

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В. ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЧАСТИЦ И КОСМОЛОГИИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«ХИГГСОВСКИЙ СЕКТОР В  
СУПЕРСИММЕТРИЧНОМ ОБОБЩЕНИИ  
СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ С ЛЕГКИМ  
СГОЛДСТИНО»**

Выполнила студентка  
443 группы  
Крюкова Екатерина Андреевна

---

подпись студента

Научный руководитель:  
акад. РАН, доктор физ.-мат. наук, профессор  
Рубаков Валерий Анатольевич

---

подпись научного руководителя

Научный консультант:  
член-корр. РАН, доктор физ.-мат. наук, профессор  
Горбунов Дмитрий Сергеевич

---

подпись научного консультанта

Допущена к защите

Зав.кафедрой \_\_\_\_\_  
подпись зав.кафедрой

Москва  
2019

ОГЛАВЛЕНИЕ	
ВВЕДЕНИЕ	3
1 ЛАГРАНЖИАН	4
2 ВЕРШИНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ХИГГСОВ И СГОЛДСТИНО	6
3 ПОВОРОТ К МАССОВОМУ БАЗИСУ	8
3.1 Матрица поворота . . . . .	8
3.2 Новые трилинейные коэффициенты . . . . .	12
4 ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ	13
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	23
ПРИЛОЖЕНИЕ А ТРИЛИНЕЙНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ	24
ПРИЛОЖЕНИЕ В НОВЫЕ ТРИЛИНЕЙНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ	25
ПРИЛОЖЕНИЕ С ТРИЛИНЕЙНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ИЗ MSSM	26
ПРИЛОЖЕНИЕ D ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ВКЛАДЫ	26

## ВВЕДЕНИЕ

Суперсимметричные расширения Стандартной модели (СМ) интересны тем, что они позволяют решить многие её проблемы [1], [2]. Проверка конкретных суперсимметричных моделей производится на БАК [3]. В суперсимметричных теориях массы частиц-суперпартнеров равны, что не наблюдается в эксперименте. Поэтому для того, чтобы спектр масс суперсимметричной теории был реалистичным, необходимо спонтанно нарушить суперсимметрию. В результате такого нарушения массы суперпартнеров частиц СМ увеличиваются, а также появляются скалярная частица сголдстино  $s$  и псевдоскаляр  $p$  — суперпартнеры голдстоуновской частицы голдстино.

Феноменологически исследовать сголдстино удобно, сравнивая сечения процессов с участием  $s$  и  $p$  с процессами в СМ с небольшим сечением и теми же конечными частицами. Тогда, если в эксперименте обнаружится отклонение от предсказаний СМ, можно будет говорить об указании на существование суперсимметрии. Примером такого процесса может являться процесс двуххиггсовского рождения, пока не наблюдавшийся экспериментально.

Цель данной работы — рассмотреть возможность усиления двуххиггсовского рождения за счет процесса  $gg \rightarrow s \rightarrow hh$ , принимая во внимание ограничения из экспериментальных данных.

Были поставлены следующие задачи: определить трилинейные константы связи для вершин со сголдстино и хиггсовскими бозонами, провести диагонализацию массовой матрицы, найти сечение рождения сголдстино в протонных столкновениях, найти ширины распада сголдстино, определить сечение двуххиггсовского рождения и его зависимость от параметров задачи, определить границы областей, в которых имеет смысл рассматривать двуххиггсовское рождения в распаде сголдстино.

В разделе 1 представлены описание модели, лагранжиан сголдстино, явный вид скалярной части потенциала. В разделе 2 найдены трилинейные коэффициенты до смешивания. Поворот к массовому базису осуществлен в разделе 3. Численные расчеты сечений рождения и ширин, их зависимость от параметров задачи приведены в разделе 4. В заключении кратко изложены основные результаты работы.

# 1. ЛАГРАНЖИАН

Рассмотрим модель со спонтанным нарушением суперсимметрии, эффективно описываемым через мультиплет сголдстино [4]. Лагранжиан Минимальной суперсимметричной стандартной модели включает в себя сумму по всем калибровочным суперполям  $W_\alpha$  (после подстановки выражений для суперполей из этого слагаемого получают кинетические члены калибровочных полей)

$$\frac{1}{4} \sum_\alpha \int d^2\theta \text{Tr} W_\alpha W^\alpha + h.c., \quad (1.1)$$

где  $\theta$  обозначает грассманову переменную суперпространства, потенциал Кэлера, представляющий собой сумму по всем суперполям  $\Phi_k$  материи и хиггсовским полям

$$\int d^2\theta d^2\bar{\theta} \sum_k \Phi_k^\dagger e^{g_1 V_1 + g_2 V_2 + g_3 V_3} \Phi_k, \quad (1.2)$$

суперпотенциал

$$\int d^2\theta \left( \epsilon_{ij} \left( \mu H_D^i H_U^j + Y_{ab}^L L_a^j E_b^c H_D^i + Y_{ab}^D Q_a^j D_b^c H_D^i + Y_{ab}^U Q_a^i U_b^c H_U^j \right) \right) + h.c., \quad (1.3)$$

где  $\mu$  — вещественный параметр смешивания хиггсино,  $L, E$  — суперполя левых и правых лептонов,  $Q, U, D$  — суперполя левых, правых верхних и нижних кварков соответственно,  $H_U, H_D$  — суперполя двух хиггсовских дублетов,  $Y^{L,D,U}$  — юкавские матрицы.

Также в лагранжиан стоит включить члены, нарушающие суперсимметрию. В результате спонтанного нарушения суперсимметрии по теореме Голдстоуна появляется фермион голдстино  $G$ , а также его суперпартнер сголдстино  $\phi$ . Вместе они образуют киральное суперполе  $\Phi = \phi + \sqrt{2}\theta G + F_\phi \theta^2$ , где  $F_\phi$  — вспомогательное поле, чье ненулевое вакуумное среднее,  $\langle F_\phi \rangle \equiv F \neq 0$ , нарушает суперсимметрию. Отынтегрировав поля из скрытого сектора, где происходит спонтанное нарушение суперсимметрии, (кроме полей мультиплета голдстино) в пределе низких энергий, доступных для исследования на БАК, получим для полей СМ и МССМ итоговый лагранжиан [5]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_K + \mathcal{L}_{superpotential} + \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_\Phi, \quad (1.4)$$

где супермультиплет голдстино описывается лагранжианом

$$\mathcal{L}_\Phi = \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi^\dagger \Phi - \left( \int d^2\theta F \Phi + h.c. \right), \quad (1.5)$$

$$\mathcal{L}_K = \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \sum_k \left( 1 - \frac{m_k^2}{F^2} \Phi^\dagger \Phi \right) \Phi_k^\dagger e^{g_1 V_1 + g_2 V_2 + g_3 V_3} \Phi_k, \quad (1.6)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{superpotential} = & \int d^2\theta \epsilon_{ij} \left( \left( \mu - \frac{B}{F} \Phi \right) H_D^i H_U^j + \left( Y_{ab}^L + \frac{A_{ab}^L}{F} \Phi \right) L_a^j E_b^c H_D^i + \right. \\ & \left. + \left( Y_{ab}^D + \frac{A_{ab}^D}{F} \Phi \right) Q_a^j D_b^c H_D^i + \left( Y_{ab}^U + \frac{A_{ab}^U}{F} \Phi \right) Q_a^i U_b^c H_U^j \right) + h.c., \quad (1.7) \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{gauge} = \frac{1}{4} \sum_{\alpha} \int d^2\theta \left( 1 + \frac{2M_{\alpha}}{F} \right) \text{Tr} W_{\alpha} W^{\alpha} + h.c. \quad (1.8)$$

Здесь к кэлеровскому потенциалу  $\mathcal{L}_K$ , суперпотенциалу  $\mathcal{L}_{superpotential}$  и кинетическому члену калибровочных полей  $\mathcal{L}_{gauge}$  добавлены SUSY-нарушающие слагаемые, пропорциональные мягким параметрам (массам суперпартнеров  $m_k$ ,  $M_{\alpha}$  и трилинейным константам  $A_{ab}^L$ ,  $A_{ab}^D$ ,  $A_{ab}^U$ ).

Из полученного лагранжиана можно выделить часть потенциала, относящуюся только к скалярным полям, с которой будем работать в дальнейшем. На уравнениях движения для  $D$ - и  $F$ - членов получаем потенциал для скалярных полей, который согласуется с результатом, полученным в [6]

$$V = V_{11} + V_{12} + V_{21} + V_{22}, \quad (1.9)$$

$$V_{11} = \frac{g_1^2}{8} \left( 1 + \frac{M_1}{F} (\phi + \phi^*) \right)^{-1} \left[ h_d^{\dagger} h_d - h_u^{\dagger} h_u - \frac{\phi^* \phi}{F^2} \left( m_d^2 h_d^{\dagger} h_d - m_u^2 h_u^{\dagger} h_u \right) \right]^2, \quad (1.10)$$

$$\begin{aligned} V_{12} = \frac{g_2^2}{8} \left( 1 + \frac{M_2}{F} (\phi + \phi^*) \right)^{-1} & \left[ h_d^{\dagger} \sigma_a h_d + h_u^{\dagger} \sigma_a h_u - \right. \\ & \left. - \frac{\phi^* \phi}{F^2} \left( m_d^2 h_d^{\dagger} \sigma_a h_d + m_u^2 h_u^{\dagger} \sigma_a h_u \right) \right]^2. \quad (1.11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V_{21} = & \left( 1 - \frac{m_u^2}{F^2} h_u^{\dagger} h_u - \frac{m_d^2}{F^2} h_d^{\dagger} h_d - \frac{m_u^4}{F^4} \phi^* \phi h_u^{\dagger} h_u - \frac{m_d^4}{F^4} \phi^* \phi h_d^{\dagger} h_d \right)^{-1} \\ & \left| F + (-h_d^0 h_u^0 + h^- h^+) \left( \frac{B}{F} - \frac{m_u^2 + m_d^2}{F^2} \phi^* \left( \mu - \frac{B}{F} \phi \right) \right) \right|^2, \quad (1.12) \end{aligned}$$

$$V_{22} = \frac{\mu^2}{F^2} |\phi|^2 \left( m_u^2 h_d^{\dagger} h_d + m_d^2 h_u^{\dagger} h_u \right) + \left| \mu - \frac{B}{F} \phi \right|^2 \left( h_d^{\dagger} h_d + h_u^{\dagger} h_u \right). \quad (1.13)$$

Здесь  $g_1, g_2$  — константы связи групп  $U(1)_Y, SU(2)_L$ ,  $M_1, M_2$  — мягкие массы, соответствующие калибрино,  $\sqrt{F}$  — масштаб нарушения суперсимметрии,  $h_d = \begin{pmatrix} h_d^0 \\ h^- \end{pmatrix}$ ,  $h_u = \begin{pmatrix} h^+ \\ h_u^0 \end{pmatrix}$  — дублеты полей Хиггса,  $\sigma_a$  — матрицы Паули.

## 2. ВЕРШИНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ХИГГСОВ И СГОЛДСТИНО

Разложение полей вокруг электрослабого вакуума имеет вид ( $v_u \equiv v \sin \beta$ ,  $v_d \equiv v \cos \beta$ ,  $v = 174$  ГэВ) [7]

$$h_u^0 = v_u + \frac{1}{\sqrt{2}}(h \cos \alpha + H \sin \alpha) + \frac{i}{\sqrt{2}}A \cos \beta, \quad (2.1)$$

$$h_d^0 = v_d + \frac{1}{\sqrt{2}}(-h \sin \alpha + H \cos \alpha) + \frac{i}{\sqrt{2}}A \sin \beta. \quad (2.2)$$

Выделим из поля сголдстино скаляр  $s$  и псевдоскаляр  $p$

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(s + ip). \quad (2.3)$$

Подставляя эти разложения в потенциал, найдем в лидирующем порядке по  $F^{-1}$  вершины взаимодействия хиггсовских бозонов и сголдстино. Формулы получаются достаточно громоздкими и содержат большое число параметров. Для того, чтобы упростить коэффициенты в членах взаимодействия, перейдем к массам

$$m_Z^2 \equiv \frac{g_1^2 + g_2^2}{2}v^2, \quad m_A^2 \equiv m_u^2 + m_d^2 + 2\mu^2. \quad (2.4)$$

Если считать, что вакуум выбран правильно, то в выражении для потенциала не должно быть линейных слагаемых с  $h, H$ . Отсюда получаются уравнения связи:

$$\frac{1}{2}m_Z^2 + \mu^2 = \frac{m_d^2 - m_u^2 \operatorname{tg}^2 \beta}{\operatorname{tg}^2 \beta - 1}, \quad (2.5)$$

$$\sin 2\beta = \frac{2B}{m_A^2}. \quad (2.6)$$

Также потребуем, чтобы был равен нулю коэффициент при члене  $hH$ , получим из этого связь на тангенсы углов:

$$\frac{\operatorname{tg} 2\alpha}{\operatorname{tg} 2\beta} = \frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2}. \quad (2.7)$$

Используя эти соотношения, получим вершины взаимодействия хиггсовских бозонов и сголдстино. Приведем здесь ответы для трилинейных коэффициентов вершин  $sHH$ ,  $shh$ . Формулы для других вершин ( $shH$ ,  $sAA$ ,  $sh^+h^-$ ,  $pAH$ ,  $pAh$ ,  $ssH$ ,  $ssh$ ,  $ppH$ ,  $pph$ ) можно найти в Приложении А.

Слагаемое  $sHH$ :

$$\frac{1}{F\sqrt{2}} \left( -\frac{v^2}{4} (g_1^2 M_1 + g_2^2 M_2) (2 \cos 2\alpha \cos 2\beta - \sin 2\alpha \sin 2\beta + 1) + \right. \\ \left. + \mu \sin 2\alpha \left[ \frac{m_A^2}{2} \left( 1 - \frac{\sin 2\beta}{\sin 2\alpha} \right) - \mu^2 \right] \right). \quad (2.8)$$

Слагаемое  $shh$ :

$$\frac{1}{F\sqrt{2}} \left( \frac{v^2}{4} (g_1^2 M_1 + g_2^2 M_2) (2 \cos 2\alpha \cos 2\beta - \sin 2\alpha \sin 2\beta - 1) - \mu \sin 2\alpha \left[ \frac{m_A^2}{2} \left( 1 + \frac{\sin 2\beta}{\sin 2\alpha} \right) - \mu^2 \right] \right). \quad (2.9)$$

### 3. ПОВОРОТ К МАССОВОМУ БАЗИСУ

#### 3.1. Матрица поворота

В пределе  $F \rightarrow \infty$  и при конечных мягких параметрах выбранное ранее разложение (2.1), (2.2) приводит массовую матрицу полей  $H, h$  к диагональному виду. В этом пределе супермультиплет сголдстино тяжелый, то есть поля  $s$  и  $p$  следует отынтегрировать. При конечном  $F$  и сголдстино с массами порядка 100 ГэВ – 1 ТэВ добавляется скалярное поле  $s$  и в массовой матрице полей  $H, h, s$  появляются ненулевые элементы, расположенные вне главной диагонали. В данном разделе с помощью ортогонального преобразования перейдем к таким полям  $\tilde{H}, \tilde{h}, \tilde{s}$ , чтобы массовая матрица в новом базисе стала диагональной. Проведем аналогичное преобразование и для массовой матрицы полей  $A, p$ , выполнив переход к полям  $\tilde{A}, \tilde{p}$ .

Массовые члены до смешивания имеют следующий вид:

$$\frac{1}{2} (H \ h \ s) \begin{pmatrix} m_H^2 & 0 & Y/F \\ 0 & m_h^2 & X/F \\ Y/F & X/F & m_s^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ h \\ s \end{pmatrix} + \frac{1}{2} (A \ p) \begin{pmatrix} m_A^2 & Z/F \\ Z/F & m_p^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ p \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

где

$$X = v \left( \frac{g_1^2 M_1 + g_2^2 M_2}{2} v^2 \cos 2\beta \sin(\alpha + \beta) + \mu m_A^2 \sin 2\beta \sin(\alpha - \beta) + (m_A^2 - 2\mu^2) \mu \cos(\alpha + \beta) \right), \quad (3.2)$$

$$Y = -v \left( \frac{g_1^2 M_1 + g_2^2 M_2}{2} v^2 \cos 2\beta \cos(\alpha + \beta) + \mu m_A^2 \sin 2\beta \cos(\alpha - \beta) + (2\mu^2 - m_A^2) \mu \sin(\alpha + \beta) \right), \quad (3.3)$$

$$Z = \mu v (m_A^2 - 2\mu^2). \quad (3.4)$$

Для того, чтобы привести массовую матрицу  $3 \times 3$  к диагональному виду, рассмотрим такой поворот:

$$\begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi & 0 \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \psi & 0 & \sin \psi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \psi & 0 & \cos \psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} m_H^2 & 0 & Y/F \\ 0 & m_h^2 & X/F \\ Y/F & X/F & m_s^2 \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \psi & 0 & -\sin \psi \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \psi & 0 & \cos \psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi & 0 \\ \sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.5)$$



Перемножим эти матрицы и разложим в ряд по  $1/F$  по теории возмущений, считая что углы  $\phi, \psi, \theta$  имеют по  $1/F$  хотя бы 1й порядок малости. Сохраняя слагаемые вплоть до 2го порядка малости, получаем выражения для элементов вне главной диагонали (матрица получается симметричная, координаты: (строка, столбец))

$$(1, 2) : \frac{Y\theta}{F} + \frac{X\psi}{F} - m_h^2\theta\psi + m_s^2\theta\psi + m_h^2\phi - m_H^2\phi, \quad (3.6)$$

$$(1, 3) : \frac{Y}{F} - m_H^2\psi + m_s^2\psi + \frac{X}{F}\phi - m_h^2\theta\phi + m_s^2\theta\phi, \quad (3.7)$$

$$(2, 3) : -\frac{Y}{F}\phi + m_H^2\phi\psi - m_s^2\phi\psi + \frac{X}{F} - m_h^2\theta + m_s^2\theta. \quad (3.8)$$

Приравнивая нулю в (1, 3), (2, 3) сумму слагаемых первого порядка малости, получаем условия:

$$\psi = \frac{Y}{F(m_H^2 - m_s^2)}, \quad (3.9)$$

$$\theta = \frac{X}{F(m_h^2 - m_s^2)}. \quad (3.10)$$

Тогда из (3.10) и выражения для элемента (1, 2) становится ясно, что  $\phi$  — величина 2го порядка малости по  $1/F$ ,

$$\phi = \frac{XY}{F^2(m_h^2 - m_s^2)(m_H^2 - m_h^2)}. \quad (3.11)$$

Чтобы проверить явно этот результат и получить выражения для полей в новом базисе, перемножим первые 3 матрицы из (3.5), разложив косинусы и синусы до величин 2го порядка малости:  $\cos \phi \simeq 1$ ,  $\cos \psi \simeq 1 - \psi^2/2$ ,  $\cos \theta \simeq 1 - \theta^2/2$ ,  $\sin \phi = \phi$ ,  $\sin \psi = \psi$ ,  $\sin \theta = \theta$ . Получим матрицу перехода:

$$C = \begin{pmatrix} 1 - \psi^2/2 & \phi - \psi\theta & \psi \\ -\phi & 1 - \theta^2/2 & \theta \\ -\psi & -\theta & 1 - \psi^2/2 - \theta^2/2 \end{pmatrix}, \quad (3.12)$$

$$(H \ h \ s) = (\tilde{H} \ \tilde{h} \ \tilde{s}) C. \quad (3.13)$$

Старые поля выражаются через новые следующим образом

$$\begin{aligned} H &= \tilde{H} \left(1 - \frac{\psi^2}{2}\right) - \tilde{h}\phi - \tilde{s}\psi = \\ &= \tilde{H} \left(1 - \frac{Y^2}{2(m_H^2 - m_s^2)^2 F^2}\right) - \tilde{h} \frac{XY}{F^2(m_h^2 - m_s^2)(m_H^2 - m_h^2)} - \tilde{s} \frac{Y}{F(m_H^2 - m_s^2)}, \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$h = \tilde{H}(\phi - \theta\psi) + \tilde{h}\left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right) - \tilde{s}\theta = \tilde{H}\frac{XY}{F^2(m_H^2 - m_s^2)(m_H^2 - m_h^2)} + \\ + \tilde{h}\left(1 - \frac{X^2}{2(m_h^2 - m_s^2)^2 F^2}\right) - \tilde{s}\frac{X}{F(m_h^2 - m_s^2)}, \quad (3.15)$$

$$s = \tilde{H}\psi + \tilde{h}\theta + \tilde{s}\left(1 - \frac{\psi^2}{2} - \frac{\theta^2}{2}\right) = \tilde{H}\frac{Y}{F(m_H^2 - m_s^2)} + \tilde{h}\frac{X}{F(m_h^2 - m_s^2)} + \\ + \tilde{s}\left(1 - \frac{Y^2}{2(m_H^2 - m_s^2)^2 F^2} - \frac{X^2}{2(m_h^2 - m_s^2)^2 F^2}\right). \quad (3.16)$$

Массовая матрица приводится к виду (как видно, след сохранился с точностью до 2го порядка):

$$C \begin{pmatrix} m_H^2 & 0 & Y/F \\ 0 & m_h^2 & X/F \\ Y/F & X/F & m_s^2 \end{pmatrix} C^T = \\ = \begin{pmatrix} m_H^2 + \frac{Y^2}{(m_H^2 - m_s^2)F^2} & 0 & 0 \\ 0 & m_h^2 + \frac{X^2}{(m_h^2 - m_s^2)F^2} & 0 \\ 0 & 0 & m_s^2 - \frac{Y^2}{(m_H^2 - m_s^2)F^2} - \frac{X^2}{(m_h^2 - m_s^2)F^2} \end{pmatrix}. \quad (3.17)$$

Отсюда становится ясно, что с точностью до слагаемых 2го порядка по  $1/F$   $m_H$ ,  $m_h$  и  $m_s$  являются массами тяжелого и легкого хиггсовских бозонов и сголдстино соответственно.

Проделаем схожие вычисления для массовой матрицы  $2 \times 2$ :

$$\begin{pmatrix} 1 - \xi^2/2 & \xi \\ -\xi & 1 - \xi^2/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_A^2 & Z/F \\ Z/F & m_p^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 - \xi^2/2 & -\xi \\ \xi & 1 - \xi^2/2 \end{pmatrix} = \\ = \begin{pmatrix} m_A^2(1 - \xi^2) + 2\xi Z/F + m_p^2 \xi^2 & -m_A^2 \xi + Z/F + m_p^2 \xi \\ -m_A^2 \xi + Z/F + m_p^2 \xi & m_A^2 \xi^2 - 2\xi Z/F + m_p^2(1 - \xi^2) \end{pmatrix}, \quad (3.18)$$

откуда

$$\xi = \frac{Z}{F(m_A^2 - m_p^2)}. \quad (3.19)$$

Можно выразить старые поля через новые:

$$A = \tilde{A}\left(1 - \frac{Z^2}{2(m_A^2 - m_p^2)^2 F^2}\right) - \tilde{p}\frac{Z}{F(m_A^2 - m_p^2)}, \quad (3.20)$$

$$p = \tilde{A}\frac{Z}{F(m_A^2 - m_p^2)} + \tilde{p}\left(1 - \frac{Z^2}{2(m_A^2 - m_p^2)^2 F^2}\right). \quad (3.21)$$

Теперь перейдем к пересчету коэффициентов при кубичных слагаемых в потенциале. Заметим, что в потенциале, записанном в старых полях, эти коэффициенты нулевого порядка по  $1/F$  или  $\sim 1/F$  или  $\sim 1/F^2$ . Из-за перехода в новый базис ожидаем изменение в коэффициентах, которые  $\sim 1/F$  и  $\sim 1/F^2$ . Можно проверить, что сдвиги на величины  $\sim 1/F^2$  дадут поправки большего порядка, чем лидирующий. Значит, к тому же ответу приводят упрощенные преобразования:

$$H = \tilde{H} - \tilde{s} \frac{Y}{F(m_H^2 - m_s^2)}, \quad (3.22)$$

$$h = \tilde{h} - \tilde{s} \frac{X}{F(m_h^2 - m_s^2)}, \quad (3.23)$$

$$s = \tilde{H} \frac{Y}{F(m_H^2 - m_s^2)} + \tilde{h} \frac{X}{F(m_h^2 - m_s^2)} + \tilde{s}, \quad (3.24)$$

$$A = \tilde{A} - \tilde{p} \frac{Z}{F(m_A^2 - m_p^2)}, \quad (3.25)$$

$$p = \tilde{A} \frac{Z}{F(m_A^2 - m_p^2)} + \tilde{p}. \quad (3.26)$$

### 3.2. Новые трилинейные коэффициенты

Введем обозначения для коэффициентов в потенциале, записанном через старые поля, вынося явно множитель  $1/F^n$ . Тогда слагаемые потенциала разделяются на следующие группы по числу вхождений полей  $s, p$ .

$n$	Вершина	Пример коэффициента
0	$hhh, HHH, hhH, hHH, hh^+h^-, Hh^+h^-, hAA, HAA$	$C_{hhh}, C_{HAA}$
1	$sHH, shh, shH, sAA, sh^+h^-, pAH, pAh$	$C_{sHH}/F, C_{pAh}/F$
2	$ssH, ssh, ppH, pph$	$C_{ssH}/F^2, C_{pph}/F^2$

Таблица 1 – Вид коэффициентов в потенциале, записанном через старые поля

Поясним сделанные обозначения на примере вершины  $shh$ . До смешивания трилинейный коэффициент дается формулой (2.9). В соответствии с таблицей 1 для случая  $n = 1$  получаем

$$C_{shh} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{v^2}{4} (g_1^2 M_1 + g_2^2 M_2) (2 \cos 2\alpha \cos 2\beta - \sin 2\alpha \sin 2\beta - 1) - \mu \sin 2\alpha \left[ \frac{m_A^2}{2} \left( 1 + \frac{\sin 2\beta}{\sin 2\alpha} \right) - \mu^2 \right] \right). \quad (3.27)$$

Изменение коэффициента в лидирующем порядке произойдет в членах 1го и 2го порядков по  $1/F$ . Приведем здесь выражения для вершин  $\tilde{s}\tilde{H}\tilde{H}$ ,  $\tilde{s}\tilde{h}\tilde{h}$ :

$$\frac{\tilde{s}\tilde{H}\tilde{H}}{F} \left( C_{sHH} - C_{hHH} \frac{X}{m_h^2 - m_s^2} - 3C_{HHH} \frac{Y}{m_H^2 - m_s^2} \right), \quad (3.28)$$

$$\frac{\tilde{s}\tilde{h}\tilde{h}}{F} \left( C_{shh} - 3C_{hhh} \frac{X}{m_h^2 - m_s^2} - C_{hhH} \frac{Y}{m_H^2 - m_s^2} \right). \quad (3.29)$$

Формулы для остальных вершин можно найти в Приложении В.

#### 4. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ

Дальнейший анализ производился численно. Для этого были написаны программы, с помощью которых получены сечения рождения сголдстино при различных энергиях, ширины его распада в различные каналы, сечение двуххиггсового рождения.

Сечение рождения сголдстино. Было предположено, что рождение сголдстино в процессе  $pp \rightarrow s$  в основном происходит за счет слияния глюонов  $gg \rightarrow s$ . Расчет сечения проведен по аналогии с работой [8]. На древесном уровне процесс  $gg \rightarrow s$  происходит за счет члена взаимодействия  $-\frac{1}{2\sqrt{2}}\frac{M_3}{F}sG^{\mu\nu}G_{\mu\nu}$  в лагранжиане сголдстино. Здесь  $M_3$  — масса глюино,  $G_{\mu\nu}$  — тензор напряженности глюонного поля. Тогда сечение рождения в протон-протонных столкновениях можно найти, проинтегрировав глюонные функции распределения  $g(x, m_s^2)$  по доле импульса глюона  $x$ :

$$\sigma_{prod}(pp \rightarrow s) = \sigma_0 \tau \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} g(x, m_s^2) g\left(\frac{\tau}{x}, m_s^2\right), \quad (4.1)$$

$$\sigma_0 = \frac{\pi M_3^2}{32F^2}, \quad \tau = \frac{m_s^2}{S}, \quad (4.2)$$

где  $\sqrt{S}$  — энергия в системе центра масс. Интегрирование было проведено с использованием таблиц функций распределения СТЕО (таблица 3 для вычислений в ведущем порядке теории возмущений) [9]. Петлевые вклады КХД учитывались введением К-фактора, равного 2. Результаты интегрирования для фиксированных значений параметров  $M_3 = 3$  ТэВ,  $\sqrt{F} = 20$  ТэВ представлены на рисунке 1 для энергий в системе центра масс  $\sqrt{S} = 8$  ТэВ, 13 ТэВ, 14 ТэВ, 28 ТэВ.

Ширины распада сголдстино. Программа для вычисления ширины распада сголдстино в различные каналы работает следующим образом. Сначала задаются значения параметров  $\text{tg } \beta$ ,  $\mu$ ,  $m_A$ ,  $m_s$ ,  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$ ,  $F$ . Значения массы Z-бозона, бозона Хиггса и вакуумного среднего бозона Хиггса принимаются равными 91.2 ГэВ, 125 ГэВ, 174 ГэВ соответственно. С помощью уравнения связи (2.7) находится угол  $\alpha$

$$\alpha = \frac{1}{2} \arctg \left( \frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2} \text{tg } 2\beta \right), \quad (4.3)$$

масса тяжелого нейтрального хиггсовского бозона выражается по формуле [7]

$$m_H^2 = \frac{1}{2} \left( m_A^2 + m_Z^2 + \sqrt{(m_A^2 - m_Z^2)^2 + 4m_Z^2 m_A^2 \sin^2 2\beta} \right). \quad (4.4)$$

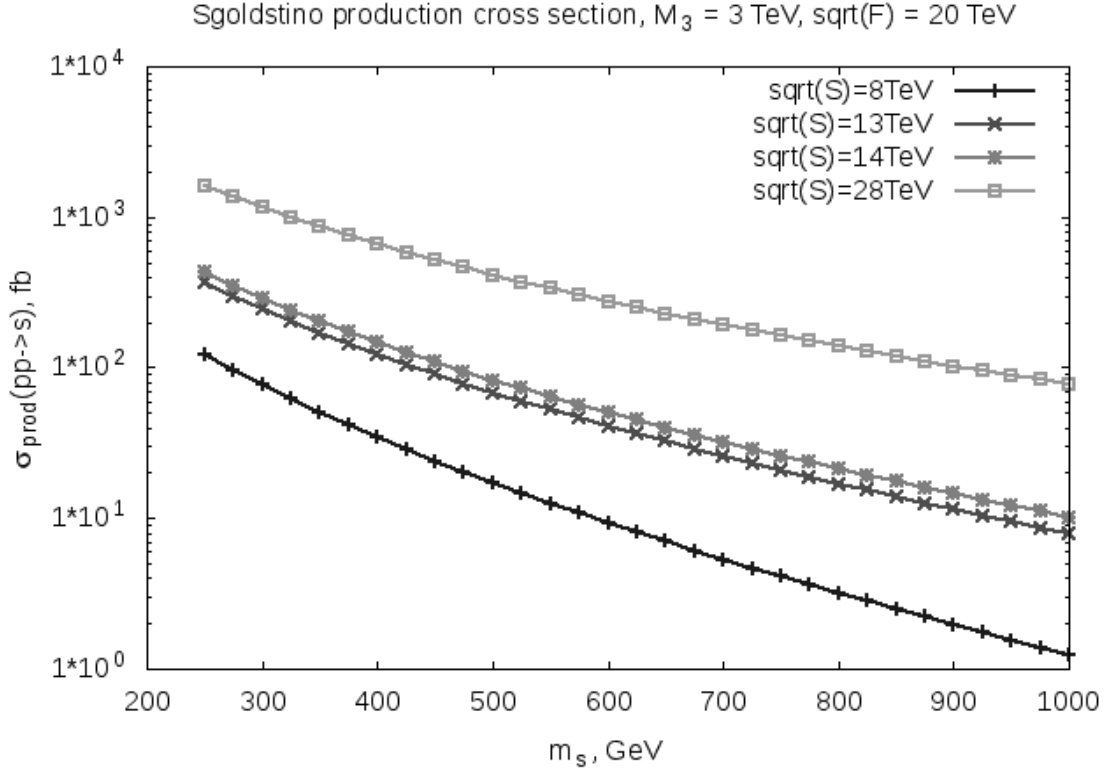


Рисунок 1 – Сечение рождения сголдстино для различных энергий в системе центра масс.

Теперь, найдя все необходимые параметры, можем выразить значения  $X$ ,  $Y$  по формулам (3.2), (3.3), углов смешивания  $\psi$ ,  $\theta$  по формулам (3.9), (3.10). Условие применимости формул раздела 3.1 — малость углов смешивания сголдстино с нейтральными хиггсовскими бозонами. Поэтому в итоговый набор точек пространства параметров попадают только те точки, в которых  $\theta < 0.3$ ,  $\psi < 0.3$ .

Для нахождения сечения процесса  $pp \rightarrow s \rightarrow hh$  воспользуемся приближением узкого резонанса. Тогда для сечения рождения некоторых частиц в конечном состоянии  $fin$  справедлива формула

$$\sigma(pp \rightarrow s \rightarrow fin) = \sigma_{prod}(pp \rightarrow s) Br(s \rightarrow fin), \quad (4.5)$$

где  $\sigma_{prod}(pp \rightarrow s)$  — сечение рождения сголдстино в столкновениях протонов с энергией  $\sqrt{S} = 13 \text{ ТэВ}$ , введено обозначение  $Br(s \rightarrow fin)$  для отношения ширины распада сголдстино в конечное состояние  $fin$  к полной ширине распада сголдстино

$$Br(s \rightarrow fin) = \frac{\Gamma(s \rightarrow fin)}{\Gamma_{tot}(s)}. \quad (4.6)$$

Отметим, что начиная с этого момента все вычисления проводятся для пучка с энергией  $\sqrt{S} = 13 \text{ ТэВ}$ .

Определим полную ширину распада сголдстино. Для этого найдем ширины основных каналов распада,  $s \rightarrow hh$ ,  $s \rightarrow gg$ ,  $s \rightarrow WW$ ,  $s \rightarrow ZZ$ ,  $s \rightarrow \gamma Z$ ,  $s \rightarrow \gamma\gamma$ , учитывая смешивание сголдстино с хиггсовскими бозонами  $h, H$ . В распадах  $s \rightarrow gg$ ,  $s \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $s \rightarrow \gamma Z$  вкладом от смешивания с  $h, H$  можно пренебречь, поскольку на древесном уровне соответствующих диаграмм нет. Тогда сразу получаем следующие формулы для ширин [10]

$$\Gamma(s \rightarrow gg) = \frac{1}{4\pi} \frac{M_3^2}{F^2} m_s^3, \quad (4.7)$$

$$\Gamma(s \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{32\pi} \frac{1}{F^2} (M_1 \cos^2 \theta_W + M_2 \sin^2 \theta_W)^2 m_s^3, \quad (4.8)$$

$$\Gamma(s \rightarrow \gamma Z) = \frac{1}{16\pi} \frac{(M_2 - M_1)^2}{F^2} \cos^2 \theta_W \sin^2 \theta_W m_s^3 \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_s^2}\right)^3. \quad (4.9)$$

Ширину распада на два легких нейтральных хиггсовских бозона вычисляем, используя новую трилинейную константу (3.29):

$$\Gamma(s \rightarrow hh) = \frac{C_{\tilde{s}h\tilde{h}}^2}{8\pi m_s F^2} \sqrt{1 - \frac{4m_h^2}{m_s^2}}, \quad (4.10)$$

$$\frac{C_{\tilde{s}h\tilde{h}}}{F} = \frac{C_{shh}}{F} - 3C_{hhh}\theta - C_{hhH}\psi \quad (4.11)$$

Ширин распада на массивные векторные бозоны выражаются по следующим формулам [10]

$$\begin{aligned} \Gamma(s \rightarrow WW) = & \frac{1}{16\pi} \frac{m_W^4}{m_s} \left[ 2C_{sWW_T}^2 \left(6 - 4\frac{m_s^2}{m_W^2} + \frac{m_s^4}{m_W^4}\right) - \right. \\ & - 12C_{sWW_T} C_{\tilde{s}WW_L} \left(1 - \frac{m_s^2}{2m_W^2}\right) + \\ & \left. + C_{\tilde{s}WW_L}^2 \left(3 - \frac{m_s^2}{m_W^2} + \frac{m_s^4}{4m_W^4}\right) \right] \sqrt{1 - \frac{4m_W^2}{m_s^2}}, \quad (4.12) \end{aligned}$$

где трилинейный коэффициент  $C_{sWW_T}$  определяется слагаемым

$$C_{sWW_T} s W^{\mu\nu} W_{\mu\nu}$$

в лагранжиане сголдстино и равен

$$C_{sWW_T} = -\frac{M_2}{F\sqrt{2}}, \quad (4.13)$$

а из слагаемого  $C_{\tilde{s}WW_L} m_W^2 \tilde{s} W^\mu W_\mu$  в первом порядке по  $F^{-1}$  после учета смешивания сголдстино с легким и тяжелым нейтральными хиггсовскими

бозонами получается трилинейный коэффициент

$$C_{\tilde{s}WW_L} = -\theta \frac{\sqrt{2}}{v} \sin(\beta - \alpha) - \psi \frac{\sqrt{2}}{v} \cos(\beta - \alpha). \quad (4.14)$$

В полной аналогии с  $W$ -бозоном, для  $Z$ -бозона получаем [10]

$$\begin{aligned} \Gamma(s \rightarrow ZZ) = & \frac{1}{8\pi} \frac{m_Z^4}{m_s} \left[ 2C_{sZZ_T}^2 \left( 6 - 4\frac{m_s^2}{m_Z^2} + \frac{m_s^4}{m_Z^4} \right) - \right. \\ & \left. - 12C_{sZZ_T}C_{\tilde{s}ZZ_L} \left( 1 - \frac{m_s^2}{2m_Z^2} \right) + C_{\tilde{s}ZZ_L}^2 \left( 3 - \frac{m_s^2}{m_Z^2} + \frac{m_s^4}{4m_Z^4} \right) \right] \sqrt{1 - \frac{4m_Z^2}{m_s^2}}. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Соответствующие трилинейные коэффициенты определяются по формулам

$$C_{sZZ_T} = -\frac{M_1 \sin^2 \theta_W + M_2 \cos^2 \theta_W}{2\sqrt{2}F}, \quad (4.16)$$

$$C_{\tilde{s}ZZ_L} = -\frac{\theta}{v\sqrt{2}} \sin(\beta - \alpha) - \frac{\psi}{v\sqrt{2}} \cos(\beta - \alpha). \quad (4.17)$$

Полную ширину распада сголдстино находим, суммируя по рассмотренным каналам:

$$\begin{aligned} \Gamma_{tot} = & \Gamma(s \rightarrow gg) + \Gamma(s \rightarrow \gamma\gamma) + \Gamma(s \rightarrow \gamma Z) + \\ & + \Gamma(s \rightarrow hh) + \Gamma(s \rightarrow WW) + \Gamma(s \rightarrow ZZ). \end{aligned} \quad (4.18)$$

Здесь мы пренебрегаем вкладом распадов на два фермиона  $s \rightarrow f\bar{f}$ , считая их ширины малыми по сравнению с шириной распада в бозоны. На парциальные ширины распада были наложены ограничения, полученные коллаборациями ATLAS и CMS в экспериментах по поиску скалярных резонансов. Поиск скалярных резонансов, распадающихся в два  $W$ -бозона, осуществлялся в работах [11], [12]. Распады скалярного резонанса в  $ZZ$  изучались в [13], в  $Z$ -бозон и фотон в работах [14], [15], в два фотона в [16]. Ограничения на сечение рождения скаляра, распадающегося в два легких нейтральных хиггсовских бозона, представлены в работах [17–23].

На рисунке 2 представлена зависимость относительных парциальных ширин распада сголдстино от параметра  $\mu$  при фиксированных  $\tan \beta = 10$ ,  $M_1 = M_2 = 1$  ТэВ,  $M_3 = 3$  ТэВ,  $m_A = 5$  ТэВ и массе сголдстино  $m_s = 1$  ТэВ. Из графика видно, что у системы существуют два основных режима: при  $\mu$ , малых по сравнению с  $M_3$ , основным каналом распада являются глюоны, при больших  $\mu$  распад происходит в каналы  $hh$ ,  $WW$ ,  $ZZ$  в отношении примерно 1:2:1. Это отношение нарушается тем сильнее, чем легче сголдстино. Краткое обсуждение отношения 1:2:1 приведено в [24].



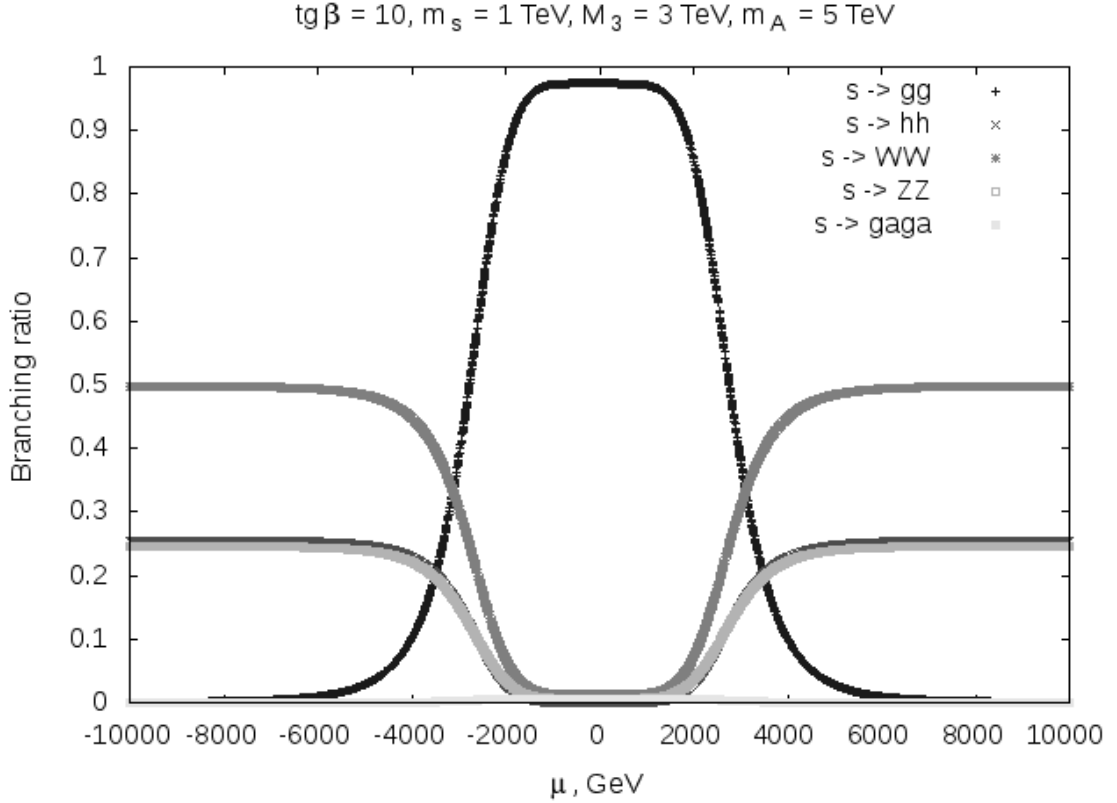


Рисунок 2 – Относительные парциальные ширины распада сголдстино в два глюона ( $s \rightarrow gg$ , черная линия), два легких нейтральных хиггсовских бозона ( $s \rightarrow hh$ , темно-серая линия), два  $W$ -бозона ( $s \rightarrow WW$ , серая линия), два  $Z$ -бозона ( $s \rightarrow ZZ$ , светло-серая линия), два фотона ( $s \rightarrow gaga$ , наиболее светлая линия внизу графика). Фиксированы значения параметров  $M_1 = M_2 = 1 \text{ ТэВ}$ ,  $\sqrt{F} = 20 \text{ ТэВ}$ .

На рисунках 3, 4 представлены зависимости сечения двуххиггсовского рождения в процессе  $pp \rightarrow s \rightarrow hh$ , нормированного на величину сечения процесса  $gg \rightarrow hh$  в Стандартной модели,  $33.5_{-2.8}^{+2.5}$  фб [25], при разных значениях параметров  $\text{tg } \beta$  и  $M_3$ . Видно, что чем больше  $\text{tg } \beta$ , тем шире область по оси  $\mu$ , в которой основным продуктом распада являются глюоны. С ростом  $M_3$  повышается сечение рождения сголдстино и, как следствие, растет сечение двуххиггсовского рождения. На рисунке 4 видно, что при больших значениях  $M_3$  не происходит выход сечения на постоянное значение при больших по модулю  $\mu$ . Это происходит из-за того, что соответствующие точки исключены ограничениями, полученными в эксперименте.

Границы режима 1:2:1. Определим, в какой области значений параметров наблюдается доминирование парциальной ширины распада в векторные бозоны и легкие нейтральные хиггсы, и в какой области продукта-

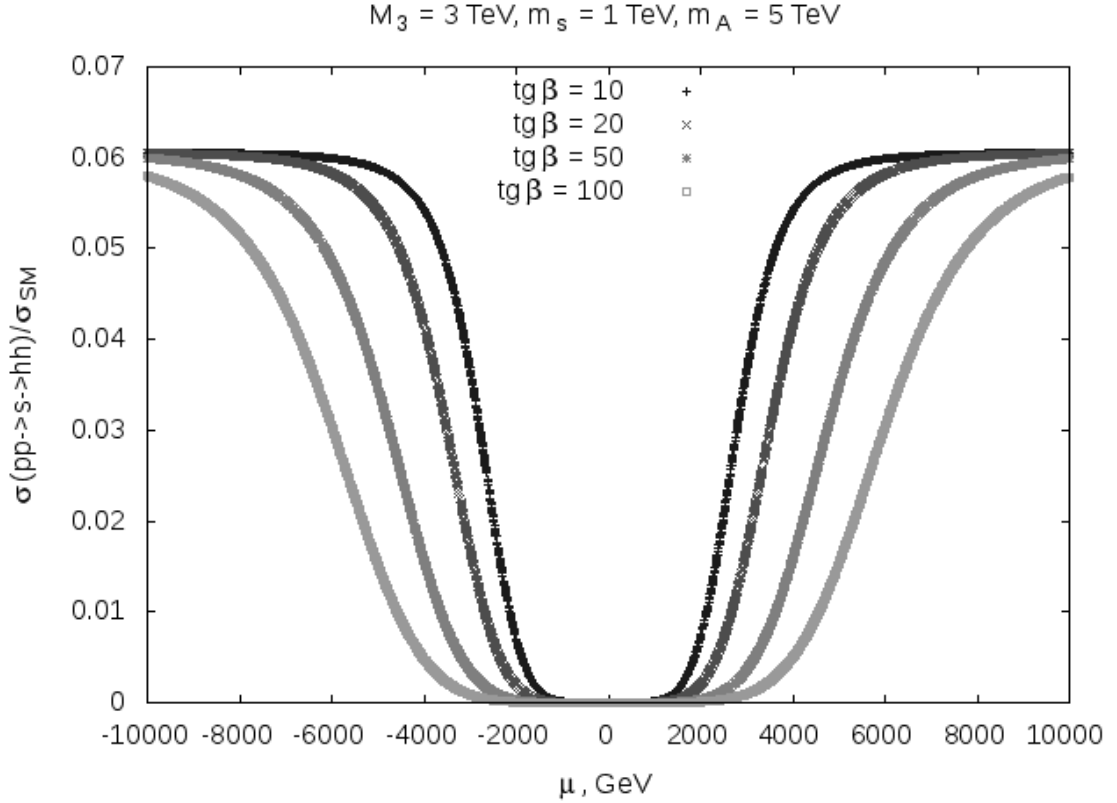


Рисунок 3 – Сечение двуххиггсовского рождения в процессе  $pp \rightarrow s \rightarrow hh$ , нормированное на величину сечения процесса  $gg \rightarrow hh$  в Стандартной модели. Значение параметра  $\text{tg } \beta$  при изменении цвета линии от темного к светлому: 10, 20, 50, 100. Фиксированы значения параметров  $M_1 = M_2 = 1 \text{ ТэВ}$ ,  $\sqrt{F} = 20 \text{ ТэВ}$ .

ми распада сголдстино будут преимущественно глюоны. Для этого будем считать точку принадлежащей области доминирования голдстоунов, если парциальная ширина распада  $Br(s \rightarrow hh) > 0.125$ , что приблизительно соответствует половине максимального значения этой величины. Если  $Br(s \rightarrow hh) < 0.125$ , относим точку к области доминирования глюонов. Тогда из рисунка 2 следует, что при фиксированных значениях  $\text{tg } \beta, m_s, M_1, M_2, M_3, m_A$ , область доминирования глюонов определяется отрезком  $\mu_L \leq \mu \leq \mu_R$ , а вне этой области в распадах сголдстино преобладают векторные бозоны и хиггсы. Поэтому величины  $\mu_L, \mu_R$  служат условными границами рассматриваемых областей, они отложены по оси  $\mu$  на рисунках 5а–5d, приведенных ниже. Область между кривыми соответствует доминированию глюонов, выше и ниже кривых — режиму, в котором парциальные ширины распада в  $hh, WW, ZZ$  находятся приблизительно в отношении 1:2:1. Зависимость  $\mu_L, \mu_R$  от  $\text{tg } \beta, M_3, m_s, m_A$  показана на рисунках 5а, 5b, 5с, 5d соответственно.

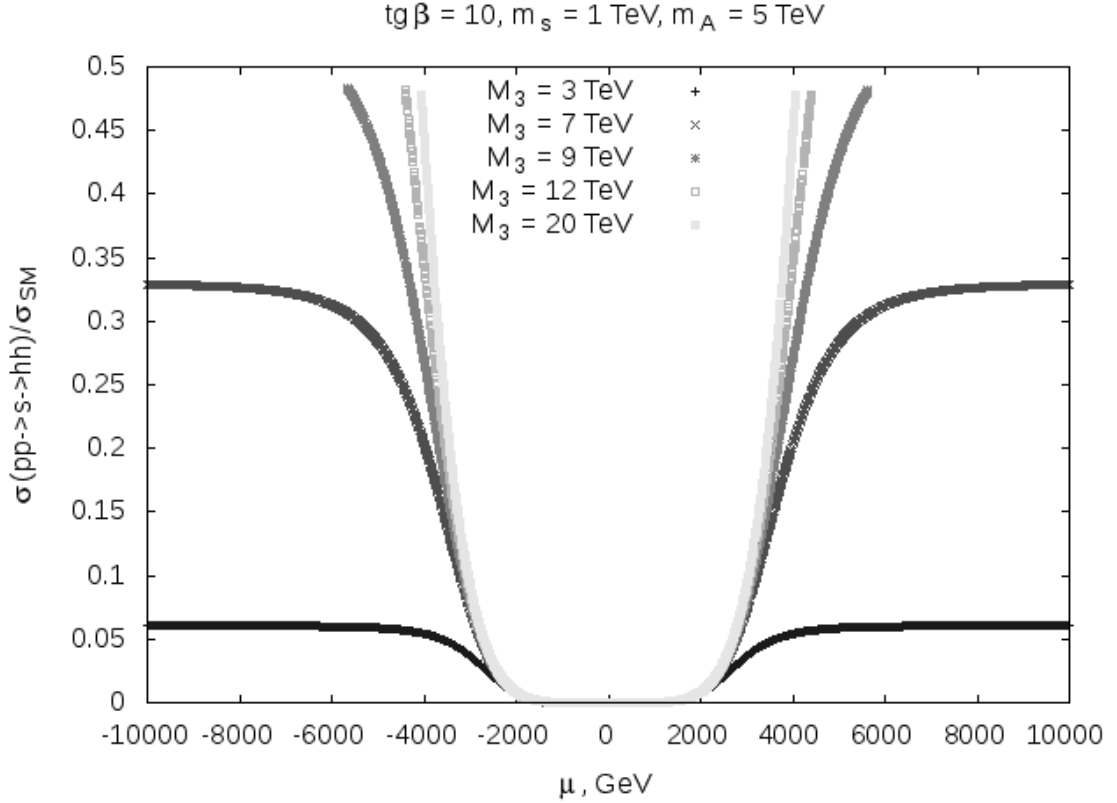
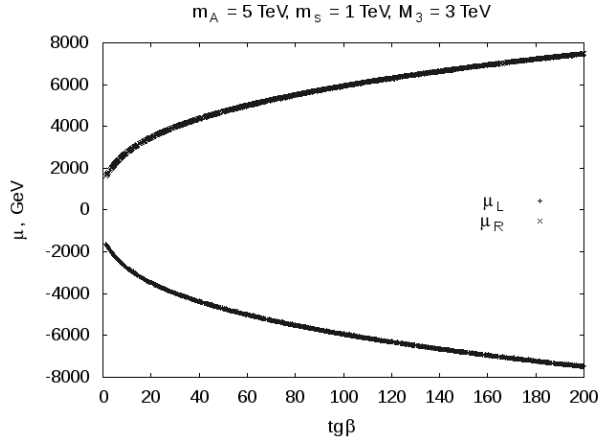


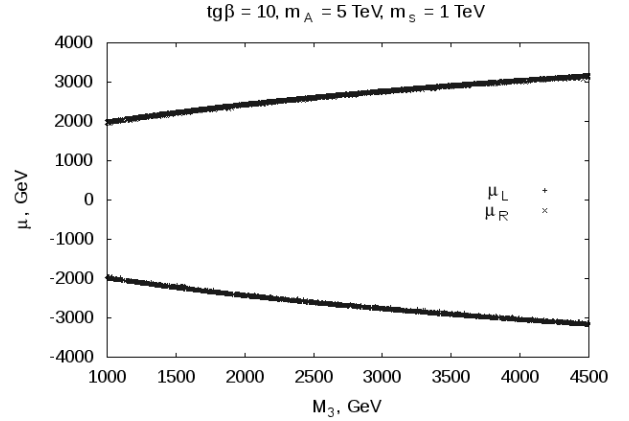
Рисунок 4 – Сечение двуххиггсовского рождения в процессе  $pp \rightarrow s \rightarrow hh$ , нормированное на величину сечения процесса  $gg \rightarrow hh$  в Стандартной модели. Значение параметра  $M_3$  при изменении цвета линии от темного к светлому: 3 ТэВ, 7 ТэВ, 9 ТэВ, 12 ТэВ, 20 ТэВ. Фиксированы значения параметров  $M_1 = M_2 = 1 \text{ ТэВ}$ ,  $\sqrt{F} = 20 \text{ ТэВ}$ .

Ограничения на  $M_3/F$  в режиме 1:2:1. Как видно из рисунка 4, начиная с некоторых значений  $M_3$ , сечение рождения  $hh$ ,  $WW$  или  $ZZ$  может превысить имеющееся экспериментальное ограничение. С этим связано отсутствие на рисунке 4 выходящих на константу концов кривых для  $M_3 \geq 9 \text{ ТэВ}$ . Поскольку наибольшее значение сечения двуххиггсовского рождения в процессе  $pp \rightarrow s \rightarrow hh$  реализуется в режиме 1:2:1, имеет смысл найти в нем ограничение сверху на величину  $M_3/F$ .

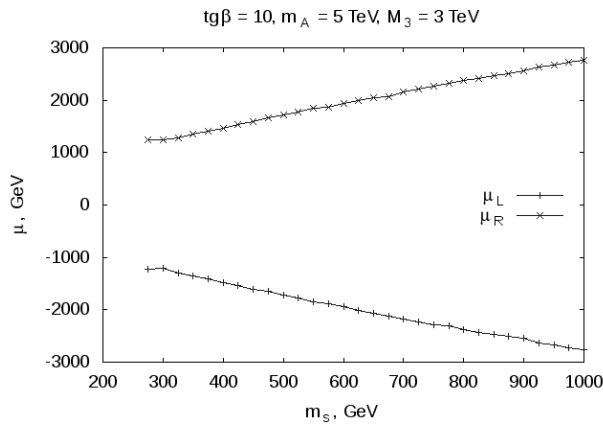
Примем  $Br(s \rightarrow hh) = Br(s \rightarrow ZZ) = 0.25$ ,  $Br(s \rightarrow WW) = 0.5$ . Из экспериментальных данных для заданного значения массы сголдстино  $m_s$  известны максимально допустимые значения сечения рождения  $hh$ ,  $WW$ ,  $ZZ$  в распадах скалярного резонанса. Обозначим их  $\sigma_{hh}^{max}$ ,  $\sigma_{WW}^{max}$ ,  $\sigma_{ZZ}^{max}$ . Тогда сечение рождения сголдстино  $\sigma_{prod}$  должно быть меньше, чем  $\sigma_{hh}^{max}/Br(s \rightarrow hh)$  и чем аналогичные величины для  $WW$ ,  $ZZ$ . Поскольку сечение рождения сголдстино пропорционально  $M_3^2/F^2$ , получаем ограни-



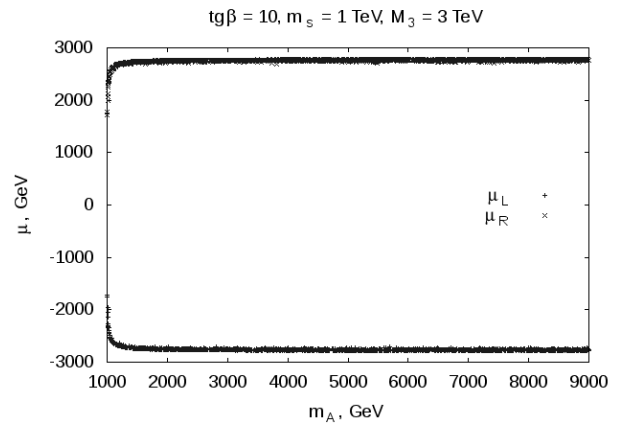
(a) Кривые на плоскости  $(\text{tg } \beta, \mu)$



(b) Кривые на плоскости  $(M_3, \mu)$



(c) Кривые на плоскости  $(m_s, \mu)$



(d) Кривые на плоскости  $(m_A, \mu)$

Рисунок 5 – Кривые, вдоль которых парциальная ширина распада глоглдстино на два хиггса  $Br(s \rightarrow hh) = 0.125$ . В области между кривыми основным каналом распада глоглдстино являются глюоны, вне кривых преобладают распады в  $WW, ZZ, hh$ . Фиксированы значения параметров  $M_1 = M_2 = 1$  ТэВ,  $\sqrt{F} = 20$  ТэВ.

Upper limit for  $M_3/F$  from experimental searches for resonances at  $\sqrt{s} = 13$  TeV

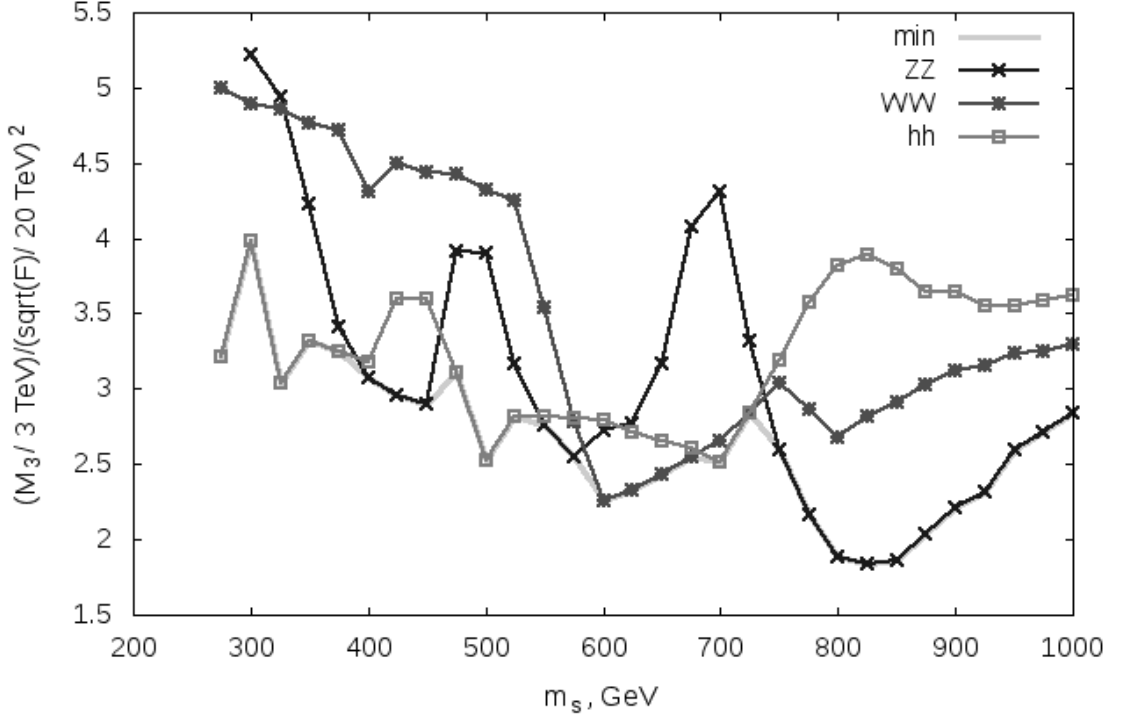


Рисунок 6 – Ограничения сверху на отношение  $M_3/F$ , полученные из экспериментальных данных [11–13], [17–23]. Наиболее темная линия соответствует ограничениям из поисков тяжелого скалярного резонанса, распадающегося на два  $Z$ –бозона, темно-серая линия — поиски резонанса, распадающегося на два  $W$ –бозона, серая линия — на два легких нейтральных хиггсовских бозона. Светло-серая линия соединяет точки с наиболее сильными ограничениями на  $M_3/F$ .

чение

$$\left[ \frac{M_3/3 \text{ ТэВ}}{(\sqrt{F}/20 \text{ ТэВ})^2} \right]^{max} = \sqrt{\frac{\sigma_{prod}^{max}}{\sigma'_{prod}}} \leq \sqrt{\frac{\sigma_{XX}^{max}}{\sigma'_{prod} Br(s \rightarrow XX)}}, \quad (4.19)$$

где  $\sigma'_{prod}$  — это сечение рождения сголдстино при  $M_3 = 3$  ТэВ,  $\sqrt{F} = 20$  ТэВ,  $X$  пробегает значения  $\{h, W, Z\}$ . Полученные таким образом ограничения представлены на рисунке 6. При легких сголдстино ( $m_s < 600$  ГэВ) канал распада  $s \rightarrow hh$  дает наиболее сильные ограничения.

Сравнение с результатами, полученными численно. Формулы (3.9) – (3.11) были получены в приближении малых углов смешивания:

$$\psi, \theta, \phi \ll 1.$$

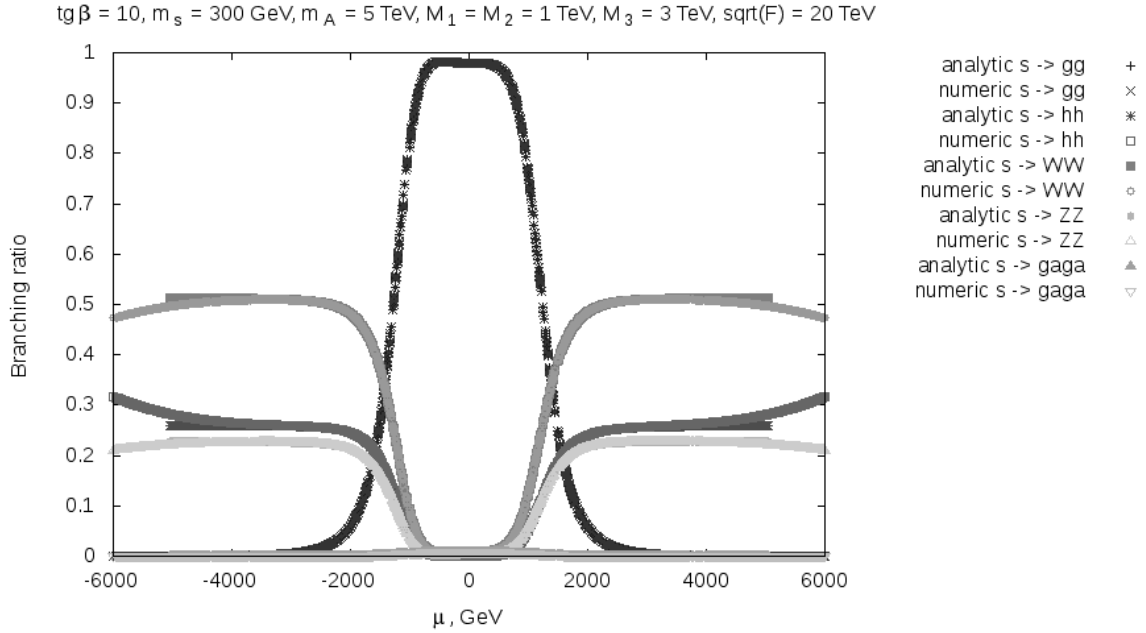


Рисунок 7 – Парциальные ширины распада, найденные аналитически и численно. Черные линии отвечают распаду  $s \rightarrow gg$ , темно-серые —  $s \rightarrow hh$ , серые —  $s \rightarrow WW$ , светло-серые —  $s \rightarrow ZZ$ . Более длинные линии соответствуют численному расчету углов смешивания.

Для того, чтобы проверить полученные результаты, была написана программа, которая численно находит собственные векторы массовой матрицы.

На рисунке 7 приведены парциальные ширины распада сголдстино в два глюона, два легких нейтральных хиггсовских бозона, два  $W$ -бозона, два  $Z$ -бозона и два фотона. Каждому каналу распада соответствуют две линии, одна из которых получена по приближенным формулам для малых углов, а другая — с помощью численного поворота матрицы. Из формул (3.2), (3.3) следует, что с ростом  $\mu$  увеличиваются элементы матрицы смешивания вне главной диагонали, значит, большим  $\mu$  соответствуют большие углы смешивания (предполагаем, что все остальные параметры фиксированы). В аналитические кривые на рисунке 7 были отобраны только те точки, в которых углы смешивания  $\psi, \theta$  не превышают 0.3, соответствующие им линии заканчиваются на меньших по модулю значениях  $\mu$ , чем численные.

Видно, что в выбранной области аналитические и численные результаты хорошо согласуются друг с другом. При больших углах смешивания режим 1:2:1 нарушается и парциальные ширины распада начинают снова зависеть от  $\mu$ . Таким образом, полученные аналитически формулы с хорошей точностью применимы для малых углов смешивания.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы:

1. Найдены трилинейные коэффициенты для вершин с сголдстино и хиггсовскими бозонами.
2. Аналитически осуществлен поворот к массовому базису в приближении малых углов смешивания нейтральных хиггсовских бозонов с сголдстино.
3. Численно найдено сечение рождения сголдстино для различных масс сголдстино  $2m_h \leq m_s \leq 1$  ТэВ в столкновениях протонов с энергией в системе центра масс 8 ТэВ, 13 ТэВ, 14 ТэВ, 28 ТэВ.
4. Написана программа для расчета парциальных ширин распада и сечения двуххиггсовского рождения. Выделены два основных режима: режим доминирования в продуктах распада глюонов и режим, в котором распад происходит преимущественно в  $W$ - и  $Z$ -бозоны, легкие нейтральные хиггсовские бозоны.
5. Определено в зависимости от параметров  $\text{tg } \beta$ ,  $M_3$ ,  $m_s$ ,  $m_A$  положение отрезка  $\mu_L \leq \mu \leq \mu_R$ , внутри которого основным каналом распада являются глюоны, а вне реализуется режим 1:2:1, который характеризуется парциальными ширинами распада

$$Br(s \rightarrow hh) = Br(s \rightarrow ZZ) = 0.25, \quad Br(s \rightarrow WW) = 0.5.$$

Таким образом, найдены границы области доминирования глюонов, за пределами которой имеет смысл рассматривать усиление двуххиггсовского рождения.

6. Используя экспериментальные данные по поиску тяжелого скалярного резонанса, наложены ограничения сверху на отношение массы глюино к квадрату масштаба нарушения суперсимметрии  $M_3/F$  в режиме 1:2:1.
7. Показано, что формулы для углов смешивания согласуются с численными результатами в рамках выбранного приближения малых углов.

Таким образом, усиление двуххиггсовского рождения до уровня около 0.25  $\sigma_{prod}(pp \rightarrow s)$  возможно в найденной области параметров  $\mu$ ,  $\text{tg } \beta$ ,  $M_3$ ,  $m_s$ ,  $m_A$ . При нахождении величины сечения рождения сголдстино важно принимать во внимание полученные из экспериментальных данных ограничения на отношение параметров  $M_3/F$ .

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарна Дмитрию Сергеевичу Горбунову и Сергею Владимировичу Демидову за чуткое научное руководство, терпение, полезные обсуждения и помощь в подготовке данной работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ А. ТРИЛИНЕЙНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ

Слагаемое  $shH$ :

$$\frac{1}{F\sqrt{2}} \left( \frac{v^2}{2} (g_1^2 M_1 + g_2^2 M_2) (2 \sin 2\alpha \cos 2\beta + \cos 2\alpha \sin 2\beta) + \right. \\ \left. + \mu(m_A^2 - 2\mu^2) \cos 2\alpha \right). \quad (\text{A.1})$$

Слагаемое  $sAA$ :

$$\frac{1}{F\sqrt{2}} \left( \frac{v^2}{4} (g_1^2 M_1 + g_2^2 M_2) \cos^2 2\beta - \mu \sin 2\beta (m_A^2 - \mu^2) \right) \quad (\text{A.2})$$

Слагаемое  $sh^+h^-$ :

$$\frac{1}{F\sqrt{2}} \left( -g_2^2 M_2 v^2 (1 + \sin 2\beta) - 2\mu (m_A^2 (1 + \sin 2\beta) - 2\mu^2) \right) \quad (\text{A.3})$$

Слагаемое  $pAH$ :

$$\frac{1}{F\sqrt{2}} \mu (m_A^2 - 2\mu^2) \cos (\alpha - \beta) \quad (\text{A.4})$$

Слагаемое  $pAh$ :

$$\frac{1}{F\sqrt{2}} \mu (m_A^2 - 2\mu^2) \sin (\beta - \alpha) \quad (\text{A.5})$$

Слагаемое  $ssH$ :

$$\frac{v \cos 2\beta}{F^2 \sqrt{2}} \left\{ \cos (\alpha + \beta) \left[ (g_1^2 M_1^2 + g_2^2 M_2^2) v^2 - \frac{3}{4} m_Z^2 m_A^2 + \frac{m_Z^4}{4} + \frac{5}{2} \mu^2 m_Z^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2} \mu^2 m_A^2 \right] + \cos (\alpha - \beta) \left[ \frac{3}{4} m_Z^2 m_A^2 \cos 2\beta + \frac{m_Z^4}{2} \cos 2\beta + \frac{\mu^2 m_A^2}{2 \cos 2\beta} \right] \right\}. \quad (\text{A.6})$$

Слагаемое  $ssh$ :

$$\frac{v \cos 2\beta}{F^2 \sqrt{2}} \left\{ -\sin (\alpha + \beta) \left[ (g_1^2 M_1^2 + g_2^2 M_2^2) v^2 - \frac{3}{4} m_Z^2 m_A^2 + \frac{m_Z^4}{4} + \frac{5}{2} \mu^2 m_Z^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2} \mu^2 m_A^2 \right] - \sin (\alpha - \beta) \left[ \frac{3}{4} m_Z^2 m_A^2 \cos 2\beta + \frac{m_Z^4}{2} \cos 2\beta + \frac{\mu^2 m_A^2}{2 \cos 2\beta} \right] \right\}. \quad (\text{A.7})$$

Слагаемое  $ppH$ :

$$\frac{v \cos 2\beta}{F^2 \sqrt{2}} \left\{ \cos (\alpha + \beta) \left[ -\frac{3}{4} m_Z^2 m_A^2 + \frac{m_Z^4}{4} + \frac{5}{2} \mu^2 m_Z^2 + \frac{1}{2} \mu^2 m_A^2 \right] + \right. \\ \left. + \cos (\alpha - \beta) \left[ \frac{3}{4} m_Z^2 m_A^2 \cos 2\beta + \frac{m_Z^4}{2} \cos 2\beta + \frac{\mu^2 m_A^2}{2 \cos 2\beta} \right] \right\}. \quad (\text{A.8})$$



Слагаемое  $pph$ :

$$\frac{v \cos 2\beta}{F^2 \sqrt{2}} \left\{ -\sin(\alpha + \beta) \left[ -\frac{3}{4} m_Z^2 m_A^2 + \frac{m_Z^4}{4} + \frac{5}{2} \mu^2 m_Z^2 + \frac{1}{2} \mu^2 m_A^2 \right] - \right. \\ \left. -\sin(\alpha - \beta) \left[ \frac{3}{4} m_Z^2 m_A^2 \cos 2\beta + \frac{m_Z^4}{2} \cos 2\beta + \frac{\mu^2 m_A^2}{2 \cos 2\beta} \right] \right\}. \quad (\text{A.9})$$

## ПРИЛОЖЕНИЕ В. НОВЫЕ ТРИЛИНЕЙНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ

$$\frac{\tilde{s}\tilde{h}\tilde{H}}{F} \left( C_{shH} - 2C_{hhH} \frac{X}{m_h^2 - m_s^2} - 2C_{hHH} \frac{Y}{m_H^2 - m_s^2} \right), \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{\tilde{s}\tilde{A}\tilde{A}}{F} \left( C_{sAA} - C_{hAA} \frac{X}{m_h^2 - m_s^2} - C_{HAA} \frac{Y}{m_H^2 - m_s^2} \right), \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{\tilde{s}\tilde{h}^+\tilde{h}^-}{F} \left( C_{sh^+h^-} - C_{hh^+h^-} \frac{X}{m_h^2 - m_s^2} - C_{Hh^+h^-} \frac{Y}{m_H^2 - m_s^2} \right), \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{\tilde{p}\tilde{A}\tilde{H}}{F} \left( C_{pAH} - 2C_{HAA} \frac{Z}{m_A^2 - m_p^2} \right), \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{\tilde{p}\tilde{A}\tilde{h}}{F} \left( C_{pAh} - 2C_{hAA} \frac{Z}{m_A^2 - m_p^2} \right), \quad (\text{B.5})$$

$$\frac{\tilde{s}\tilde{s}\tilde{H}}{F^2} \left( C_{ssh} - C_{shH} \frac{X}{m_h^2 - m_s^2} + C_{hhH} \frac{X^2}{(m_h^2 - m_s^2)^2} - 2C_{sHH} \frac{Y}{m_H^2 - m_s^2} + \right. \\ \left. + 2C_{hHH} \frac{XY}{(m_h^2 - m_s^2)(m_H^2 - m_s^2)} + 3C_{HHH} \frac{Y^2}{(m_H^2 - m_s^2)^2} \right), \quad (\text{B.6})$$

$$\frac{\tilde{s}\tilde{s}\tilde{h}}{F^2} \left( C_{ssh} - 2C_{shh} \frac{X}{m_h^2 - m_s^2} + 3C_{hhh} \frac{X^2}{(m_h^2 - m_s^2)^2} - C_{shH} \frac{Y}{m_H^2 - m_s^2} + \right. \\ \left. + 2C_{hhH} \frac{XY}{(m_h^2 - m_s^2)(m_H^2 - m_s^2)} + C_{hHH} \frac{Y^2}{(m_H^2 - m_s^2)^2} \right), \quad (\text{B.7})$$

$$\frac{\tilde{p}\tilde{p}\tilde{H}}{F^2} \left( C_{ppH} - C_{pAH} \frac{Z}{m_A^2 - m_p^2} + C_{HAA} \frac{Z^2}{(m_A^2 - m_p^2)^2} \right), \quad (\text{B.8})$$

$$\frac{\tilde{p}\tilde{p}\tilde{h}}{F^2} \left( C_{pph} - C_{pAh} \frac{Z}{m_A^2 - m_p^2} + C_{hAA} \frac{Z^2}{(m_A^2 - m_p^2)^2} \right). \quad (\text{B.9})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ С. ТРИЛИНЕЙНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ИЗ MSSM

$$hhh : \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{m_Z^2}{v} \cos 2\alpha \sin(\alpha + \beta) \quad (C.1)$$

$$HHH : \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{m_Z^2}{v} \cos 2\alpha \cos(\alpha + \beta) \quad (C.2)$$

$$hhH : \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{m_Z^2}{v} (\cos(\alpha - \beta) - 3 \cos(3\alpha + \beta)) \quad (C.3)$$

$$hHH : -\frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{m_Z^2}{v} (\sin(\alpha - \beta) + 3 \sin(3\alpha + \beta)) \quad (C.4)$$

$$hh^+h^- : \frac{1}{\sqrt{2}} g_2^2 v (\cos \alpha - \sin \alpha) (\cos \beta + \sin \beta) \quad (C.5)$$

$$Hh^+h^- : \frac{1}{\sqrt{2}} g_2^2 v (\cos \alpha + \sin \alpha) (\cos \beta + \sin \beta) \quad (C.6)$$

$$hAA : \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{m_Z^2}{v} \cos 2\beta \sin(\alpha + \beta) \quad (C.7)$$

$$HAA : -\frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{m_Z^2}{v} \cos 2\beta \cos(\alpha + \beta) \quad (C.8)$$

Ниже будем определять, какой из вкладов в поправки к коэффициентам является лидирующим. Будем считать, что для  $hhh$ ,  $HHH$ ,  $hhH$ ,  $hHH$ ,  $hAA$ ,  $HAA$  трилинейные коэффициенты по порядку равны  $m_Z^2/v$ . Порядок трилинейного коэффициента для слагаемых  $hh^+h^-$ ,  $Hh^+h^-$  определяется  $m_W^2/v$ .

ПРИЛОЖЕНИЕ D. ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ВКЛАДЫ

Примем для оценки (см. формулы (3.2)-(3.4)), что

$$X, Y, Z \sim v (\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3). \quad (D.1)$$

После упрощения коэффициентов получалось, что:

$$C_{sH^2}, C_{sh^2}, C_{shH}, C_{sA^2}, C_{sh^+h^-}, C_{pAH}, C_{pAh} \sim (\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3), \quad (D.2)$$

если предположить, что  $m_Z \ll m_A, m_Z \ll \mu$ , то

$$C_{s^2H}, C_{s^2h}, C_{p^2H}, C_{p^2h} \sim v \mu^2 m_A^2. \quad (D.3)$$

Оценим новые трилинейные коэффициенты (3.28)–(3.29), (B.1)–(B.2):

$\tilde{s}\tilde{H}^2, \tilde{s}\tilde{h}^2, \tilde{s}\tilde{h}\tilde{H}, \tilde{s}\tilde{A}^2$  :

$$\frac{1}{F} \left( \boxed{(\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3) - \frac{m_Z^2}{m_h^2} (\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3)} - \frac{m_Z^2}{m_H^2} (\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3) \right), \quad (\text{D.4})$$

если  $m_Z \ll m_H$ , то во всех этих случаях наибольший вклад дают первые 2 слагаемых: исходный коэффициент и результат поворота на  $\theta$ . Для случая (B.3) аналогично, только  $m_Z$  заменяется на  $m_W$ :

$$\frac{\tilde{s}\tilde{h}^+\tilde{h}^-}{F} \left( \boxed{(\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3) - \frac{m_W^2}{m_h^2} (\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3)} - \frac{m_W^2}{m_H^2} (\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3) \right). \quad (\text{D.5})$$

Если  $m_Z \ll m_A$ , то наибольший вклад в членах (B.4), (B.5) будет давать исходный коэффициент:

$$\tilde{p}\tilde{A}\tilde{H}, \tilde{p}\tilde{A}\tilde{h} : \frac{1}{F} \left( \boxed{(\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3)} - \frac{m_Z^2}{m_A^2} (\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3) \right). \quad (\text{D.6})$$

Для вершин  $ssH, ssh$  (ответ без приближений — формулы (B.6), (B.7)) основной вклад дадут только результаты поворота на угол  $\theta$  (второе и третье слагаемые):

$$\begin{aligned} \tilde{s}^2\tilde{H}, \tilde{s}^2\tilde{h} : \frac{1}{F^2} \left( v\mu^2 m_A^2 - \boxed{\frac{v}{m_h^2} (\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3)^2 + \frac{m_Z^2}{m_h^2} \frac{v}{m_h^2} (\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3)^2} - \right. \\ \left. - \frac{v}{m_H^2} (\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3)^2 + \frac{m_Z^2}{m_H^2} \frac{v}{m_h^2} (\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3)^2 + \right. \\ \left. + \frac{m_h^2 m_Z^2}{m_H^4} \frac{v}{m_h^2} (\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3)^2 \right). \quad (\text{D.7}) \end{aligned}$$

Здесь предполагается, что  $m_h \ll m_A$ ,  $\mu$  достаточно большое,  $m_Z \ll m_H$ ,  $m_h \ll m_H$ .

Наконец, для вершин  $ppH, prh$  (B.8), (B.9) нужно учитывать как первое, так и второе слагаемое

$\tilde{p}^2\tilde{H}, \tilde{p}^2\tilde{h}$  :

$$\frac{1}{F^2} \left( \boxed{v\mu^2 m_A^2 - \frac{v}{m_A^2} (\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3)^2} + \frac{m_Z^2}{m_A^2} \frac{v}{m_A^2} (\mu m_A^2 \text{ или } \mu^3)^2 \right). \quad (\text{D.8})$$

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] M. Tanabashi *et al.* [Particle Data Group], “Review of Particle Physics, 109. Supersymmetry, Part I (Theory)” Phys. Rev. D **98**, no. 3, 030001 (2018). doi:10.1103/PhysRevD.98.030001
- [2] N. Ellis and J. March-Russell, “2000 European School of high-energy physics, Caramulo, Portugal, 20 Aug-2 Sep 2000: Proceedings,” doi:10.5170/CERN-2001-003
- [3] M. Tanabashi *et al.* [Particle Data Group], “Review of Particle Physics, 110. Supersymmetry, Part II (Experiment)” Phys. Rev. D **98**, no. 3, 030001 (2018). doi:10.1103/PhysRevD.98.030001
- [4] D. S. Gorbunov and A. V. Semenov, “CompHEP package with light gravitino and sgoldstinos,” [hep-ph/0111291].
- [5] K. O. Astapov and S. V. Demidov, “Sgoldstino-Higgs mixing in models with low-scale supersymmetry breaking,” JHEP **1501**, 136 (2015) doi:10.1007/JHEP01(2015)136 arXiv:1411.6222 [hep-ph].
- [6] Д. В. Дьяконов, “Взаимодействие сголдстино и хиггсовского сектора в суперсимметричном обобщении Стандартной модели,” ВКР бакалавра, МФТИ, 2018.
- [7] S. P. Martin, “A Supersymmetry primer,” Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **21**, 1 (2010) [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **18**, 1 (1998)] doi:10.1142/9789812839657-0001, 10.1142/9789814307505-0001 [hep-ph/9709356].
- [8] E. Perazzi, G. Ridolfi and F. Zwirner, “Signatures of massive sgoldstinos at hadron colliders,” Nucl. Phys. B **590**, 287 (2000) doi:10.1016/S0550-3213(00)00504-6 [hep-ph/0005076].
- [9] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. M. Nadolsky and W. K. Tung, “New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis,” JHEP **0207**, 012 (2002) doi:10.1088/1126-6708/2002/07/012 [hep-ph/0201195].
- [10] E. Perazzi, G. Ridolfi and F. Zwirner, “Signatures of massive sgoldstinos at  $e^+e^-$  colliders,” Nucl. Phys. B **574**, 3 (2000) doi:10.1016/S0550-3213(00)00055-9 [hep-ph/0001025].
- [11] M. Aaboud *et al.* [ATLAS Collaboration], “Search for  $WW/WZ$  resonance production in  $\ell\nu qq$  final states in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector,” JHEP **1803**, 042 (2018) doi:10.1007/JHEP03(2018)042 [arXiv:1710.07235 [hep-ex]].

- [12] M. Aaboud *et al.* [ATLAS Collaboration], “Search for heavy resonances decaying into  $WW$  in the  $e\nu\mu\nu$  final state in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector,” *Eur. Phys. J. C* **78**, no. 1, 24 (2018) doi:10.1140/epjc/s10052-017-5491-4 [arXiv:1710.01123 [hep-ex]].
- [13] M. Aaboud *et al.* [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,” *JHEP* **1803**, 009 (2018) doi:10.1007/JHEP03(2018)009 [arXiv:1708.09638 [hep-ex]].
- [14] A. M. Sirunyan *et al.* [CMS Collaboration], “Search for  $Z\gamma$  resonances using leptonic and hadronic final states in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV,” *JHEP* **1809**, 148 (2018) doi:10.1007/JHEP09(2018)148 [arXiv:1712.03143 [hep-ex]].
- [15] M. Aaboud *et al.* [ATLAS Collaboration], “Searches for the  $Z\gamma$  decay mode of the Higgs boson and for new high-mass resonances in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector,” *JHEP* **1710**, 112 (2017) doi:10.1007/JHEP10(2017)112 [arXiv:1708.00212 [hep-ex]].
- [16] M. Aaboud *et al.* [ATLAS Collaboration], “Search for new phenomena in high-mass diphoton final states using  $37 \text{ fb}^{-1}$  of proton–proton collisions collected at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector,” *Phys. Lett. B* **775**, 105 (2017) doi:10.1016/j.physletb.2017.10.039 [arXiv:1707.04147 [hep-ex]].
- [17] M. Aaboud *et al.* [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,” *JHEP* **1901**, 030 (2019) doi:10.1007/JHEP01(2019)030 [arXiv:1804.06174 [hep-ex]].
- [18] M. Aaboud *et al.* [ATLAS Collaboration], “Search for Higgs boson pair production in the  $\gamma\gamma b\bar{b}$  final state with 13 TeV  $pp$  collision data collected by the ATLAS experiment,” *JHEP* **1811**, 040 (2018) doi:10.1007/JHEP11(2018)040 [arXiv:1807.04873 [hep-ex]].
- [19] M. Aaboud *et al.* [ATLAS Collaboration], “Search for Higgs boson pair production in the  $\gamma\gamma WW^*$  channel using  $pp$  collision data recorded at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector,” *Eur. Phys. J. C* **78**, no. 12, 1007 (2018) doi:10.1140/epjc/s10052-018-6457-x [arXiv:1807.08567 [hep-ex]].
- [20] M. Aaboud *et al.* [ATLAS Collaboration], “Search for Higgs boson pair production in the  $b\bar{b}WW^*$  decay mode at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector,” *JHEP* **1904**, 092 (2019) doi:10.1007/JHEP04(2019)092 [arXiv:1811.04671 [hep-ex]].

- [21] A. M. Sirunyan *et al.* [CMS Collaboration], “Combination of searches for Higgs boson pair production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV,” *Phys. Rev. Lett.* **122**, no. 12, 121803 (2019) doi:10.1103/PhysRevLett.122.121803 [arXiv:1811.09689 [hep-ex]].
- [22] M. Aaboud *et al.* [ATLAS Collaboration], “Search for Higgs boson pair production in the  $WW^{(*)}WW^{(*)}$  decay channel using ATLAS data recorded at  $\sqrt{s} = 13$  TeV,” Submitted to JHEP [arXiv:1811.11028 [hep-ex]].
- [23] A. M. Sirunyan *et al.* [CMS Collaboration], “Search for resonances decaying to a pair of Higgs bosons in the  $b\bar{b}q\bar{q}'\ell\nu$  final state in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV,” Submitted to JHEP [arXiv:1904.04193 [hep-ex]].
- [24] M. Asano and R. Garani, “Sgoldstino search at the LHC,” arXiv:1701.00829 [hep-ph].
- [25] A. M. Sirunyan *et al.* [CMS Collaboration], “Search for Higgs boson pair production in the  $\gamma\gamma b\bar{b}$  final state in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV,” *Phys. Lett. B* **788**, 7 (2019) doi:10.1016/j.physletb.2018.10.056 [arXiv:1806.00408 [hep-ex]].