого была использована формула (61) из [142]. Обозначим через κ_{hVV} отношение константы связи h с векторными бозонами к константе связи бозона Хиггса с векторными бозонами в Стандартной модели. Аналогично, κ_{hff} — для констант связи с фермионами. Тогда, в приближении $(v_X/v_\Phi)^2 \ll 1$,

$$\kappa_{hVV} \approx 1 + 3 \left(\frac{v_X}{v_\Phi}\right)^2, \quad (3.51)$$

$$\kappa_{hff} \approx 1 - \left(\frac{v_X}{v_\Phi}\right)^2. \quad (3.52)$$

Основным механизмом рождения бозона Хиггса Стандартной модели на БАК является слияние глюонов (см. табл. 1.1). Этот же механизм будет доминировать для бозона Хиггса h модели Georgi-Machasek. В этом случае h взаимодействует с t -кварками в петле, поэтому, чтобы получить амплитуду рождения h , достаточно домножить амплитуду для бозона Хиггса Стандартной модели на κ_{hff} . Для интенсивности сигнала в канале $\tau\bar{\tau}$ получим

$$\mu_{\text{ggF}}^{\tau\bar{\tau}} = |\kappa_{hff} \cdot \kappa_{hff}|^2 = \kappa_{hff}^4 \approx 1 - 4 \left(\frac{v_X}{v_\Phi}\right)^2. \quad (3.53)$$

Интенсивности сигналов в каналах ZZ и WW ,

$$\mu_{\text{ggF}}^{VV} = \kappa_{hff}^2 \kappa_{hVV}^2 \approx 1 + 4 \left(\frac{v_X}{v_\Phi}\right)^2. \quad (3.54)$$

Распад $h \rightarrow b\bar{b}$ ищется в канале, связанном с ассоциативным рождением, $V^* \rightarrow Vh \rightarrow Vb\bar{b}$ (см. с. 11), поэтому

$$\mu_{\text{VBF}}^{b\bar{b}} = \kappa_{hVV}^2 \kappa_{hff}^2 \approx 1 + 4 \left(\frac{v_X}{v_\Phi}\right)^2. \quad (3.55)$$

Распад $h \rightarrow \gamma\gamma$ происходит посредством петель из заряженных частиц — кварков, лептонов,

W -бозонов и, в случае модели Georgi-Machasek, заряженных скалярных бозонов из мультиплетов H_3, H_5 (3.47). Отношение эффективной константы связи h с фотонами к аналогичной константе связи в Стандартной модели [142, (B5)],

$$\kappa_{h\gamma\gamma} = \frac{\kappa_{hVV}F_1(\beta_W) + \kappa_{hff} \sum_f Q_f^2 F_{\frac{1}{2}}(\beta_f) + \sum_s \tau_s Q_s^2 F_0(\beta_s)}{F_1(\beta_W) + \sum_f Q_f^2 F_{\frac{1}{2}}(\beta_f)}, \quad (3.56)$$

где суммы берутся по всем фермионам (f) и скалярам (s), $\tau_s = g_{hss}v/2m_s^2$, g_{hss} — константа связи hss , а функции $F_0(\beta)$, $F_{\frac{1}{2}}(\beta)$ и $F_1(\beta)$ определены формулами (1.42). Из формулы (61) в [142] следует, что

$$\sum_s \tau_s Q_s^2 F_0(\beta_s) = -\frac{4}{3} \left(\frac{v_X}{v_\Phi} \right)^2. \quad (3.57)$$

Тогда с помощью (1.45), получим следующую оценку для интенсивности сигнала в канале $\gamma\gamma$:

$$\begin{aligned} \mu_{\text{ggF}}^{\gamma\gamma} &= \kappa_{hff}^2 \kappa_{h\gamma\gamma}^2 \\ &= \left[1 - \left(\frac{v_X}{v_\Phi} \right)^2 \right]^2 \left[7 \left(1 + 3 \left(\frac{v_X}{v_\Phi} \right)^2 \right) - \frac{16}{9} \left(1 - \left(\frac{v_X}{v_\Phi} \right)^2 \right) - \frac{4}{3} \left(\frac{v_X}{v_\Phi} \right)^2 \right]^2 / \left[7 - \frac{16}{9} \right]^2 \\ &= \left[7 \left(1 + 2 \left(\frac{v_X}{v_\Phi} \right)^2 \right) - \frac{16}{9} \left(1 - 2 \left(\frac{v_X}{v_\Phi} \right)^2 \right) - \frac{4}{3} \left(\frac{v_X}{v_\Phi} \right)^2 \right]^2 / \left[7 - \frac{16}{9} \right]^2 \\ &= \left[1 + \frac{146}{47} \left(\frac{v_X}{v_\Phi} \right)^2 \right]^2. \end{aligned} \quad (3.58)$$

Имея в виду, что выведенные формулы справедливы лишь в пределе $(v_X/v_\Phi)^2 \ll 1$, предположим, что v_X на порядок больше, чем v_Δ (3.11), т.е., $v_X = 50$ ГэВ. Тогда из (3.43) следует, что $v_\Phi \approx 225$ ГэВ и $\mu_{\text{ggF}}^{\tau\tau} \approx 0.8$, $\mu_{\text{ggF}}^{WW} = \mu_{\text{ggF}}^{ZZ} = \mu_{\text{VBF}}^{bb} \approx 1.2$, $\mu_{\text{ggF}}^{\gamma\gamma} \approx 1.3$. Текущие экспериментальные данные, собранные в таблице 1.3, допускают подобные значения интенсивностей сигналов.

Увеличение на порядок вакуумного среднего триплета приводит к росту на два порядка сечения рождения второго бозона Хиггса H . Для $m_H = 300$ ГэВ и энергии столкновения протонов 14 ТэВ оно может достигать 2 пб, что должно быть достаточно для его обнаружения на Большом адронном коллайдере до начала работы БАК большой светимости в 2025 году. Поиск, вообще говоря, следует вести так же, как вёлся поиск бозона Хиггса Стандартной модели, ориентируясь на «золотой канал» $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$. Однако необходимо иметь в виду, что сигнал в этом канале может значительно меняться в зависимости от параметров модели [153]. Действительно, подставляя константы связи H с hh , WW , ZZ из приложения А в [142] (см. также [154]),

$$g_{Hhh} = 6\lambda v_\Phi \cos^2 \alpha \sin \alpha - \sqrt{\frac{3}{2}} \mu \cos \alpha (3 \cos^2 \alpha - 2), \quad (3.59)$$

$$g_{HWW} = \cos^2 \theta g_{HZZ} = \frac{g^2}{6} \left(8\sqrt{\frac{3}{2}} v_X \cos \alpha + 3v_\Phi \sin \alpha \right) \quad (3.60)$$

в (1.29), (1.30) и (1.34), получим в области параметров $m_X \approx m_H$ и $2\lambda v_\Phi^2 \approx m_h^2$

$$\Gamma(H \rightarrow ZZ) = \frac{v_X^2 m_H^3}{v_\Phi^4 24\pi} \left[\frac{1 - 2(m_h/m_H)^2}{1 - (m_h/m_H)^2} \right]^2 \left[1 - 4 \left(\frac{m_Z}{m_H} \right)^2 + 12 \left(\frac{m_Z}{m_H} \right)^4 \right] \sqrt{1 - \left(\frac{2m_Z}{m_H} \right)^2}, \quad (3.61)$$

$$\Gamma(H \rightarrow WW) = \frac{v_X^2 m_H^3}{v_\Phi^4 12\pi} \left[\frac{(m_h/m_H)^2}{1 - (m_h/m_H)^2} \right]^2 \left[1 - 4 \left(\frac{m_W}{m_H} \right)^2 + 12 \left(\frac{m_W}{m_H} \right)^4 \right] \sqrt{1 - \left(\frac{2m_W}{m_H} \right)^2}. \quad (3.62)$$

$$\Gamma(H \rightarrow hh) = \frac{v_X^2 3m_H^3}{v_\Phi^4 8\pi} \left[\frac{1 + 2(m_h/m_H)^2}{1 - (m_h/m_H)^2} \right]^2 \sqrt{1 - \left(\frac{2m_h}{m_H} \right)^2} \quad (3.63)$$

(ср. с (3.22), (3.23) и (3.26)).

Для $m_H = 300$ ГэВ и $v_X = 50$ ГэВ, $\sigma(gg \rightarrow H) = \sigma_{\text{СМ}}(gg \rightarrow H)|_{m_{h\text{СМ}}=m_H} \cdot \sin^2 \alpha = 1.4$ пб при энергии столкновения протонов 14 ТэВ. Тогда из (3.61)–(3.63) $\mathcal{B}(H \rightarrow hh) \approx 98\%$, $\mathcal{B}(H \rightarrow ZZ) \approx 0.6\%$. Таким образом, в модели Georgi-Machacek существует область параметров, при которой, несмотря на увеличение сечения двойного рождения бозонов Хиггса, сигнал в ZZ -канале будет подавлен. В этом случае канал hh оказывается наиболее перспективным для поиска нового бозона Хиггса [153].

3.6 Заключение

Добавление изотриплета(ов) в Стандартную модель приводит к богатой феноменологии новых нейтральных и заряженных скалярных частиц. С ростом вакуумного среднего триплета растёт сечение его рождения и ширины распадов новых частиц на калибровочные и лёгкие скалярные бозоны. Электрослабые взаимодействия рожают заряженные скаляры, состоящие в основном из δ^+ и δ^{++} . Ограничения на параметры модели из ненаблюдения этих скаляров на данных БАК, полученных при энергии столкновения протонов 8 ТэВ, обсуждаются в работах [154–156].

В модели с одним изотриплетом вакуумное среднее триплета ограничено нарушением охранной симметрии. Реакция $pp \rightarrow H \rightarrow hh$ даёт вклад в сечение двойного рождения не больше 20 фб, которые достигаются при массе второго бозона Хиггса H равной 300 ГэВ. В результате сечение Стандартной модели увеличивается в 1.5 раза, причём это дополнительное сечение будет сосредоточено в пике с центром около инвариантной массы, равной массе второго бозона. Наиболее подходящим каналом распада для поиска тяжёлого бозона Хиггса остаётся «золотой канал» $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ$.

Модель с двумя изотриплетами охранную симметрию не нарушает, поэтому основные ограничения ставятся из измерений отклонения интенсивностей сигналов в различных каналах от их значения в Стандартной модели. Здесь вакуумное среднее триплета может быть на

порядок больше, чем в модели с одним триплетом, что приводит к увеличению сечения двойного рождения лёгких бозонов Хиггса до 1.5 пб.¹⁵ Кроме того, есть область параметров модели, при которых распад $H \rightarrow hh$ оказывается доминирующим. В таком случае именно этот канал окажется наиболее подходящим для поиска сигнала новой физики.

¹⁵В недавней работе [157] рассматривается двойное рождение бозонов Хиггса в модели Georgi-Machasek с более общим потенциалом, чем (3.44). В ней найдено, что есть область параметров, в которой константа тройного самодействия g_{hhh} меняет знак. Это приводит к изменению знака интерференции между диаграммами на рисунке 1.3 и, как следствие, к увеличению сечения двойного рождения до 6 пб с учётом экспериментальных ограничений.

4 Двухфотонный резонанс как проявление новой физики

4.1 Введение

В декабре 2015 года коллаборации ATLAS и CMS объявили о наблюдаемом превышении фона в канале рождения двух фотонов с инвариантной массой 750 ГэВ [158, 159]. Наблюдение коллаборации ATLAS было сделано при светимости 3.2 фб^{-1} ; превышение составило 3.6 стандартных отклонения (локально) и 2.0 стандартных отклонения (глобально, т.е. с учётом *look elsewhere effect*). Для CMS соответствующие параметры составляли 2.6 фб^{-1} и 2.6 и меньше 1.2 стандартных отклонения. Несмотря на то, что превышение было недостаточным для объявления об открытии (согласно стандартам CERN, для этого требуется 5 стандартных отклонений), эти результаты породили лавинообразный поток статей, проверяющих, как различные теории за пределами Стандартной модели описывают существование такого резонанса.^{16,17} Краткий обзор первой половины публикаций приводится в [163]. К сожалению, превышение действительно оказалось лишь флуктуацией, и в августе 2016 те же коллаборации сообщили, что с увеличением количества событий значимость пика упала. На 15.4 фб^{-1} экспериментальные данные коллаборации ATLAS в двухфотонном канале лежат в пределах одного стандартного отклонения от предсказаний Стандартной модели [164]; такой же результат и у CMS для 12.9 фб^{-1} [165].

Почему двухфотонный резонанс на 750 ГэВ вызвал такой шквал теоретических статей несмотря на недостаточную значимость для заявления об открытии? Для этого есть несколько причин [166], и одна из основных заключается в том, что именно такой сигнал ожидается в качестве проявления новой физики на Большом адронном коллайдере. Расширения Стандартной модели предсказывают новые частицы; во многих моделях можно подобрать параметры так, что одна из этих новых частиц имеет массу 750 ГэВ, распадается на два фотона, и при этом она и другие частицы могли быть ещё не обнаружены в других экспериментальных данных. Учитывая, что в 2015 году коллайдер начал работу на рекордно высокой энергии — 13 ТэВ — сигнал от возможного нарушения Стандартной модели на масштабе 1 ТэВ становится вполне возможным и ожидаемым. В этом смысле он остаётся ожидаемым и сейчас, после «закрытия» двухфотонного резонанса. Поэтому и работы по этому резонансу по-прежнему остаются актуальными, ведь их результаты и методы можно применить для постановки ограничений на параметры моделей, а также для вычисления этих параметров в случае, если подобный пик всё-таки проявится при другой энергии и на другой статистике. Пример подобного использования результатов работы [167], вошедшей в настоящее диссертационное исследование, можно найти в [168].

Следуя [167], рассмотрим резонанс на 750 ГэВ исходя из тех сведений, что были известны о

¹⁶Количество статей слишком велико, чтобы включать их в список литературы данной работы (около 500 в феврале 2017). Их можно найти в базе данных inspirehep.net как статьи, ссылающиеся на [158] или на [159]. Прямая ссылка приведена в [160].

¹⁷Такой эффект огромного потока публикаций после выхода одной резонансной статьи получил название *ambulance chasing* [161]. Любопытное исследование зависимости количества публикаций от времени можно найти в [162].

нём в начале 2016 года, и опишем методику его анализа, предполагая, что резонанс обусловлен распадом новой частицы. Сразу можно сказать, что это должен быть бозон со спином, отличным от единицы (по теореме Ландау-Янга [169, 170]); самый простой вариант — это скаляр S с массой $m_S = 750$ ГэВ. Так как он распадается на два фотона, это должен быть синглет относительно цветовой группы $SU(3)_C$, и в протон-протонных столкновениях на БАК он может быть получен путём слияния глюонов через петлю из цветных частиц, аналогично рис. 1.1a, или путём слияния фотонов через петлю из заряженных частиц. Частицы в петлях должны быть тяжёлыми, так как иначе S распадался бы на них, и вероятность распада $S \rightarrow \gamma\gamma$ была бы слишком мала, чтобы этот распад можно было бы зарегистрировать на БАК. Сечение рождения выше в случае сильного взаимодействия, однако тогда доминирует распад $S \rightarrow gg$, и распад $S \rightarrow \gamma\gamma$ оказывается подавлен.

Будем считать, что частицы в петлях — это фермионы Дирака, то есть, они получают массу не в результате спонтанного нарушения электрослабой симметрии, как вейлевские (киральные) фермионы Стандартной модели, а имеют массовые члены в лагранжиане. Будем также считать, что они являются синглетами относительно группы левых преобразований $SU(2)_L$. Пусть они обладают ненулевыми гиперзарядами, и за счёт этого связываются с фотоном и Z -бозоном. Эти фермионы могут быть цветовыми триплетами (будем тогда называть их кварками) T_i или цветовыми синглетами (лептонами) L_i . Пусть они связываются с S юкавовскими членами с константами связи λ_T^i и λ_L^i соответственно.

4.2 S и цветные фермионы

Рассмотрим сначала модель с одним тяжёлым кварком T . Лагранжиан модели выглядит следующим образом:

$$\mathcal{L}_T = \mathcal{L}_{\text{СМ}} + \frac{1}{2}(\partial_\mu S)^2 - \frac{1}{2}m_S^2 S^2 + \bar{T}\gamma^\mu(\partial_\mu - \frac{i}{2}g_s\lambda_a G_\mu^a - g'Y_T B_\mu)T + m_T\bar{T}T + \lambda_T\bar{T}TS, \quad (4.1)$$

где $\mathcal{L}_{\text{СМ}}$ — лагранжиан Стандартной модели, G_μ^a и B_μ — поля глюона и калибровочного бозона группы $U(1)$ соответственно, λ_a — матрицы Гелл-Мана. Амплитуда распада $S \rightarrow gg$ аналогична амплитуде распада $h \rightarrow gg$ в Стандартной модели [19, гл. 24]:

$$\mathcal{A}(S \rightarrow gg) = \frac{\alpha_s}{6\pi} \frac{\lambda_T}{m_T} F(\beta) G_{\mu\nu}^{(1)} G^{(2)\mu\nu} S, \quad (4.2)$$

где $\beta = (2m_T/m_S)^2$, $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a$ и введено обозначение $F(\beta) = -\frac{3}{4}F_{\frac{1}{2}}(\beta)$ (1.42) так, что $F(\beta) \rightarrow 1$ при $m_T \gg m_S$.

Благодаря кросс-симметрии, амплитуда слияния глюонов $\mathcal{A}(gg \rightarrow S) = \mathcal{A}(S \rightarrow gg)$. Её квадрат, усреднённый по поляризациям и цветам глюонов

$$|\overline{\mathcal{A}(gg \rightarrow S)}|^2 = \frac{1}{2^2} \frac{1}{8^2} \left| \frac{\alpha_s}{6\pi} \frac{\lambda_T}{m_T} F(\beta) \right|^2 \cdot 16\hat{s}^2 = \frac{\alpha_s^2}{576\pi^2} \left(\frac{\lambda_T}{m_T} \right)^2 |F(\beta)|^2 \hat{s}^2, \quad (4.3)$$

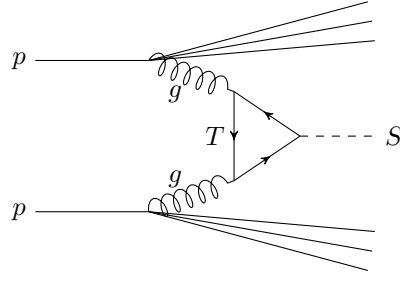


Рис. 4.1: Диаграмма Фейнмана для рождения S .

где $\sqrt{\hat{s}}$ — инвариантная масса глюонов. Сечение слияния глюонов

$$\sigma(gg \rightarrow S) = \frac{\alpha_s^2}{576\pi} \left(\frac{\lambda_T}{m_T} \right)^2 |F(\beta)|^2 \hat{s} \delta(\hat{s} - m_S^2). \quad (4.4)$$

Рождение S на Большом адронном коллайдере происходит в результате столкновения протонов. Соответствующая диаграмма Фейнмана для слияния глюонов представлена на рис. 4.1. Чтобы получить сечение этого процесса, $\sigma(gg \rightarrow S)$ следует проинтегрировать по глюонным распределениям в протонах $g(x, Q^2)$, где x — доля переданного импульса протона, Q определяет масштаб энергии взаимодействия (в рассматриваемом случае $Q^2 = m_S^2$):

$$\sigma_{gg}(pp \rightarrow SX) = \int_0^1 \int_0^1 g(x_1, m_S^2) g(x_2, m_S^2) \sigma(gg \rightarrow S) dx_1 dx_2. \quad (4.5)$$

Для вычисления этого выражения удобно перейти к переменным интегрирования $\tau = x_1 x_2$ и $y = \frac{1}{2} \ln \frac{x_1}{x_2}$. Тогда $x_1 = \sqrt{\tau} e^y$, $x_2 = \sqrt{\tau} e^{-y}$ и, учитывая, что $\hat{s} = x_1 x_2 s = \tau s$, где \sqrt{s} — инвариантная масса протонов,

$$\sigma_{gg}(pp \rightarrow SX) = \frac{\alpha_s^2}{576\pi} \left(\frac{\lambda_T}{m_T} \right)^2 |F(\beta)|^2 \tau_0 \int_{\ln \sqrt{\tau_0}}^{-\ln \sqrt{\tau_0}} g(\sqrt{\tau_0} e^y, m_S^2) g(\sqrt{\tau_0} e^{-y}, m_S^2) dy, \quad (4.6)$$

где $\tau_0 = \hat{s}/s = m_S^2/s$. Величина

$$\frac{dL_{gg}}{d\hat{s}} = \frac{1}{s} \int_{\ln \sqrt{\tau_0}}^{-\ln \sqrt{\tau_0}} g(\sqrt{\tau_0} e^y, m_S^2) g(\sqrt{\tau_0} e^{-y}, m_S^2) dy \quad (4.7)$$

называется глюон-глюонной светимостью (см., к примеру, [171]).

Приведённые выражения позволяют вычислить сечение рождения S в лидирующем приближении теории возмущений. Чтобы учесть поправки от глюонных петель вплоть до второго приближения (NNLO), результат следует умножить на так называемый K -фактор [172]. Для бозона Хиггса Стандартной модели K -фактор приблизительно равен 2 при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и 2.5 при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [173]. K -фактор зависит от массы бозона Хиггса, как это видно на [174, рис. 2], но в литературе не приводится его значения для $m_h = 750$ ГэВ, поэтому в дальнейшем для

оценки сечений будем использовать K -фактор для бозона Хиггса Стандартной модели.

Численное интегрирование (4.7) с помощью программы LHAPDF6 [148] с использованием партонных распределений MMHT2014 [149] и с параметрами $\sqrt{\hat{s}} = 750$ ГэВ, $\sqrt{s} = 13$ ТэВ даёт $dL_{gg}/d\hat{s} \approx 4.0$ нб; эта же величина для $\sqrt{s} = 8$ ТэВ оказывается в 4.6 раз меньше.

Для численных оценок положим пока $m_T = m_S = 750$ ГэВ, $\lambda_T = 1$, $\alpha_s(m_S^2) = 0.090$. Тогда

$$\sigma_{gg}(pp \rightarrow SX) \approx 41 \text{ фб.} \quad (4.8)$$

Для сравнения с экспериментальными данными [158, 159], эту величину следует домножить на $\mathcal{B}(S \rightarrow \gamma\gamma)$. В полной ширине S доминирует распад $S \rightarrow gg$. Из (4.2),

$$\Gamma(S \rightarrow gg) = \left(\frac{\alpha_s}{6\pi}\right)^2 \cdot 8 \frac{m_S^3 \lambda_T^2}{16\pi m_T^2} |F(\beta)|^2 \approx 3.1 \text{ МэВ}, \quad (4.9)$$

что на четыре порядка меньше, чем ширина резонанса, следующая из предварительных экспериментальных данных ATLAS. То есть, в моделях, описываемых эффективным лагранжианом (4.1), ширина S должна быть много меньше 45 ГэВ. Заметим, что данные CMS предпочитают узкий S ; см. также [175].

Распад $S \rightarrow \gamma\gamma$ тоже происходит через петлю из T -кварка (см. рис. 4.2). Соответствующая

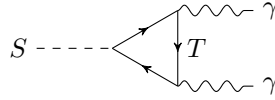


Рис. 4.2: Диаграмма Фейнмана для распада $S \rightarrow \gamma\gamma$.

амплитуда

$$\mathcal{A}(S \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha}{3\pi} \frac{\lambda_T}{m_T} F(\beta) F_{\mu\nu}^{(1)} F^{(2)\mu\nu} \cdot 3_c Q_T^2, \quad (4.10)$$

где множитель 3_c соответствует трём цветам, а Q_T — электрический заряд T -кварка. Считая, что $Q_T = 2/3$ и $\alpha(m_S^2) = 1/125$,

$$\Gamma(S \rightarrow \gamma\gamma) = \left(\frac{\alpha}{3\pi}\right)^2 (3_c Q_T^2)^2 \frac{m_S^3 \lambda_T^2}{16\pi m_T^2} |F(\beta)|^2 \approx 22 \text{ кэВ}, \quad (4.11)$$

$$\mathcal{B}(S \rightarrow \gamma\gamma) \approx \left(\frac{\alpha}{\alpha_s}\right) \frac{(3_c Q_T^2)^2}{2} \approx 0.0070. \quad (4.12)$$

Умножение (4.8) на (4.12) даёт

$$\sigma_{gg}(pp \rightarrow SX) \cdot \mathcal{B}(S \rightarrow \gamma\gamma) \approx 0.28 \text{ фб.} \quad (4.13)$$

Экспериментальное значение приблизительно в 36 раз больше:

$$[\sigma(pp \rightarrow SX) \cdot \mathcal{B}(S \rightarrow \gamma\gamma)]_{\text{экс}} \approx 10 \text{ фб}, \quad (4.14)$$

так как на 3 фб^{-1} светимости, собранных каждой коллаборацией при энергии 13 ТэВ с

эффективностью регистрации $\varepsilon \approx 0.5$ [158], они видят по ≈ 15 событий.

Чтобы разрешить полученное противоречие, можно предположить, что есть шесть T -кварков. Тогда $\Gamma(S \rightarrow gg) = 36 \cdot 3.1 \text{ МэВ} \approx 110 \text{ МэВ}$, $\mathcal{B}(S \rightarrow \gamma\gamma)$ не меняется, сечение рождения S (4.8) тоже умножается на 36 и результат (4.14) воспроизводится.¹⁸

Однако размножения T -кварков можно избежать. Если взять $m_T = 400 \text{ ГэВ}$, то $\sigma_{gg}(pp \rightarrow SX) \cdot \mathcal{B}(S \rightarrow \gamma\gamma)$ получится в 5.7 раз больше, чем в (4.13). Тогда экспериментальное значение (4.14) воспроизводится для $\lambda_T = 2.5$.¹⁹ На рис. 4.3 приведены изолинии произведения $\sigma_{gg}(pp \rightarrow SX) \cdot \mathcal{B}(S \rightarrow \gamma\gamma)$ в зависимости от параметров (λ_T, m_T) .

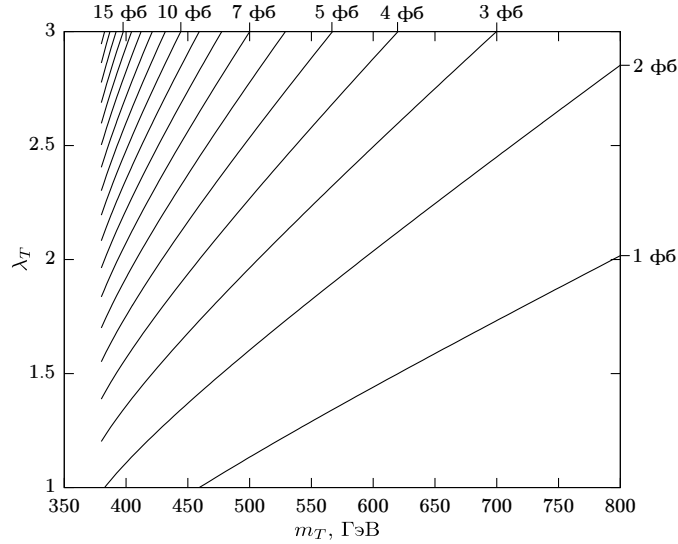


Рис. 4.3: Контурный график $\sigma_{gg}(pp \rightarrow SX) \cdot \mathcal{B}(S \rightarrow \gamma\gamma)$.

Далее будем рассматривать модель с одним T -кварком и

$$m_T = 400 \text{ ГэВ}, \quad \lambda_T = 2.5. \quad (4.15)$$

S может смешиваться с бозоном Хиггса Стандартной модели посредством перенормируемого члена вида $\mu\Phi^\dagger\Phi S$ (см. гл. 2). Смешивание приводит к тому, что на древесном уровне появляются распады $S \rightarrow WW, ZZ, t\bar{t}, hh$. Из (2.12)–(2.13) следует, что сумма ширин этих распадов приблизительно равна $\sin^2 \alpha \cdot m_S^3 / 8\pi v_\Phi^2 \approx \sin^2 \alpha \cdot 300 \text{ ГэВ}$. Отношение парциальных ширин для малых углов смешивания

$$\Gamma(S \rightarrow WW) : \Gamma(S \rightarrow ZZ) : \Gamma(S \rightarrow hh) \approx 2 : 1 : 1. \quad (4.16)$$

В результате смешивания полная ширина S увеличивается, а вероятность распада на два фотона уменьшается. Соответственно, воспроизведение экспериментального результата (4.14) ухудшается. Чтобы уменьшить этот эффект, предположим, что угол смешивания α маленький. К примеру, для $\sin \alpha < 1/150$ увеличение ширины составит не больше 12 МэВ (11%), что

¹⁸Красивой реализацией такой модели может быть построение «зеркального изображения» Стандартной модели на уровне энергии 1 ТэВ с тремя поколениями векторных кварков и лептонов.

¹⁹Учитывая, что $\lambda_T^2/4\pi$ — это параметр теории возмущений, такое значение λ_T близко к максимальному значению, при котором теория возмущений применима.

достаточно мало и позволяет воспроизвести (4.14). Из (2.10),

$$\sin \alpha \approx \frac{|\mu|v_\Phi}{m_S^2} \quad (4.17)$$

будет меньше 1/150 для $|\mu| < 15$ ТэВ.

Убедимся, что сигнал в ZZ -канале не превышает ограничений, установленных на БАК для энергий столкновения протонов 8 и 13 ТэВ. Вероятность $\mathcal{B}(S \rightarrow ZZ) < 2.3 \cdot 10^{-2}$, откуда

$$[\sigma_{gg}(pp \rightarrow SX) \cdot \mathcal{B}(S \rightarrow ZZ)]_{13 \text{ ТэВ}} < 33 \text{ фб}, \quad (4.18)$$

что гораздо ниже верхнего экспериментального ограничения, которое согласно [176, рис. 11] составляет $4\text{фб}/(\mathcal{B}(Z \rightarrow 2\ell))^2 = 400$ фб на двух стандартных отклонениях (см. также [177]). На 8 ТэВ глюон-глюонная светимость в 4.6 раз меньше, поэтому

$$[\sigma_{gg}(pp \rightarrow SX) \cdot \mathcal{B}(S \rightarrow ZZ)]_{8 \text{ ТэВ}} < 9.0 \text{ фб}, \quad (4.19)$$

что следует сравнить с экспериментальным ограничением в 60 фб (рис. 12 из [120]).

Более строгое ограничение получается из поиска распадов $S \rightarrow hh$ [47]. Экспериментальное ограничение $\sigma(pp \rightarrow SX) \cdot \mathcal{B}(S \rightarrow hh)$ меньше 40 фб, в то время как в рассматриваемой модели это значение равно 10 фб.

Экспериментальное ограничение по двухфотонному каналу при энергии столкновения протонов 8 ТэВ [178],

$$[\sigma(pp \rightarrow SX) \cdot \mathcal{B}(S \rightarrow \gamma\gamma)]_{8 \text{ ТэВ}} < 1.5 \text{ фб}, \quad (4.20)$$

(почти) не нарушено.

Естественно предположить, что T смешивается с u , c и t -кварками, что делает T нестабильным. Чтобы избежать ограничений, поставленных в Run-1 БАК на m_T при поиске распадов $T \rightarrow Wb$, $T \rightarrow Zt$ и $T \rightarrow Ht$ [179–181], которые исключают T -кварк с массой меньше 700 ГэВ, предположим, что смешивание T - t мало, и доминирует смешивание T -кварка с u - и c -кварками (см. [182]).

Доминирующий распад $S \rightarrow gg$ скрыт фоном из двух джетов, получающихся при развале протонов. При энергии столкновений БАК 8 ТэВ было получено следующее ограничение [183]

$$[\sigma(pp \rightarrow SX) \cdot \mathcal{B}(S \rightarrow gg)]_{8 \text{ ТэВ}}^{\text{эксп}} < 30 \text{ пб}. \quad (4.21)$$

В рассматриваемой модели $\mathcal{B}(S \rightarrow gg) \approx 1$. Из уравнения (4.6) для $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, m_T и λ_T из (4.15) и K -фактора равного 2.5

$$\sigma_{gg}(pp \rightarrow SX) \approx 0.39 \text{ пб}, \quad (4.22)$$

что на два порядка меньше ограничения (4.21).

Есть три канала распада S на нейтральные бозоны. Их ширины удовлетворяют следующему

соотношению:

$$\Gamma(S \rightarrow \gamma\gamma) : \Gamma(S \rightarrow Z\gamma) : \Gamma(S \rightarrow ZZ) = 1 : 2(\sin\theta/\cos\theta)^2 : (\sin\theta/\cos\theta)^4, \quad (4.23)$$

где θ — угол Вайнберга (1.13).²⁰ Таким образом, если распады $S \rightarrow \gamma\gamma$ будут наблюдаться в будущих экспериментальных данных, то следует искать также и распады $S \rightarrow Z\gamma$ и $S \rightarrow ZZ$.

Резонанс S можно изучать на e^+e^- -коллайдерах. Согласно [14, (48.47)], [184] сечение рождения S в результате слияния двух фотонов в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-S$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-S) = \frac{8\alpha^2}{m_S^3} \Gamma(S \rightarrow \gamma\gamma) \left[f\left(\frac{m_S^2}{s}\right) \left(\ln \frac{m_T^2 s}{m_e^2 m_S^2} - 1\right)^2 - \frac{1}{3} \ln^3\left(\frac{s}{m_S^2}\right) \right], \quad (4.24)$$

где

$$f(z) = \left(1 + \frac{1}{2}z\right)^2 \ln \frac{1}{z} - \frac{1}{2}(1-z)(3+z), \quad (4.25)$$

а ширина $\Gamma(S \rightarrow \gamma\gamma)$ определена уравнением (4.11). Для электрон-позитронного коллайдера CLIC с $\sqrt{s} = 3$ ТэВ, подставляя в уравнения (4.11), (4.24) $\lambda_T = 2.5$, $m_T = 400$ ГэВ, $\alpha(m_S^2) = 1/125$, $F(\beta) = 1.36$, получим

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-S)_{\text{CLIC}} \approx 0.46 \text{ фб}. \quad (4.26)$$

Учитывая, что планируемая светимость CLIC составляет $6 \cdot 10^{34}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ [14, гл. 30], за один год работы ускорителя ($t = 10^7$ с) должно быть зарегистрировано около 300 событий рождения S .

4.3 S и бесцветные фермионы

Рассмотрим теперь модель, в которой S связывается с N тяжёлыми лептонами L_i с одинаковыми электрическими зарядами Q_L , одинаковыми массами m_L и одинаковыми константами связи λ_L . Лагранжиан этой модели похож на лагранжиан модели с тяжёлыми кварками (4.1):

$$\mathcal{L}_L = \mathcal{L}_{\text{CM}} + \frac{1}{2}(\partial_\mu S)^2 - \frac{1}{2}m_S^2 S^2 + \bar{L}_i \gamma^\mu (\partial_\mu - g' Y_L B_\mu) L_i + m_L \bar{L}_i L_i + \lambda_L \bar{L}_i L_i S. \quad (4.27)$$

Ширина распада $S \rightarrow \gamma\gamma$

$$\Gamma(S \rightarrow \gamma\gamma) = \left(\frac{\alpha}{3\pi}\right)^2 (NQ_L^2)^2 \frac{m_S^3 \lambda_L^2}{16\pi m_L^2} |F(\beta)|^2, \quad \beta = \left(\frac{2m_L}{m_S}\right)^2. \quad (4.28)$$

²⁰Здесь предполагается, что смешивание S и Φ пренебрежимо мало; в противном случае $\Gamma(S \rightarrow ZZ)$ может превышать $\Gamma(S \rightarrow \gamma\gamma)$.

Рождение S на БАК происходит в результате слияния двух фотонов, испущенных кварками, находящимися внутри сталкивающихся протонов. Партонное сечение

$$\sigma_{\gamma\gamma}(q_1 q_2 \rightarrow q_1 q_2 S) = \frac{8\alpha^2}{m_S^3} e_1^2 e_2^2 \Gamma(S \rightarrow \gamma\gamma) \left[f\left(\frac{m_S^2}{\hat{s}}\right) \left(\ln \frac{m_L^2 \hat{s}}{\Lambda_{\text{QCD}}^2 m_S^2} - 1 \right)^2 - \frac{1}{3} \ln^3 \left(\frac{\hat{s}}{m_S^2} \right) \right] \quad (4.29)$$

(ср. с (4.24)), где e_1 и e_2 — заряды кварков, \hat{s} — инвариантная масса кварков, $f(z)$ определяется (4.25), Λ_{QCD} — непертурбативный масштаб квантовой хромодинамики. Сечение для протонов вычисляется интегрированием этого выражения по партонным распределениям, аналогично (4.6):

$$\sigma_{\gamma\gamma}(pp \rightarrow SX) = \sum_{q_1, q_2} \int_{m_S^2/s}^1 \sigma_{\gamma\gamma}(q_1 q_2 \rightarrow q_1 q_2 S)|_{\hat{s}=\tau s} \cdot \frac{dL_{q_1 q_2}}{d\hat{s}} d\tau, \quad (4.30)$$

где

$$\frac{dL_{q_1 q_2}}{d\hat{s}} = \frac{1}{s} \int_{\ln \sqrt{\tau}}^{-\ln \sqrt{\tau}} q_1(x_1, Q^2) q_2(x_2, Q^2) dy, \quad (4.31)$$

и, как и прежде, $x_1 = \sqrt{\tau}e^y$, $x_2 = \sqrt{\tau}e^{-y}$, $\hat{s} = \tau s$, \sqrt{s} — инвариантная масса протонов, $Q^2 = m_S^2$ — масштаб энергий рассматриваемого процесса. В (4.30) сумма берётся как по столкновениям валентных кварков uu , ud , du , dd , так и для морских кварков.²¹ Светимости кварков и глюонов для $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ приведены на рис. 4.4.

Сечения для модели с $N = 1$ лептоном заряда $Q_L = 1$, массой $m_L = 400$ ГэВ и юкавовской константой связи $\lambda_L = 2$ приведены в табл. 4.1. Для $\Lambda_{\text{QCD}} = 300$ МэВ и $\sqrt{s} = 13$ ТэВ $\sigma_{\gamma\gamma}(pp \rightarrow SX) \approx 11$ аб,²² в то время как экспериментальное значение (4.14) на три порядка больше. Отсюда следует, что нужно, чтобы $\sum N Q_L^2 \approx 30$: 30 лептонов с единичными зарядами, один лептон с зарядом 6 или несколько мультизарядных лептонов.²³

Разумно полагать, что лептоны с зарядом 1 будут смешиваться с лептонами Стандартной модели и будут нестабильными. Такие частицы ищутся на БАК, и для них есть нижние

Таблица 4.1: Сечение (в аб) двойного рождения фотонов в модели с лептонами для различных значений Λ_{QCD} и энергий столкновения протонов.

		Λ_{QCD} , ГэВ		
		0.1	0.3	1.0
\sqrt{s} , ТэВ	7	2.5	1.9	1.3
	8	3.8	2.9	2.0
	13	15	11	7.8

²¹ Столкновение uu даёт 50% в сечении при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ; ещё 24% дают ud и $\bar{u}\bar{u}$.

²² В [185] получено уравнение (12), согласно которому это сечение равняется 25 аб.

²³ Если $\sigma_{\gamma\gamma}(pp \rightarrow SX) = 25$ аб, то 30 следует заменить на 20.

ограничения [186]. См. также [187], где обсуждаются ограничения на массы и смешивание L . Для масс больше 200 ГэВ существование L почти не ограничено.

Сечение квазиупругого рождения S можно оценить с помощью следующего выражения:

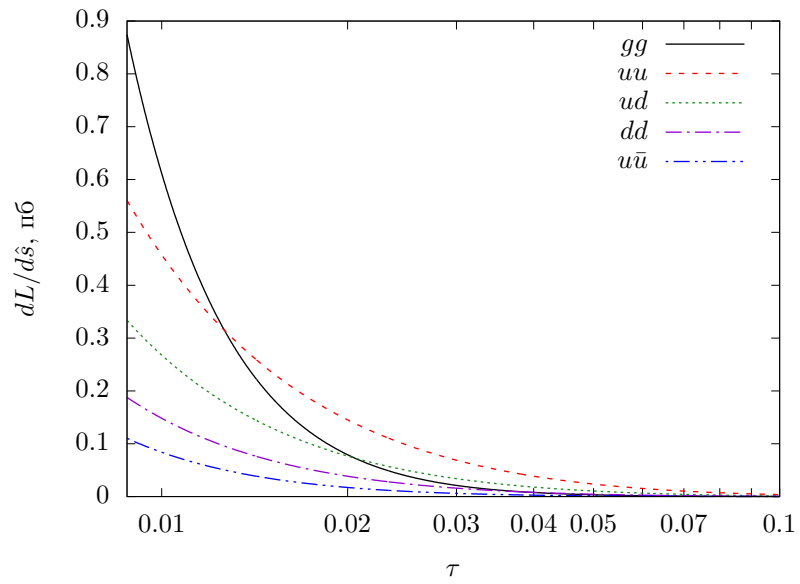
$$\sigma(pp \rightarrow ppS) = \frac{8\alpha^2}{m_S^3} \Gamma(S \rightarrow \gamma\gamma) \left[f\left(\frac{m_S^2}{s}\right) \left(\ln \frac{s}{m_S^2} - 1\right)^2 - \frac{1}{3} \ln^3 \frac{s}{m_S^2} \right]. \quad (4.32)$$

Для $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, $\lambda_L = 2$ и $m_L = 400$ ГэВ оно равно 4.1 аб.²⁴

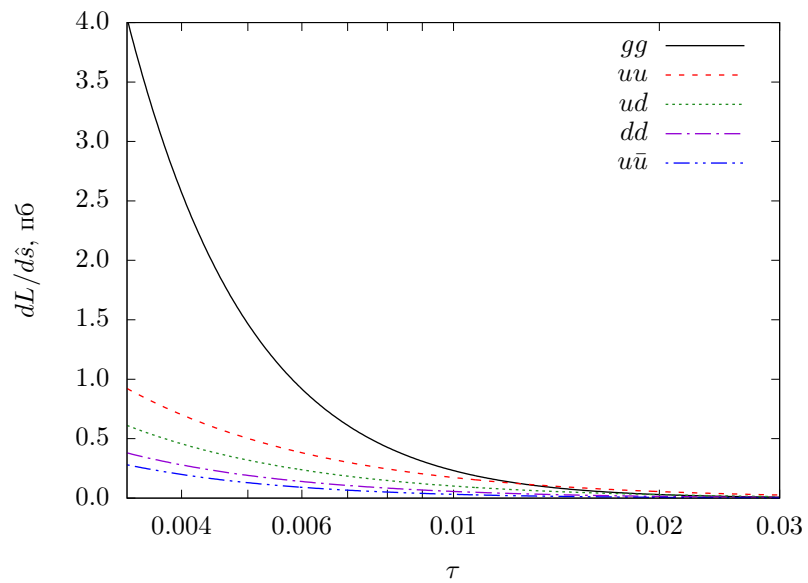
4.4 Заключение

Приведённый анализ показывает, как можно описать двухфотонный резонанс при энергии 750 ГэВ с помощью распада нового скаляра S , связывающегося с новыми фермионами T и/или L . Даже в минимальной модели с одним лишь тяжёлым T -кварком можно подобрать параметры, при которых значение $\sigma(pp \rightarrow SX) \cdot \mathcal{B}(S \rightarrow \gamma\gamma)$ было бы совместимо с данными работ [158, 159] и экспериментальными ограничениями на другие процессы (хоть и на границе применимости теории возмущений). При этом приходится установить сильное ограничение на смешивание S с бозоном Хиггса Стандартной модели h . Если же считать, что новые фермионы не участвуют в сильных взаимодействиях, то их потребуется несколько штук, либо они должны иметь большой заряд. Если похожий резонанс будет обнаружен в будущих экспериментальных данных, следует искать также сигналы от рождения тяжёлых вектороподобных кварков и/или лептонов. Кроме того, следует ожидать сигнала в каналах $S \rightarrow Z\gamma, ZZ, WW$ и hh .

²⁴Согласно уравнению (24) из [185], оно в два раза меньше.



(a)



(б)

Рис. 4.4: Светимости для $\sqrt{s} =$ (а) 8 ТэВ и (б) 13 ТэВ.

5 Поиск киральной аномалии в реакции фоторождения пионов каонами

5.1 Киральная аномалия в процессе $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$

Поскольку масса s -кварка мала по сравнению с масштабом непертурбативности квантовой хромодинамики Λ_{QCD} , киральную симметрию можно обобщить до $SU(3)_L \times SU(3)_R$. Тогда аномалия будет входить также и в некоторые процессы с K -мезонами. Такое обобщение было рассмотрено, в частности, в [75]. Там же был вычислен вклад аномалии в амплитуду процесса $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$. Он похож на вклад в процесс с пионами (1.70):²⁵

$$\mathcal{L}_{KK\pi\gamma} = \frac{ie}{4\pi^2 F_\pi^3} \varepsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} A_\mu \partial_\alpha \pi^0 \partial_\beta K^+ \partial_\gamma K^-, \quad (5.1)$$

$$\mathcal{A}(K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0) = \frac{e}{4\pi^2 F_\pi^3} \varepsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} \epsilon_{\mu\rho\alpha} k_\beta k'_\gamma, \quad (5.2)$$

где импульсы частиц расставлены так, как на рис. 5.1. Как и с пионами, можно искать проявление киральной аномалии в рожденьях π^0 -мезонов в потоке заряженных каонов, когерентно рассеянных кулоновским полем тяжёлого ядра. Такой эксперимент сейчас проводится в ИФВЭ [188]. В этом эксперименте энергия каонов $E_K = 18$ ГэВ, а мишень сделана из меди.

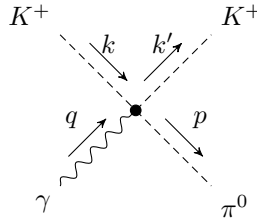


Рис. 5.1: Обозначения импульсов в реакции $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$.

Есть два существенных отличия процесса когерентного рассеяния каонов от процесса когерентного рассеяния пионов. Во-первых, так как K -мезон в три раза тяжелее π -мезона, порог реакции находится выше, и на эксперименте нельзя подойти к точке $s = t = u = q^2 = 0$, в окрестности которой доминирует вклад аномалии, так же близко, как в случае с пионами. Во-вторых, для заряженных каонов в эксперименте будут идти две реакции, $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$ и $K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+$; при этом киральная аномалия даёт вклад только в первую реакцию [75]. Последняя особенность позволяет непосредственно увидеть аномалию, сравнивая экспериментальные данные по рождению пар $K^+\pi^0$ и $K^0\pi^+$ вблизи порога.

Чтобы понять, почему аномалия даёт вклад в реакцию $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$, но не даёт в реакцию $K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+$, рассмотрим эти реакции в рамках киральной теории возмущений. Здесь следует заметить, что, в отличие от использованной в разделе 1.2 σ -модели, в киральной теории возмущений нет свободных кварков, поэтому не существует вершины $\pi\bar{u}\gamma^5 u$. (А в квантовой хромодинамике π -мезон — это связанное состояние, и его нельзя рассматривать в

²⁵Здесь и далее знак минус у поля обозначает комплексно сопряжённое поле, т.е., K^- — это комплексно сопряжённое K^+ .

рамках теории возмущений.) Соответственно, некорректно рассчитывать амплитуду $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ через AVV -диаграмму с кварками в петле. Правильный способ провести вычисления описан в [189, гл. 6a]. Воспроизведём здесь основные рассуждения.

Киральная теория возмущений строится как эффективная теория, являющаяся низкоэнергетическим приближением квантовой хромодинамики. Последняя обладает симметрией относительно преобразований группы $SU(3)_L \times SU(3)_R$, которая спонтанно нарушается до диагональной группы $SU(3)_V$. Такая же симметрия закладывается и в киральную теорию возмущений, причём она берётся в качестве основной характеристики теории. Введём в лагранжиан квантовой хромодинамики внешние классические токи:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{QCD}} &= \mathcal{L}_{\text{QCD}}^0 + \bar{q}\gamma^\mu(v_\mu + a_\mu\gamma^5)q - \bar{q}(s + ip\gamma^5)q \\ &= \mathcal{L}_{\text{QCD}}^0 + \bar{q}_L\gamma^\mu l_\mu q_L + \bar{q}_R\gamma^\mu r_\mu q_R - \bar{q}_R(s + ip)q_L - \bar{q}_L(s - ip)q_R,\end{aligned}\quad (5.3)$$

где $\mathcal{L}_{\text{QCD}}^0$ — лагранжиан безмассовой квантовой хромодинамики, q — триплет кварков,

$$q = \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix}, \quad (5.4)$$

v_μ , a_μ , s и p — классические эрмитовы матричные поля размерностью 3×3 ,

$$l_\mu = v_\mu + a_\mu, \quad r_\mu = v_\mu - a_\mu. \quad (5.5)$$

Преобразование $SU(3)_L \times SU(3)_R$ преобразует поля следующим образом:

$$\begin{aligned}q_R &\rightarrow Rq_R, \\ q_L &\rightarrow Lq_L, \\ r_\mu &\rightarrow Rr_\mu R^\dagger + iR\partial_\mu R^\dagger, \\ l_\mu &\rightarrow Ll_\mu L^\dagger + iL\partial_\mu L^\dagger, \\ s + ip &\rightarrow R(s + ip)L^\dagger,\end{aligned}\quad (5.6)$$

где L и R — матрицы групп $SU(3)_L$ и $SU(3)_R$ соответственно. Преобразование группы $SU(3)_V$ (векторная) получается при $L = R$, а преобразование нарушенной группы $SU(3)_A$ (аксиальная) получается при $L = R^\dagger$.

Приведённой модели квантовой хромодинамики соответствует низкоэнергетическая эффективная теория, описываемая лагранжианом

$$\mathcal{L}_{\text{ChPT}} = F_\pi^2 \left\{ \frac{1}{4} \text{tr}[(\mathcal{D}^\mu U)^\dagger \mathcal{D}_\mu U] + \frac{\mu}{2} \text{tr}[U^\dagger(s - ip)] + \frac{\mu}{2} \text{tr}[U(s + ip)] \right\}, \quad (5.7)$$

где

$$U = e^{2iP/F\pi}, \quad (5.8)$$

$$P \equiv \pi^a T^a, \quad (5.9)$$

π^a , $a = 1, \dots, 8$ — голдстоуновские поля, соответствующие нарушенной симметрии $SU(3)_A$, T^a — генераторы группы $SU(3)$. Ковариантная производная

$$\mathcal{D}_\mu U = \partial_\mu U - i l_\mu U + i U r_\mu. \quad (5.10)$$

Симметрия $SU(3)_L \times SU(3)_R$ преобразует матрицу U следующим образом:

$$U \rightarrow LUR^\dagger. \quad (5.11)$$

Электромагнитное взаимодействие вводится в эту теорию путём добавления в лагранжиан кинетического члена $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ и модификации ковариантной производной

$$\mathcal{D}_\mu U \rightarrow \mathcal{D}_\mu U + ieA^\mu[Q, U], \quad (5.12)$$

где

$$Q = \begin{pmatrix} 2/3 & 0 & 0 \\ 0 & -1/3 & 0 \\ 0 & 0 & -1/3 \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

— матрица зарядов кварков.

Для расчёта AVV -диаграммы в рамках киральной теории возмущений, в неё следует ввести поля-регуляторы. Модифицируем лагранжиан безмассовой квантовой хромодинамики $\mathcal{L}_{\text{QCD}}^0$, добавив к нему три триплета безмассовых фермионов (регуляторов)

$$Q^j = \begin{pmatrix} U^j \\ D^j \\ S^j \end{pmatrix}, \quad j = 1, \dots, 3, \quad (5.14)$$

где 3 соответствует трём цветам кварков, но регуляторы Q^j не участвуют в сильном взаимодействии. Свяжем кварки и регуляторы членом в лагранжиане

$$\frac{1}{\Lambda^2} (\bar{q}_R Q_L^j) (\bar{Q}_R^j q_L) + \text{h.c.} \quad (5.15)$$

Тогда для поддержания $SU(3)_L \times SU(3)_R$ -инвариантности, поле Q_R^j должно преобразовываться так же, как q_L , а Q_L^j — как q_R . Это приводит к тому, что в аксиальной вершине AVV -диаграммы на рисунке 1.4 токи меняются следующим образом:

$$\bar{q} T^a \gamma^\mu \gamma^5 q \rightarrow \bar{q} T^a \gamma^\mu \gamma^5 q - \bar{Q}^j T^a \gamma^\mu \gamma^5 Q^j, \quad (5.16)$$

и в результате аномальные вклады регуляторов сокращают аномальные вклады кварков.

Спонтанное нарушение киральной симметрии приводит к ненулевому вакуумному среднему $\langle \bar{q}_L q_R \rangle \sim \Lambda_{\text{QCD}}^3$ и к появлению в лагранжиане новой теории члена вида

$$\frac{\Lambda_{\text{QCD}}^3}{\Lambda^2} Q_L^j \bar{Q}_R^j. \quad (5.17)$$

Этот член преобразуется так же, как $s + ip$, поэтому в лагранжиане низкоэнергетической теории (5.7) он входит в $s + ip$. Таким образом, в $\mathcal{L}_{\text{СНРТ}}$ появляется член

$$M \text{tr}(\bar{Q}_R^j U Q_L^j) + \text{h.c.}, \quad (5.18)$$

где $M = \Lambda_{\text{QCD}}^3/\Lambda^2$. Этот член содержит как массовый член для полей Q^j , так и связи Q^j с голдстоуновскими бозонами π^a с константами, удовлетворяющими соотношению Гольдбергера-Треймана.

Построение низкоэнергетического приближения для модифицированной таким образом киральной теории возмущений при энергиях, много меньших M , приводит к калибровочно инвариантной теории с одними лишь голдстоуновскими бозонами. Вклады аномалий в немодифицированную теорию можно вычислять через петли с регуляторами с массами $M \rightarrow \infty$ в этой теории.²⁶ Соответствующий расчёт AVV -диаграммы даёт

$$\partial_\mu j_5^\mu = \frac{3e^2}{16\pi^2} \text{tr}(T_3 Q^2) \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\mu\nu} F_{\alpha\beta} \quad (5.19)$$

(ср. с (1.54)).

Используя регуляторы, найдём вклад аномалии в амплитуды реакций $\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0$, $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$ и $K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+$. Шесть диаграмм, соответствующие реакции $\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0$, приведены на рис. 5.2. Для большей наглядности сгруппируем эти шесть диаграмм в две диаграммы, приведённые на рис. 5.3а. Чтобы получить из диаграмм на рис. 5.3а диаграммы рис. 5.2, надо последовательно в крест на каждом фермионном пропагаторе вставить по фотону. Сумма верхней тройки диаграмм рис. 5.2 (левая диаграмма на рис. 5.3а) будет пропорциональна $-\frac{1}{3} + \frac{2}{3} + \frac{2}{3} = 1$, а сумма нижней тройки диаграмм на рис. 5.2 (правая диаграмма на рис. 5.3а) будет пропорциональна $-\frac{1}{3} + \frac{2}{3} - \frac{1}{3} = 0$. Соответственно, сумма всех диаграмм для реакции $\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0$ содержит вклад аномалии.

Заменив входящий d -кварк на s -кварк, получим диаграммы, изображённые на рис. 5.3б. В отличие от рис. 5.3а, здесь левая и правая диаграммы описывают разные реакции. Аналогичный подсчёт зарядов пропагаторов приводит к утверждению, что в реакции $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$ вклад аномалии есть, причём он равен вкладу для $\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0$, а в реакции $K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+$ вклад аномалии сокращается.

²⁶Здесь следует отметить, что модифицированная теория с регуляторами переходит в немодифицированную теорию без регуляторов в пределе $\Lambda \rightarrow \infty$, что, на первый взгляд, соответствует пределу $M \rightarrow 0$. Чтобы обеспечить справедливость перехода к низкоэнергетической теории, следует выстроить иерархию параметров $E \ll \Lambda \ll \Lambda_{\text{QCD}}$, где E — характерная энергия процессов, рассматриваемых в рамках модифицированной теории. При этом $M = \Lambda_{\text{QCD}}^3/\Lambda^2 \gg E$, поэтому переход к $M \rightarrow \infty$ даёт амплитуды с участием π - и K -мезонов в низкоэнергетическом приближении.

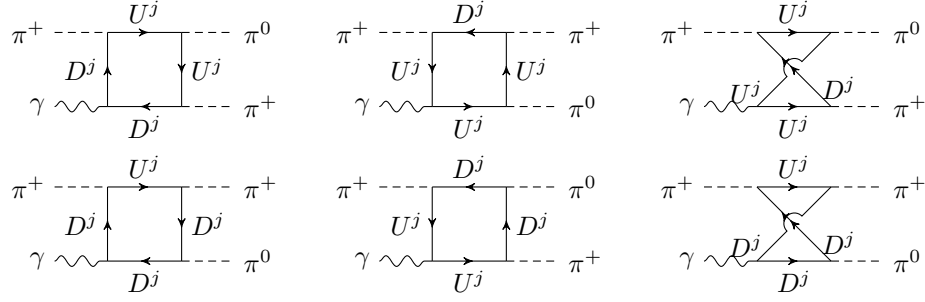


Рис. 5.2: Диаграммы Фейнмана для реакции $\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0$ с регуляторами (5.14) в петлях.

$$\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0$$

$$-\frac{1}{3} + \frac{2}{3} + \frac{2}{3} = 1$$

$$-\frac{1}{3} + \frac{2}{3} - \frac{1}{3} = 0$$

(а)

$K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$

$$-\frac{1}{3} + \frac{2}{3} + \frac{2}{3} = 1$$

$K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+$

$$-\frac{1}{3} + \frac{2}{3} - \frac{1}{3} = 0$$

(б)

Рис. 5.3: Схематические диаграммы для реакций (а) $\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0$ и (б) $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$, $K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+$. Чтобы получить из этих диаграмм диаграммы Фейнмана, описывающие рассматриваемые реакции, в крест на каждом пропагаторе следует последовательно вставить по одному фотону. Для реакции (а) это приводит к диаграммам на рис. 5.2.

5.2 Сечения реакций $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$ и $K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+$ для малых инвариантных масс рождающегося состояния

Рассмотрим сначала реакцию $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$ с реальным, а не виртуальным фотоном. Будем использовать переменные Мандельстама

$$s = (k + q)^2 = (k' + p)^2, \quad t = (k' - k)^2 = (p - q)^2, \quad u = (p - k)^2 = (k' - q)^2, \quad (5.20)$$

где p, q, k, k' — импульсы, изображённые на рис. 5.1.

Вклад аномалии в амплитуду реакции

$$\mathcal{A}(K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0) = \frac{e}{4\pi^2 F_\pi^3} \varepsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} \epsilon_\mu q_\alpha k_\beta k'_\gamma. \quad (5.2)$$

Перейдём в систему центра масс и параметризуем координаты импульсов как показано на рис. 5.4. Так как у векторов k и q только третья (z) пространственная компонента отличается

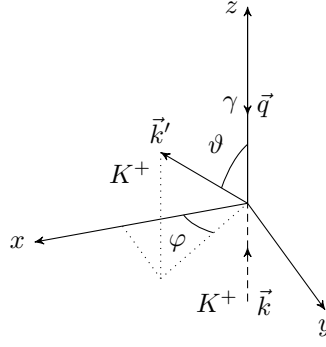


Рис. 5.4: Кинематика реакции $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$ в системе центра масс.

от нуля, один из них будет давать вклад своей временной (t) компонентой. Следовательно,

$$\mathcal{A}(K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0) = \frac{e}{4\pi^2 F_\pi^3} \varepsilon^{\mu 03\gamma} \epsilon_\mu k'_\gamma (k_0 q_0 + q_0^2). \quad (5.21)$$

Когда поляризация фотона параллельна оси x , компонента y вектора k' даёт вклад в амплитуду, равный

$$\frac{e}{4\pi^2 F_\pi^3} |\vec{k}'| \sin \vartheta \sin \varphi (k_0 q_0 + q_0^2). \quad (5.22)$$

Когда поляризация фотона параллельна оси y , вклад компоненты x вектора k' равен

$$\frac{e}{4\pi^2 F_\pi^3} |\vec{k}'| \sin \vartheta \cos \varphi (k_0 q_0 + q_0^2). \quad (5.23)$$

Суммируя эти выражения и подставляя в общую формулу для дифференциального сечения реакции $2 \rightarrow 2$ [79, §64], получим выражение для дифференциального сечения

$$\begin{aligned} d\sigma_0(K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0) &= \frac{|\overline{\mathcal{A}(K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0)}|^2}{64\pi^2} \frac{|\vec{k}'|}{|\vec{k}|(k_0 + q_0)^2} d\Omega \\ &= \frac{\alpha}{2^8 \pi^5 F_\pi^6} |\vec{k}'| \cdot \frac{1}{2} \sin^2 \vartheta q_0^2 (k_0 + q_0^2)^2 \cdot \frac{|\vec{k}'|}{q_0 (k_0 + q_0)^2} d\varphi d \cos \vartheta. \end{aligned} \quad (5.24)$$

Интегрируя это выражение по углам и учитывая, что в системе центра масс

$$q_0 = \frac{s - m_{K^+}^2}{2\sqrt{s}}, \quad (5.25)$$

$$|\vec{k}'| = \frac{\{[s - (m_{K^+} + m_{\pi^0})^2][s - (m_{K^+} - m_{\pi^0})^2]\}^{3/2}}{2\sqrt{s}}, \quad (5.26)$$

получим

$$\sigma_0(K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0) = \frac{\alpha}{3 \cdot 2^{10} \pi^4 F_\pi^6} \frac{s - m_{K^+}^2}{s^2} \{[s - (m_{K^+} + m_{\pi^0})^2][s - (m_{K^+} - m_{\pi^0})^2]\}^{3/2}. \quad (5.27)$$

В выражении (5.27) учтён вклад только от киральной аномалии. При низких энергиях, помимо аномалии, вклад в амплитуду реакции $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$ даёт также обмен векторными

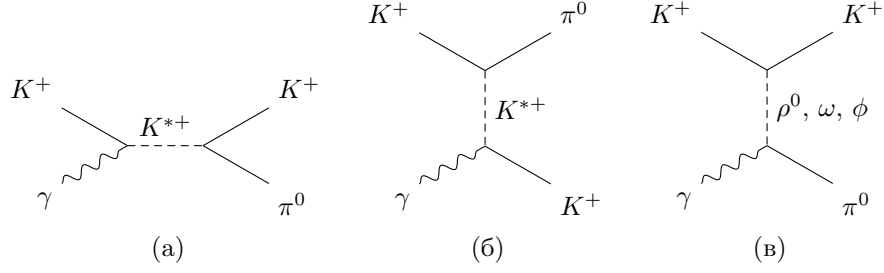


Рис. 5.5: Обмен векторными мезонами в реакции $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$: K^{*+} -мезон в (а) s - и (б) u -каналах, (в) ρ -, ω - и ϕ -мезоны в t -канале.

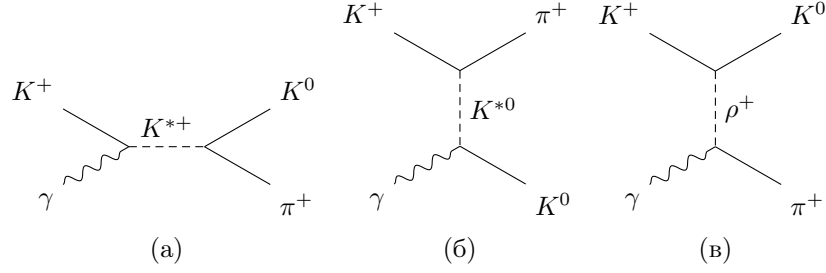


Рис. 5.6: Обмен векторными мезонами в реакции $K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+$: (а) K^{*+} -мезон в s -канале, (б) K^{*0} -мезон в u -канале и (в) ρ^+ -мезон в t -канале.

мезонами. Кроме того, обмен векторными мезонами даёт основной вклад в амплитуду реакции $K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+$. Соответствующие диаграммы представлены на рис. 5.5 и 5.6. Сечения рассматриваемых реакций с учётом этих вкладов были вычислены в работе [190].

Диаграмма 5.5а даёт вклад в амплитуду, равный

$$\mathcal{A}_s^{(0)}(K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0) = -\frac{2f_{K^{*+}K^+\gamma}f_{K^{*+}K^+\pi^0}}{s - m_{K^{*+}}^2 + i\sqrt{s}\Gamma_{K^{*+}}(s)}\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\epsilon_\mu q_\nu p_\alpha k_\beta, \quad (5.28)$$

где $f_{K^{*+}K^+\gamma}$ и $f_{K^{*+}K^+\pi^0}$ — константы связи,

$$\Gamma_{K^{*+}}(s) = \Gamma_{K^{*+}} \frac{\sqrt{s}}{m_{K^{*+}}} \left[\frac{\left(1 - \frac{(m_K - m_\pi)^2}{s}\right) \left(1 - \frac{(m_K + m_\pi)^2}{s}\right)}{\left(1 - \frac{(m_K - m_\pi)^2}{m_{K^{*+}}^2}\right) \left(1 - \frac{(m_K + m_\pi)^2}{m_{K^{*+}}^2}\right)} \right]^{\frac{3}{2}}, \quad (5.29)$$

$\Gamma_{K^{*+}}$ — полная ширина K^{*+} , представленная в [14]. В пределе $s \rightarrow 0$ величина $\mathcal{A}_s^{(0)}(K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0)$ имеет ненулевое значение. Однако, согласно киральной теории возмущений без векторных мезонов, в окрестности $s = 0$ вклад в амплитуду может давать только киральная аномалия. Здесь следует подчеркнуть, что общепринятого способа ввести векторные мезоны в киральную теорию возмущений (и тем более, получить их из квантовой хромодинамики) ещё не существует. В [190] рассматривается лишь эффективная теория, с векторными мезонами в виде полей с эффективными константами связи с псевдоголдстоуновскими бозонами, описываемыми лагранжианом (5.33). В неё не заложены требования аксиальной симметрии, которые приводят к занулению амплитуды реакции $K^+\gamma \rightarrow K\pi$ в соответствии с гипотезой о частич-

ном сохранении аксиального тока (если не считать вклад аномалии). Поэтому формула (5.28) справедлива в области энергий порядка m_{K^*} и выше, где доминирует обмен векторными мезонами. Чтобы получить интерполяционную формулу между $s = 0$ и $s \sim m_{K^*}^2$, сохранив аналитические свойства амплитуды, следует вычесть из $\mathcal{A}_s^{(0)}(K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0)$ её значение при $s = 0$:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_s(K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0) &= \mathcal{A}_s^{(0)}(K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0) - \mathcal{A}_s^{(0)}(K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0)|_{s=0} \\ &= \frac{2f_{K^{*+}K^+\gamma}f_{K^{*+}K^+\pi^0}}{m_{K^{*+}}^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_{K^{*+}}(s)} \cdot \frac{s + i\sqrt{s}\Gamma_{K^{*+}}(s)}{m_{K^{*+}}^2} \cdot \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\epsilon_\mu q_\nu p_\alpha k_\beta. \end{aligned} \quad (5.30)$$

Так как $\sqrt{s}\Gamma_{K^{*+}}(s) \ll s$, в числителе (5.30) этой величиной можно пренебречь. Вклады в амплитуду u - и t -каналов (рис. 5.56 и 5.5в) вычисляются аналогично, причём, так как физические области $t < 0$ и $u < m_{K^+}^2$ лежат ниже порога распадов векторных мезонов в пропагаторах, вклады получаются вещественными.

Применив такой же анализ к диаграммам, изображённым на рис. 5.6, получим следующие выражения для дифференциальных сечений [190]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0)}{dt} &= \frac{1}{2^7\pi} \left(t + \frac{(st - m_{K^+}^2 m_{\pi^0}^2)(t - m_{\pi^0}^2)}{(s - m_{K^+}^2)^2} \right) \\ &\times \left| \frac{e}{4\pi^2 F_\pi^3} + \frac{2f_{K^{*+}K^+\gamma}f_{K^{*+}K^+\pi^0}}{m_{K^{*+}}^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_{K^{*+}}(s)} \cdot \frac{s}{m_{K^{*+}}^2} + \frac{2f_{K^{*+}K^+\gamma}f_{K^{*+}K^+\pi^0}}{m_{K^{*+}}^2 - u} \cdot \frac{u}{m_{K^{*+}}^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2f_{\rho^0\pi^0\gamma}f_{\rho^0K^+K^+}}{m_{\rho^0}^2 - t} \cdot \frac{t}{m_{\rho^0}^2} + \frac{2f_{\omega\pi^0\gamma}f_{\omega K^+K^+}}{m_\omega^2 - t} \cdot \frac{t}{m_\omega^2} + \frac{2f_{\phi\pi^0\gamma}f_{\phi K^+K^+}}{m_\phi^2 - t} \cdot \frac{t}{m_\phi^2} \right|^2, \end{aligned} \quad (5.31)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+)}{dt} &= -\frac{stu - sm_{K^0}^2 m_{\pi^+}^2 - tm_{K^+}^2 m_{K^0}^2 - um_{K^+}^2 m_{\pi^+}^2 + 2m_{K^+}^2 m_{K^0}^2 m_{\pi^+}^2}{2^7\pi(s - m_{K^+}^2)^2} \\ &\times \left| \frac{2f_{K^{*+}K^+\gamma}f_{K^{*+}K^0\pi^+}}{m_{K^{*+}}^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_{K^{*+}}(s)} \cdot \frac{s}{m_{K^{*+}}^2} + \frac{2f_{K^{*0}K^0\gamma}f_{K^{*0}K^+\pi^+}}{m_{K^{*0}}^2 - u} \cdot \frac{u}{m_{K^{*0}}^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{2f_{\rho^+\pi^+\gamma}f_{\rho^+K^+K^0}}{m_{\rho^+}^2 - t} \cdot \frac{t}{m_{\rho^+}^2} \right|^2 \end{aligned} \quad (5.32)$$

(ср. с (1.74)). Константы связи f_{ijk} будут вычислены в следующем разделе. Сразу можно сказать, что из-за кинематики в обоих процессах основной вклад даёт s -канал с K^{*+} -мезоном. Вклад ϕ -мезона пренебрежимо мал (в 20 раз меньше суммы вкладов ρ - и ω -мезонов), так как в приближении строгой $SU(3)$ -симметрии ϕ -мезон состоит из пары кварков $\bar{s}s$, и процесс с ϕ -мезоном, изображённый на рис. 5.5в, запрещён.

5.3 Константы связи векторных мезонов

Чтобы вычислить сечения с помощью формул (5.31) и (5.32), необходимо знать константы связи f_{ijk} . Они определяются следующим лагранжианом взаимодействия:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_I = & f_{K^{*+}K^+\gamma} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu A_\nu \partial_\alpha K_\beta^{*+} K^- + i f_{K^{*+}K^+\pi^0} K_\mu^{*+} (K^- \partial^\mu \pi^0 - \pi^0 \partial^\mu K^-) \\
& + i f_{K^{*+}K^0\pi^+} K_\mu^{*+} (\overline{K^0} \partial^\mu \pi^- - \pi^- \partial^\mu \overline{K^0}) \\
& + f_{K^{*0}K^0\gamma} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu A_\nu \partial_\alpha K_\beta^{*0} \overline{K^0} + i f_{K^{*0}K^+\pi^+} K_\mu^{*0} (K^- \partial^\mu \pi^+ - \pi^+ \partial^\mu K^-) \\
& + f_{\rho^+\pi^+\gamma} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu A_\nu \partial_\alpha \rho_\beta^+ \pi^- + i f_{\rho^+K^+K^0} \rho_\mu^+ (K^- \partial^\mu K^0 - K^- \partial^\mu K^-) \\
& + \frac{1}{2} f_{\rho^0\pi^0\gamma} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu A_\nu \partial_\alpha \rho_\beta^0 \pi^0 + \frac{i}{2} f_{\rho^0K^+K^+} \rho_\mu^0 (K^+ \partial^\mu K^- - K^- \partial^\mu K^+) \\
& + \frac{1}{2} f_{\omega\pi^0\gamma} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu A_\nu \partial_\alpha \omega_\beta \pi^0 + \frac{i}{2} f_{\omega K^+K^+} \omega_\mu (K^+ \partial^\mu K^- - K^- \partial^\mu K^+) \\
& + \frac{1}{2} f_{\phi\pi^0\gamma} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu A_\nu \partial_\alpha \phi_\beta \pi^0 + \frac{i}{2} f_{\phi K^+K^+} \phi_\mu (K^+ \partial^\mu K^- - K^- \partial^\mu K^+) \\
& + \text{h.c.}
\end{aligned} \tag{5.33}$$

Знаки констант связи в этом выражении выбраны произвольно.

В [190] вычисление констант было проведено в два этапа. Сначала были определены абсолютные значения некоторых констант из парциальных ширин распадов, приведённых в табл. 5.1. Затем, в приближении $SU(3)$ -симметрии между u -, d - и s -кварками, выведены отношения между константами связи, из которых были получены абсолютные значения неопределённых констант и знаки констант друг относительно друга.

Таблица 5.1: Ширины распадов, использующиеся для определения констант связи f_{ijk} в лагранжиане (5.33). Данные взяты из [14].

Распад	Парциальная ширина, МэВ	Вероятность
$K^{*+} \rightarrow K\pi$	$4.62 \cdot 10^1$	1.0
$K^{*+} \rightarrow K^+\gamma$	$4.62 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$
$K^{*0} \rightarrow K\pi$	$4.74 \cdot 10^1$	1.0
$K^{*0} \rightarrow K^0\gamma$	$1.17 \cdot 10^{-1}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$
$\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$1.49 \cdot 10^2$	1.0
$\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$	$8.95 \cdot 10^{-2}$	$6.0 \cdot 10^{-4}$
$\rho^+ \rightarrow \pi^+\gamma$	$6.71 \cdot 10^{-2}$	$4.5 \cdot 10^{-4}$
$\omega \rightarrow \pi^0\gamma$	$7.03 \cdot 10^{-1}$	$8.3 \cdot 10^{-2}$
$\phi \rightarrow \pi^0\gamma$	$5.42 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$
$\phi \rightarrow K^+K^-$	2.09	$4.9 \cdot 10^{-1}$

Распады, приведённые в табл. 5.1, можно объединить в две группы: распады векторного мезона на два псевдоскаляра и распады векторного мезона на псевдоскаляр и фотон. Рассмотрим сначала распад на два псевдоскаляра, а именно, распад $K^{*+} \rightarrow K^+\pi^0$. Диаграмма распада с обозначениями импульсов приведена на рис. 5.7а. Амплитуда распада

$$\mathcal{A}(K^{*+} \rightarrow K^+\pi^0) = f_{K^{*+}K^+\pi^0} K_\mu^{*+} (k - q)^\mu K^+\pi^0. \tag{5.34}$$

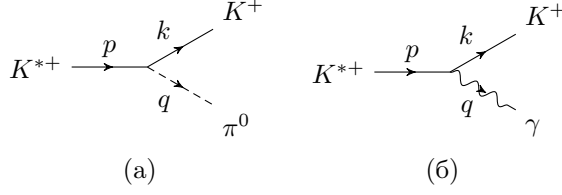


Рис. 5.7: Образцы диаграмм распадов, использующихся для вычисления констант связи векторных мезонов: (а) $f_{K^{*+}K^+\pi^0}$, (б) $f_{K^{*+}K^+\gamma}$.

Ширина распада

$$\Gamma(K^{*+} \rightarrow K^+\pi^0) = \frac{f_{K^{*+}K^+\pi^0}^2 m_{K^{*+}}}{48\pi} \left\{ \left[1 - \left(\frac{m_{K^+} + m_{\pi^0}}{m_{K^{*+}}} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{m_{K^+} - m_{\pi^0}}{m_{K^{*+}}} \right)^2 \right] \right\}^{3/2}. \quad (5.35)$$

Абсолютное значение константы связи $|f_{K^{*+}K^+\pi^0}|$ определяется из решения этого уравнения с известной шириной распада.

В случае K^{*+} -мезонов, в данных Particle Data Group [14], полученных в результате фитирования большого количества разнообразных экспериментов, указана лишь сумма ширин распадов $K^{*+} \rightarrow K^+\pi^0$ и $K^{*+} \rightarrow K^0\pi^+$. Чтобы получить $\Gamma(K^{*+} \rightarrow K^+\pi^0)$, нужно использовать следующее уравнение, следующее из изотопической инвариантности сильных взаимодействий:

$$f_{K^{*0}K^+\pi^+} = f_{K^{*+}K^0\pi^+} = \sqrt{2}f_{K^{*+}K^+\pi^0}. \quad (5.36)$$

Можно также учесть небольшую разницу в массах между K^+ - и K^0 -мезонами и π^+ - и π^0 -мезонами. Тогда

$$\Gamma(K^{*+} \rightarrow K^+\pi^0) = \frac{\Gamma(K^{*+} \rightarrow K\pi)}{1 + 2 \left(\frac{[m_{K^{*+}}^2 - (m_{K^0} + m_{\pi^+})^2][m_{K^{*+}}^2 - (m_{K^0} - m_{\pi^+})^2]}{[m_{K^{*+}}^2 - (m_{K^+} + m_{\pi^0})^2][m_{K^{*+}}^2 - (m_{K^+} - m_{\pi^0})^2]} \right)^{\frac{3}{2}}}. \quad (5.37)$$

Аналогичное выражение справедливо для канала распада $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$.

Применим теперь $SU(3)$ -симметрию для получения остальных констант, описывающих связь векторного мезона с двумя псевдоскалярными. Пусть P и V — матрицы псевдоскалярного октета и векторного нонета:

$$P = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & K^0 \\ K^- & \frac{K^0}{\sqrt{6}} & -\frac{2\eta}{\sqrt{6}} \end{pmatrix}, \quad V = \begin{pmatrix} \frac{\omega+\rho^0}{\sqrt{2}} & \rho^+ & K^{*+} \\ \rho^- & \frac{\omega-\rho^0}{\sqrt{2}} & K^{*0} \\ K^{*-} & \frac{K^{*0}}{\sqrt{6}} & \phi \end{pmatrix}. \quad (5.38)$$

Единственное $SU(3)$ -симметричное вещественное Лоренц-инвариантное выражение, связывающее один векторный мезон с двумя псевдоскалярными, имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}_{VPP} = if_{VPP} \text{tr}[V_\mu(P\partial^\mu P - \partial^\mu PP)]. \quad (5.39)$$

Подставим в него (5.38):

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{VPP} \supset & i f_{VPP} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} K_{\mu}^{*+} (K^{-} \partial^{\mu} \pi^0 - \pi^0 \partial^{\mu} K^{-}) + K_{\mu}^{*+} (\overline{K^0} \partial^{\mu} \pi^{-} - \pi^{-} \partial^{\mu} \overline{K^0}) \right. \\
& + K_{\mu}^{*0} (K^{-} \partial^{\mu} \pi^{+} - \pi^{+} \partial^{\mu} K^{-}) - \rho_{\mu}^{+} (K^{-} \partial^{\mu} K^0 - K^0 \partial^{\mu} K^{-}) \\
& + \frac{1}{2\sqrt{2}} (\omega_{\mu} + \rho_{\mu}^0) (K^{+} \partial^{\mu} K^{-} - K^{-} \partial^{\mu} K^{+}) - \frac{1}{2} \phi_{\mu} (K^{+} \partial^{\mu} K^{-} - K^{-} \partial^{\mu} K^{+}) \left. \right\} \\
& + \text{h.c.}
\end{aligned} \tag{5.40}$$

(здесь приведены только члены, входящие в (5.33)). Сравнивая это выражение с (5.33), получим:

$$\begin{aligned}
f_{\rho^{+}K^{+}K^0} &= -f_{K^{*+}K^0\pi^{+}}, & f_{\rho^0K^{+}K^{+}} &= f_{K^{*+}K^0\pi^{+}}/\sqrt{2}, \\
f_{\omega K^{+}K^{+}} &= f_{\rho^0K^{+}K^{+}}, & f_{\phi K^{+}K^{+}} &= -\sqrt{2}f_{\rho^0K^{+}K^{+}}.
\end{aligned} \tag{5.41}$$

Перейдём теперь к константам, описывающим связь векторного мезона с псевдоскалярным мезоном и с фотоном. Рассмотрим распад $K^{*+} \rightarrow K^{+}\gamma$. Его диаграмма изображена на рис. 5.76. Его амплитуда

$$\mathcal{A}(K^{*+} \rightarrow K^{+}\gamma) = f_{K^{*+}K^{+}\gamma} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} K_{\mu}^{*+} \epsilon_{\nu} k_{\alpha} q_{\beta} K^{-}. \tag{5.42}$$

Константа связи вычисляется из ширины распада с помощью уравнения

$$\Gamma(K^{*+} \rightarrow K^{+}\gamma) = \frac{f_{K^{*+}K^{+}\gamma}^2 m_{K^{*+}}^3}{96\pi} \left(1 - \frac{m_{K^{+}}^2}{m_{K^{*+}}^2} \right)^3. \tag{5.43}$$

Аналогично f_{VPP} , есть лишь один способ записать член, связывающий векторный мезон, псевдоскалярный мезон и фотон:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{VP\gamma} &= f_{VP\gamma} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_{\mu} A_{\nu} \text{tr}[(P \partial_{\alpha} V_{\beta} + \partial_{\alpha} V_{\beta} P) Q] \\
&\supset f_{VP\gamma} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_{\mu} A_{\nu} \left\{ \frac{1}{3} \pi^0 \partial_{\alpha} \rho_{\beta}^0 + \pi^0 \partial_{\alpha} \omega_{\beta} - \frac{2}{3} \overline{K^0} \partial_{\alpha} K_{\beta}^{*0} + \frac{1}{3} K^{-} \partial_{\alpha} K_{\beta}^{*+} + \frac{1}{3} \pi^{-} \partial_{\alpha} \rho^{+} \right\},
\end{aligned} \tag{5.44}$$

где Q — матрица зарядов кварков (5.13). Отсюда

$$f_{\rho^{+}\pi^{+}\gamma} = f_{\rho^0\pi^0\gamma} = f_{K^{*+}K^{+}\gamma}, \quad f_{\omega\pi^0\gamma} = 3f_{K^{*+}K^{+}\gamma}, \quad f_{K^{*0}K^0\gamma} = -2f_{K^{*+}K^{+}\gamma}. \tag{5.45}$$

В приближении строгой $SU(3)$ -симметрии кварков u, d, s , ϕ -мезон состоит только из пары кварков $s\bar{s}$, поэтому построенная теория не содержит вершину $\phi\pi^0\gamma$, и знак соответствующей константы связи остаётся не определённым.

Результаты расчётов констант связи приведены в табл. 5.2.

5.4 Сечения реакций $K^{+}N \rightarrow K^{+}\pi^0N$ и $K^{+}N \rightarrow K^0\pi^{+}N$ в приближении эквивалентных фотонов

В эксперименте ИФВЭ [188] измеряется сечение процесса рождения пионов каонами в электромагнитном поле ядер меди. При этом отбираются процессы, в которых не происходит разрушения ядра. В таком случае можно перейти в систему отсчёта, связанную с налетающим

Таблица 5.2: Константы связи, требующиеся для расчёта сечений реакций $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$ и $K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+$. Значения констант определены с точностью до одного общего знака для констант f_{VPP} и до одного общего знака для констант $f_{VP\gamma}$.

$f_{K^{*+}K^+\pi^0}$	=	3.10
$f_{K^{*+}K^0\pi^+}$	=	4.38
$f_{K^{*0}K^+\pi^+}$	=	4.41
$f_{\rho^0 K^+K^+}$	=	3.16
$f_{\rho^+ K^+K^0}$	=	-4.47
$f_{\omega K^+K^+}$	=	3.16
$f_{\phi K^+K^+}$	=	-4.47
$f_{K^{*+}K^+\gamma}$	=	0.240 ГэВ ⁻¹
$f_{K^{*0}K^0\gamma}$	=	-0.385 ГэВ ⁻¹
$f_{\rho^0\pi^0\gamma}$	=	0.252 ГэВ ⁻¹
$f_{\rho^+\pi^+\gamma}$	=	0.219 ГэВ ⁻¹
$f_{\omega\pi^0\gamma}$	=	0.696 ГэВ ⁻¹
$ f_{\phi\pi^0\gamma} $	=	0.040 ГэВ ⁻¹

каоном, и считать, что рассеяние происходит не на ядре, а на реальном фотоне с импульсом, распределённым по некоторому спектру. Эта идея лежит в основе метода эквивалентных фотонов. В [79, §99] получена формула для спектра фотонов:

$$n(\vec{q}) = \frac{Z^2 \alpha}{\pi^2} \frac{\vec{q}_\perp^2}{q_0 q^4}, \quad (5.46)$$

причём

$$-q^2 \approx \vec{q}^2 = \vec{q}_\perp^2 + q_0^2/\gamma^2, \quad (5.47)$$

где Z — заряд рассеивающей частицы (ядра), \vec{q}_\perp — поперечная составляющая импульса фотона, $\gamma = E_N/m_N$ — релятивистский фактор ядра в системе каона, E_N — энергия ядра, m_N — масса ядра. При этом используется предположение, что

$$\begin{aligned} |\vec{q}_\perp| &\ll q_0 \ll m_K \gamma, \\ q_0/\gamma^2 &\ll |\vec{q}_\perp| \ll m_K. \end{aligned} \quad (5.48)$$

Сечение реакции с ядром получается интегрированием сечения реакции с фотоном по спектру фотонов:

$$d\sigma(K^+N \rightarrow K\pi N) = n(\vec{q}) d^3q d\sigma(K^+\gamma \rightarrow K\pi), \quad (5.49)$$

где N — ядро.

Пусть энергия каона в системе покоя ядра будет E_K . Рассматривая γ как параметр преобразования Лоренца из системы покоя ядра в систему покоя каона, получим

$$\gamma = \frac{E_N}{m_N} = \frac{E_K}{m_{K^+}}. \quad (5.50)$$

Также в системе покоя каона

$$q_0 = \frac{s - m_{K^+}^2}{2m_{K^+}}. \quad (5.51)$$

Подставляя (5.50) и (5.51) в (5.46) и интегрируя по азимутальному углу \vec{q}_\perp , получим

$$d\sigma(K^+N \rightarrow K\pi N) = \frac{Z^2\alpha}{\pi} \cdot \frac{1}{s - m_{K^+}^2} \cdot \frac{\vec{q}_\perp^2}{\left(\vec{q}_\perp^2 + \frac{s - m_{K^+}^2}{2E_K^2}\right)^2} |F(\vec{q}^2)|^2 ds d\vec{q}_\perp^2 d\sigma(K^+\gamma \rightarrow K\pi), \quad (5.52)$$

где $F(\vec{q}^2)$ — форм-фактор, учитывающий конечность размеров ядра. Будем считать, что плотность заряда в ядре подчиняется распределению Гаусса. Тогда [191, §6.3]

$$F(\vec{q}^2) = \exp\left(-\frac{\langle r^2 \rangle \vec{q}^2}{6}\right), \quad (5.53)$$

где

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = r_0 A^{1/3} \quad (5.54)$$

— среднеквадратичный радиус ядра, $r_0 = 0.94$ фм, A — количество нуклонов в ядре; для меди $A = 63$. Интегрирование (5.52) по \vec{q}_\perp^2 приводит к следующему выражению:

$$d\sigma(K^+N \rightarrow K\pi N) = \frac{Z^2\alpha}{\pi} \frac{1}{s - m_{K^+}^2} ((1+a)E_1(a) - e^{-a}) d\sigma(K^+\gamma \rightarrow K\pi) ds, \quad (5.55)$$

где

$$a = \frac{\langle r^2 \rangle}{3} \frac{q_0^2}{\gamma^2} = \frac{\langle r^2 \rangle}{3} \left(\frac{s - m_{K^+}^2}{2E_K}\right)^2, \quad (5.56)$$

$E_1(a)$ — интегральная экспонента,

$$E_1(a) = \int_a^\infty \frac{e^{-x}}{x} dx. \quad (5.57)$$

В эксперименте ИФВЭ $E_K = 18$ ГэВ и $s = 0.5$ ГэВ². Этим величинам соответствует $a = 6 \cdot 10^{-3} \ll 1$, поэтому вместо (5.55) можно использовать приближённую формулу

$$d\sigma(K^+N \rightarrow K\pi N) = \frac{Z^2\alpha}{\pi} \frac{E_1(a) - 1}{s - m_{K^+}^2} d\sigma(K^+\gamma \rightarrow K\pi) ds. \quad (5.58)$$

5.5 Результаты

Дифференциальные сечения $d\sigma(K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0)/dtds$ и $d\sigma(K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+)/dtds$ получают­ся путём подстановки формул (5.31) и (5.32) в (5.58). В [190] эти сечения были численно

проинтегрированы по t в пределах

$$\frac{m_\pi^4}{4s} - \left(\frac{s - m_{K^+}^2}{2\sqrt{s}} + \frac{\sqrt{[s - (m_K + m_\pi)^2][s - (m_K - m_\pi)^2]}}{2\sqrt{s}} \right) < t < \\ < \frac{m_\pi^4}{4s} - \left(\frac{s - m_{K^+}^2}{2\sqrt{s}} - \frac{\sqrt{[s - (m_K + m_\pi)^2][s - (m_K - m_\pi)^2]}}{2\sqrt{s}} \right), \quad (5.59)$$

отвечающих кинематически достижимым значениям t . Результаты интегрирования представлены на рис. 5.8 и 5.9. На рис. 5.8 представлены только сечения $d\sigma(K^+N \rightarrow K^+\pi^0N)/ds$ (реакции с вкладом киральной аномалии) в трёх вариантах: с учётом одного лишь аномального вклада (5.1) (красная пунктирная линия), с учётом только лишь вкладов векторных мезонов (5.33) (синяя точечная линия) и их интерференция (чёрная сплошная линия). При этом знак интерференции не определён, поэтому сплошных линий нарисовано две. На рис. 5.9 синей точечной линией представлено сечение $d\sigma(K^+N \rightarrow K^0\pi^+N)/ds$ (реакции без вклада киральной аномалии).

5.6 Заключение

Дифференциальные сечения реакций $K^+\gamma \rightarrow K\pi$ представлены формулами (5.31) и (5.32). Дифференциальные сечения реакций $K^+N \rightarrow K^+\pi N$, где N — ядро мишени, вычисляются в ультрарелятивистском пределе с помощью формулы (5.58). Результаты численного интегрирования по параметру t для $N = {}^{63}\text{Cu}$ представлены на рисунках 5.8 и 5.9, при этом для аномальной реакции приведены два возможных значения, отвечающих неопределённому знаку интерференции между вкладом аномалии и вкладом векторных мезонов. В эксперименте ОКА в ИФВЭ планируется достичь светимости в 60 мкб^{-1} (с учётом эффективности детектора вблизи порога рождения пары частиц $K\pi$) [192]. Интегрирование врезок на рис. 5.9 даёт для этой светимости в интервале $0.4 < s < 0.6 \text{ ГэВ}^2$ 20 или 70 событий рождения $K^+\pi^0$ в зависимости от знака интерференции и 10 событий рождения $K^0\pi^+$. Таким образом, можно надеяться увидеть киральную аномалию в данных этого эксперимента.

Сечения реакций $K^+\gamma \rightarrow K\pi$ рассчитывались в работах [193, 194], однако при этом были допущены ошибки. Основная ошибка в обеих работах заключается в не учёте того, что при уменьшении инвариантной массы системы $K\pi$ до нуля, вклад векторных мезонов должен стремиться к нулю, так как в этой области есть только вклад аномалии (5.2) (см. вывод (5.30)). Кроме того, уравнение (5.31) отличается от уравнения (4) в [194] дополнительным множителем -2 во вкладах u - и t -каналов. Ещё на рисунках той же работы представлены результаты только для конструктивной интерференции вкладов аномалии и векторных мезонов. В [193] выражения для сечений имеют неправильные размерности.

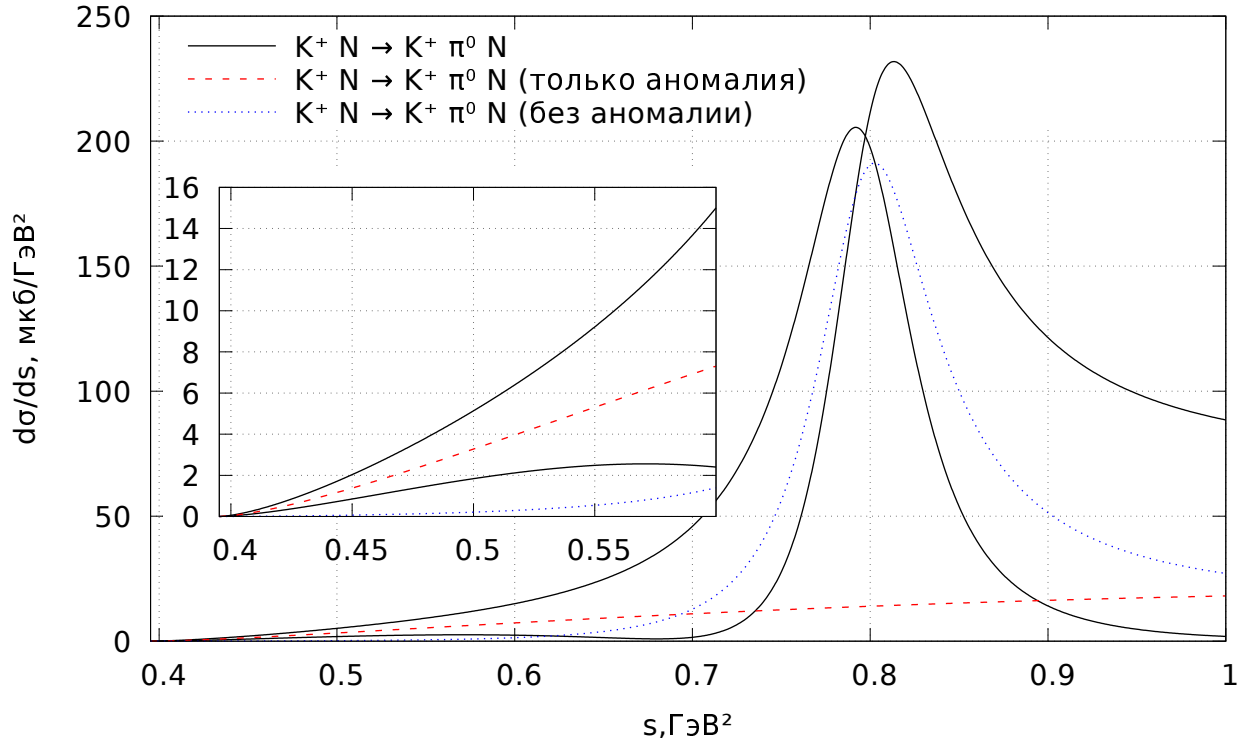


Рис. 5.8: Дифференциальные сечения реакции $K^+ N \rightarrow K^+ \pi^0 N$ для $N = {}^{63}\text{Cu}$. Две сплошные линии соответствуют двум возможным вариантам знака произведения констант связи.

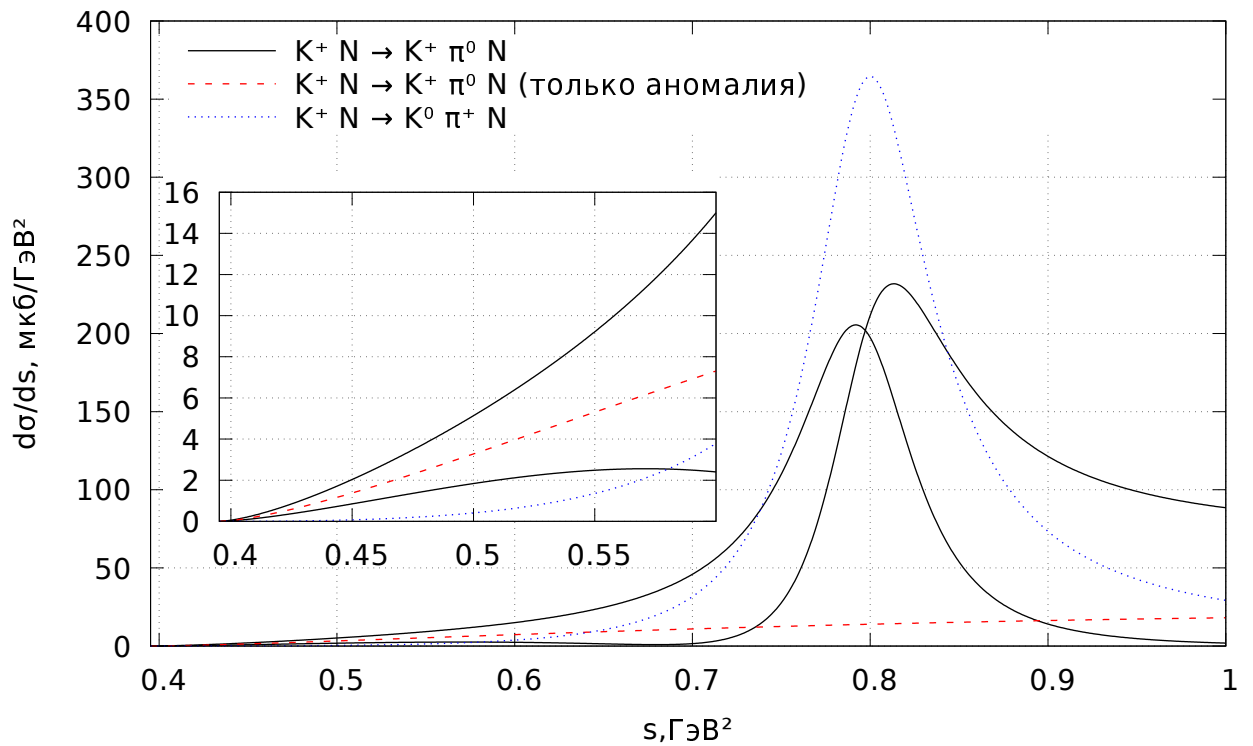


Рис. 5.9: Дифференциальные сечения реакций $K^+ N \rightarrow K^+ \pi^0 N$ и $K^+ N \rightarrow K^0 \pi^+ N$ для $N = {}^{63}\text{Cu}$. Две сплошные линии соответствуют двум возможным вариантам знака произведения констант связи.

6 Заключение

Сейчас в физике элементарных частиц сложилась ситуация, нехарактерная для нескольких последних десятилетий, когда теория больше не может чётко указывать направление для экспериментальных исследований. Открытие бозона Хиггса «завершило» открытие Стандартной модели: теперь нет ни неоткрытых предсказанных частиц, ни открытых непредсказанных. Тем не менее, есть много косвенных указаний на неполноту Стандартной модели — на то, что есть какая-то физика за её пределами и она, вероятно, должна проявляться в виде новых элементарных частиц. В связи с этим было разработано много новых моделей, устраняющих «некрасивые» особенности Стандартной модели вроде тонкой настройки или, например, объясняющие барионную асимметрию через электрослабый фазовый переход. Однако, ни одна из этих моделей не занимает такой же статус, какой приобрела теория Глэшоу-Вайнберга-Салама вскоре после её формулирования в 1967 году. Чтобы как-то выделить одну или несколько моделей, нужны новые экспериментальные данные, и самые подходящие данные — это открытие новых частиц на ускорителях.

В отсутствие сигналов новой физики остаётся только отслеживать экспериментально разрешённые области свободных параметров возможных моделей. В данной работе это было проделано для трёх расширений скалярного сектора Стандартной модели. Для таких расширений характерно наличие ещё одного бозона Хиггса, который может проявиться в виде пика в инвариантной массе каких-либо частиц (вероятнее всего — фотонов или Z -бозонов), либо в виде отклонений параметров открытого бозона Хиггса от предсказаний Стандартной модели. Точность текущих измерений этих параметров ещё недостаточно высока, чтобы поставить существенные ограничения даже в самых простых моделях вроде дополнительного синглета. Уточнение измерений идёт прямо сейчас, в течение Run 2 Большого адронного коллайдера, и к концу Run 2 ограничения будут значительно усилены. Поэтому вопрос существования бозона Хиггса остаётся открытым и является актуальным в настоящее время.

Бозон Хиггса был открыт в каналах его распада на два фотона, на два Z -бозона (которые затем распадаются на четыре заряженных лептона) и на два W -бозона. Второй бозон Хиггса разумнее всего искать в тех же каналах. Если второй бозон Хиггса окажется в два или более раз тяжелее первого, то у него откроется новый канал распада на два лёгких бозона Хиггса. В моделях с таким тяжёлым вторым бозоном Хиггса следует ожидать сильного увеличения количества событий двойного рождения лёгкого бозона Хиггса, причём, в отличие от Стандартной модели, эти события будут распределены по пику с инвариантной массой равной массе тяжёлого бозона. Кроме того, в некоторых случаях (например, в модели Georgi-Machacek) может оказаться, что тяжёлый бозон Хиггса преимущественно распадается на два лёгких. Тогда новый бозон в первую очередь проявится в данных БАК именно в виде событий двойного рождения бозонов Хиггса массой 125 ГэВ.

Наиболее благоприятная масса второго бозона Хиггса для двуххиггсовского сигнала равняется 300 ГэВ, так как при больших значениях открывается распад на два t -кварка. Согласно расчётам, приведённым в главах 2, 3, в модели с дополнительным синглетом сечение двойного рождения бозона Хиггса за счёт распада промежуточного тяжёлого бозона может достигать

0.5 пб, в модели с дополнительным триплетом — 20 фб, в модели с двумя триплетами — 1.5 пб. Для сравнения, (нерезонансное) сечение Стандартной модели — 40 фб. Такие сигналы могут быть зарегистрированы на Большом адронном коллайдере во время Run-2.

В Стандартной модели с дополнительным синглетом для масс второго бозона Хиггса $m_H \lesssim 400$ ГэВ основное ограничение получается из измерений констант связи скалярного бозона на БАК. Для бóльших масс лучшее ограничение дают электрослабые наблюдаемые. Оптимальным направлением для поиска второго бозона Хиггса в этой модели, как и для тяжёлого бозона Хиггса Стандартной модели, является поиск резонансов от процесса $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$.

При вычислении ограничений из электрослабых наблюдаемых, попутно был получен независимый фит для Стандартной модели с помощью программы LEPTOP с массой бозона Хиггса $m_h = 125.14$ ГэВ. Отношение χ^2 к количеству степеней свободы получилось равным 19.6/13.

В Стандартной модели с дополнительным триплетом основное ограничение получается из нарушения охранной симметрии. Разрешёнными остаются лишь такие малые углы смешивания, что тяжёлый бозон Хиггса почти не искажает феноменологическую картину Стандартной модели. Поиск в ZZ -канале по-прежнему наиболее перспективный, но обнаружить новый бозон будет сложно из-за малых сечений.

Добавление ещё одного триплета устраняет нарушение охранной симметрии, и тогда новые ограничения тоже следуют из измерений констант связи. Как было отмечено выше, в модели Georgi-Machasek есть область параметров, в которой доминирует распад тяжёлого бозона Хиггса на два лёгких, поэтому поиск по Z -бозонам может не принести результатов даже в случае реализации в природе этой модели.

Автор настоящего диссертационного исследования, как и многие другие, поддался соблазну поиграть с теорией так, чтобы описать двухфотонный резонанс на энергии 750 ГэВ, не нарушив при этом имеющиеся экспериментальные ограничения. Оказалось, что такой резонанс можно наблюдать в Стандартной модели, дополненной синглетом и набором дираковских фермионов. Если эти новые фермионы участвуют в сильных взаимодействиях, то, чтобы избежать экспериментальных ограничений, достаточно одного фермиона с массой 400 ГэВ и константой связи 2.5. Эти параметры лежат на границе возможного: если новые фермионы будут легче, то синглет будет распадаться на них, и тогда он должен по-другому проявиться в экспериментальных данных, а если константа связи будет больше, то перестанет работать теория возмущений. Другой вариант — это построить зеркальную копию Стандартной модели с тремя поколениями векторных кварков и лептонов на уровне энергии 1 ТэВ. Если же новые фермионы не участвуют в сильных взаимодействиях, то сумма квадратов их зарядов должна быть около 30. Во всех случаях резонанс получается узким, что не совсем соответствовало экспериментальным данным.

Несмотря на то, что двухфотонный резонанс оказался флуктуацией, нельзя утверждать, что все связанные с ним работы были проделаны зря. Двухфотонный резонанс может послужить своеобразным справочником по моделям и идеям в будущем, когда (если?) будет

обнаружен сигнал новой физики.

Есть любопытная возможность увидеть киральную аномалию не только в виде распада пиона на два фотона, но и в виде разницы между вероятностями двух одновременно протекающих реакций — рождения пар $K^+\pi^0$ или $K^0\pi^+$ заряженным каоном в электромагнитном поле ядра. Вблизи порога амплитуда второй реакции обращается в ноль в соответствии с законом сохранения аксиального тока, в то время как в первой реакции остаётся вклад аномалии. При этом имеющиеся экспериментальные данные не позволяют определить знак интерференции между вкладом аномалии и вкладом от обмена векторными мезонами. Поэтому для эксперимента, проводящегося в настоящее время в Институте Физики Высоких Энергий, было сделано предсказание с двумя возможными сечениями реакции $K^+N \rightarrow K^+\pi^0N$. В зависимости от знака интерференции, в эксперименте в области $s < 0.6 \text{ ГэВ}^2$ ожидается в 2 или в 7 раз больше событий для реакции с аномалией, чем для реакции без аномалии.

Список литературы

- [1] **The HL-LHC project.**
<http://hilumilhc.web.cern.ch>
- [2] The ATLAS collaboration, **Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC.** // Phys. Lett. B716, 1 (2012); [arXiv:1207.7214](https://arxiv.org/abs/1207.7214).
- [3] The CMS collaboration, **Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC.** // Phys. Lett. B716, 30 (2012); [arXiv:1207.7235](https://arxiv.org/abs/1207.7235).
- [4] The ATLAS and CMS collaborations, **Combined measurement of the Higgs boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS experiments.** // Phys. Rev. Lett. 114, 191803 (2015); [arXiv:1503.07589](https://arxiv.org/abs/1503.07589).
- [5] D. de Florian, J. Mazzitelli, **Next-to-next-to-leading order QCD corrections to Higgs boson pair production.** // Proc. of Science LL2014, 029 (2014); [arXiv:1405.4704](https://arxiv.org/abs/1405.4704).
- [6] I. P. Ivanov, **Building and testing models with extended Higgs sectors.** // [arXiv:1702.03776](https://arxiv.org/abs/1702.03776).
- [7] S. L. Glashow, **Partial-symmetries of weak interactions.** // Nucl. Phys. 22, 579 (1961).
- [8] S. Weinberg, **A model of leptons.** // Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).
- [9] A. Salam, **Weak and electromagnetic interactions.** // ed. by N. Svartholm, **Elementary particle theory.** — Stockholm: Almqvist & Wiksell, 1969.
- [10] F. Englert, R. Brout, **Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons.** // Phys. Rev. Lett. 13, 321 (1964).
- [11] P. W. Higgs, **Broken symmetries and the masses of gauge bosons.** // Phys. Rev. Lett. 13, 508 (1964).
- [12] G. S. Gurlanik, C. R. Hagen, T. W. B. Kibble, **Global conservation laws and massless particles.** // Phys. Rev. Lett. 13, 585 (1964).
- [13] P. Sikivie, L. Susskind, M. Voloshin, V. Zakharov, **Isospin breaking in technicolor models.** // Nucl. Phys. B173, 189 (1980).
- [14] K. A. Olive et. al. (Particle Data Group), **Review of particle physics.** // Chinese Physics C38, 090001 (2014).
- [15] М. Пескин, Д. Шредер, **Введение в квантовую теорию поля.** / пер. с англ. А. А. Белавин. — Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001.

- [16] M. Wiesemann, R. Frederix, S. Frixione, *et. al.*, **Higgs production in association with bottom quarks.** // JHEP 1502, 132 (2015); [arXiv:1409.5301](#).
- [17] The LHC Higgs cross section working group collaboration, **Handbook of LHC Higgs cross sections: 4. Deciphering the nature of the Higgs sector.** // LHCHXSWG-DRAFT-INT-2016-012 (2016); [arXiv:1610.07922](#)
- [18] The LHC Higgs cross section working group collaboration, **Handbook of LHC Higgs cross sections: 1. Inclusive observables.** // CERN-2011-002 (2011); [arXiv:1101.0593](#)
- [19] Л. Б. Окунь, **Лептоны и кварки.** — М.: Наука, 1990.
- [20] M. Shifman, A. Vainshtein, M. B. Voloshin, V. Zakharov, **Higgs decay to two photons through the W -boson loop: no decoupling in the $m_W \rightarrow 0$ limit.** // Phys. Rev. D85, 013015 (2012); [arXiv:1109.1785](#).
- [21] The LHC Higgs cross section working group collaboration, **Handbook of LHC Higgs cross sections: 3. Higgs properties.** // CERN-2013-004 (2013); [arXiv:1307.1347](#)
- [22] M. Flehl for the ATLAS and CMS collaborations, **Higgs physics: review of recent results and prospects from ATLAS and CMS.** // Journal of Physics: Conference Series 631, 012028 (2015); [arXiv:1503.00632](#).
- [23] The CMS collaboration, **Search for the associated production of the Higgs boson with a top-quark pair.** // JHEP 1409, 087 (2014), errata: vol. 1410, p. 106; [arXiv:1408.1682](#).
- [24] The ATLAS collaboration, **Combined measurements of the Higgs boson production and decay rates in $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ and $H \rightarrow \gamma\gamma$ final states in pp collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV in the ATLAS experiment.** // ATLAS-CONF-2016-081 (2016)
- [25] The CMS collaboration, **Measurements of properties of the Higgs boson in the four-lepton final state at $\sqrt{s} = 13$ TeV.** // CMS PAS HIG-16-041 (2017)
- [26] The ATLAS and CMS collaborations, **Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV.** // JHEP 1608, 045 (2016); [arXiv:1606.02266](#).
- [27] The ATLAS collaboration, **Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector.** // Phys. Rev. D90, 112015 (2014); [arXiv:1408.7084](#).
- [28] The CMS collaboration, **Observation of the diphoton decay of the Higgs boson and measurements of its properties.** // Eur. Phys. J. C74, 3076 (2014); [arXiv:1407.0558](#).

- [29] The ATLAS collaboration, **Measurements of Higgs boson production and couplings in the four-lepton channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector.** // Phys. Rev. D91, 012006 (2015); [arXiv:1408.5191](#).
- [30] The CMS collaboration, **Measurement of the properties of a Higgs boson in the four-lepton final state.** // Phys. Rev. D89, 092007 (2014); [arXiv:1312.5353](#).
- [31] The ATLAS collaboration, **Observation and measurement of Higgs boson decays to WW^* with the ATLAS detector.** // Phys. Rev. D92, 012006 (2015); [arXiv:1412.2641](#).
- [32] The CMS collaboration, **Measurement of Higgs boson production and properties in the WW decay channel with leptonic final states.** // JHEP 1401, 096 (2014); [arXiv:1312.1129](#).
- [33] The ATLAS collaboration, **Evidence for the Higgs-boson Yukawa coupling to tau leptons with the ATLAS detector.** // JHEP 1504, 117 (2015); [arXiv:1501.04943](#).
- [34] The CMS collaboration, **Evidence for the 125 GeV Higgs boson decaying to a pair of τ leptons.** // JHEP 1405, 104 (2014); [arXiv:1401.5041](#).
- [35] The ATLAS collaboration, **Search for the $b\bar{b}$ decay of the Standard Model Higgs boson in associated $(W/Z)H$ production with the ATLAS detector.** // Journal of High Energy Physics 1501, 069 (2015); [arXiv:1409.6212](#).
- [36] The CMS collaboration, **Search for the standard model Higgs boson produced in association with a W or a Z boson and decaying to bottom quarks.** // Phys. Rev. D89, 012003 (2014); [arXiv:1310.3687](#).
- [37] The ATLAS collaboration, **Search for the Standard Model Higgs boson decay to $\mu^+\mu^-$ with the ATLAS detector.** // Phys. Lett. B738, 68 (2014); [arXiv:1406.7663](#).
- [38] The CMS collaboration, **Search for a standard model-like Higgs boson in the $\mu^+\mu^-$ and e^+e^- decay channels at the LHC.** // Phys. Lett. B744, 184 (2015); [arXiv:1410.6679](#).
- [39] The ATLAS collaboration, **Measurements of the Higgs boson production and decay rates and coupling strengths using pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV in the ATLAS experiment.** // Eur. Phys. J. C76, 6 (2016); [arXiv:1507.04548](#).
- [40] The CMS collaboration, **Precise determination of the mass of the Higgs boson and tests of compatibility of its couplings with the standard model predictions using proton collisions at 7 and 8 TeV.** // Eur. Phys. J. C75, 212 (2015); [arXiv:1412.8662](#).
- [41] А. И. Вайнштейн, М. Б. Волошин, В. И. Захаров, М. А. Шифман, **Низкоэнергетические теоремы для взаимодействия хиггсовского мезона с фотонами.** // Ядерная Физика 30, 1368 (1979).

- [42] B. A. Kniehl, M. Spira, **Low-energy theorems in Higgs physics.** // Zeitschrift für Physik C69, 77 (1995); [arXiv:hep-ph/9505225](#).
- [43] T. Plehn, M. Spira, P. M. Zerwas, **Pair production of neutral Higgs particles in gluon-gluon collisions.** // Nucl. Phys. B479, 46 (1996); [arXiv:hep-ph/9603205](#).
- [44] X. Li, M. B. Voloshin, **Remarks on double Higgs boson production by gluon fusion at threshold.** // Phys. Rev. D89, 013012 (2014); [arXiv:1311.5156](#).
- [45] N. Haba, K. Kaneta, Y. Mimura, E. Tsedenbaljir, **Higgs pair production at the LHC and ILC from general potential.** // Phys. Rev. D89, 015018 (2014); [arXiv:1311.0067](#).
- [46] R. Contino, M. Ghezzi, M. Moretti, *et. al.*, **Anomalous couplings in double Higgs production.** // JHEP 1208, 154 (2012); [arXiv:1205.5444](#).
- [47] The ATLAS collaboration, **Searches for Higgs boson pair production in the $hh \rightarrow bb\tau\tau$, $\gamma\gamma WW^*$, $\gamma\gamma bb$, $bbbb$ channels with the ATLAS detector.** // Phys. Rev. D92, 092004 (2015); [arXiv:1509.04670](#).
- [48] The CMS collaboration, **Search for two Higgs bosons in final states containing two photons and two bottom quarks in proton-proton collisions at 8 TeV.** // Phys. Rev. D94, 052012 (2016); [arXiv:1603.06896](#).
- [49] The ATLAS collaboration, **Search for pair production of Higgs bosons in the $b\bar{b}b\bar{b}$ final state using proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector.** // Phys. Rev. D94, 052002 (2016); [arXiv:1606.04782](#).
- [50] S. Adler, **Axial-vector vertex in spinor electrodynamics.** // Phys. Rev. 177, 2426 (1969).
- [51] J. S. Bell, R. Jackiw, **A PCAC puzzle: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in the σ -model.** // Il Nuovo Cimento 60, 47 (1969).
- [52] R. J. Crewther, **Nonperturbative evaluation of the anomalies in low-energy theorems.** // Phys. Rev. Lett. 28, 1421 (1972).
- [53] M. S. Chanowitz, J. Ellis, **Canonical anomalies and broken scale invariance.** // Phys. Lett. B40, 397 (1972).
- [54] S. L. Adler, **Anomalies to all orders.** // ed. by G. 't. Hooft, **50 years of Yang-Mills Theory.** — Singapore: World Scientific Publishing, 2005; [arXiv:hep-th/0405040](#).
- [55] J. M. Jauch, F. Rohrlich, **The theory of photons and electrons.** — Cambridge: Addison-Wesley, 1955.
- [56] C. R. Hagen, **Derivation of Adler's divergence condition from the field equations.** // Phys. Rev. 177, 2622 (1969).

- [57] R. Jackiw, K. Johnson, **Anomalies of the axial-vector current.** // Phys. Rev. 182, 1459 (1969).
- [58] R. A. Brandt, **Axial-vector current in spinor electrodynamics.** // Phys. Rev. 180, 1490 (1969).
- [59] J. Schwinger, **On gauge invariance and vacuum polarization.** // Phys. Rev. 82, 664 (1951).
- [60] K. Fujikawa, **Path-integral measure for gauge-invariant fermion theories.** // Phys. Rev. Lett. 42, 1195 (1979).
- [61] K. Fujikawa, **Path integral for gauge theories with fermions.** // Phys. Rev. D21, 2848 (1980).
- [62] С. Трейман, Р. Джекив, Д. Гросс, **Лекции по алгебре токов.** / пер. с англ. Н. Н. Николаев, В. А. Новиков. — М.: Атомиздат, 1977.
- [63] S. L. Adler, **Anomalies.** // [arXiv:hep-th/0411038](https://arxiv.org/abs/hep-th/0411038).
- [64] E. V. Zhemchugov, **On $Z \rightarrow \gamma\gamma$ decay and cancellation of axial anomaly in $Z \rightarrow \gamma\gamma$ transition amplitude for massive fermions.** // Phys. At. Nucl. 77, 1390 (2014); [arXiv:1402.1203](https://arxiv.org/abs/1402.1203).
- [65] M. Veltman, **Theoretical aspects of high-energy neutrino interactions.** // Proc. Roy. Soc. A301, 107 (1967).
- [66] D. G. Sutherland, **Current algebra and some non-strong mesonic decays.** // Nucl. Phys. B2, 433 (1967).
- [67] A. M. Bernstein, B. R. Holstein, **Neutral pion lifetime measurements and the QCD chiral anomaly.** // Rev. Mod. Phys. 85, 49 (2013); [arXiv:1112.4809](https://arxiv.org/abs/1112.4809).
- [68] A. Manohar, H. Georgi, **Chiral quarks and the non-relativistic quark model.** // Nucl. Phys. B234, 189 (1984).
- [69] J. F. Donoghue, E. Golowich, B. R. Holstein, **Kaon decays and determination of the scale of chiral symmetry.** // Phys. Rev. D30, 587 (1984).
- [70] B. Ananthanarayan, B. Moussallam, **Electromagnetic corrections in the anomaly sector.** // JHEP 0205, 052 (2002); [arXiv:hep-ph/0205232](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0205232).
- [71] J. L. Goity, A. M. Bernstein, B. R. Holstein, **The decay $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ to next to leading order in Chiral Perturbation Theory.** // Phys. Rev. D66, 076104 (2002); [arXiv:hep-ph/0206007](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0206007).
- [72] K. Kampf, B. Moussallam, **Chiral expansions of the π^0 lifetime.** // Phys. Rev. D79, 076005 (2009); [arXiv:0901.4688](https://arxiv.org/abs/0901.4688).

- [73] М. В. Терентьев, **О возможной связи между амплитудами процессов $e^+e^- \rightarrow 3\pi$, $\gamma\gamma \rightarrow 3\pi$ и $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.** // Письма в ЖЭТФ 14, 140 (1971).
- [74] М. В. Терентьев, **Электромагнитные свойства π -мезонов.** // УФН 112, 37 (1974).
- [75] J. Wess, B. Zumino, **Consequences of anomalous Ward identities.** // Phys. Lett. B37, 95 (1971).
- [76] S. L. Adler, B. W. Lee, S. B. Treiman, A. Zee, **Low-energy theorem for $\gamma+\gamma \rightarrow \pi+\pi+\pi$.** // Phys. Rev. D4, 3497 (1971).
- [77] M. V. Terent'ev, **Process $\pi^\pm \rightarrow \pi^0\pi^\pm$ in Coulomb field and anomalous divergence of neutral axial-vector current.** // Phys. Lett. B38, 419 (1972).
- [78] А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, **Квантовая электродинамика.** — М.: Наука, 1969.
- [79] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, **Теоретическая физика: Учебное пособие.** В 10 т. Т. 4 / В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, **Квантовая электродинамика.** — 3 изд., испр.— М.: Наука, 1989.
- [80] Yu. M. Antipov, V. A. Batarin, V. A. Bessubov, *et. al.*, **Investigation of the chiral anomaly $\gamma \rightarrow 3\pi$ in pion pair production by pion in the nuclear Coulomb field.** // Phys. Rev. D36, 21 (1987).
- [81] J. Bijnens, A. Bramon, F. Cornet, **Three-pseudoscalar photon interactions in chiral perturbation theory.** // Phys. Lett. B237, 488 (1990).
- [82] T. Hannah, **The anomalous process $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$ to two loops.** // Nucl. Phys. B593, 577 (2001); [arXiv:hep-ph/0102213](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0102213).
- [83] Ll. Ametller, M. Knecht, P. Talavera, **Electromagnetic corrections to $\gamma\pi^\pm \rightarrow \pi^0\pi^\pm$.** // Phys. Rev. D64, 094009 (2001); [arXiv:hep-ph/0107127](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0107127).
- [84] The COMPASS collaboration, **COMPASS-II proposal.** // CERN-SPSC-2010-014 (2010)
- [85] A. Hill, J. J. van. der. Bij, **Strongly interacting singlet-doublet Higgs model.** // Phys. Rev. D36, 3463 (1987).
- [86] B. Patt, F. Wilczek, **Higgs-field portal into hidden sectors.** // [arXiv:hep-ph/0605188](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0605188).
- [87] K. Assamagan, Ch-Y. Chen, J. P. Chou, *et. al.*, **The Higgs portal and cosmology.** // [arXiv:1604.05324](https://arxiv.org/abs/1604.05324).
- [88] T. D. Lee, C. N. Yang, **Question of parity conservation in weak interactions.** // Phys. Rev. 104, 254 (1956), errata: vol. 106, p. 1371.
- [89] И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, И. Я. Померанчук, **О возможности экспериментального обнаружения зеркальных частиц.** // Ядерная Физика 3, 1154 (1966).

- [90] Л. Б. Окунь, **Зеркальные частицы и зеркальная материя: 50 лет гипотез и поисков.** // УФН 177, 397 (2007).
- [91] Z. Chacko, H-S. Goh, R. Harnik, **The twin Higgs: natural electroweak breaking from mirror symmetry.** // Phys. Rev. Lett. 96, 231802 (2006); [arXiv:hep-ph/0506256](#).
- [92] S. Profumo, M. J. Ramsey-Musolf, G. Shaughnessy, **Singlet higgs phenomenology and the electroweak phase transition.** // JHEP 0708, 010 (2007); [arXiv:0705.2425](#).
- [93] D. E. Morrissey, M. J. Ramsey-Musolf, **Electroweak baryogenesis.** // New J. Phys. 14, 125003 (2012); [arXiv:1206.2942](#).
- [94] E. Gabrielli, M. Heikinheimo, K. Kannike, *et. al.*, **Towards completing the Standard Model: vacuum stability, EWSB and Dark Matter.** // Phys. Rev. D89, 015017 (2014); [arXiv:1309.6632](#).
- [95] S. Profumo, M. J. Ramsey-Musolf, C. L. Wainwright, P. Winslow, **Singlet-catalyzed electroweak phase transitions and precision Higgs studies.** // Phys. Rev. D91, 035018 (2015); [arXiv:1407.5342](#).
- [96] J. McDonald, **Gauge singlet scalars as cold Dark Matter.** // Phys. Rev. D50, 3637 (1994); [arXiv:hep-ph/0702143](#).
- [97] J. A. Casas, D. G. Gerdeño, J. M. Moreno, J. Quilis, **Reopening the Higgs portal for singlet scalar Dark Matter.** // [arXiv:1701.08134](#).
- [98] M. Gonderinger, Y. Li, H. Patel, M. J. Ramsey-Musolf, **Vacuum stability, perturbativity, and scalar singlet Dark Matter.** // JHEP 1001, 053 (2010); [arXiv:0910.3167](#).
- [99] M. Kadastik, K. Kannike, A. Racioppi, **Implications of the 125 GeV Higgs boson for scalar dark matter and for the CMSSM phenomenology.** // JHEP 1205, 061 (2012); [arXiv:1112.3647](#).
- [100] V. Barger, P. Langacker, M. McCaskey, *et. al.*, **Complex singlet extension of the Standard Model.** // Phys. Rev. D79, 015018 (2009); [arXiv:0811.0393](#).
- [101] M. Gonderinger, H. Lim, M. J. Ramsey-Musolf, **Complex scalar singlet Dark Matter: vacuum stability and phenomenology.** // Phys. Rev. D86, 043511 (2012); [arXiv:1202.1316](#).
- [102] V. Barger, P. Langacker, M. McCaskey, *et. al.*, **LHC phenomenology of an extended Standard Model with a real scalar singlet.** // Phys. Rev. D77, 035005 (2008); [arXiv:0706.4311](#).
- [103] C. Caillol, B. Clerbaux, J-M. Frère, S. Mollet, **Precision vs discovery: a simple benchmark.** // Eur. Phys. J. C129, 93 (2014); [arXiv:1304.0386](#).

- [104] L. Basso, O. Fischer, J. J. van. der. Bij, **A renormalization group analysis of the Hill model and its HEIDI extension.** // Phys. Lett. B730, 326 (2014); [arXiv:1309.6086](#).
- [105] J. M. No, M. Ramsey-Musolf, **Probing the Higgs Portal at the LHC Through Resonant di-Higgs Production.** // Phys. Rev. D89, 095031 (2014); [arXiv:1310.6035](#).
- [106] J. de. Blas, M. Chala, M. Perez-Victoria, J. Santiago, **Observable effects of general new scalar particles.** // JHEP 1504, 078 (2015); [arXiv:1412.8480](#).
- [107] M. Gorbahn, J. M. No, V. Sanz, **Benchmarks for Higgs effective theory: extended Higgs sectors.** // JHEP 1510, 036 (2015); [arXiv:1502.07352](#).
- [108] S. Ghosh, A. Kundu, S. Ray, **Potential of a singlet scalar enhanced Standard Model.** // Phys. Rev. D93, 115034 (2016); [arXiv:1512.05786](#).
- [109] S. I. Godunov, A. N. Rozanov, M. I. Vysotsky, E. V. Zhemchugov, **Extending the Higgs sector: an extra singlet.** // Eur. Phys. J. C76, 1 (2016); [arXiv:1503.01618](#).
- [110] V. A. Novikov, L. B. Okun, A. N. Rozanov, M. I. Vysotsky, **Theory of Z boson decays.** // Rept. Prog. Phys. 62, 1275 (1999); [arXiv:hep-ph/9906465](#).
- [111] М. И. Высоцкий, В. А. Новиков, Л. Б. Окунь, А. Н. Розанов, **Электрослабые радиационные поправки в распадах Z -бозона.** // УФН 166, 539 (1996).
- [112] D. Bardin, W. Beenakker, M. Bilenky, *et. al.*, **Electroweak working group report.** // CERN-95-03A, CERN-YELLOW-95-03A (1997)
- [113] V. Novikov, L. Okun, A. Rozanov, M. Vysotsky, **LEPTOP.** // CPPM/95-1, ITEP/19-95 (1995); [arXiv:hep-ph/9503308](#)
- [114] The Gfitter group, **The global electroweak fit at NNLO and prospects for the LHC and ILC.** // Eur. Phys. J. C74, 3046 (2014); [arXiv:1407.3792](#).
- [115] V. A. Novikov, L. B. Okun, M. I. Vysotsky, **On the electroweak one-loop corrections.** // Nucl. Phys. B397, 35 (1992).
- [116] R. Barbieri, M. Beccaria, P. Ciafaloni, *et. al.*, **Two-loop heavy-top effects in the Standard Model.** // Nucl. Phys. B409, 105 (1993).
- [117] The ATLAS collaboration, **Updated coupling measurements of the Higgs boson with the ATLAS detector using up to 25 fb^{-1} of proton-proton collision data.** // ATLAS-CONF-2014-009 (2014)
- [118] A. Hoecker, **Physics at the LHC Run-2 and beyond.** // 2016 European School of High-Energy Physics (ESHEP 2016), Skeikampen, Norway, 15–28 June 2016; [arXiv:1611.07864](#)

- [119] The CMS collaboration, **Search for a Higgs boson in the mass range from 145 to 1000 GeV decaying to a pair of W or Z bosons.** // JHEP 1510, 144 (2015); [arXiv:1504.00936](#).
- [120] The ATLAS collaboration, **Search for an additional, heavy Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ$ decay channel at $\sqrt{s} = 8$ TeV in pp collision data with the ATLAS detector.** // Eur. Phys. J. C76, 45 (2016); [arXiv:1507.05930](#).
- [121] The ATLAS collaboration, **Searches for heavy ZZ and ZW resonances in the $\ell\ell qq$ and $\nu\nu qq$ final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector.** // ATLAS-CONF-2016-082 (2016)
- [122] J. Schechter, J. W. F. Valle, **Neutrino masses in $SU(2) \otimes U(1)$ theories.** // Phys. Rev. D22, 2227 (1980).
- [123] T. P. Cheng, L-F. Li, **Neutrino masses, mixings, and oscillations in $SU(2) \times U(1)$ models of electroweak interactions.** // Phys. Rev. D22, 2860 (1980).
- [124] M. Magg, Ch. Wetterich, **Neutrino mass problem and gauge hierarchy.** // Phys. Lett. B94, 61 (1980).
- [125] R. N. Mohapatra, G. Senjanović, **Neutrino masses and mixings in gauge models with spontaneous parity violation.** // Phys. Rev. D23, 165 (1981).
- [126] The ATLAS collaboration, **Search for anomalous production of prompt same-sign lepton pairs and pair-produced double charged Higgs bosons with $\sqrt{s} = 8$ TeV pp collisions using the ATLAS detector.** // JHEP 1503, 041 (2015); [arXiv:1412.0237](#).
- [127] The CMS collaboration, **A search for a doubly-charged Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV.** // Eur. Phys. J. C72, 2189 (2012); [arXiv:1207.2666](#).
- [128] S. I. Godunov, M. I. Vysotsky, E. V. Zhemchugov, **Double higgs production at LHC, see-saw type II and Georgi-Machacek model.** // JETP 147, 426 (2015); [arXiv:1408.0184](#).
- [129] S. Kanemura, K. Yagyu, H. Yokoya, **First constraint on the mass of the doubly-charged Higgs bosons in the same-sign dilepton decay scenario at the LHC.** // Phys. Lett. B726, 316 (2013); [arXiv:1305.2383](#).
- [130] D. A. Ross, M. Veltman, **Neutral currents and the Higgs mechanism.** // Nucl. Phys. B95, 135 (1975).
- [131] M. J. Dolan, Ch. Englert, M. Spannowsky, **New Physics in LHC Higgs boson pair production.** // Phys. Rev. D87, 055002 (2013); [arXiv:1210.8166](#).
- [132] V. Barger, L. L. Everett, C. B. Jackson, *et. al.*, **New physics in resonant production of Higgs boson pairs.** // Phys. Rev. Lett. 114, 011801 (2015); [arXiv:1408.0003](#).

- [133] H. Georgi, M. Machacek, **Doubly charged Higgs bosons.** // Nucl. Phys. B262, 463 (1985).
- [134] M. S. Chanowitz, M. Golden, **Higgs boson triplets with $M_W = M_Z \cos \theta_W$.** // Phys. Lett. B165, 105 (1985).
- [135] J. F. Guinon, R. Vega, J. Wudka, **Higgs triplets in the standard model.** // Phys. Rev. D42, 1673 (1990).
- [136] J. F. Guinon, R. Vega, J. Wudka, **Naturalness problems for $\rho = 1$ and other large one-loop effects for a standard-model Higgs sector containing triplet fields.** // Phys. Rev. D43, 2322 (1991).
- [137] S. Kraml, G. Azuelos, D. Dominici, *et. al.*, **Workshop on CP studies and non-standard Higgs physics.** // CERN2006-009 (2006); [arXiv:hep-ph/0608079](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0608079)
- [138] A. G. Akeroyd, H. Sugiyama, **Production of doubly charged scalars from the decay of singly charged scalars in the Higgs Triplet Model.** // Phys. Rev. D84, 035010 (2011); [arXiv:1105.2209](https://arxiv.org/abs/1105.2209).
- [139] M. Aoki, S. Kanemura, K. Yagyu, **Testing the triplet Higgs model with the mass difference at the LHC.** // Phys. Rev. D82, 0550007 (2012); [arXiv:1110.4625](https://arxiv.org/abs/1110.4625).
- [140] M. Aoki, S. Kanemura, M. Kikuchi, K. Yagyu, **Radiative corrections to the Higgs boson couplings in the triplet model.** // Phys. Rev. D87, 015012 (2013); [arXiv:1211.6029](https://arxiv.org/abs/1211.6029).
- [141] S. Blunier, G. Cottin, M. A. Díaz, B. Koch, **Phenomenology of a Higgs triplet model at future e^+e^- colliders.** // [arXiv:1611.07896](https://arxiv.org/abs/1611.07896).
- [142] K. Hartling, K. Kumar, H. E. Logan, **The decoupling limit in the Georgi-Machacek model.** // Phys. Rev. D90, (2014); [arXiv:1404.2640](https://arxiv.org/abs/1404.2640).
- [143] K. Hartling, K. Kumar, H. E. Logan, **GMCALC: a calculator for the Georgi-Machacek model.** // [arXiv:1412.7387](https://arxiv.org/abs/1412.7387).
- [144] Ch. Englert, E. Re, M. Spannowsky, **Triplet Higgs boson collider phenomenology after the LHC.** // Phys. Rev. D87, 095014 (2013); [arXiv:1302.6505](https://arxiv.org/abs/1302.6505).
- [145] Ch-W. Chiang, S. Kanemura, K. Yagyu, **Phenomenology of the Georgi-Machacek model at future electron-positron colliders.** // Phys. Rev. D93, 055002 (2016); [arXiv:1510.06297](https://arxiv.org/abs/1510.06297).
- [146] P. S. B. Dev, D. K. Ghosh, N. Okada, I. Saha, **125 GeV Higgs boson and the Type-II seesaw model.** // JHEP 1303, 150 (2013), errata: vol. 1305, p. 049; [arXiv:1301.3453](https://arxiv.org/abs/1301.3453).
- [147] P. F. Pérez, T. Han, G. Huang, *et. al.*, **Neutrino masses and the LHC: testing type II seesaw.** // Phys. Rev. D78, 015018 (2008); [arXiv:0805.3536](https://arxiv.org/abs/0805.3536).

- [148] A. Buckley, J. Ferrando, S. Lloyd, *et. al.*, **LHAPDF6: parton density access in the LHC precision era.** // Eur. Phys. J. C75, 132 (2015); [arXiv:1412.7420](#).
- [149] L. A. Harland-Lang, A. D. Martin, P. Motylinski, R. S. Thorne, **Parton ditributions in the LHC era: MMHT 2014 PDFs.** // Eur. Phys. J. C75, 204 (2015); [arXiv:1412.3989](#).
- [150] A. Denner, S. Dittmaier, S. Kallweit, A. Mück, **Electroweak corrections to Higgsstrahlung off W/Z bosons at the Tevatron and the LHC with Hawk.** // JHEP 1203, 075 (2012); [arXiv:1112.5142](#).
- [151] A. Denner, S. Dittmaier, S. Kallweit, A. Mück, **HAWK.**
<https://hawk.hepforge.org>
- [152] M. Aoki, S. Kanemura, **Unitarity bounds in the Higgs model including triplet fields with custodial symmetry.** // Phys. Rev. D77, 095009 (2008), errata: p. 059902; [arXiv:0712.4053](#).
- [153] S. I. Godunov, M. I. Vysotsky, E. V. Zhemchugov, **Suppression of $H \rightarrow VV$ decay channels in the Georgi-Machacek model.** // Phys. Lett. B751, 505 (2015); [arXiv:1505.05039](#).
- [154] Ch-W. Chiang, K. Yagyu, **Testing the custodial symmetry in the Higgs sector of the Georgi-Machacek model.** // JHEP 2013, 026 (2013); [arXiv:1211.2658](#).
- [155] Ch-W. Chiang, S. Kanemura, K. Yagyu, **Novel constraint on parameter space of the Georgi-Machacek model by current LHC data.** // Phys. Rev. D90, 115025 (2014); [arXiv:1407.5053](#).
- [156] S. Kanemura, M. Kikuchi, K. Yagyu, H. Yukoya, **Bounds on the mass of doubly-charged Higgs bosons in the same-sign diboson decay scenario.** // Phys. Rev. D90, 115018 (2014); [arXiv:1407.6547](#).
- [157] J. Chang, Ch-R. Chen, Ch-W. Chiang, **Higgs boson pair productions in the Georgi-Machacek model at the LHC.** // [arXiv:1701.06291](#).
- [158] The ATLAS collaboration, **Search for resonances decaying to photon pairs in 3.2 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector.** // ATLAS-CONF-2015-081 (2015)
- [159] The CMS collaboration, **Search for new physics in high mass diphoton events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$.** // CMS PAS EXO-15-004 (2015)
- [160] INSPIRE,
<http://inspirehep.net/search?p=atlas-conf-2015-081+or+cms-pas-exo-15-004>

- [161] B. Allanach, **Ambulance-chasing Large Hadron Collider collisions.**
<https://www.theguardian.com/science/life-and-physics/2014/sep/17/ambulance-chasing-large-hadron-collider-collisions>
- [162] M. Backović, **A theory of ambulance chasing.** // arXiv:1603.01204.
- [163] A. Strumia, **Interpreting the 750 GeV digamma excess: a review.** // arXiv:1605.09401.
- [164] The ATLAS collaboration, **Search for scalar diphoton resonances with 15.4 fb^{-1} of data collected at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ in 2015 and 2016 with the ATLAS detector.** // ATLAS-CONF-2016-059 (2016)
- [165] The CMS collaboration, **Search for resonant production of high mass photon pairs using 12.9 fb^{-1} of proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ and combined interpretation of searches at 8 and 13 TeV.** // (2016)
- [166] Jester, **After the hangover.**
<http://resonaances.blogspot.ru/2016/07/after-hangover.html>
- [167] S. I. Godunov, A. N. Rozanov, M. I. Vysotsky, E. V. Zhemchugov, **New physics at 1 TeV?** // JETP Letters 103, 635 (2016); arXiv:1602.02380.
- [168] A. Joglekar, J. L. Rosner, **Searching for signatures of E_6 .** // arXiv:1607.06900.
- [169] Л. Д. Ландау, **О полном угловом моменте системы двух фотонов.** // Доклады Академии Наук СССР 60, 208 (1948).
- [170] C. N. Yang, **Selection rules for the dematerialization of a particle into two photons.** // Phys. Rev. 77, 242 (1950).
- [171] S. Forte, G. Watt, **Progress in the determination of the partonic structure of the proton.** // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 63, 291 (2013); arXiv:1301.6754.
- [172] J. M. Campbell, J. W. Huston, W. J. Stirling, **Hard interactions for quarks and gluons: a primer for LHC physics.** // Rept. Prog. Phys. 70, 89 (2007); arXiv:hep-ph/0611148.
- [173] J. Baglio, A. Djouadi, **Higgs production at the LHC.** // JHEP 1103, 55 (2011); arXiv:1012.0530.
- [174] R. V. Harlander, W. B. Kilgore, **Next-to-next-to-leading order higgs production at hadron colliders.** // Phys. Rev. Lett. 88, 201801 (2002); arXiv:hep-ph/0201206.
- [175] M. R. Buckley, **Wide or narrow? The phenomenology of 750 GeV diphotons.** // Eur. Phys. J. C76, 345 (2016); arXiv:1601.04751.

- [176] The ATLAS collaboration, **Measurements of the Higgs boson production cross section at 7, 8 and 13 TeV centre-of-mass energies and search for new physics at 13 TeV in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$ final state with the ATLAS detector.** // ATLAS-CONF-2015-059 (2015)
- [177] R. Franceschini, G. F. Giudice, J. F. Kamenik, *et. al.*, **What is the $\gamma\gamma$ resonance at 750 GeV?** // JHEP 1603, 144 (2016); [arXiv:1512.04933](#).
- [178] The CMS collaboration, **Search for diphoton resonances in the mass range from 150 to 850 GeV in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV.** // Phys. Lett. B750, 494 (2015); [arXiv:1506.02301](#).
- [179] The ATLAS collaboration, **Analysis of events with b -jets and a pair of leptons of the same charge in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector.** // JHEP 1510, 150 (2015); [arXiv:1504.04605](#).
- [180] The ATLAS collaboration, **Search for production of vector-like quark pairs and of four top quarks in the lepton-plus-jets final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector.** // JHEP 1508, 105 (2015); [arXiv:1505.04306](#).
- [181] The CMS collaboration, **Search for vector-like charge $2/3$ T quarks in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV.** // Phys. Rev. D93, 012003 (2016); [arXiv:1509.04177](#).
- [182] M. Buchkremer, **Model independent analysis of heavy vector-like top partners.** // 49th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories, La Thuile, Italy, 15–22 March 2014; [arXiv:1405.2586](#)
- [183] The ATLAS collaboration, **Search for new phenomena in the dijet mass distribution using pp collision data at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector.** // Phys. Rev. D91, 052007 (2015); [arXiv:1407.1376](#).
- [184] V. M. Budnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin, V. G. Serbo, **The two-photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation.** // Physics Reports 15, 181 (1975).
- [185] L. A. Harland-Yang, V. A. Khoze, M. G. Ryskin, **The production of a diphoton resonance via photon-photon fusion.** // JHEP 1603, 182 (2016); [arXiv:1601.07187](#).
- [186] The ATLAS collaboration, **Search for heavy lepton resonances decaying to a Z boson and a lepton in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector.** // JHEP 1509, 108 (2015); [arXiv:1506.01291](#).
- [187] A. Djouadi, J. Ellis, R. Godbole, J. Quevillon, **Future collider signatures of the possible 750 GeV state.** // JHEP 1603, 205 (2016); [arXiv:1601.03696](#).

- [188] В. С. Буртовой, **Когерентное образование пар $(K^+\pi^0)$ -мезонов на ядрах меди в пучке заряженных каонов на установке «ОКА»**. // Ядерная Физика и Инжиниринг 5, 724 (2014).
- [189] H. Georgi, **Weak interactions**.
<http://www.people.fas.harvard.edu/~hgeorgi/weak.pdf>
- [190] M. I. Vysotsky, E. V. Zhemchugov, **Looking for chiral anomaly in $K\gamma \rightarrow K\pi$ reactions**. // Phys. Rev. D93, 094029 (2016), errata: vol. 94, p. 019901; [arXiv:1512.04438](https://arxiv.org/abs/1512.04438).
- [191] E. M. Henley, A. García, **Subatomic physics**. — Singapore: World scientific publishing, 2007.
- [192] В. Ф. Образцов, частная переписка (2016).
- [193] R. N. Rogalyov, **Chiral anomaly in $K\gamma \rightarrow K\pi$ reactions**. // Phys. At. Nucl. 64, 68 (2001).
- [194] В. С. Буртовой, **Когерентное образование пар $(K^+\pi^0)$ -мезонов на ядрах в пучке заряженных каонов**. // Ядерная физика 76, 488 (2013).