

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Поиск новой физики на большом адронном коллайдере

Н.В. Красников, В.А. Матвеев

Дан обзор работ по поиску новой физики, который будет осуществляться на большом адронном коллайдере (БАК), а именно, по поиску бозона Хиггса, суперсимметрии и экзотики на БАКе. Описаны также основные параметры детекторов СМС и АТЛАС.

PACS numbers: 12.10. -g, 12.60. -i, 14.80. Bn

Содержание

1. Введение (697).
 2. СМС- и АТЛАС-детекторы (698).
 - 2.1. СМС-детектор. 2.2. АТЛАС-детектор.
 3. Поиск стандартного бозона Хиггса (700).
 - 3.1. Лагранжиан Стандартной модели. 3.2. Ограничения на массу бозона Хиггса. 3.3. Распады бозона Хиггса. 3.4. Рождение бозона Хиггса на БАКе. 3.5. $H \rightarrow \gamma\gamma$. 3.6. $H \rightarrow \gamma\gamma$ плюс адронные струи. 3.7. $H \rightarrow WW^* \rightarrow l^+ \nu l'^- \nu$. 3.8. $pp \rightarrow H + 2$ передние струи. 3.9. $H \rightarrow ZZ^*(ZZ) \rightarrow 4$ лептона. 3.10. $WH(\bar{t}tH) \rightarrow \gamma\gamma + \text{лептон} + \dots$. 3.11. $\bar{t}tH \rightarrow \bar{t}tb\bar{b}$. 3.12. $H \rightarrow WW \rightarrow ll\nu\nu$, $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ и $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$. 3.13. Исследование свойств бозона Хиггса. 3.14. Основные выводы.
 4. Поиск суперсимметрии в рамках МССМ (706).
 - 4.1. МССМ. 4.2. Сечения рождения суперчастиц. 4.3. Распады суперчастиц. 4.4. Поиск суперчастиц на БАКе. 4.5. Поиск СУСИ-бозонов Хиггса.
 5. Поиск новой физики помимо СМ и МССМ (716).
 - 5.1. Дополнительные размерности. 5.2. Дополнительные калибровочные бозоны. 5.3. Тяжелое нейтрино. 5.4. Сголдстино. 5.5. Скалярные лептокварки. 5.6. Составность. 5.7. Нарушение R -четности. 5.8. Дополнительные бозоны Хиггса с большими юкавскими константами связи. 5.9. Астрофизические применения.
 6. Заключение (723).
- Список литературы (724).

1. Введение

Стандартная модель (СМ) [1], описывающая сильные и электрослабые взаимодействия элементарных частиц, основана на нескольких основных принципах — перенормируемости, калибровочной инвариантности и спонтанном нарушении калибровочной симметрии. Принцип перенормируемости [2], часто рассматриваемый как что-

то вне пределов экспериментальной проверки, является одним из наиболее важных (если не самым важным) принципов локальной квантовой теории поля. Калибровочная группа СМ $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$ спонтанно нарушена до калибровочной группы $SU_c(3) \otimes U_{em}(1)$ посредством ненулевого вакуумного среднего скалярного поля, что приводит к возникновению массы у векторных бозонов $W^\pm$ и Z — переносчиков слабого взаимодействия; фотон при этом остается безмассовым. После спонтанного нарушения симметрии одна физическая степень свободы остается в скалярном секторе — нейтральный скалярный бозон (бозон Хиггса) — последняя неоткрытая частица СМ. Следует отметить, что существование бозона Хиггса является прямым следствием перенормируемости СМ. Калибровочная группа $SU_c(3)$ описывает сильные взаимодействия (квантовая хромодинамика или КХД). Восемь векторных глюонов несут цветные заряды. В силу свойства асимптотической свободы эффективная КХД-константа связи α_s мала при больших переданных импульсах, что позволяет надежно вычислять сечения глубоконеупругих процессов. Фундаментальные фермионы СМ — кварки и лептоны; левоспиральные состояния представляют собой дублеты относительно калибровочной группы $SU_L(2)$, а правоспиральные состояния преобразуются как синглеты. В СМ существуют три поколения фермионов, отличающиеся только массами фермионов.

Несмотря на поразительные успехи СМ в описании экспериментальных данных, по многим причинам СМ нельзя считать окончательной теорией. В СМ нейтрино являются безмассовыми частицами и, следовательно, осцилляции нейтрино отсутствуют. Однако в настоящее время существуют строгие указания на существование осцилляций нейтрино [3] из измерения нейтрино, рождающихся в атмосфере, и из дефицита потока электронных нейтрино от Солнца. Нетрудно расширить СМ, включив в нее массивные нейтрино, однако естественное объяснение малости масс нейтрино весьма нетривиально и, по всей видимости, требует наличия качественно новой физики за пределами СМ. В СМ ненулевое вакуумное ожидание поля Хиггса порождает массы у W -, Z -бозонов и фермионов. Для самосогласованности СМ масса бозона Хиггса должна быть достаточно мала:

Н.В. Красников, В.А. Матвеев. Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, просп. 60-летия Октября 7а, Российская Федерация
Тел. (095) 135-21-71, 135-77-60
E-mail: krasniko@ms2.inr.ac.ru

Статья поступила 29 октября 2003 г.

$M_H \leq 1$ ТэВ. Радиационные поправки к древесной массе бозона Хиггса расходятся квадратично, а именно $\delta M_H^2 \sim \Lambda^2$, где Λ — некоторое ультрафиолетовое обрезание. В физике элементарных частиц естественное значение ультрафиолетового обрезания обычно предполагается равным масштабу Планка $M_{Pl} \sim 10^{19}$ ГэВ или масштабу Великого объединения $M_{GUT} \sim 10^{16}$ ГэВ. Следовательно, естественное значение для массы бозона Хиггса должно быть $O(\Lambda)$. Чтобы объяснить малость массы бозона Хиггса по сравнению с масштабом Планка или масштабом Великого объединения, требуется очень сильно сократить радиационные поправки к массе бозона Хиггса, что весьма нетривиально (проблема тонкой подгонки параметров или проблема калибровочных иерархий). В настоящее время суперсимметричное решение [4, 5] проблемы калибровочных иерархий является общепринятым. Суперсимметричное объяснение предсказывает существование суперчастиц с массами легче или равными $O(1)$ ТэВ.

Другое возможное объяснение основано на использовании моделей с "техническим цветом" [6]. Мы не можем также исключить возможность того, что естественный масштаб ультрафиолетового обрезания $\Lambda \sim O(1)$ ТэВ. В любом случае все предложенные решения проблемы калибровочной иерархии предсказывают существование новой физики на масштабе $O(1)$ ТэВ¹. Другая нетривиальная проблема заключается в том, что СМ не позволяет предсказать массы фермионов, которые различаются по величине на пять порядков (проблема масс фермионов).

Научная программа на БАК (Большой Адронный Коллайдер) [7], который будет самым крупным ускорительным комплексом, когда-либо строившимся в мире, состоит из многих задач. Среди них наиболее важные:

- 1) открытие бозона Хиггса;
- 2) открытие суперсимметрии.

БАК [7] будет ускорять, в основном, два протонных пучка с полной энергией $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. На стадии низкой светимости (первые два-три года работы) светимость планируется быть равной $L_{low} = 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ с интегральной светимостью $L_t = 10 \text{ фб}^{-1}$ в год. На второй стадии работы БАКа планируется светимость $L_{high} = 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ с интегральной светимостью $L_t = 100 \text{ фб}^{-1}$ в год. БАК будет ускорять и тяжелые ионы, например ионы Pb–Pb, с энергией 1150 ТэВ в системе центра масс и светимостью вплоть до $10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Сгустки протонов будут пересекаться в четырех точках, в которых будут установлены детекторы. Планируется построить два больших многоцелевых детектора: СМС (Компактный Мюонный Соленоид) [8] и АТЛАС (Торроидальный БАК Аппарат) [9] и еще два детектора: АЛИСА [10] — детектор для изучения физики тяжелых ионов и LHC-B [11] — детектор для изучения В-физики.

¹ Существует принципиальная разница между предсказанием бозона Хиггса и предсказанием новой физики на тэвном масштабе. Действительно, электрослабые модели без бозона Хиггса являются перенормируемыми, и мы просто не можем делать количественные расчеты на квантовом уровне в таких моделях. Стандартная модель с малой массой бозона Хиггса представляет собой самосогласованную перенормируемую локальную квантовую теорию поля, однако в рамках СМ мы не можем объяснить малость массы бозона Хиггса (малость электрослабого масштаба) по сравнению с масштабом Планка.

БАК начнет работать в 2007 году. Существует много направлений исследований на БАКе [12]:

- а) поиск бозона Хиггса;
- б) поиск суперсимметрии;
- в) поиск новой физики вне рамок СМ и МССМ (Минимальная Суперсимметричная Модель);
- г) В-физика;
- д) физика тяжелых ионов;
- е) физика топ-кварка;
- ж) стандартная физика (КХД, электрослабые взаимодействия).

В этой статье дан обзор работ по поиску новой физики, который будет производиться на большом адронном коллайдере. А именно, дан обзор по поиску бозона Хиггса, суперсимметрии и экзотики (новой физики помимо СМ и МССМ), который будет осуществляться на БАКе. Здесь также описаны основные параметры детекторов СМС [8] и АТЛАС [9] (см. раздел 2). В разделе 3 дан обзор по поиску бозона Хиггса. В разделах 4 и 5 мы даем обзор по поиску суперсимметрии и экзотики. Раздел 6 содержит заключительные замечания.

2. СМС- и АТЛАС-детекторы

Одна из наиболее важных задач, решение которой предполагается найти с помощью БАКа, — исследование механизма спонтанного нарушения симметрии в электрослабом секторе СМ. При этом поиск бозона Хиггса [13] используется как типичная задача для оптимизации как СМС-, так и АТЛАС-детекторов. Для поиска бозона Хиггса детектор должен быть чувствителен к следующим процессам, чтобы обеспечить открытие бозона Хиггса в интервале масс, начиная от ограничения ЛЕП $M_H \geq 114,4$ ГэВ [14] и вплоть до $m_H = 1$ ТэВ:

- 1) $H \rightarrow \gamma\gamma$ при $114 \leq m_H \leq 150$ ГэВ;
- 2) $H \rightarrow b\bar{b}$ из $WH, ZH, t\bar{t}H$ на основе использования тагирования $l^\pm$ ($l^\pm = e^\pm$ или $\mu^\pm$) и b-кварков;
- 3) $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$ для $130 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 2m_Z$;
- 4) $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm, 2l^\pm 2\nu$ для $m_H \geq 2m_Z$.

Вторая сверхзадача проекта БАК — открытие суперсимметрии [5], т.е. детектирование суперчастиц. Здесь основная сигнатура, используемая при поиске суперсимметрии, — события с потерянной поперечной энергией, которые являются следствием недетектируемости легчайшей суперсимметричной частицы. Следовательно, необходимо иметь жесткие ограничения на герметичность детектора. Кроме того, поиск новой физики, отличной от суперсимметрии (новые калибровочные бозоны W' и Z' , дополнительные размерности и т.д.), требует прецизионных измерений импульсов лептонов и зарядовой идентификации для поперечных импульсов вплоть до нескольких тераэлектронвольт. Другая возможная сигнатура новой физики (составные кварки) требует измерения адронных струй с поперечным импульсом вплоть до нескольких тераэлектронвольт. Важную задачу, решаемую с помощью БАКа, представляет также изучение физики b-кварков и топ-кварков.

Следовательно, основными требованиями при конструировании СМС- и АТЛАС-детекторов являются:

- 1) хорошая электромагнитная калориметрия для идентификации электронов и фотонов и измерения их импульсов;
- 2) хорошая герметичная адронная калориметрия;

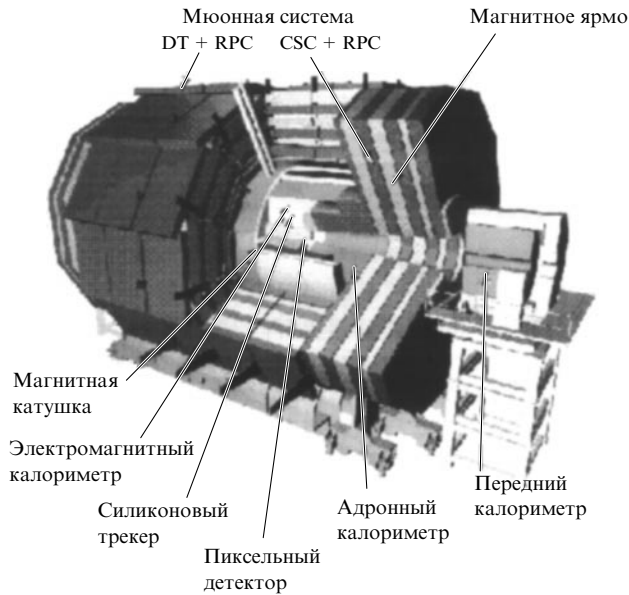


Рис. 1. Схематический вид СМС-детектора.

3) эффективный трекер при высокой светимости для измерений импульсов лептонов и тагирования b -кварков;

4) точное измерение импульсов мюонов для p_T от нескольких гигаэлектронвольт вплоть до нескольких тераэлектронвольт;

5) большой охват по псевдобыстроте η ($\eta \equiv -\ln \tan(\theta/2)$) (геометрия близкая к 4π).

2.1. СМС-детектор

СМС-детектор [8] состоит из внутреннего детектора (трекера), электромагнитного калориметра, адронного калориметра и мюонного спектрометра. Схематический вид СМС-детектора представлен на рис. 1.

В детекторе СМС трекер находится внутри магнитного поля в 4 Тл, что обеспечивает нужное магнитное поле для точного измерения импульсов заряженных частиц. В системе трекера используются силиконовые пиксели и силиконовые стриповые детекторы. Ожидаемая точность измерения в области центральных быстрот $\delta p_T/p_T = 0,01$ при $p_T = 100$ ГэВ. Точность определения импульса ухудшается примерно в 5 раз при $p_T = 1$ ТэВ.

Электромагнитный калориметр СМС основан на использовании кристаллов вольфрамата свинца (PbWO_4) с областью покрытия по псевдобыстротам вплоть до $|\eta| < 3$. Энергетическое разрешение при малой светимости описывается формулой

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0,03}{\sqrt{E}} \oplus 0,005. \quad (1)$$

Вычисления [8] приводят к следующей точности при определении инвариантной массы дифотонной пары для реакции $H \rightarrow \gamma\gamma$ ($m_H = 100$ ГэВ):

$$\delta m_{\gamma\gamma} = 475 \text{ МэВ} \quad (\text{низкая светимость, } L_{\text{low}} = 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}),$$

$$\delta m_{\gamma\gamma} = 775 \text{ МэВ} \quad (\text{высокая светимость, } L_{\text{high}} = 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}).$$

Адронный калориметр окружает электромагнитный калориметр и действует вместе с ним, измеряя энергии и направления адронных струй и обеспечивая герметичность детектора для точного измерения поперечного

импульса. Область псевдобыстрот $|\eta| \leq 3$ покрывается центральной и торцевой частями адронного калориметра, которые находятся внутри магнитного поля СМС. Ожидаемое энергетическое разрешение адронных струй $\Delta E/E = 1,1/\sqrt{E} \oplus 0,05$. Область псевдобыстрот $3,0 \leq |\eta| \leq 5,0$ покрывается отдельным передним калориметром. Ожидаемое энергетическое разрешение для адронных струй в этой области псевдобыстрот

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1,8}{\sqrt{E}} \oplus 0,1. \quad (2)$$

Для БАКа эффективное детектирование мюонов от распадов бозона Хиггса и распадов W , Z , $t\bar{t}$ требует покрытия по большой области псевдобыстрот. Ожидается, что мюоны от pp -соударений обеспечат чистую и ясную сигнатуру для широкого класса процессов с участием новой физики. Многие из этих процессов достаточно редкие, поэтому для их обнаружения необходима большая светимость. Задача мюонного спектрометра — обеспечить идентификацию мюонов и точное измерение их импульсов от нескольких гигаэлектронвольт вплоть до нескольких тераэлектронвольт. Центральная часть детектора покрывает область псевдобыстрот $|\eta| \leq 1,3$. Периферийная часть — область псевдобыстрот $1,3 \leq |\eta| \leq 2,4$. При $0 \leq |\eta| \leq 2$ точность определения импульса мюонов в СМС ожидается равной 0,015–0,05 при $p_T = 100$ ГэВ и соответственно 0,05–0,2 при $p_T = 1$ ТэВ.

2.2. АТЛАС-детектор

Конструкция детектора АТЛАС [9] аналогична конструкции детектора СМС. В него также входят внутренний детектор (трекер), электромагнитный калориметр, адронный калориметр и мюонный спектрометр (рис. 2).

Внутренний детектор состоит из силиконовых пикселей, силиконового стрипового детектора и переходного

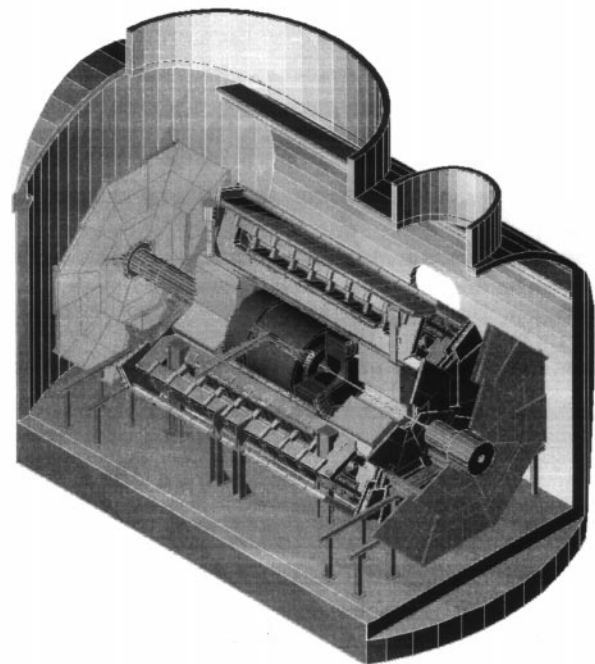


Рис. 2. Схематический вид АТЛАС-детектора.

радиационного детектора. Точность измерения импульсов заряженных частиц ожидается равной $\Delta p_T/p_T = 0,2$ при $p_T = 500$ ГэВ. Жидкоаргонный электромагнитный калориметр покрывает область псевдобыстрот $|\eta| < 3$. Ожидаемое разрешение по энергии

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0,1}{\sqrt{E}} \oplus 0,007 \quad \text{при } |\eta| \leq 2,5.$$

Точность определения дифотонной инвариантной массы предполагается равной 1,4 ГэВ для массы бозона Хиггса $m_H = 100$ ГэВ при $L_{\text{high}} = 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Точность измерения адронных струй адронным калориметром ожидается равной

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0,5}{\sqrt{E}} \oplus 0,03.$$

Передний калориметр покрывает область псевдобыстрот $3 \leq |\eta| \leq 5$ с разрешением по энергии лучше, чем $\Delta E/E = 1/\sqrt{E} \oplus 0,1$. Мюонная система измеряет траектории мюонов. Разрешение мюонов по импульсам оценивается равным $\Delta p_T/p_T = 0,02$ ($p_T = 100$ ГэВ) и $\Delta p_T/p_T = 0,08$ ($p_T = 1$ ТэВ) при $|\eta| \leq 2,2$.

3. Поиск стандартного бозона Хиггса

3.1. Лагранжиан Стандартной модели

Стандартная модель является перенормируемой моделью локальной квантовой теории поля, описывающей сильные и электрослабые взаимодействия. СМ имеет калибровочную группу $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$ и минимальную хиггсовскую структуру, состоящую из одного комплексного изодублета полей Хиггса. Спонтанное нарушение калибровочной группы

$$SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1) \rightarrow SU_c(3) \otimes U(1)$$

происходит вследствие ненулевого вакуумного среднего изодублета Хиггса и обеспечивает простейшую реализацию механизма Хиггса [13], при которой возникают массы у калибровочных бозонов $W^\pm$, Z и у кварков и лептонов. В СМ в результате спонтанного нарушения калибровочной электрослабой симметрии в физическом (калибровочно инвариантном) секторе остается одна скалярная частица (бозон Хиггса). Лагранжиан СМ состоит из нескольких частей [15]:

$$L_{\text{WS}} = L_{\text{YM}} + L_{\text{H YM}} + L_{\text{SH}} + L_{\text{f}} + L_{\text{Yuk}}. \quad (3)$$

Здесь L_{YM} — лагранжиан калибровочных полей:

$$L_{\text{YM}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i(W) F_{\mu\nu}^{\mu\nu}(W) - \frac{1}{4} F^{\mu\nu}(W^0) F_{\mu\nu}(W^0) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a(G) F_{\mu\nu}^a(G), \quad (4)$$

где $F_{\mu\nu}^i(W)$, $F_{\mu\nu}^a(G)$, $F_{\mu\nu}(W^0)$ имеют вид

$$F_{\mu\nu}^i(W) = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (5)$$

$$F_{\mu\nu}(W^0) = \partial_\mu W_\nu^0 - \partial_\nu W_\mu^0, \quad (6)$$

$$F_{\mu\nu}^a(G) = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c, \quad (7)$$

а W_μ^i , W_μ^0 являются $SU_L(2) \otimes U(1)$ калибровочными полями, G_μ^a — глюонные поля, ϵ^{ijk} , f^{abc} — структурные константы $SU(2)$ и $SU(3)$ калибровочных групп. Лагранжиан $L_{\text{H YM}}$ описывает взаимодействие дублета Хиггса с $SU_L(2) \otimes U(1)$ калибровочными полями

$$L_{\text{H YM}} = (D_{L\mu} H)^\dagger (D_{L\mu} H), \quad (8)$$

где ковариантные производные

$$D_{L\mu} = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} W_\mu^0 - ig_2 \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i, \quad (9)$$

$$D_{R\mu} = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} W_\mu^0, \quad (10)$$

$$D_{L\mu}^q = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} W_\mu^0 - ig_2 \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig_s t^a G_\mu^a, \quad (11)$$

$$D_{R\mu}^q = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} W_\mu^0 - ig_s t^a G_\mu^a. \quad (12)$$

Здесь g_1 есть калибровочная константа связи $U(1)$, Y — гиперзаряд, определяемый соотношением

$$Q = \frac{\sigma_3}{2} + \frac{Y}{2},$$

σ^i — матрицы Паули, t^a есть матрицы $SU(3)$ в фундаментальном представлении,

$$H = \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix}$$

— изодублет полей Хиггса $SU(2)$ с $Y = 1$. Лагранжиан L_{SH} описывает самодействие изодублета полей Хиггса и имеет вид

$$L_{\text{SH}} = -V_0(H) = M^2 H^\dagger H - \frac{\lambda}{2} (H^\dagger H)^2, \quad (13)$$

где $H^\dagger H = \sum_i H_i^* H_i$, а λ — константа самодействия полей Хиггса. Лагранжиан L_{f} описывает взаимодействие фермионов с калибровочными полями. Фермионы преобразуются как дублеты или синглеты относительно калибровочной группы $SU_L(2) \otimes U(1)$

$$R_1 = e_R, \quad R_2 = \mu_R, \quad R_3 = \tau_R, \quad (14)$$

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L, \quad L_2 = \begin{pmatrix} \nu' \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad L_3 = \begin{pmatrix} \nu'' \\ \tau \end{pmatrix}_L, \quad (15)$$

$$R_{q1u} = (q_{1u})_R \quad (q_{1u} = u, \quad q_{2u} = c, \quad q_{3u} = t), \quad (16)$$

$$R_{qid} = (q_{id})_R \quad (q_{1d} = d, \quad q_{2d} = s, \quad q_{3d} = b), \quad (17)$$

$$L_{qt} = \begin{pmatrix} q_{1u} \\ V_{ti}^{-1} q_{id} \end{pmatrix}_L, \quad (18)$$

где L и R обозначают левые и правые компоненты спиноров соответственно,

$$\psi_{R,L} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \psi, \quad (19)$$

а V_{if} — матрица Кобаяши–Маскавы. Нейтрино в СМ являются левоспиральными безмассовыми частицами. Лагранжиан L_{f} имеет вид

$$L_{\text{f}} = \sum_{k=1}^3 [\bar{L}_k \hat{D}_L L_k + \bar{R}_k \hat{D}_R R_k + \bar{L}_{qk} \hat{D}_L^q L_{qk} + \bar{L}_{qku} \hat{D}_R^q R_{qku} + \bar{L}_{qkd} \hat{D}_R^q R_{qkd}], \quad (20)$$

где $\hat{D}_L = \gamma^\mu D_{L\mu}$, $\hat{D}_R = \gamma^\mu D_{R\mu}$, $\hat{D}_L^q = \gamma^\mu D_{L\mu}^q$, $\hat{D}_R^q = \gamma^\mu D_{R\mu}^q$. Лагранжиан L_{Yuk} ответствен за возникновение фермионных масс. Для безмассовых нейтрино юкавское взаимодействие фермионов с изодублетом полей Хиггса имеет вид

$$L_{Yuk} = - \sum_{k=1}^3 [h_{lk} \bar{L}_k H R_k + h_{dk} \bar{L}_{dk} H R_{dk} + h_{uk} \bar{L}_{uk} (i\sigma^2 H^*) R_{uk}] + \text{h.c.} \quad (21)$$

Потенциал

$$V_0(H) = -M^2 H^\dagger H + \frac{\lambda}{2} (H^\dagger H)^2$$

при $M^2 > 0$ приводит к спонтанному нарушению симметрии. Дублет H приобретает ненулевое вакуумное среднее

$$\langle H \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (22)$$

где $v = 246$ ГэВ. В унитарной калибровке нефизические голдстоуновские поля отсутствуют и изодублет хиггсовских скалярных полей зависит только от единственного физического скалярного поля $H(x)$ (поля Хиггса):

$$H(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} + \frac{H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Вследствие спонтанного нарушения калибровочной симметрии калибровочные электрослабые поля, за исключением фотона, приобретают массы. Диагонализация массовой матрицы приводит к

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp W_\mu^2), \quad M_W = \frac{1}{2} g_2 v, \quad (24)$$

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} (g_2 W_\mu^3 - g_1 W_\mu^0), \quad M_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g_2^2 + g_1^2} v, \quad (25)$$

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} (g_1 W_\mu^3 + g_2 W_\mu^0), \quad M_A = 0, \quad (26)$$

где $W_\mu^\pm$, Z_μ — поля заряженных и нейтральных электрослабых бозонов соответственно, а A_μ — фотонное поле. Удобно ввести угол поворота θ_W между (W^3, W^0) и (Z, A) , который называется угол Вайнберга:

$$\sin \theta_W \equiv \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}. \quad (27)$$

Экспериментальное значение угла Вайнберга $\sin^2 \theta_W \approx 0,23$ [16]. Формула для электрического заряда электрона e имеет вид

$$e = \frac{g_2 g_1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}. \quad (28)$$

На древесном уровне масса бозона Хиггса определяется формулой

$$m_H = \sqrt{2} M = \sqrt{\lambda} v. \quad (29)$$

В унитарной калибровке лагранжиан $L_{H\gamma M}$ имеет вид

$$L_{H\gamma M} = \frac{1}{2} \partial^\mu H \partial_\mu H + M_W^2 \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2 W_\mu^+ W^\mu + \frac{1}{2} M_Z^2 \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2 Z^\mu Z_\mu, \quad (30)$$

а лагранжиан

$$L_{Yuk} = - \sum_i m_{\psi_i} \left(1 + \frac{H}{v}\right) \bar{\psi}_i \psi_i. \quad (31)$$

3.2. Ограничения на массу бозона Хиггса

Ограничение снизу на массу бозона Хиггса в СМ согласно экспериментам на LEP ускорителе составляет $m_H \geq 114,4$ ГэВ на 95%-ном уровне достоверности [14]. Анализ прецизионных измерений электрослабых наблюдаемых приводит к ограничению сверху [17] $m_H \leq 193$ ГэВ (на 95%-ном уровне достоверности) на массу бозона Хиггса, так что в СМ бозон Хиггса должен быть относительно легким.

Можно получить ограничение сверху на массу бозона Хиггса, исходя из требования отсутствия полюса Ландау для эффективной константы самодействия полей Хиггса [18], а также из требования стабильности электрослабого вакуума [19]. Идея вывода ограничения из требования отсутствия полюса Ландау следующая [18]. Предположим, что СМ верна вплоть до масштаба Λ . Из требования отсутствия полюса Ландау для эффективной константы $\bar{\lambda}(E)$ самодействия полей Хиггса при энергиях $E \leq \Lambda$ можно получить ограничение сверху на массу бозона Хиггса. Для Λ , равного 10^3 ; 10^4 ; 10^6 ; 10^8 ; 10^{12} ; 10^{14} ГэВ, и $m_t^{\text{pole}} = 175$ ГэВ можно найти [12] ограничения на массу бозона Хиггса: $m_H \leq 400$; 300; 240; 200; 180; 170; 160 ГэВ соответственно. Ограничение из вакуумной стабильности [19] возникает из требования, чтобы электрослабый минимум эффективного потенциала был бы самым глубоким минимумом эффективного потенциала при $|H| \leq \Lambda$. Для $|H| \gg v$ массовыми членами в эффективном потенциале можно пренебречь по сравнению с членом, описывающим самодействие скалярных полей. Условие вакуумной стабильности при этом означает, что эффективная константа связи самодействия хиггсовского изодублета $\bar{\lambda}(\mu)$ неотрицательна, $\bar{\lambda}(\mu) \geq 0$, при $\mu \leq \Lambda$. Для Λ , равного 10^3 ; 10^4 ; 10^6 ; 10^8 ; 10^{12} ; 10^{14} ГэВ, и $m_t^{\text{pole}} = 175$ ГэВ ограничение снизу на массу бозона Хиггса численно равно [12] $m_H \geq 78$; 101; 121; 129; 136; 137 ГэВ соответственно. В минимальной суперсимметричной модели учет радиационных поправок приводит к увеличению массы легчайшего бозона Хиггса [20] вплоть до 135 ГэВ [21]. Как было отмечено в работах [22], путем измерения массы бозона Хиггса можно различить СМ и МССМ или, по крайней мере, оценить масштаб Λ , начиная с которого мы можем ожидать отклонения от СМ.

3.3. Распады бозона Хиггса

Древесные константы связей бозона Хиггса с калибровочными бозонами и фермионами можно найти из лагранжианов (30), (31). Взаимодействия HW^+W^- , HZZ и $H\bar{\psi}\psi$ наиболее важны для феноменологии. Ширина распада бозона Хиггса в фермион-антифермионную

пару определяется формулой [15]

$$\Gamma(H \rightarrow \psi\bar{\psi}) = \frac{G_F m_\psi^2 m_H N_c}{4\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_\psi^2}{m_H^2}\right)^{3/2}, \quad (32)$$

где N_c — число цветовых состояний фермиона. Для $m_H \leq 2m_W$ бозон Хиггса распадается в основном (вероятность $\approx 90\%$) в b -кварк-антикварковую пару и с вероятностью $\approx 7\%$ в τ -лептон-антилептонную пару. Учет КХД-поправок сводится к замене в формуле (32) полюсной массы b -кварка на эффективную массу $\bar{m}_b(m_H)$. Напомним, что соотношение между пертурбативной полюсной массой кварка m_Q и $\overline{MS}$ эффективной массой кварка $\bar{m}_Q(m_Q)$ имеет вид [23]

$$m_Q = \left[1 + \frac{4}{3} \frac{\alpha_s(m_Q)}{\pi} + K_Q \left(\frac{\alpha_s(m_Q)}{\pi}\right)^2\right] \bar{m}_Q(m_Q), \quad (33)$$

где численно $K_l \approx 10,9$, $K_b \approx 12,4$ и $K_c \approx 13,4$.

Бозон Хиггса при $m_H \geq 2M_W$ будет распадаться на калибровочные бозоны с ширинами распадов

$$\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) = \frac{G_F m_H^3}{32\pi\sqrt{2}} (4 - 4a_W + 3a_W^2)(1 - a_W)^{1/2}, \quad (34)$$

$$\Gamma(H \rightarrow Z^0Z^0) = \frac{G_F m_H^3}{64\pi\sqrt{2}} (4 - 4a_Z + 3a_Z^2)(1 - a_Z)^{1/2}, \quad (35)$$

где $a_W = 4M_W^2/m_H^2$ и $a_Z = 4M_Z^2/m_H^2$. Для тяжелого бозона Хиггса ($2m_Z \leq m_H \leq 800$ ГэВ) распад на калибровочные бозоны доминирует. Например, при $m_H \gg 2m_Z$ справедлива асимптотическая формула

$$\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) = 2\Gamma(H \rightarrow ZZ) \simeq \frac{G_F m_H^3}{8\pi\sqrt{2}}. \quad (36)$$

Зависимость типа m_H^3 является следствием существования состояний с продольной поляризацией у W - и Z -бозонов. Заметим, что ширина распада бозона Хиггса на фермион-антифермионную пару растет лишь линейно с увеличением массы бозона Хиггса. Поэтому при массе бозона Хиггса существенно выше $2m_Z$ полная ширина распада бозона Хиггса в основном определяется его шириной распада на калибровочные бозоны и распадом бозона Хиггса на $t\bar{t}$ можно пренебречь. Для ширины распада тяжелого бозона Хиггса справедлива формула

$$\Gamma_{\text{tot}}(H) \simeq 0,48 \text{ ТэВ} \left(\frac{m_H}{1 \text{ ТэВ}}\right)^3. \quad (37)$$

Распады на калибровочные бозоны вне массовой поверхности весьма важны для феноменологии. Ширина такого распада определяется формулой [24]

$$\Gamma(H \rightarrow VV^*) = \delta_V \frac{3G_F^2 M_V^4 m_H}{16\pi^3} R\left(\frac{M_V^2}{m_H^2}\right), \quad (38)$$

где $V = W, Z$,

$$\delta_W = 1, \quad \delta_Z = \frac{7}{12} - \frac{10}{9} \sin^2 \theta_W + \frac{40}{27} \sin^4 \theta_W,$$

$$R(x) = 3 \frac{1 - 8x + 20x^2}{\sqrt{4x - 1}} \arccos \frac{3x - 1}{2x^{3/2}} - \frac{1 - x}{2x} (2 - 13x + 47x^2) - \frac{3}{2} (1 - 6x + 4x^2) \log x, \quad (39)$$

$x = M_V^2/m_H^2$. Для бозона Хиггса по массе слегка тяжелее двух калибровочных бозонов ширина распада на пару калибровочных бозонов, находящихся вне массовой поверхности, играет важную роль. Соответствующие формулы можно найти в работе [24].

Следует отметить, что существует ряд важных взаимодействий бозона Хиггса, отсутствующих на древесном уровне, но возникающих на однопетлевом уровне. Из них взаимодействия бозона Хиггса с глюонами и фотонами чрезвычайно важны для его поиска на суперколлайдерах. Однопетлевое взаимодействие бозона Хиггса с двумя глюонами возникает вследствие обмена виртуального топ-кварка в петле [25] и приводит к эффективному лагранжиану

$$L_{\text{Hgg}}^{\text{eff}} = \frac{8g_2^2 \alpha_s}{24\pi m_W} H G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}. \quad (40)$$

В низшем порядке теории возмущений соответствующая ширина распада равна [24]

$$\Gamma_{\text{LO}}(H \rightarrow gg) = \frac{G_F^2 \alpha_s^2 m_H^3}{36\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_Q A_Q^H(\tau_Q) \right|^2, \quad (41)$$

$$A_Q^H(\tau) = \frac{3}{2} \tau [1 + (1 - \tau)f(\tau)], \quad (42)$$

$$f(\tau) = \arcsin^2 \frac{1}{\sqrt{\tau}}, \quad \tau \geq 1, \quad (43)$$

$$f(\tau) = -\frac{1}{4} \left(\log \frac{1 + \sqrt{1 - \tau}}{1 - \sqrt{1 - \tau}} - i\pi \right)^2, \quad \tau < 1. \quad (44)$$

Параметр $\tau_Q = 4m_Q^2/m_H^2$ определяется полюсной массой M_Q тяжелого кварка в петле. Для тяжелого кварка $A_Q^H(\tau_Q) \rightarrow 1$. Оказывается, что радиационные КХД-поправки очень большие [26]: ширина распада увеличивается на 60–70 % в наиболее интересном интервале масс $100 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 500 \text{ ГэВ}$. Трехпетлевые КХД-поправки были вычислены в пределе тяжелой массы топ-кварка. Они увеличивают ширину распада приблизительно на 10 % [27].

Также весьма важно индуцируемое одной петлей взаимодействие бозона Хиггса с двумя фотонами. Ширина распада бозона Хиггса на два фотона определяется формулой [24]

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F^2 \alpha^2 m_H^3}{128\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_f N_{cf} e_f^2 A_f^H(\tau_f) + A_W^H(\tau_W) \right|^2, \quad (45)$$

где

$$A_f^H(\tau) = 2\tau [1 + (1 - \tau)f(\tau)], \quad (46)$$

$$A_W^H(\tau) = -[2 + 3\tau + 3\tau(2 - \tau)f(\tau)], \quad (47)$$

$\tau_i = 4M_i^2/m_H^2$, $i = f, W$. Функция $f(\tau)$ определяется формулами (43), (44). W -бозонная петля дает основной вклад в области промежуточных масс. Соответствующие графики для ширин распадов бозона Хиггса представлены на рис. 3.

3.4. Рождение бозона Хиггса на БАКе

Типичные процессы, в которых происходит рождение бозонов Хиггса и которые могут быть использованы на БАКе, следующие [28, 24]:

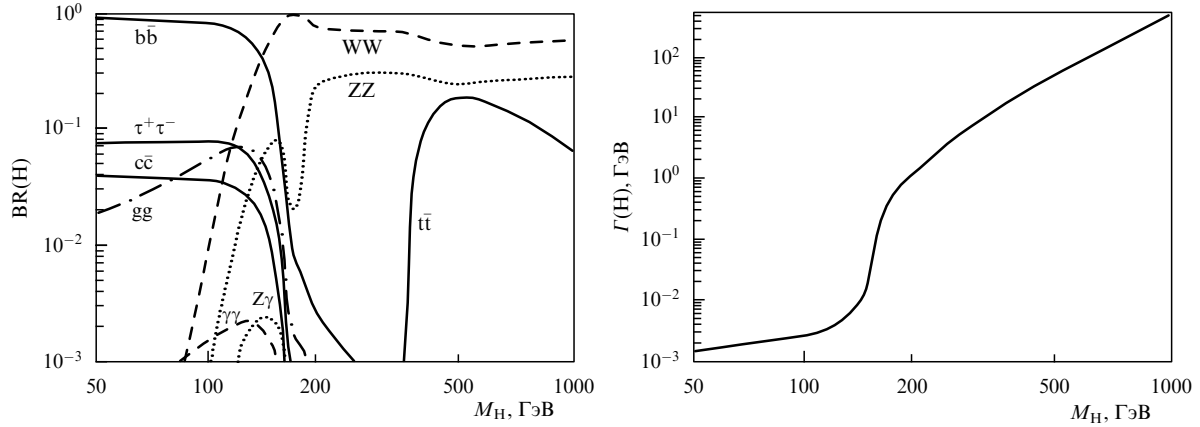


Рис. 3. Бренчинги и ширина распада бозона Хиггса [24].

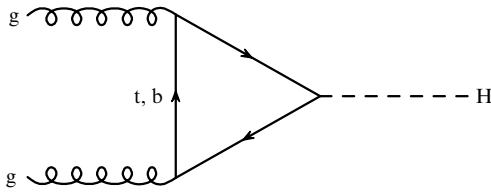
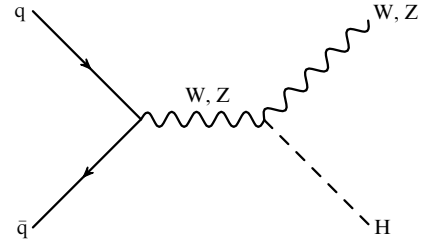
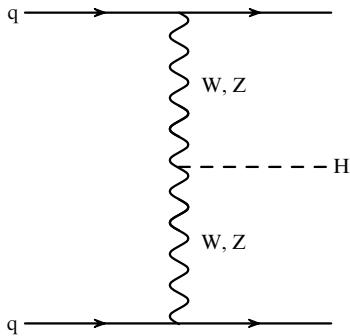


Рис. 4. Диаграмма, демонстрирующая вклад в рождение бозона Хиггса в глюон-глюонных соударениях.

Рис. 6. Диаграмма, демонстрирующая вклад в $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH$.Рис. 5. Диаграмма, демонстрирующая вклад в $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}V^*V^* \rightarrow q\bar{q}H$.

глюонное слияние: $gg \rightarrow H$ (рис. 4);
 WW -, ZZ -слияние: $W^+W^-, ZZ \rightarrow H$ (рис. 5);
 излучение бозона Хиггса из W, Z : $q\bar{q}W, Z \rightarrow W, Z + H$ (рис. 6);
 излучение бозона Хиггса из топ-кварка: $q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t} + H$ (рис. 7).

Механизм глюонного слияния играет доминирующую роль во всем допустимом интервале масс, тогда

как WW/ZZ -слияние становится все более важным с ростом массы бозона Хиггса. Последние два механизма существенны только для легких бозонов Хиггса.

Механизм глюонного слияния [25]

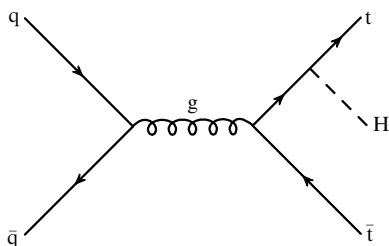
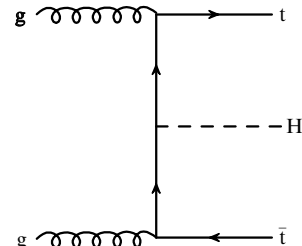
$$pp \rightarrow gg \rightarrow H \quad (48)$$

является самым важным механизмом рождения бозона Хиггса вплоть до массы 1 ТэВ. Взаимодействие бозона Хиггса с глюонами возникает на однопетлевом уровне вследствие обмена топ-кварка в петле. В ведущем порядке теории возмущений партонное сечение пропорционально ширине распада бозона Хиггса на два глюона

$$\sigma_{LO}(gg \rightarrow H) = \sigma_0 m_H^2 \delta(s - m_H^2), \quad (49)$$

$$\sigma_0 = \frac{\pi^2}{8m_H^2} \Gamma_{LO}(H \rightarrow gg), \quad (50)$$

где $\tau_Q = 4M_Q^2/m_H^2$, s обозначает квадрат энергии партонной системы, а формфактор $A_Q^H(\tau_Q)$ определяется формулами (42)–(44). Адронное сечение представимо

Рис. 7. Диаграммы, демонстрирующие вклад в $q\bar{q}/gg \rightarrow Ht\bar{t}$.

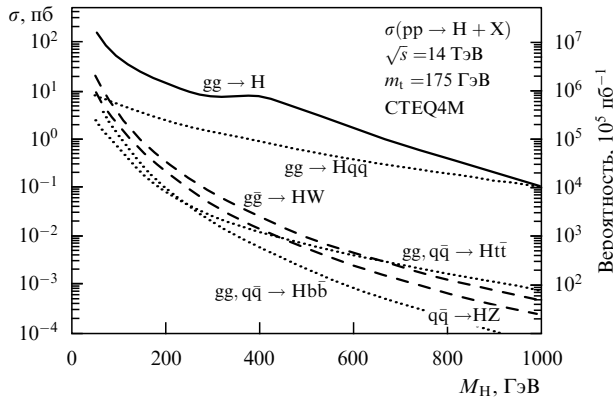


Рис. 8. Сечения рождения бозона Хиггса для различных механизмов как функция массы бозона Хиггса [24].

в виде

$$\sigma_{\text{LO}}(pp \rightarrow H) = \sigma_0 \tau_H \frac{dL^{gg}}{d\tau_H}, \quad (51)$$

где $dL^{gg}/d\tau_H$ обозначает gg -светимость pp -коллайдера, а $\tau_H = m_H^2/s$. КХД-поправки к однопетлевому сечению глюонного слияния положительны и весьма существенны [24, 26, 27]. Они стабилизируют теоретические предсказания для сечения при изменении масштабов перенормировки и факторизации. Теоретически предсказанное сечение рождения бозона Хиггса на БАКе представлено на рис. 8. Сечение уменьшается с ростом массы бозона Хиггса в основном вследствие уменьшения gg партонной светимости с ростом инвариантной массы. Вторым по важности процессом для рождения бозона Хиггса в БАКе является слияние векторных бозонов, $ZZ, W^+W^- \rightarrow H$. При больших массах бозона Хиггса этот механизм конкурирует с механизмом глюонного слияния; для промежуточных же масс сечение приблизительно на порядок меньше. Соответствующие формулы можно найти в работах [29]. Механизм, основанный на использовании реакции $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH$ ($V = W, Z$), является весьма важным при поиске легкого бозона Хиггса на БАКе. И, хотя сечение этой реакции примерно на два порядка меньше сечения глюонного слияния, лептонные распады векторных бозонов чрезвычайно полезны для фильтрации сигнала от фона. Соответствующие формулы для сечения можно найти в работе [30].

Процесс $gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}H$ существен для малых масс бозона Хиггса. Аналитическое выражение для партонного сечения весьма громоздко [31]. Заметим также, что излучение бозона Хиггса из топ-кварка позволяет экспериментально определить Htt юкавскую константу связи. Сечение $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}H + \dots)$ прямо пропорционально квадрату юкавской константы связи топ-кварка с бозоном Хиггса.

Можно сказать, что различимы три класса процессов. Глюонное слияние является универсальным процессом, доминирующим во всей допустимой области масс бозона Хиггса. Излучение бозона Хиггса из электрослабых бозонов или топ-кварка — важный процесс для малых масс бозона Хиггса. Механизм WW/ZZ -слияния, наоборот, становится более значимым с ростом массы бозона Хиггса.

3.5. $H \rightarrow \gamma\gamma$

Одной из основных реакций при поиске бозона Хиггса на БАКе является

$$pp \rightarrow (H \rightarrow \gamma\gamma) + \dots, \quad (52)$$

которая особенно перспективна [32] при поиске бозона Хиггса в самой интересной области масс

$$100 \leq m_H \leq 150 \text{ ГэВ}.$$

Значимость сигнала $S = N_S/\sqrt{N_B}$ для СМС-детектора оценивается равной 6,6(9) для $m_H = 110(130)$ ГэВ при низкой светимости 30 fb^{-1} и 10(13) для $m_H = 110(130)$ ГэВ и высокой светимости 100 fb^{-1} [8]. Общий вывод заключается в том, что на уровне 5σ СМС-детектор даст возможность открыть бозон Хиггса² при $95 \leq m_H \leq 145$ ГэВ на стадии низкой светимости, а на стадии высокой светимости соответствующий диапазон для массы бозона Хиггса составит $85 \leq m_H \leq 150$ ГэВ (рис. 9). Аналогичные вычисления, сделанные для детектора АТЛАС, совпадают с соответствующими вычислениями для детектора СМС (в терминах значимости сигнала) с точностью до 30 % [34].

3.6. $H \rightarrow \gamma\gamma$ плюс адронные струи

Идея искать бозон Хиггса вместе с адронными струями была высказана в работе [35], в которой были вычислены матричные элементы сигнальных подпроцессов $gg \rightarrow g + H$, $gq \rightarrow q + H$ и $q\bar{q} \rightarrow g + H$ в ведущем порядке по сильной константе связи α_s^3 . Для массы бозона Хиггса в интервале $100 \leq M_H \leq 150$ ГэВ и для полной светимости 10 fb^{-1} этот канал дает несколько десятков сигнальных событий с большим только в 2–3 раза числом фоновых событий [35]. Значимость сигнала $N_S/\sqrt{N_B} \sim 4$; 5 и 4 для $M_H = 100, 120$ и 140 ГэВ соответственно, тем самым имеется хорошая перспектива открыть легкий бозон Хиггса на стадии низкой светимости. Из этих результатов также следует, что на стадии высокой светимости с полной интегральной светимостью 100 fb^{-1} значимость сигнала ~ 12 .

3.7. $H \rightarrow WW^* \rightarrow l^+ \nu l'^- \bar{\nu}'$

Реакция $pp \rightarrow H \rightarrow WW^* \rightarrow l^+ \nu l'^- \bar{\nu}'$ [36] обеспечивает открытие бозона Хиггса в наиболее труднодостижимой области масс от 155 до 180 ГэВ. Особенно важно, что использование реакции $H \rightarrow WW^* \rightarrow l^+ \nu l'^- \bar{\nu}'$ позволяет открыть бозон Хиггса с массой вблизи 170 ГэВ, где брэнчинг $H \rightarrow 4l$ очень мал и использование четырехлептонной сигнатуры не помогает, по крайней мере на стадии низкой светимости. Использование этой реакции не налагает жестких условий на детектор и требует относительно небольшой интегральной светимости приблизительно 5 fb^{-1} для открытия бозона Хиггса. Результаты работы [36] демонстрируют, что эта реак-

² Следует отметить, что более подходящей характеристикой для будущих экспериментов [33] является вероятность открытия, т.е. вероятность того, что в эксперименте будет измерено число событий N_{ev} такое, при котором вероятность, что стандартная физика воспроизведет N_{ev} , будет меньше $5,7 \times 10^{-7}$ (5σ). Например, при поиске стандартного бозона Хиггса с $m_H = 110$ ГэВ и для $L = 30 \text{ fb}^{-1}$ (20 fb^{-1}) стандартная значимость сигнала 6,6(5,4). На языке вероятностей это означает, что [33] СМС-детектор позволит открыть на уровне $\geq 5\sigma$ бозон Хиггса с вероятностью 96(73) %.

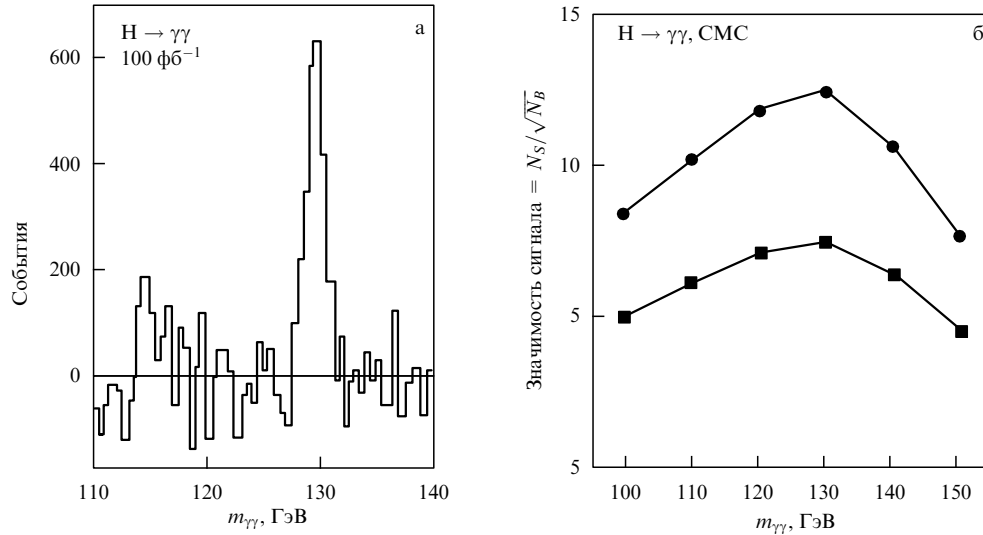


Рис. 9. Массовый пик (а) и значимость сигнала (б) для $H \rightarrow \gamma\gamma$: ■ — низкая светимость (30 фб^{-1}), ● — высокая светимость (100 фб^{-1}) [8].

ция обеспечивает не только открытие бозона Хиггса массой $155\text{--}180 \text{ ГэВ}$ с $S/B \geq 0,35$, но также помогает выявить сигнал от бозона Хиггса массой $120\text{--}500 \text{ ГэВ}$. Результаты расчетов [38] с использованием полной симуляции отклика детектора подтверждают результаты работы [36].

3.8. $pp \rightarrow H + 2 \text{ передние струи}$

Механизм слияния векторных бозонов $qq \rightarrow qqH$ приводит к энергичным струям в направлениях вперед и назад и отсутствию обмена цветом в жестком процессе [39–41], что позволяет сильно подавить фоны от $t\bar{t}$, КХД-струй, W- и Z-рождения и компенсировать малость сечения рождения бозона Хиггса в механизме слияния векторных бозонов по сравнению с механизмом глюонного слияния $gg \rightarrow H$. Заметим, что процесс рождения бозона Хиггса в механизме слияния векторных бозонов с тагированием струй, летящих в области малых азимутальных углов, был рассмотрен ранее для реакций $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l, 2l2\nu$ в работе [42]. Реакция $pp \rightarrow (H \rightarrow \gamma\gamma) + 2 \text{ forward jets}$ была исследована на партонном уровне в работе [39] и на уровне быстрой симуляции СМС детектора в работе [43]. Основной вывод работы [43] состоит в том, что сигнальная значимость $S = N_S/\sqrt{N_B} = 5$ достигается при светимостях $25\text{--}35 \text{ фб}^{-1}$ для $m_H = 115\text{--}145 \text{ ГэВ}$. Дополнительным преимуществом этой сигнатуры является то, что отношение сигнала к фону равно $S/B \sim 1$ по сравнению с $S/B \sim 1/15$ для инклюзивной реакции $pp \rightarrow (H \rightarrow \gamma\gamma) + \dots$.

Сигнатура $H \rightarrow W^*W \rightarrow e^\pm \mu^\mp p_T^{\text{mis}}$ в механизме слияния векторных бозонов с использованием тагирования передних струй исследована в работе [40]. Спиновые корреляции, приводящие к малым углам между двумя заряженными лептонами, использовались для подавления фоновых событий. Эта мода обеспечивает открытие бозона Хиггса с $m_H \geq 120 \text{ ГэВ}$.

3.9. $H \rightarrow ZZ^*(ZZ) \rightarrow 4 \text{ лептона}$

Канал распада $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ является наиболее обещающим для открытия бозона Хиггса в интервале масс $130\text{--}180 \text{ ГэВ}$. Ниже области $2M_Z$ число событий мало и уменьшение фона — достаточно сложная процедура,

поскольку один из Z находится вне массовой поверхности. В этом интервале масс ширина распада бозона Хиггса мала: $\Gamma_H < 1 \text{ ГэВ}$, и экспериментально наблюдаемая ширина целиком определяется разрешением детектора. Значимость сигнала пропорциональна квадратному корню разрешения четырехлептонной инвариантной массы ($S = N_S/\sqrt{N_B}$, $N_{S,B} \sim \sigma_{4l}$), так что точное определение энергии/импульса лептона имеет решающее значение³. Сравнение потенциалов открытия детекторов СМС и АТЛАС для реакции $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ было проведено в работе [44]. Основное заключение работы [44] состоит в том, что в терминах значимости сигнала потенциалы открытия АТЛАС и СМС совпадают с точностью до 20 %. Для области масс $130 \leq m_H \leq 180 \text{ ГэВ}$ и для интегральной светимости 100 фб^{-1} СМС-детектор [32] позволит открыть бозон Хиггса со значимостью $\geq 5\sigma$ во всем интервале масс, за исключением узкой области вблизи 170 ГэВ , где $\sigma \times \text{BR}$ минимально вследствие открытия канала $H \rightarrow WW$ и уменьшения брэнчинга $H \rightarrow ZZ^*$.

Для области масс $180 \leq m_H \leq 600 \text{ ГэВ}$ четырехлептонная сигнатура рассматривается как наиболее надежная для открытия бозона Хиггса на БАКе, поскольку ожидаемое число событий достаточно большое, а фон мал. Основной фон к процессу $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$ — это неприводимое ZZ -рождение от $q\bar{q} \rightarrow ZZ$ и $gg \rightarrow ZZ$. Фоны $t\bar{t}$ и $Zb\bar{b}$ достаточно малые и могут быть уменьшены с помощью обрезания по массе Z-бозона. Использование этой сигнатуры позволяет открыть бозон Хиггса на уровне $\geq 5\sigma$ вплоть до $m_H \approx 400 \text{ ГэВ}$ при светимости 10 фб^{-1} и вплоть до $m_H \approx 650 \text{ ГэВ}$ при светимости 100 фб^{-1} [32].

3.10. $WH(t\bar{t}H) \rightarrow \gamma\gamma + \text{лептон} + \dots$

Конечные состояния $WH \rightarrow l\gamma\gamma + X$ и $t\bar{t}H \rightarrow l\gamma\gamma + X$ являются другой перспективной сигнатурой для поиска бозона Хиггса. Сечение этой реакции меньше инклюзивной реакции $H \rightarrow \gamma\gamma$ примерно в 30 раз. Однако использование изолированного лептона от W- и t-распадов

³ Типичные разрешения в этой области масс бозона Хиггса: $\sigma_{4l} \approx 1 \text{ ГэВ}$, $\sigma_{4e} \approx 1,5 \text{ ГэВ}$ (СМС) [8] и $\sigma_{4l} \approx 1,6 \text{ ГэВ}$, $\sigma_{4e} \approx 1,6 \text{ ГэВ}$ (АТЛАС) [9].

позволяет добиться сильного уменьшения фона. Для интегральной светимости 165 фб^{-1} в обоих каналах $pp \rightarrow WH$ и $pp \rightarrow t\bar{t}H$ в интервале дифотонной инвариантной массы $m_H - 1 \text{ ГэВ} \leq M_{\gamma\gamma} \leq m_H + 1 \text{ ГэВ}$ мы имеем ~ 100 сигнальных событий для $m_H = 120 \text{ ГэВ}$ и ~ 20 фоновых событий [35].

3.11. $t\bar{t}H \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$

Большой $H \rightarrow b\bar{b}$ брэнчинг для $m_H \leq 150 \text{ ГэВ}$ может быть использован в канале ассоциативного рождения $t\bar{t}H$. Для извлечения сигнала от бозона Хиггса в канале $t\bar{t}H \rightarrow l^\pm \nu q \bar{q} b \bar{b} b \bar{b}$ требуется тагирование четырех b-струй, реконструкция массы бозона Хиггса из двух b-струй и идентификация двух топ-кварков. Использование этого канала позволит открыть легкий бозон Хиггса с массой $m_H \leq 120 \text{ ГэВ}$ [32].

3.12. $H \rightarrow WW \rightarrow ll\nu\nu$, $H \rightarrow WW \rightarrow lljj$ и $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$

Распад $H \rightarrow ll\nu\nu$ имеет в 6 раз больший брэнчинг, чем распад $H \rightarrow 4l^\pm$. Основной фон происходит от ZZ , ZW , $t\bar{t}$ и $Z + \text{jets}$. Используя эту моду, можно открыть бозон Хиггса [8, 34] в интервале масс $400 \leq m_H \leq (800 - 900) \text{ ГэВ}$ для интегральной светимости 100 фб^{-1} .

Каналы $H \rightarrow WW \rightarrow lljj$ и $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ весьма важны для области $m_H \approx 1 \text{ ТэВ}$, в которой используются большие брэнчинги $W, Z \rightarrow q\bar{q}$. Две жестких адронных струи от адронных распадов W/Z плюс один или два лептона с большими p_T от W/Z -распадов используются для уменьшения фона.

Основные фоны: $Z + \text{jets}$, $W + \text{jets}$, ZW , WW , $t\bar{t}$. Для $m_H \approx 1 \text{ ТэВ}$ бозон Хиггса очень широкий ($\Gamma_H \approx 0,5 \text{ ТэВ}$) и механизм WW/ZZ -слияния дает приблизительно 50 % от полного сечения, поэтому использование сигнатуры с двумя передними струями существенно. Распады $H \rightarrow WW \rightarrow lljj$ и $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ позволяют детектировать тяжелый бозон Хиггса с массой вплоть до 1 ТэВ при интегральной светимости 100 фб^{-1} [8, 34].

3.13. Исследование свойств бозона Хиггса

Для наиболее интересной области масс бозона Хиггса $114,4 \leq m_H \leq 193 \text{ ГэВ}$ распады $H \rightarrow \gamma\gamma$ и $H \rightarrow ZZ/ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$ обеспечивают точность определения массы лучше, чем 10^{-2} [32, 37, 34]. Прямое измерение ширины распада возможно только в области масс $m_H \geq 200 \text{ ГэВ}$, в которой ширина распада превышает экспериментальное разрешение по массе $\sim 1 \text{ ГэВ}$. Точность на уровне $O(10^{-2})$ ожидается от использования $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$. Механизм слияния векторных бозонов и распады $H \rightarrow WW^*$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ позволяют извлечь информацию о HWW -константе связи. Отношение ширины распадов бозона Хиггса Γ_W/Γ_Z может быть измерено в прямом рождении бозона Хиггса на основе соотношения

$$\frac{\sigma_H \times \text{BR}(H \rightarrow WW^*)}{\sigma_H \times \text{BR}(H \rightarrow ZZ^*)} = \frac{\Gamma_W}{\Gamma_Z}.$$

Одновременное использование каналов $H \rightarrow \gamma\gamma$ и $H \rightarrow ZZ^*$ позволяет определить

$$\frac{\sigma_H \times \text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\sigma_H \times \text{BR}(H \rightarrow ZZ^*)} = \frac{\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(H \rightarrow ZZ^*)}.$$

Точность лучше 20 % ожидается для этих измерений при интегральной светимости 300 фб^{-1} [32, 37].

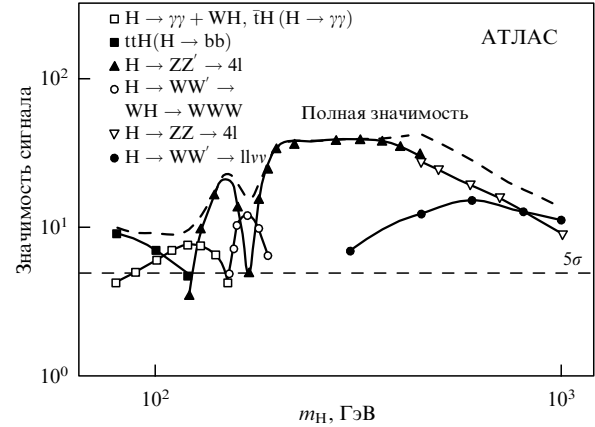


Рис. 10. Потенциал открытия СМ бозона Хиггса для интегральной светимости 100 фб^{-1} в АТЛАСе без к-фактора [34].

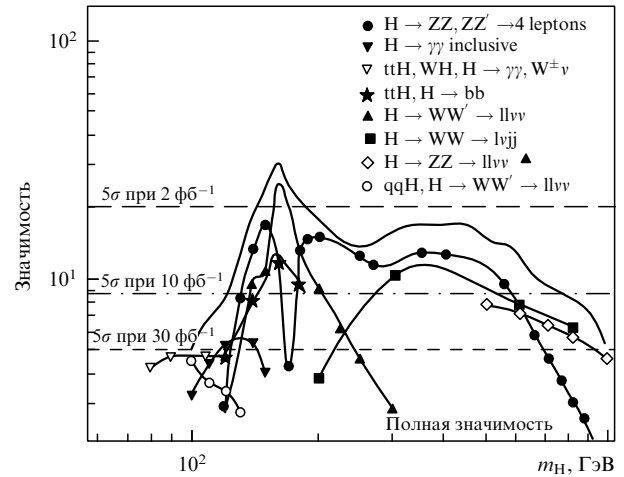


Рис. 11. Потенциал открытия СМ бозона Хиггса в СМС-детекторе для интегральной светимости 30 фб^{-1} без к-фактора [32].

3.14. Основные выводы

БАК позволит открыть бозон Хиггса в области масс от нижнего ограничения LEP $m_H \geq 114,4 \text{ ГэВ}$ вплоть до значения $m_H = 1 \text{ ТэВ}$ (см. рис. 9–11), при котором бозон Хиггса обладает большой шириной распада $\Gamma_H \approx 0,5 \text{ ТэВ}$ и уже не имеет смысла рассматривать его как элементарную частицу. Наиболее важные моды распада для поиска бозона Хиггса на БАКе следующие:

$$\begin{aligned} H &\rightarrow \gamma\gamma, \\ H &\rightarrow ZZ^*, ZZ \rightarrow 4l^\pm, \\ H &\rightarrow WW^* \rightarrow l^\pm \nu l'^\mp \bar{\nu}, \\ H &\rightarrow ZZ, WW \rightarrow ll\nu\nu, lljj, lljj. \end{aligned}$$

Одновременное использование различных каналов позволит найти отношения ширины распадов бозона Хиггса.

4. Поиск суперсимметрии в рамках МССМ

4.1. МССМ

Суперсимметрия (СУСИ) — это новый тип симметрии, которая связывает бозоны и фермионы [4, 5]. Локально

суперсимметричные теории с неизбежностью включают в себя гравитацию [45]. СУСИ также является существенным ингредиентом суперструнных теорий [46]. Интерес к СУСИ связан и с наблюдением того факта, что измерения калибровочных констант на ускорителе LEP1 свидетельствуют в пользу суперсимметричной теории Великого объединения с массами суперчастиц легче, чем $O(1)$ ТэВ [5]. Кроме того, суперсимметричные электро-слабые модели дают простейшее решение проблемы калибровочных иерархий [5]. В реальной жизни суперсимметрия нарушена, и для решения проблемы калибровочных иерархий массы суперчастиц должны быть легче, чем $O(1)$ ТэВ. Супергравитация обеспечивает естественное объяснение нарушения суперсимметрии [47], а именно учет нарушения супергравитации в скрытом секторе приводит к мягкому нарушению суперсимметрии в наблюдаемом секторе.

Элегантная формулировка суперсимметрии достигается с помощью введения суперпространства [45]. Вводятся две новые антикоммутирующие координаты $\theta_\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$. Тем самым мы расширили исходное четырехмерное пространство-время x_μ до суперпространства $(x_\mu, \theta_\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}})$. Существует два типа полей на суперпространстве: киральное и векторное [45]. Для кирального суперполя разложение Тэйлора имеет вид

$$\Phi(y, \theta) = A(y) + \sqrt{2}\theta\psi(y) + \theta\theta F(y), \quad (53)$$

где $y = x + i\theta\bar{\theta}$. Киральное суперполе $\Phi(y, \theta)$ имеет две бозонные (комплексное скалярное поле A) и две фермионные (вейлевский спинор ψ) степени свободы. Компонентные суперполя A и ψ называются суперпартнерами. Поле F является вспомогательным и не имеет физического смысла. Можно избавиться от вспомогательного поля, используя уравнения движения. Для произвольной функции от киральных суперполей справедливо разложение

$$\begin{aligned} W(\Phi_i) &= W(A_i + \sqrt{2}\theta\psi_i + \theta\theta F_i) = \\ &= W(A_i) + \frac{\partial W}{\partial A_i} \sqrt{2}\theta\psi_i + \theta\theta \left(\frac{\partial W}{\partial A_i} F_i - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 W}{\partial A_i \partial A_j} \psi_i \psi_j \right). \end{aligned} \quad (54)$$

W обычно называется суперпотенциалом, т.е. обобщением обычного потенциала на случай суперполей. Для построения калибровочно инвариантных взаимодействий необходимо ввести вещественное векторное суперполе $V = V^+$. Под действием абелева суперкалибровочного преобразования суперполе V преобразуется как

$$V \rightarrow V + \Phi + \Phi^+, \quad (55)$$

где Φ — киральное суперполе. Можно выбрать калибровку (калибровка Весса–Зумино), в которой

$$V = -\theta\sigma^\mu\bar{\theta}v_\mu(x) + i\theta\theta\bar{\lambda}(x) - i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}D(x). \quad (56)$$

Физические степени свободы, соответствующие реальному векторному супер полю V , есть калибровочное векторное поле $v_\mu(x)$ и майораново спинорное поле $\lambda(x)$. Поле $D(x)$ является вспомогательным и может быть устранено с помощью уравнений движения. Можно определить киральное суперполе тензора напряженности (по аналогии с $F_{\mu\nu}$ в калибровочных теориях)

следующим образом:

$$W_\alpha = -\frac{1}{4}\bar{D}^2 e^{gV} D_\alpha e^{-gV}, \quad (57)$$

$$\bar{W}_{\dot{\alpha}} = -\frac{1}{4}D^2 e^{gV} \bar{D}_{\dot{\alpha}} e^{-gV}. \quad (58)$$

Суперполе тензора напряженности в калибровке Весса–Зумино имеет вид

$$W_\alpha = T^a \left(-i\lambda_\alpha^a + \theta^\alpha D^a - \frac{i}{2}(\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu\theta)_\alpha F_{\mu\nu}^a + \theta^2\sigma^\mu D_\mu\bar{\lambda}^a \right), \quad (59)$$

где

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu v_\nu^a - \partial_\nu v_\mu^a + g f^{abc} v_\mu^b v_\nu^c, \quad (60)$$

$$D_\mu\bar{\lambda}^a = \partial_\mu\bar{\lambda}^a + g f^{abc} v_\mu^b \bar{\lambda}^c. \quad (61)$$

Здесь T^a и f^{abc} являются генераторами и структурными константами группы G .

Суперсимметрично инвариантные лагранжианы могут быть построены весьма элегантно образом путем введения интегрирования по суперпространству с помощью следующих правил [45]:

$$\int d\theta_\alpha = 0, \quad \int \theta_\alpha d\theta_\beta = \delta_{\alpha\beta}. \quad (62)$$

Рассмотрим сначала случай киральных полей без калибровочных взаимодействий. Перенормируемый лагранжиан представим в виде [45]

$$L = \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi_i^+ \Phi_i + \int d^2\theta W_3 + \text{h.c.}, \quad (63)$$

где

$$W_3 = \lambda_i \Phi_i + \frac{1}{2} m_{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{3} h_{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k. \quad (64)$$

Осуществляя интегрирование по антикоммутирующим переменным, получаем

$$\begin{aligned} L &= i\partial_\mu\bar{\psi}_i\bar{\sigma}^\mu\psi_i + \partial^\mu A_i^* \partial_\mu A_i + F_i^* F_i + \\ &+ \left[\lambda_i F_i + m_{ij} \left(A_i F_j - \frac{1}{2} \psi_i \psi_j \right) + \right. \\ &\left. + h_{ijk} (A_i A_j F_k - \psi_i \psi_j A_k) + \text{h.c.} \right]. \end{aligned} \quad (65)$$

Устраняя дополнительные поля F_i и F_i^* с помощью уравнений движения, имеем

$$\begin{aligned} L &= i\partial_\mu\bar{\psi}_i\bar{\sigma}^\mu\psi_i + \partial^\mu A_i^* \partial_\mu A_i - \\ &- \left(\frac{1}{2} m_{ij} \psi_i \psi_j + h_{ijk} \psi_i \psi_j A_k + \text{h.c.} \right) - \\ &- [\lambda_k + m_{ik} A_i + h_{ijk} A_i A_j]^2. \end{aligned} \quad (66)$$

Рассмотрим случай калибровочных полей. Суперсимметричное обобщение лагранжиана Янга–Миллса записывается в виде

$$L_{\text{SYM}} = \frac{1}{4} \int d^2\theta \text{Tr} (W^\alpha W_\alpha) + \text{h.c.} \quad (67)$$

В терминах компонентных полей лагранжиан (67) представляется как

$$L_{\text{SYM}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - i\lambda^a \sigma^\mu D_\mu \bar{\lambda}^a + \frac{1}{2} D^a D^a. \quad (68)$$

Суперсимметричный и калибровочно-инвариантный перенормируемый лагранжиан имеет вид

$$L_{\text{SUSYM}} = \frac{1}{4} \left(\int d^2\theta \text{Tr} (W^\alpha W_\alpha) + \text{h.c.} \right) + \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi_{ia}^+ (e^{gV})_b^a \Phi_i^b + \left(\int d^2\theta W_3(\Phi_i) + \text{h.c.} \right), \quad (69)$$

где $W_3(\Phi_i)$ — калибровочно-инвариантный суперпотенциал. В терминах компонентных полей лагранжиан (69) записывается как

$$L_{\text{SUSYM}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - i\lambda^a \sigma^\mu D_\mu \bar{\lambda}^a + \frac{1}{2} D^a D^a + (\partial_\mu A_i - igv_\mu^a T^a A_i)^+ (\partial^\mu A_i - igv_\mu^a T^a A_i) - i\bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu (\partial_\mu \psi_i - igv_\mu^a T^a \bar{\psi}_i) - g D^a A_i^+ T^a A_i - (i\sqrt{2} g A_i^+ T^a \lambda^a \psi_i + \text{h.c.}) + F_i^+ F_i + \left(\frac{\partial W}{\partial A_i} F_i - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 W}{\partial A_i \partial A_j} \psi_i \psi_j + \text{h.c.} \right). \quad (70)$$

После интегрирования по дополнительным полям D^a и F_i получаем обычный лагранжиан.

Простейшее обобщение СМ — минимальная суперсимметричная модель (МССМ) [5, 48]. МССМ основана на использовании стандартной калибровочной группы $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$ с нарушением электрослабой симметрии путем ненулевых вакуумных средних двух хиггсовских изодублетов. МССМ состоит из СМ плюс соответствующие взаимодействия с участием суперчастиц. Следует отметить, что в МССМ содержится два изодублета полей Хиггса с гиперзарядами $Y = \pm 1$, что вытекает из требования отсутствия γ_5 аномалий. Два изодублета хиггсовских полей также необходимы для придания масс "верхним" и "нижним" фермионам.

СУСИ-обобщение лагранжиана СМ может быть представлено в виде

$$L_{\text{SUSY}} = L_{\text{Gauge, M}} + L_{\text{Yukawa}}, \quad (71)$$

где

$$L_{\text{Gauge, M}} = \sum_{SU(3), SU(2), U(1)} \frac{1}{4} \left(\int d^2\theta \text{Tr} W^\alpha W_\alpha + \text{h.c.} \right) + \sum_{\text{matter}} \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi_i^+ e^{gV} \Phi_i, \quad (72)$$

$$L_{\text{Yukawa}} = \int d^2\theta (W_R + W_{NR}) + \text{h.c.} \quad (73)$$

Перенормируемый суперпотенциал W_R в МССМ определяет юкавское взаимодействие кварков и лептонов и сохраняет глобальную $B-L$ -симметрию. Здесь B — барионное число, а L — лептонное число. Сохраняющий R -четность суперпотенциал W_R имеет вид

$$W_R = \epsilon_{ij} (h_{ab}^U Q_a^j U_b^i H_2^+ + h_{ab}^D Q_a^j D_b^i H_1^+ + h_{ab}^L L_a^j E_b^i H_1^+ + \mu H_1^i H_2^j), \quad (74)$$

где $i, j = 1, 2, 3$ являются $SU(2)$ -индексами, а $a, b = 1, 2, 3$ — индексы поколений, цветные индексы опущены. Последний член в суперпотенциале (74) описывает смешивание бозонов Хиггса. Наиболее общее выражение для суперпотенциала W_{NR} имеет вид

$$W_{NR} = \epsilon_{ij} (\lambda_{abd}^L L_a^i L_b^j E_d^c + \lambda_{abd}^L L_a^i Q_b^j D_d^c + \mu_a' L_a^i H_2^j) + \lambda_{abd}^B U_a^c D_b^c D_d^c. \quad (75)$$

Эффективный суперпотенциал (75) содержит члены, нарушающие $B-L$ -симметрию, что может привести к проблемам с распадом протона. Чтобы избавиться от таких опасных членов в суперпотенциале, постулируется сохранение R -четности [49]. Здесь $R = (-1)^{3(B-L)+2S}$ для частицы со спином S . Для обычных частиц $R = 1$, в то время как для соответствующих суперпартнеров $R = -1$. Если мы постулируем сохранение R -четности, то $W_{NR} = 0$. Экспериментальные ограничения на константы связей, нарушающие R -четность, следующие [16, 50]:

$$\lambda_{abc}^L < O(10^{-4}), \quad (76)$$

$$\lambda_{abc}^L < O(10^{-4}), \quad (77)$$

$$\lambda_{abc}^B < O(10^{-9}). \quad (78)$$

Требование сохранения R -четности ведет к нетривиальным следствиям для суперсимметричной феноменологии. Наиболее важное следствие сохранения R -четности заключается в том, что легчайшая суперсимметричная частица (ЛСЧ) стабильна. Космологические ограничения приводят к тому, что ЛСЧ должна быть электрически нейтральной и бесцветной частицей. Другое важное следствие сохранения R -четности — парное рождение суперчастиц на суперколлайдерах, поэтому по крайней мере две ЛСЧ должны присутствовать после распадов тяжелых нестабильных суперчастиц. Будучи слабодействующими частицами, ЛСЧ не регистрируются в детекторе, поэтому классической сигнатурой для суперсимметричных теорий с сохранением R -четности является потерянная поперечная энергия/импульс вследствие недетектируемости ЛСЧ.

В реальной жизни суперсимметрия должна быть нарушена. В настоящее время наиболее популярный механизм нарушения суперсимметрии описывается сценарием, основанным на использовании скрытого сектора [5, 47, 51]. Согласно этому сценарию существует два сектора: обычная материя входит в видимый сектор, второй скрытый сектор теории содержит поля, которые приводят к нарушению суперсимметрии. Эти два сектора взаимодействуют друг с другом посредством некоторых полей, которые переносят СУСИ-нарушение из скрытого сектора в видимый. В настоящее время наиболее разработанными сценариями СУСИ-нарушения являются:

- 1) передача с помощью гравитации (СУГРА),
- 2) калибровочная передача.

В СУГРА-сценарии [47, 5] видимый и скрытый секторы взаимодействуют посредством гравитации. Некоторые скалярные поля в скрытом секторе приобретают ненулевые вакуумные средние для своих F -компонент, что приводит к спонтанному нарушению СУСИ. Поскольку в СУГРА суперсимметрия локальна, спонтанное нарушение СУСИ приводит к существованию гольдстоуновской частицы, которая является фермио-

ном. С помощью суперхиггс-эффекта этот фермион поглощается в дополнительную компоненту частицы со спином $3/2$ — гравитино, которая становится массивной в полной аналогии со стандартным механизмом Хиггса. СУСИ-нарушение переносится в видимый сектор посредством гравитационных взаимодействий, приводя к масштабу нарушения СУСИ $M_{\text{SUSY}} \sim m_{3/2}$, где $m_{3/2}$ — масса гравитино. Эффективный низкоэнергетический лагранжиан содержит явные члены с мягким нарушением суперсимметрии:

$$L_{\text{soft}} = - \sum_{i,j} m_{ij}^2 A_i A_j^* - \sum_i M_i (\lambda_i \lambda_i + \bar{\lambda}_i \bar{\lambda}_i) - [BW^{(2)}(A) + BW^{(3)}(A) + \text{h.c.}] . \quad (79)$$

Здесь $W^{(2)}$ и $W^{(3)}$ — квадратичные и кубические члены видимого суперпотенциала соответственно. Массовые параметры в лагранжиане (79) пропорциональны массе гравитино $m_{3/2}$.

В калибровочном механизме [51] передачи нарушения суперсимметрии нарушение СУСИ передается в наблюдаемый сектор посредством калибровочных взаимодействий. Переносчиками являются калибровочные бозоны или поля материи СМ. В таком сценарии возможно сконструировать перенормируемую модель с динамическим нарушением СУСИ, в которой (в принципе) все параметры вычисляемы. В сценарии с калибровочной передачей нарушения СУСИ все мягкие СУСИ-нарушающие члены коррелируют с калибровочными константами. Кроме того, в этом сценарии нет проблем с членами, нарушающими флейвор. Легчайшая суперчастица в этом сценарии — гравитино. Мягкие члены, нарушающие СУСИ, имеют размерность ≤ 3 .

В МССМ суперсимметрия мягко нарушена на некотором большом масштабе M мягкими членами

$$\begin{aligned} -L_{\text{soft}} = & m_0 (A_{ij}^u U_i^c Q_j H_2 + A_{ij}^d D_i^c G_j H_1 + \\ & + A_{ij}^l E_i^c L_j H_1 + \text{h.c.}) + (m_q^2)_{ij} Q_i^+ Q_j + (m_u^2)_{ij} (U_i^c)^+ U_j^c + \\ & + (m_d^2)_{ij} (D_i^c)^+ D_j^c + (m_l^2)_{ij} (L_i^c)^+ L_j^c + (m_e^2)_{ij} (E_i^c)^+ E_j^c + \\ & + m_1^2 H_1 H_1^+ + m_2^2 H_2 H_2^+ + (B m_0^2 H_1 H_2 + \text{h.c.}) + \\ & + \left[\frac{1}{2} m_a (\lambda_a \lambda_a) + \text{h.c.} \right] . \end{aligned} \quad (80)$$

В общем случае все мягкие СУСИ-нарушающие члены являются произвольными, что затрудняет феноменологический анализ и приводит к потере предсказательной силы теории. В модели МСУГРА [5, 48] постулируется универсальность параметров мягкого нарушения СУСИ на масштабе Великого объединения. А именно, все частицы со спином, равным 0 (скварки, слептоны, хиггсы), имеют одинаковую массу m_0 . Все гайджино в этой модели также имеют одну и ту же массу $m_{1/2}$ на масштабе Великого объединения, кроме того, постулируется универсальность квадратичных и кубических членов B и A на этом же масштабе. Следует отметить, что МСУГРА-модель весьма специфична и может быть рассмотрена только как "игрушечная модель" для конкретных приложений.

Итак, в МСУГРА-модели мягкие СУСИ-нарушающие массы и константы связей постулируются равными

на масштабе Великого объединения M_{GUT} , а именно:

$$A_{ij}^u(M_{\text{GUT}}) = A h_{ij}^u(M_{\text{GUT}}), \quad A_{ij}^d(M_{\text{GUT}}) = A h_{ij}^d(M_{\text{GUT}}), \quad (81)$$

$$A_{ij}^l(M_{\text{GUT}}) = A h_{ij}^l(M_{\text{GUT}}),$$

$$\begin{aligned} (m_q^2)_{ij}(M_{\text{GUT}}) &= (m_u^2)_{ij}(M_{\text{GUT}}) = (m_d^2)_{ij}(M_{\text{GUT}}) = \\ &= (m_l^2)_{ij}(M_{\text{GUT}}) = (m_e^2)_{ij}(M_{\text{GUT}}) = \\ &= \delta_{ij} m_1^2(M_{\text{GUT}}) = \delta_{ij} m_2^2(M_{\text{GUT}}) = \delta_{ij} m_0^2, \end{aligned} \quad (82)$$

$$m_1(M_{\text{GUT}}) = m_2(M_{\text{GUT}}) = m_3(M_{\text{GUT}}) = m_{1/2}. \quad (83)$$

Заметим, что более правильно накладывать граничные условия не на масштабе Великого объединения, а на масштабе Планка $M_{\text{Pl}} = 2,4 \times 10^{18}$ ГэВ. Учет эффектов перенормировки между M_{Pl} и M_{GUT} масштабами может существенно изменить особенности спектра суперчастиц. Так, например, если предположить, что физика между масштабами M_{Pl} и M_{GUT} описывается суперсимметричной моделью $SU(5)$, то учет эволюции между масштабами M_{Pl} и M_{GUT} [52, 53] может качественно изменить спектр слептонов при $m_0 \ll m_{1/2}$ [53]. Ренормгрупповые уравнения для нарушающих СУСИ эффективных параметров в пренебрежении всеми юкавскими константами связей, за исключением юкавской константы с топ-кварком в однопетлевом приближении, имеют вид [54, 48]

$$\frac{d\tilde{m}_L^2}{dt} = \left(3\tilde{\alpha}_2 M_2^2 + \frac{3}{5} \tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right), \quad (84)$$

$$\frac{d\tilde{m}_E^2}{dt} = \left(\frac{12}{5} \tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right), \quad (85)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{m}_Q^2}{dt} = & \left(\frac{16}{3} \tilde{\alpha}_3 M_3^2 + 3\tilde{\alpha}_2 M_2^2 + \frac{1}{15} \tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) - \\ & - \delta_{i3} Y_t (\tilde{m}_Q^2 + \tilde{m}_U^2 + m_2^2 + A_t^2 m_0^2 - \mu^2), \end{aligned} \quad (86)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{m}_U^2}{dt} = & \left(\frac{16}{3} \tilde{\alpha}_3 M_3^2 + \frac{16}{15} \tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) - \\ & - \delta_{i3} 2 Y_t (\tilde{m}_Q^2 + \tilde{m}_U^2 + m_2^2 + A_t^2 m_0^2 - \mu^2), \end{aligned} \quad (87)$$

$$\frac{d\tilde{m}_D^2}{dt} = \left(\frac{16}{3} \tilde{\alpha}_3 M_3^2 + \frac{4}{15} \tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right), \quad (88)$$

$$\frac{d\mu^2}{dt} = 3 \left(\tilde{\alpha}_2 + \frac{1}{5} \tilde{\alpha}_1 - Y_t \right) \mu^2, \quad (89)$$

$$\frac{d\tilde{m}_1^2}{dt} = 3 \left(\tilde{\alpha}_2 M_2^2 + \frac{1}{5} \tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) + 3 \left(\tilde{\alpha}_2 + \frac{1}{5} \tilde{\alpha}_1 - Y_t \right) \mu^2, \quad (90)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{m}_2^2}{dt} = & 3 \left(\tilde{\alpha}_2 M_2^2 + \frac{1}{5} \tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) + 3 \left(\tilde{\alpha}_2 + \frac{1}{5} \tilde{\alpha}_1 \right) \mu^2 - \\ & - 3 Y_t (\tilde{m}_Q^2 + \tilde{m}_U^2 + m_2^2 + A_t^2 m_0^2), \end{aligned} \quad (91)$$

$$\frac{dA_t}{dt} = - \left(\frac{16}{3} \tilde{\alpha}_3 \frac{M_3}{m_0} + 3\tilde{\alpha}_2 \frac{M_2}{m_0} + \frac{13}{15} \tilde{\alpha}_1 \frac{M_1}{m_0} \right) - 6 Y_t A_t, \quad (92)$$

$$\frac{dB}{dt} = -3 \left(\tilde{\alpha}_2 \frac{M_2}{m_0} + \frac{1}{5} \tilde{\alpha}_1 \frac{M_1}{m_0} \right) - 3 Y_t A_t, \quad (93)$$

$$\frac{dM_i}{dt} = -b_i \tilde{\alpha}_i M_i, \quad (94)$$

$$b_1 = \frac{33}{5}, \quad b_2 = 1, \quad b_3 = -3. \quad (95)$$

Здесь $\tilde{m}_U, \tilde{m}_D, \tilde{m}_E$ — массы суперпартнеров кварковых и лептонных синглетов, тогда как $\tilde{m}_Q$ и $\tilde{m}_L$ — массы изодублетных суперпартнеров; m_1, m_2, m_3 и μ — массовые параметры для потенциала полей Хиггса, A и B — константы связей лагранжиана L_{soft} , как определено ранее; M_i — массы гайджино до смешивания. Уравнение ренормгруппы для юкавской константы топ-кварка имеет вид

$$\frac{dY_t}{dt} = Y_t \left(\frac{16}{3} \tilde{\alpha}_3 + 3\tilde{\alpha}_2 + \frac{13}{15} \tilde{\alpha}_1 \right) - 6Y_t^2, \quad (96)$$

а ренормгрупповые уравнения для калибровочных констант связей записываются как

$$\frac{d\tilde{\alpha}_i}{dt} = -b_i \tilde{\alpha}_i^2. \quad (97)$$

Здесь

$$\tilde{\alpha}_i = \frac{\alpha_i}{4\pi}, \quad Y_t = \frac{h_t^2}{16\pi^2}, \quad t = \ln \frac{M_{\text{GUT}}^2}{Q^2}, \quad (98)$$

а юкавская константа h_t связана с бегущей массой топ-кварка соотношением

$$m_t = h_t(m_t) \frac{v}{\sqrt{2}} \sin \beta. \quad (99)$$

Граничные условия при $Q^2 = M_{\text{GUT}}^2$ имеют вид

$$\tilde{m}_Q^2 = \tilde{m}_U^2 = \tilde{m}_D^2 = \tilde{m}_E^2 = \tilde{m}_L^2 = m_0^2, \quad (100)$$

$$\mu = \mu_0; \quad m_1^2 = m_2^2 = \mu_0^2 + m_0^2; \quad m_3^2 = B\mu_0 m_0, \quad (101)$$

$$M_i = m_{1/2}, \quad \tilde{\alpha}_i(0) = \tilde{\alpha}_{\text{GUT}}; \quad i = 1, 2, 3. \quad (102)$$

Для гайджино, соответствующих калибровочной группе $SU_L(2) \otimes U(1)$, необходимо учитывать смешивания с хиггсино (суперпартнерами бозонов Хиггса). Массовые члены представимы в виде

$$L_{\text{gaugino-higgsino}} = -\frac{1}{2} M_3 \tilde{\lambda}_3^a \lambda_3^a - \frac{1}{2} \tilde{\chi} M^{(0)} \chi - (\tilde{\psi} M^{(c)} \psi + \text{h.c.}), \quad (103)$$

где λ_3^a обозначают восемь майорановских глюонных полей, а

$$\chi = \begin{pmatrix} \tilde{B}^0 \\ \tilde{W}^3 \\ \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix}, \quad (104)$$

$$\psi = \begin{pmatrix} \tilde{W}^{+} \\ \tilde{H}^{+} \end{pmatrix} \quad (105)$$

являются майорановскими нейтрино- и дираковскими чарджино-полями. Массовые матрицы записываются как

$$M^{(0)} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -A & B \\ 0 & M_2 & C & -D \\ -A & C & 0 & -\mu \\ B & -D & -\mu & 0 \end{pmatrix}, \quad (106)$$

$$M^{(c)} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} M_W \sin \beta \\ \sqrt{2} M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}, \quad (107)$$

где

$$A = M_Z \cos \beta \sin \theta_W, \quad B = M_Z \sin \beta \sin \theta_W, \quad (108)$$

$$C = M_Z \cos \beta \cos \theta_W, \quad D = M_Z \sin \beta \cos \theta_W. \quad (109)$$

После решения соответствующих ренормгрупповых уравнения для $\alpha_{\text{GUT}} = 1/24,3$, $M_{\text{GUT}} = 2,0 \times 10^{16}$ ГэВ, $\sin^2 \theta_W = 0,2324$, $\tan \beta = 1,65$ и $A_t(0) = 0$ — численные значения для эффективных квадратов масс скварков и слептонов на электрослабом масштабе получаются равными [48]

$$\tilde{m}_{E_L}^2(M_Z) = m_0^2 + 0,52m_{1/2}^2 - 0,27 \cos 2\beta M_Z^2, \quad (110)$$

$$\tilde{m}_{\nu_L}^2(M_Z) = m_0^2 + 0,52m_{1/2}^2 + 0,5 \cos 2\beta M_Z^2, \quad (111)$$

$$\tilde{m}_{E_R}^2(M_Z) = m_0^2 + 0,15m_{1/2}^2 - 0,23 \cos 2\beta M_Z^2, \quad (112)$$

$$\tilde{m}_{U_L}^2(M_Z) = m_0^2 + 6,5m_{1/2}^2 + 0,35 \cos 2\beta M_Z^2, \quad (113)$$

$$\tilde{m}_{D_L}^2(M_Z) = m_0^2 + 6,5m_{1/2}^2 - 0,42 \cos 2\beta M_Z^2, \quad (114)$$

$$\tilde{m}_{U_R}^2(M_Z) = m_0^2 + 6,1m_{1/2}^2 + 0,15 \cos 2\beta M_Z^2, \quad (115)$$

$$\tilde{m}_{D_R}^2(M_Z) = m_0^2 + 6,0m_{1/2}^2 - 0,07 \cos 2\beta M_Z^2, \quad (116)$$

$$\tilde{m}_{b_R}^2(M_Z) = \tilde{m}_{D_R}^2, \quad (117)$$

$$\tilde{m}_{b_L}^2(M_Z) = \tilde{m}_{D_L}^2 - 0,49m_0^2 - 1,21m_{1/2}^2, \quad (118)$$

$$\tilde{m}_{t_R}^2(M_Z) = \tilde{m}_{U_R}^2(M_Z) + m_t^2 - 0,99m_0^2 - 2,42m_{1/2}^2, \quad (119)$$

$$\tilde{m}_{t_L}^2(M_Z) = \tilde{m}_{U_L}^2(M_Z) + m_t^2 - 0,49m_0^2 - 1,21m_{1/2}^2. \quad (120)$$

После смешивания значения масс для стоп-кварков равны

$$\begin{aligned} \tilde{m}_{t_{1,2}}^2(M_Z) &\approx \frac{1}{2} [0,5m_0^2 + 9,1m_{1/2}^2 + 2m_t^2 + 0,5 \cos 2\beta M_Z^2] \mp \\ &\mp \frac{1}{2} \left[(1,5m_{1/2}^2 + 0,5m_0^2 + 0,2 \cos 2\beta M_Z^2)^2 + \right. \\ &\left. + 4m_t^2 \left(A_t m_0 - \frac{\mu}{\tan \beta} \right)^2 \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (121)$$

Гайджино и хиггсино имеют одни и те же квантовые числа, что приводит к их смешиванию. Два собственных состояния чарджино $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} M_{1,2}^2 &= \frac{1}{2} [M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2] \mp \\ &\mp \frac{1}{2} [(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4M_W^4 \cos^2 2\beta + \\ &+ 4M_W^2 (M_2^2 + \mu^2 + 2M_2 \mu \sin 2\beta)]^{1/2}, \end{aligned} \quad (122)$$

причем на масштабе Великого объединения массы гайджино, соответствующих калибровочным группам $SU(3)$, $SU_L(2)$ и $U(1)$, равны $m_{1/2}$. Собственные значения 4×4 массовой матрицы нейтрино могут быть найдены численно. Для часто встречающегося случая, когда параметр μ много больше, чем M_1 и M_2 , массовые состояния представляются в виде

$$\tilde{\chi}_i^0 = \left[\tilde{B}, \tilde{W}_3, \frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{H}_1 - \tilde{H}_2), \frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{H}_1 + \tilde{H}_2) \right] \quad (123)$$

с модулями собственных значений $|M_1|$, $|M_2|$, $|\mu|$ и $|\mu|$ соответственно.

На древесном уровне потенциал полей Хиггса в МССМ имеет вид

$$V_0(H_1, H_2) = m_1^2 |H_1|^2 + m_2^2 |H_2|^2 - m_3^2 (H_1 H_2 + \text{h.c.}) + \frac{g_2^2 + g_1^2}{8} (|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \frac{g_2^2}{2} |H_1^+ H_2|^2. \quad (124)$$

Минимизация эффективного потенциала $V_0(H_1, H_2)$ приводит к уравнениям

$$v^2 = \frac{8(m_1^2 - m_2^2 \tan^2 \beta)}{(g_2^2 + g_1^2)(\tan^2 \beta - 1)}, \quad (125)$$

$$\sin 2\beta = \frac{2m_3^2}{m_1^2 + m_2^2}. \quad (126)$$

После диагонализации соответствующей массовой матрицы СР-нечетный нейтральный бозон Хиггса $A(x)$ приобретает массу $m_A^2 = m_1^2 + m_2^2$, заряженный бозон Хиггса $H^\pm(x)$ приобретает массу $m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + M_W^2$ и СР-четные бозоны Хиггса $H(x)$ и $h(x)$ имеют массы

$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2} \left[m_A^2 + M_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + M_Z^2)^2 - 4m_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta} \right], \quad (127)$$

где

$$\langle H_1 \rangle = v_1 = \frac{v \cos \beta}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_2 \rangle = v_2 = \frac{v \sin \beta}{\sqrt{2}}, \quad \tan \beta = \frac{v_2}{v_1}.$$

На древесном уровне справедливы следующие соотношения:

$$m_h^2 + m_H^2 = m_A^2 + M_Z^2, \quad (128)$$

$$m_h \leq m_A \leq m_H, \quad (129)$$

$$m_h \leq M_Z |\cos 2\beta| \leq M_Z. \quad (130)$$

Следовательно, на древесном уровне легчайший бозон Хиггса легче, чем Z-бозон. Однако радиационные поправки увеличивают массу легчайшего бозона Хиггса в МССМ [20]. Верхний предел для массы бозона Хиггса зависит от массы топ-кварка и от масс стоп-кварков. При $m_{t, \text{pole}} = 175$ ГэВ и массе стоп-кварков меньше, чем 1 ТэВ, масса легчайшего бозона Хиггса меньше 135 ГэВ [21].

После решения соответствующих уравнений для определения нетривиального электрослабого минимума число неизвестных параметров уменьшается на 2. В настоящее время более или менее стандартный набор параметров в МСУГРА-модели включает $m_0, m_{1/2}, \tan \beta, A$ и $\text{sign } \mu$.

4.2. Сечения рождения суперчастиц

Суперчастицы на БАКе могут рождаться в следующих реакциях [55] (рис. 12):

- а) $gg, qq, qg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{g}\tilde{q}, \tilde{q}\tilde{q},$
- б) $qq, gq \rightarrow \tilde{g}\tilde{\chi}_i^0, \tilde{g}\tilde{\chi}_i^\pm, \tilde{q}\tilde{\chi}_i^0, \tilde{q}\tilde{\chi}_i^\pm,$
- в) $qq \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm \tilde{\chi}_j^\mp, \tilde{\chi}_i^\pm \tilde{\chi}_j^0, \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0,$
- г) $qq \rightarrow \tilde{l}\tilde{l}, \tilde{l}\tilde{\nu}, \tilde{\nu}\tilde{\nu}.$

В этом разделе, следуя работе [55], мы приведем основные формулы для сечений на кварк-глюонном уровне. Дифференциальное сечение рождения двух калибровочных фермионов в кварк-антикварковых столкно-

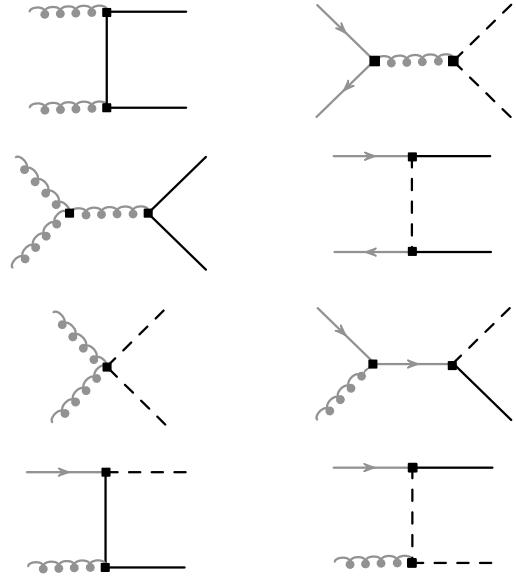


Рис. 12. Диаграммы, описывающие рождение скварков и глюино.

вениях имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(q\bar{q}' \rightarrow \text{gaugino 1} + \text{gaugino 2}) = & \\ = \frac{\pi}{s^2} \left[A_s \frac{(t - m_1^2)(t - m_2^2) + (u - m_1^2)(u - m_2^2) + 2sm_1m_2}{(s - M_s^2)^2} + \right. & \\ + A_t \frac{(t - m_1^2)(t - m_2^2)}{(t - M_t^2)^2} + A_u \frac{(u - m_1^2)(u - m_2^2)}{(u - M_u^2)^2} + & \\ + A_{st} \frac{(t - m_1^2)(t - m_2^2) + m_1m_2s}{(s - M_s^2)(t - M_t^2)} + A_{tu} \frac{m_1m_2s}{(t - M_t^2)(u - M_u^2)} + & \\ \left. + A_{su} \frac{(u - m_1^2)(u - m_2^2) + m_1m_2s}{(s - M_s^2)(u - M_u^2)} \right], & \quad (131) \end{aligned}$$

где m_1 и m_2 — массы рождающихся гаджино, M_s, M_t и M_u — массы частиц, обменивающихся в s, t и u каналах соответственно. Коэффициенты A_x приведены в работе [55]. Например, для случая рождения пары глюино в кварк-антикварковых столкновениях коэффициенты A_x равны [55]:

$$\begin{aligned} A_t &= \frac{4}{9} A_s, \quad A_u = A_t, \quad A_{st} = A_s, \quad A_{su} = A_{st}, \\ A_{tu} &= \frac{1}{9} A_s, \quad A_s = \frac{8\alpha_s^2}{3} \delta_{q\bar{q}'}. \end{aligned}$$

Дифференциальное сечение рождения глюонных пар в глюон-глюонных столкновениях имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) &= \frac{9\pi\alpha_s^2}{4s^2} \left\{ \frac{2(t - m_g^2)(u - m_g^2)}{s^2} + \right. \\ &+ \left[\left(\frac{(t - m_g^2)(u - m_g^2) - 2m_g^2(t + m_g^2)}{(t - m_g^2)^2} + \right. \right. \\ &+ \left. \frac{(t - m_g^2)(u - m_g^2) + m_g^2(u - t)}{s(t - m_g^2)} \right) + (t \leftrightarrow u) \Big] + \\ &+ \left. \frac{m_g^2(s - 4m_g^2)}{(t - m_g^2)(u - m_g^2)} \right\}, \quad (132) \end{aligned}$$

а полное сечение

$$\sigma(gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) = \frac{3\pi\alpha_s^2}{4s} \left[3 \left(1 + \frac{4m_{\tilde{g}}^2}{s} - \frac{4m_{\tilde{g}}^4}{s^2} \right) \ln \frac{s+L}{s-L} - \left(4 + \frac{17m_{\tilde{g}}^2}{s} \right) \frac{L}{s} \right], \quad (133)$$

где $L = [s^2 - 4m_{\tilde{g}}^2 s]^{1/2}$.

Дифференциальное сечение для реакции $q_i q_j \rightarrow \tilde{q}_i \tilde{q}_j$ в случае равных масс правоспиральных и левоспиральных кварков записывается как

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(q_i q_j \rightarrow \tilde{q}_i \tilde{q}_j) = & \frac{4\pi\alpha_s^2}{9s^2} \left[-\frac{(t-m_i^2)(t-m_j^2)+st}{(t-m_{\tilde{g}}^2)^2} - \right. \\ & - \delta_{ij} \frac{(u-m_i^2)(u-m_j^2)+su}{(u-m_{\tilde{g}}^2)^2} + \frac{sm_{\tilde{g}}^2}{(t-m_{\tilde{g}}^2)^2} + \\ & \left. + \frac{sm_{\tilde{g}}^2}{(u-m_{\tilde{g}}^2)^2} \delta_{ij} - \frac{2sm_{\tilde{g}}^2}{3(t-m_{\tilde{g}}^2)(u-m_{\tilde{g}}^2)} \delta_{ij} \right], \quad (134) \end{aligned}$$

где m_i и m_j — массы рожденных скварков, а $m_{\tilde{g}}$ — масса глюино.

Для реакции $q_i \bar{q}_j \rightarrow \tilde{q}_i \tilde{q}_j^*$ дифференциальное сечение представляется как

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(q_i \bar{q}_j \rightarrow \tilde{q}_i \tilde{q}_j^*) = & \frac{4\pi\alpha_s^2}{9s^2} \left\{ \frac{ut-m_i^2 m_j^2}{s^2} \times \right. \\ & \times \left[\delta_{ij} \left(2 - \frac{2}{3} \frac{s}{(t-m_{\tilde{g}}^2)} \right) + \frac{s^2}{(t-m_{\tilde{g}}^2)^2} \right] + \frac{sm_{\tilde{g}}^2}{(t-m_{\tilde{g}}^2)^2} \right\}, \quad (135) \end{aligned}$$

а для реакции $gg \rightarrow \tilde{q}_i \tilde{q}_i^*$ в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(gg \rightarrow \tilde{q}_i \tilde{q}_i^*) = & \frac{\pi\alpha_s^2}{s^2} \left[\frac{7}{48} + \frac{3(u-t)^2}{16s^2} \right] \times \\ & \times \left[1 + \frac{2m^2 t}{(t-m^2)^2} + \frac{2m^2 u}{(u-m^2)^2} + \frac{4m^4}{(t-m^2)(u-m^2)} \right]. \quad (136) \end{aligned}$$

Здесь m — масса соответствующего скварка (предполагается, что массы левоспиральных и правоспиральных скварков равны).

Дифференциальное сечение для реакции $gq_i \rightarrow \text{gaugino} + \tilde{q}_i$ представимо в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(gq_i \rightarrow \text{gaugino} + \tilde{q}_i) = & \frac{\pi}{s^2} \left\{ B_s \frac{(\mu^2 - t)}{s} + \right. \\ & + B_t \frac{[(\mu^2 - t)s + 2\mu^2(m_i^2 - t)]}{(t - \mu^2)^2} + B_u \frac{(u - \mu^2)(u + m_i^2)}{(u - m_i^2)^2} + \\ & + B_{st} \frac{[(s - m_i^2 + \mu^2)(t - m_i^2) - \mu^2 s]}{s(t - \mu^2)} + \\ & + B_{su} \frac{[s(u + \mu^2) + 2(m_i^2 - \mu^2)(\mu^2 - u)]}{s(u - m_i^2)} + \\ & + B_{tu} \frac{1}{2(t - \mu^2)(u - m_i^2)} [(m_i^2 - t)(t + 2u + \mu^2) + \\ & \left. + (t - \mu^2)(s + 2t - 2m_i^2) + (u - \mu^2)(t + \mu^2 + 2m_i^2)] \right\}, \quad (137) \end{aligned}$$

где μ — масса калибровочного фермиона, а m_i — масса скалярного кварка. Значения коэффициентов B_x можно

найти в работе [55]. Например, для случая, когда $\text{gaugino} \equiv \text{gluino}$, коэффициенты B_x следующие:

$$\begin{aligned} B_s &= \frac{4\alpha_s^2}{9} \delta_{ij}, \quad B_t = \frac{9}{4} B_s, \quad B_u = B_s, \\ B_{st} &= -B_t, \quad B_{su} = \frac{1}{8} B_s, \quad B_{tu} = \frac{9}{8} B_s. \end{aligned}$$

Рассмотрим теперь рождение слептонов. Дифференциальное сечение для рождения заряженных слептон-антислептонных пар имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dt}(\bar{d}u \rightarrow W^* \rightarrow \tilde{l}_L \bar{\nu}_L) = \frac{g_2^4 |D_W(s)|^2}{192\pi s^2} (tu - m_{\tilde{l}_L}^2 m_{\nu_L}^2). \quad (138)$$

Для $\tilde{l}_L$ парного рождения дифференциальное сечение

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(q\bar{q} \rightarrow \gamma^*, Z^* \rightarrow \tilde{l}_L \bar{\nu}_L) = & \frac{2\pi\alpha^2}{3s^2} (tu - m_{\tilde{l}_L}^4) \left[\frac{q_l^2 q_q^2}{s^2} + \right. \\ & + (\alpha_l - \beta_l)^2 (\alpha_q^2 + \beta_q^2) |D_Z(s)|^2 + \\ & \left. + \frac{2q_l q_q \alpha_q (\alpha_l - \beta_l) (s - M_Z^2)}{s} |D_Z(s)|^2 \right], \quad (139) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} D_V(s) &= \frac{1}{s - M_V^2 + iM_V \Gamma_V}, \\ q_l &= -1, \quad q_v = 0, \quad q_u = \frac{2}{3}, \quad q_d = -\frac{1}{3}, \\ \alpha_l &= \frac{1}{4}(3t - c), \quad \alpha_v = \frac{1}{4}(c + t), \\ \alpha_u &= -\frac{5}{12}t + \frac{1}{4}c, \quad \alpha_d = -\frac{1}{4}c + \frac{1}{12}t, \\ \beta_l &= \frac{1}{4}(c + t), \quad \beta_v = -\frac{1}{4}(c + t), \\ \beta_u &= -\frac{1}{4}(c + t), \quad \beta_d = \frac{1}{4}(c + t), \\ c &= \cot \theta_W, \quad t = \tan \theta_W. \end{aligned}$$

Дифференциальное сечение для рождения пар sneutrino может быть получено путем замены α_l, β_l, q_l и $m_{\tilde{l}_L}$ на $\alpha_v, \beta_v, 0$ и $m_{\tilde{\nu}}$ соответственно, в то время как для $\tilde{l}_R$ парного рождения необходимо сделать замены $\alpha_l - \beta_l \rightarrow \alpha_l + \beta_l$ и $m_{\tilde{l}_L} \rightarrow m_{\tilde{l}_R}$. Заметим, что КХД-поправки к древесным формулам для сечений рождения скварков и глюино весьма существенны [56].

4.3. Распады суперчастиц

Ширины распадов суперчастиц весьма сильно зависят от соотношений между их массами. Здесь мы только приведем основные моды распадов суперчастиц. Формулы для ширин распадов суперчастиц содержатся в работах [57]. Рассмотрим вначале распады глюино и скварков. В случае, когда $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$, основные моды распадов следующие:

$$\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_i \bar{q}_i, \bar{\tilde{q}}_k q_k, \quad (140)$$

$$\tilde{q}_k \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 q_k, \quad (141)$$

$$\tilde{q}_k \rightarrow \tilde{\chi}_j^+ q_m, \bar{\tilde{\chi}}_j^- q_l. \quad (142)$$

Для $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{q}}$ основные распады записываются в виде

$$\tilde{q}_i \rightarrow \tilde{g} q_i, \quad (143)$$

$$\tilde{g} \rightarrow q \bar{q}' \tilde{\chi}_k^+, \quad (144)$$

$$\tilde{g} \rightarrow q' \bar{q} \tilde{\chi}_k^-, \quad (145)$$

$$\tilde{g} \rightarrow q \bar{q} \tilde{\chi}_k^0. \quad (146)$$

Чарджино и нейтралино имеют много мод распадов. Особенно интересны с точки зрения детектирования СУСИ на БАКе лептонные моды, например:

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu, \quad (147)$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow (\tilde{l}_L^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm) \nu, \quad (148)$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow (\tilde{\nu} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu) l^\pm, \quad (149)$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 (W^\pm \rightarrow l^\pm \nu), \quad (150)$$

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^-, \quad (151)$$

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow (\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu) l^\mp \nu, \quad (152)$$

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow (\tilde{l}_{L,R}^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm) l^\mp. \quad (153)$$

Двухчастичные моды распадов нейтралино и чарджино на бозоны Хиггса следующие:

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 + h(H), \quad (154)$$

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_k^\pm + H^\mp, \quad (155)$$

$$\tilde{\chi}_i^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_k^0 + H^\pm, \quad (156)$$

$$\tilde{\chi}_i^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm + h(H). \quad (157)$$

Левоспиральные слептоны распадаются в основном на чарджино и нейтралино через двухчастичные моды:

$$\tilde{l}_L \rightarrow l + \tilde{\chi}_i^0, \quad (158)$$

$$\tilde{l}_L \rightarrow \nu_L + \tilde{\chi}_j^-, \quad (159)$$

$$\tilde{\nu}_L \rightarrow \nu_L + \tilde{\chi}_i^0, \quad (160)$$

$$\tilde{\nu}_L \rightarrow l + \tilde{\chi}_j^+. \quad (161)$$

Для относительно легких слептонов возможны только распады на ЛСЧ и соответствующие лептоны, так что распады легких снеитрино невидимы. Более тяжелые слептоны могут распадаться на чарджино и другие (не ЛСЧ) частицы. Эти распады весьма важны, поскольку они происходят посредством большей SU(2) калибровочной константы и могут доминировать над прямым распадом в ЛСЧ. SU(2) синглетные заряженные слептоны $\tilde{l}_R$ распадаются только посредством U(1) калибровочного взаимодействия, и в пределе исчезающих юкавских констант связей их распады на чарджино запрещены. Поэтому основная мода распадов правоспирального слептона есть

$$\tilde{l}_R \rightarrow l + \tilde{\chi}_i^0. \quad (162)$$

Во многих случаях мода распада на ЛСЧ доминирует.

4.4. Поиск суперчастиц на БАКе

Скварки и глюино. Сечения рождений глюино и скварков на БАКе являются наибольшими по сравнению с сечениями рождения слептонов или гайджино. Поэтому рождение скварков и глюино на БАКе наиболее интересно с точки зрения открытия СУСИ, причем сечения рождения скварков и глюино порядка 1 пб для масс

скварков и глюино, равных 1 ТэВ. Распады скварков и глюино приводят к событиям с потерянной поперечной энергией плюс адронные струи и лептоны от распадов чарджино и нейтралино [58].

Естественно разделить сигнатуры, используемые для поиска скварков и глюино, на следующие категории [58]:

- 1) струи плюс E_T^{miss} -события,
- 2) 1l плюс струи плюс E_T^{miss} -события,
- 3) 2l плюс струи плюс E_T^{miss} -события,
- 4) 3l плюс струи плюс E_T^{miss} -события,
- 5) 4l плюс струи плюс E_T^{miss} -события,
- 6) $\geq 5l$ плюс струи плюс E_T^{miss} -события.

Мультилептоны возникают как результат каскадных распадов нейтралино и чарджино на W- и Z-бозоны с последующими распадами W- и Z-бозонов на лептоны. Например, дилептонные события с одним и противоположными зарядами лептонов возникают как результат каскадных событий

$$\tilde{g} \rightarrow q' \bar{q} \tilde{\chi}_i^\pm, \quad \tilde{\chi}_i^\pm \rightarrow W^\pm \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l^\pm \nu \tilde{\chi}_1^0, \quad (163)$$

здесь l обозначает как e , так и μ . Дилептонные события с противоположным зарядом лептонов возникают как результат каскадного распада

$$\tilde{g} \rightarrow q \bar{q} \tilde{\chi}_i^0, \quad \tilde{\chi}_i^0 \rightarrow Z \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l^+ l^- \tilde{\chi}_1^0. \quad (164)$$

Основной вывод [59, 34] заключается в том, что для МСУГРА-модели БАК позволит открыть суперсимметрию с массами скварков и глюино вплоть до 2–2,5 ТэВ при интегральной светимости 100 фб⁻¹ (рис. 13).

Наиболее важная сигнатура для детектирования скварков и глюино для МСУГРА-модели — это сигнатура с мультиструями и E_T^{miss} (сигнатура 1)). Следует

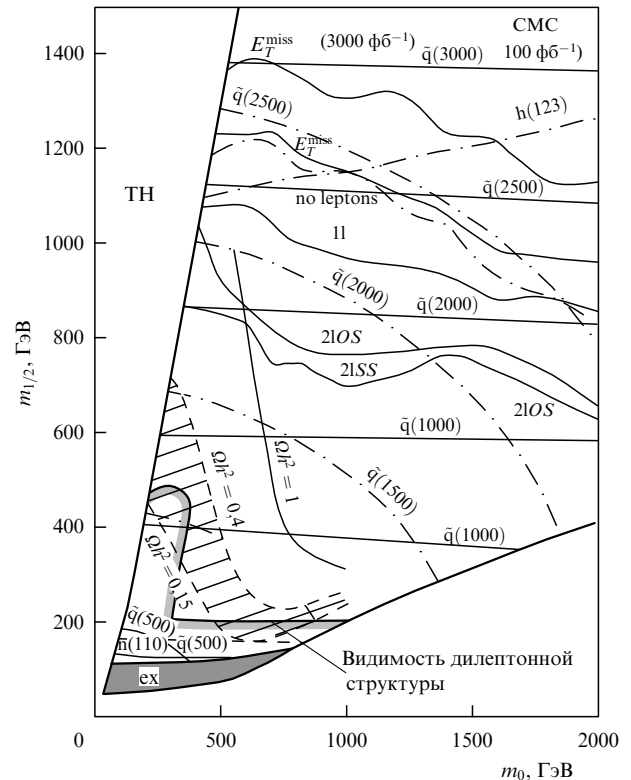


Рис. 13. СУСИ-потенциал открытия для МСУГРА-модели при $\tan \beta = 35$ и $\mu > 0$ (5σ контуры; неизоллированные мюоны) [59].

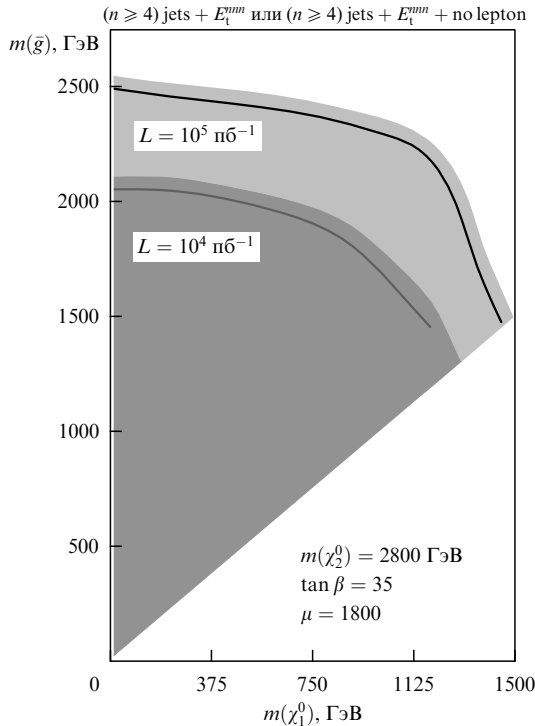


Рис. 14. СМС потенциал открытия СУСИ при различных значениях $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ и $m_{\tilde{g}}$ для случая $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 100$ ГэВ (кривые соответствуют фону, увеличенному на фактор 1,5) [60].

подчеркнуть, что в случае МССМ с произвольными массами скварков и глюино потенциал открытия СУСИ весьма сильно зависит от соотношения между массами ЛСЧ, скварков, глюино, причем он уменьшается с ростом массы ЛСЧ [60]. Для массы ЛСЧ, близкой к массе скварка или глюино, возможно открыть СУСИ с массами скварков и глюино вплоть до 1,2–1,5 ТэВ [60] (рис. 14). Следует также отметить, что мультилептонные сигнатуры 2)–6) возникают вследствие распадов скварков и глюино на чарджино и нейтралино, отличные от ЛСЧ, с последующими каскадными распадами чарджино и нейтралино на W -, Z -бозоны плюс ЛСЧ. Лептонные распады W -, Z -бозонов обуславливают появление лептонов. Однако для случая неуниверсальных масс гайджино возможна ситуация, когда все чарджино и нейтралино, за исключением ЛСЧ, тяжелее, чем глюино и скварки. Поэтому глюино и скварки будут распадаться, в основном, на кварки или глюиноны плюс ЛСЧ, так что каскадные распады и, как следствие, мультилептоны будут пренебрежимо малыми.

Поиск нейтралино и чарджино. Пары чарджино и нейтралино, рожденные посредством механизма Дрелла–Яна $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$, могут детектироваться с помощью лептонных распадов $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow lll + E_T^{\text{miss}}$. Таким образом, сигнатура для детектирования прямого рождения чарджино и нейтралино — три изолированных лептона плюс E_T^{miss} . Трехлептонный сигнал возникает вследствие распадов (148)–(153), а недетектируемые нейтрино и $\tilde{\chi}_1^0$ в распадах (148)–(153) приводят к ненулевому E_T^{miss} . Основные фоны к трехлептонной сигнатуре возникают от рождения WZ/ZZ , $t\bar{t}$, $Zb\bar{b}$ и $b\bar{b}$ с последующим распадом на лептонные моды. Также возможен СУСИ-фон, возникающий в результате каскадных распадов скварков и глюино на мультилептонные моды.

Типичны следующие обрезания [59]:

- 1) три изолированных лептона с $p_T^l > 15$ ГэВ;
- 2) вето на адронные струи с $E_T > 25$ ГэВ в области $|\eta| < 3,5$;
- 3) $m_{ll} < 81$ ГэВ или $m_{ll} \neq M_Z \pm \delta M_Z$.

Основной вывод заключается в том, что нейтралино и чарджино с массами вплоть до 350 ГэВ могут быть открыты на БАКе [59]. Кроме того, можно будет определить разницу масс $M(\tilde{\chi}_2^0) - M(\tilde{\chi}_1^0)$ путем измерения распределения по l^+l^- инвариантной массе, возникающего как следствие распада $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^+l^-$ [59].

Поиск слептонов. Слептонные пары, рождающиеся посредством механизма Дрелла–Яна $pp \rightarrow \gamma^*/Z^* \rightarrow \tilde{l}^+\tilde{l}^-$, могут быть открыты в их лептонных распадах $\tilde{l} \rightarrow l + \chi_1^0$. Так что типичной сигнатурой для поиска слептонов на БАКе являются события с дилептонной парой, с потерянйной поперечной энергией и без адронных струй [59]. Для интегральной светимости 100 fb^{-1} на БАК (СМС) будет возможно открыть слептоны с массами вплоть до 400 ГэВ [59, 61].

Поиск нарушения флейворного лептонного числа в распадах слептонов. В суперсимметричных моделях с явным нарушением лептонного флейворного числа посредством мягких массовых членов, нарушающих СУСИ, возможно детектирование нарушения лептонного флейворного числа в распадах слептонов [62]. Например, для случая ненулевого смешивания $\sin \phi \neq 0$ между правоспиральными сэлектронном и смюоном флейворное лептонное число нарушается в распадах слептонов, а именно [62]

$$\Gamma(\tilde{\mu}_R \rightarrow \mu + \text{LSP}) = \Gamma \cos^2 \phi, \quad (165)$$

$$\Gamma(\tilde{\mu}_R \rightarrow e + \text{LSP}) = \Gamma \sin^2 \phi, \quad (166)$$

$$\Gamma(\tilde{e}_R \rightarrow e + \text{LSP}) = \Gamma \cos^2 \phi, \quad (167)$$

$$\Gamma(\tilde{e}_R \rightarrow \mu + \text{LSP}) = \Gamma \sin^2 \phi, \quad (168)$$

$$\Gamma = \frac{g_1^2}{8\pi} \left(1 - \frac{M_{\text{LSP}}^2}{M_{\text{SL}}^2} \right)^2. \quad (169)$$

Типичное следствие ненулевого смюон-сэлектронного смешивания — это существование сигнальных событий $e^\pm \mu^\mp$ с потерянйной поперечной энергией, возникающих как результат рождения слептонных пар с последующими распадами с нарушением флейворного лептонного числа. Возможность детектирования нарушения флейворного лептонного числа в распадах слептонов на БАКе обсуждалась в работах [61]. Основной вывод заключается в том, что для наиболее оптимистического случая максимального смешивания $\sin \phi = 1/\sqrt{2}$ между правоспиральными слептонами $\tilde{e}_R$ и $\tilde{\mu}_R$ возможно обнаружение эффекта нарушения флейворного лептонного числа на БАКе для масс слептонов вплоть до 275 ГэВ [61]. Другие возможности обнаружения эффекта нарушения флейворного лептонного числа в распадах слептонов на БАКе обсуждались в работах [63].

Измерение масс суперчастиц. После открытия СУСИ на БАКе основной проблемой будет разделение множества различных каналов, возникающих вследствие каскадных распадов СУСИ-частиц, и определение СУСИ-параметров (массы скварков, глюино, нейтралино, чарджино и слептонов). В МССМ продукты распадов СУСИ-частиц всегда содержат невидимую частицу $\tilde{\chi}_1^0$, так что СУСИ-частицы нельзя реконструировать напрямую. Наиболее перспективный подход к измерению масс

суперчастиц — это использование кинематических распределений струй или лептонов [64]. Например, распределение l^+l^- от распада $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+l^-$ имеет кинематическое обрезание, которое определяет $M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$. Распределение от двухчастичного распада

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}^\pm l^\mp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+l^-$$

имеет резкий пик вблизи

$$\sqrt{\frac{(M_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - M_{\tilde{l}}^2)(M_{\tilde{l}}^2 - M_{\tilde{\chi}_1^0}^2)}{M_{\tilde{l}}^2}}.$$

При использовании более длинной цепочки распадов может быть определено большее количество различных комбинаций масс [34, 65]. Заметим также, что, как было предложено в работе [64], "жесткость" события можно характеризовать скалярной суммой поперечных энергий четырех наиболее энергичных адронных струй и потерянной поперечной энергией:

$$E_T^{\text{sum}} = E_T^1 + E_T^2 + E_T^3 + E_T^4 + E_T^{\text{miss}}. \quad (170)$$

Значение локального максимума E_T^{sum} спектра для инклюзивного СУСИ-сигнала обеспечивает хорошую идентификацию СУСИ-сигнала, а значение в точке локального максимума связано с массами скварков и глюино соотношением $M_{\text{peak}} \equiv M_{\text{SUSY}} \approx \min(M_{\tilde{g}}, M_{\tilde{q}})$ [64, 66], справедливым с точностью порядка 10 % в МСУГРА-модели. Здесь $M_{\tilde{q}}$ — средняя масса скварков первого и второго поколений. Измеряя E_T^{sum} -распределения, можно оценить масштаб M_{SUSY} с 10–20%-ной точностью.

Нарушение суперсимметрии посредством калибровочной передачи взаимодействий. В моделях, основанных на нарушении суперсимметрии вследствие калибровочной передачи взаимодействий [67], гравитино $\tilde{G}$ очень легкое и феноменология зависит от типа самой легкой помимо гравитино суперчастицы (NLSP), которая может быть либо $\tilde{\chi}_1^0$, либо слептоном, и их времени распада на гравитино $\tilde{G}$. В случае, когда NLSP есть $\tilde{\chi}_1^0$, ее основной распад идет по схеме $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\gamma$, поэтому СУСИ-сигнатура содержит два энергичных изолированных фотона. Если NLSP является заряженным долгоживущим слептоном, то он ведет себя как нерелятивистский мюон с $\beta < 1$. Масса долгоживущего слептона может быть определена с помощью мюонных камер путем измерения времени пролета [34, 68].

4.5. Поиск СУСИ-бозонов Хиггса

МССМ имеет в спектре три нейтральных и один заряженный бозон Хиггса⁴: h , H , A и $H^\pm$. Следует отметить, что в МССМ-модели на древесном уровне предсказывается [20] легчайший бозон Хиггса массой, меньшей m_Z . Однако учет радиационных поправок [20] может увеличить массу бозона Хиггса вплоть до 135 ГэВ для масс стоп-кварков, меньших или равных 1 ТэВ [21].

В МСУГРА-модели хиггсовский сектор описывается в основном двумя параметрами: массой A -бозона и

$\tan\beta$ — отношением вакуумных ожиданий двух бозонов Хиггса. В пределе большой массы A -бозона константы связей h -бозона совпадают с соответствующими связями СМ бозона Хиггса.

При больших $\tan\beta$ H - и A -бозоны распадаются в основном на $b\bar{b}$. Однако эта мода не очень перспективна вследствие гигантского фона $b\bar{b}$. Распады H и A на $\tau^+\tau^-$ и $\mu^+\mu^-$ наиболее перспективны для детектирования A - и H -бозонов [34, 69]. В МССМ распады $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ и $A \rightarrow \tau^+\tau^-$ усилены при больших $\tan\beta$. Рождение тяжелых МССМ бозонов Хиггса происходит в основном в реакциях $gg \rightarrow H_{\text{SUSY}}$ и $gg \rightarrow b\bar{b}H_{\text{SUSY}}$. Константа связи бозона Хиггса с b -кварками усилена при больших $\tan\beta$ и ассоциативное рождение $gg \rightarrow b\bar{b}H_{\text{SUSY}}$ доминирует ($\sim 90\%$ полного сечения) для $\tan\beta \geq 10$ и $M_H \geq 300$ ГэВ. Сечение глюонного слияния определяется кварковыми петлями и может быть существенно подавлено в случае большого смешивания стоп-кварков и легких масс стоп-кварков [70]. В силу преобладания механизма рождения $gg \rightarrow b\bar{b}H_{\text{SUSY}}$ при больших $\tan\beta$ сечения выходов тяжелых бозонов Хиггса H и A нечувствительны к петлевым эффектам.

Легкий бозон Хиггса. Для СУСИ-частиц с массой больше, чем $O(300)$ ГэВ, ширины распадов и сечение рождения легкого бозона Хиггса h приблизительно те же самые, что и для бозона Хиггса в СМ, и наиболее важной сигнатурой является $h \rightarrow \gamma\gamma$. Кроме того, сигнатуры $pp \rightarrow t\bar{t}(h \rightarrow b\bar{b})$, $pp \rightarrow qq(h \rightarrow WW^* \rightarrow l^+l'^-\nu\bar{\nu})$ также важны. Заметим, что в случае большого смешивания стоп-кварков и при легких стоп-кварках $m_{\tilde{t}_1} \leq 200$ ГэВ сечение реакции $gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma$ может быть существенно подавлено вследствие деструктивной интерференции топ- и стоп-кварков, что может не привести к открытию бозона Хиггса в этой моде. Для наиболее трудной области $m_h \sim m_A \sim m_H \sim 100$ ГэВ и больших $\tan\beta$ использование реакции $gg \rightarrow b\bar{b}h \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$ помогает обнаружить бозон Хиггса [32, 69, 71].

Тяжелые нейтральные бозоны A и H . Состояния $t\bar{t}$ можно искать в конечных состояниях 2 lepton, lepton + τ -jet, 2 τ -jet [32, 34]. Для состояний с одним лептоном и одной τ -струей фоны возникают вследствие реакций $Z, \gamma^* \rightarrow \tau\bar{\tau}$; $t\bar{t} \rightarrow \tau\bar{\tau} + X, \tau + X$ и $b\bar{b} \rightarrow \tau\bar{\tau} + X, \tau X$. Эффективная τ -струйная идентификация, основанная на низкой множественности, узости и изолированности τ -струй в реакции $H, A \rightarrow \tau\tau$, позволяет получить фактор подавления ≥ 1000 для КХД-струй. Бозон Хиггса можно реконструировать из канала $H \rightarrow \tau\tau$, используя видимый импульс τ -лептона (лептоны или τ -струи) и коллинеарное приближение для нейтрино из τ -распадов. Точность в определении массы бозона Хиггса оценивается $\leq 10\%$ для канала $A, H \rightarrow \tau\tau$ при больших $\tan\beta$. A -, H -бозоны могут быть открыты с помощью $\tau\tau$ -мод распадов с массами вплоть до 600–800 ГэВ [32, 69, 34] (рис. 15).

В МССМ бренчинг $A, H \rightarrow \mu\mu$ очень мал ($\sim 3 \times 10^{-4}$), однако ассоциативное рождение $gg \rightarrow b\bar{b}H(A)$ доминирует для больших $\tan\beta$. Процесс Дрелла–Яна $\gamma^*, Z^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ является основным фоном и может быть подавлен с помощью b -тагирования [32]. Точность измерения массы бозона Хиггса ожидается равной 0,1–1,5 % для этой моды.

Итак, тяжелые H -, A -бозоны могут быть найдены при больших $\tan\beta$ с использованием $\tau\tau$ - и $\mu\mu$ -мод распада. На БАКе потенциал открытия начинается с $\tan\beta \geq 10$ для $m_A \leq 200$ ГэВ [32]. Для $\tan\beta \leq 10$ могут быть использо-

⁴ ЛЭП2-эксперименты дают ограничения снизу 91,0 и 91,9 ГэВ для легкого h - и псевдоскалярного A -бозонов. Кроме этого, исключены области по $\tan\beta$: $0,5 \leq \tan\beta \leq 2,4$ для сценария с максимальным смешиванием и область $0,7 \leq \tan\beta \leq 10,5$ для случая отсутствия смешивания [14].

где $A, B = 0, 1, \dots, 3 + d$. Лагранжиан, описывающий взаимодействие гравитонов с веществом, имеет вид

$$L_g = -\frac{1}{M_{\text{Pl}}} G_{\mu\nu}^{(n)} T_{\mu\nu}, \quad (174)$$

где n обозначает уровень КК (Калуца – Клейн) возбуждения и $M_{\text{Pl}} = M_{\text{Pl}}/\sqrt{8\pi} = 2,4 \times 10^{18}$ ГэВ. Из явного вида лагранжиана (174) следует, что константы связи гравитонных возбуждений с веществом универсальны и очень малы. Массы гравитонных КК-возбуждений

$$m_n = \frac{\sqrt{(n_d n^d)}}{R_c}, \quad (175)$$

где $n_a = (n_1, n_2, \dots, n_d)$. Массовое расщепление $\Delta m \sim R_c^{-1}$ очень мало, и мы имеем почти непрерывный спектр гравитонов. Сечение рождения КК-гравитона с массами $m_n \leq E$ определяется формулой

$$\sigma_{\text{КК}} \sim \frac{E^d}{M_D^{d+2}}. \quad (176)$$

Время жизни массивного гравитона [75]

$$\tau_n \sim \frac{1}{M_{\text{Pl}}} \left(\frac{M_{\text{Pl}}}{m_n} \right)^3. \quad (177)$$

Тем самым КК-гравитоны ведут себя как массивные, почти стабильные, невзаимодействующие частицы со спином, равным 2. Типичная сигнатура для их поиска — дисбаланс в поперечной энергии конечных состояний с непрерывным распределением по E_T^{miss} . Наиболее перспективная сигнатура для поиска гравитонных КК-возбуждений на БАКе связана с реакцией $pp \rightarrow \text{jet} + E_T^{\text{miss}}$. Заметим, что на кварк-глюонном уровне подпроцесс $gq \rightarrow qG^{(n)}$ дает главный вклад. Основные фоны возникают от реакции $Z + \text{jet}$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Использование этой сигнатуры позволит открыть дополнительные размерности на БАКе (АТЛАС) для обратного радиуса, меньшего 9 ТэВ [34]. Очень интересную сигнатуру для прямого рождения массивных гравитонов дает процесс $pp \rightarrow \gamma + E_T^{\text{miss}}$, который можно использовать как независимую проверку, хотя и с много меньшим сечением. СМ-фон возникает в основном от реакции $pp \rightarrow \gamma(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})$.

Другим предсказанием ADD-модели является то, что учет гравитонных резонансов модифицирует СМ-сечения при больших переданных импульсах (например, сечение образования лептонных пар). На древесном уровне вклад массивных гравитонов в матричный элемент пропорционален

$$M \sim \frac{1}{M_{\text{Pl}}^2} \sum_n \frac{1}{s - m_n^2}. \quad (178)$$

Сумма в выражении (178) расходится при $d \geq 2$, обрезание M_c в принципе должно быть вычислимо в полной теории. Следующая грубая оценка $M \sim 1/M_c^4$ обычно используется при оценке нижнего ограничения на M_c , которая может быть извлечена из полученных на БАКе данных. Дифотонное и Дрелла – Яна рождения приводят к чувствительности для M_c вплоть до 7,4 ТэВ для БАКа.

В RS-модели (Randall–Sundrum) [76] гравитация живет в 5-мерном пространстве анти-де-Ситтера с един-

ственным дополнительным измерением, компактифицированным на орбифолде S^1/Z_2 . Метрика имеет вид

$$ds^2 = \exp(-2k|y|) \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dy^2, \quad (179)$$

где $y = r_c \theta$ ($0 \leq \theta \leq \pi$), r_c — "радиус" дополнительного измерения. Параметр k определяет скалярную кривизну пространства. Из 5-мерного действия можно получить соотношение

$$\bar{M}_{\text{Pl}}^2 = \frac{M_5^3}{k} [1 - \exp(-2kr_c\pi)], \quad (180)$$

означающее, что $k \sim \bar{M}_5 \sim \bar{M}_{\text{Pl}}$. В ADD-модели есть две 3-мерные браны с равными и противоположными натяжениями, локализованные в точке $y = \pi r_c$ (так называемая тэвная брана) и в точке $y = 0$ (так называемая планковская брана). Все СМ-поля находятся на тэвной бране, в то время как гравитация распространяется в дополнительной размерности. Используя линейное разложение метрики

$$g_{\mu\nu} = \exp(-2ky) \left(\eta_{\mu\nu} + \frac{2}{M_5^{3/2}} h_{\mu\nu} \right), \quad (181)$$

можно получить взаимодействие гравитонов с СМ-полями

$$L = -\frac{1}{M_{\text{Pl}}} T^{\mu\nu} h_{\mu\nu}^{(0)}(x) - \frac{1}{A_\pi} \sum_n T^{\mu\nu} h_{\mu\nu}^{(n)}(x), \quad (182)$$

где $A_\pi \sim \bar{M}_{\text{Pl}} \exp(-kr_c\pi)$. Константы связей массивных состояний подавлены как A_π^{-1} , в то время как нулевая мода имеет обычную связь, $\bar{M}_{\text{Pl}}^{-1}$. Физический масштаб на тэвной бране имеет порядок 1 ТэВ для $kr_c \sim 12$. Массы гравитонных КК-резонансов определяются формулой

$$m_n = kx_n \exp(-kr_c\pi), \quad (183)$$

где x_n — корни функции Бесселя $J_1(x)$. В RS-модели [76] первое возбуждение гравитона имеет массу $O(1)$ ТэВ и распадается на струи, лептоны или фотоны. Наиболее перспективная мода для детектирования гравитонного резонанса на БАКе — это лептонная мода. Реакция $q\bar{q}, gg \rightarrow G_{\text{res}1} \rightarrow l^+ l^-$ изучалась в работах [82] (рис. 16). Сигнал детектируем при $M_{G, \text{res}1} \leq 2$ ТэВ. Кроме того, при $M_{G, \text{res}1} \leq 1,5$ ТэВ, измеряя угловое распределение лептонов, можно подтвердить, что резонанс имеет спин 2.

Другим нетривиальным предсказанием RS-модели является существование относительно легкой скалярной частицы, называемой радионом и обычно обозначаемой как Φ . Радион характеризуется массой m_Φ , некоторым масштабом A_Φ и параметром смешивания ζ с бозоном Хиггса. Взаимодействие радиона с полями СМ имеет вид

$$L_{\text{int}} = \frac{\Phi}{A_\Phi} T_\mu^\mu(\text{SM}), \quad (184)$$

где $A_\Phi = \langle \Phi \rangle \sim O(1)$ ТэВ и

$$T_\mu^\mu(\text{SM}) = \sum_f m_f \bar{f}f - 2m_W^2 W_\mu^+ W^\mu - m_Z^2 Z_\mu Z^\mu + m_H^2 H^2 + \dots \quad (185)$$

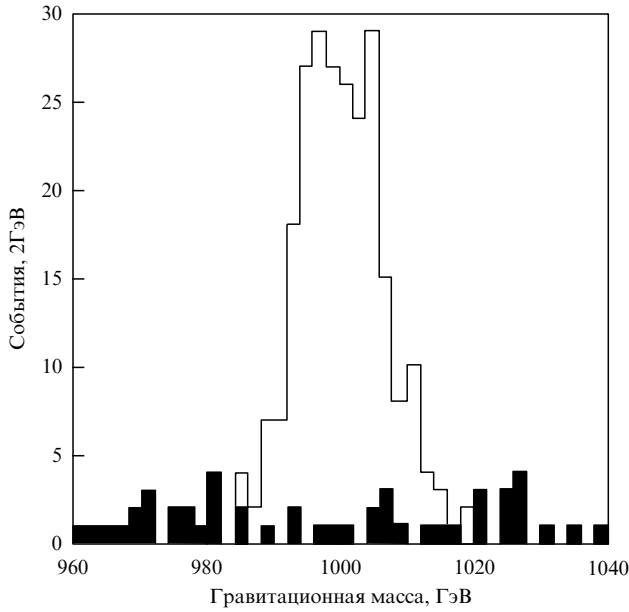


Рис. 16. Распределение по e^+e^- инвариантной массе для сигнала ($\square$) и фона ($\blacksquare$) для гравитонного резонанса с массой 1 ТэВ и интегральной светимости 100 fb^{-1} в АТЛАСе [34].

Радионные взаимодействия очень похожи на соответствующие взаимодействия СМ-бозонов Хиггса. Заметим, что радион имеет аномальные связи с парой глюонов (фотонов), проистекающие из аномалии шпура тензора энергии-импульса вдобавок к взаимодействию, связанному с учетом петлевых диаграмм с топ-кварком,

$$T_\mu^\mu(\text{SM})^{\text{anom}} = \sum_a \frac{\beta_a(g_a)}{2g_a} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}, \quad (186)$$

где

$$\frac{\beta_{\text{QCD}}}{2g_s} = -\frac{\alpha_s}{8\pi} \left(11 - \frac{2n_f}{3} \right) \quad \text{и} \quad \frac{\beta_{\text{QED}}}{2e} = -\frac{11}{3} \frac{\alpha}{8\pi}.$$

Вследствие существования аномального взаимодействия радиона с глюонами глюонное слияние является наиболее важным механизмом его рождения в адронных столкновениях. В произвольном случае бозон Хиггса и радион могут смешиваться вследствие ненулевого взаимодействия

$$S_\xi = \xi \int d^4x \sqrt{g_{\text{vis}}} R(g_{\text{vis}}) H^+ H, \quad (187)$$

где $R(g_{\text{vis}})$ — тензор Ричи для индуцированной метрики на видимой бране.

Радионные подпроцессы рождения на БАКе: $gg \rightarrow \Phi$ (основной канал), $qq' \rightarrow W\Phi$, $q\bar{q} \rightarrow Z\Phi$, $qq' \rightarrow qq'\Phi$ и $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}\Phi$. Ни более интересны следующие распады радиона, которые могут быть использованы для его детектирования: $\Phi \rightarrow \gamma\gamma, ZZ, hh$. Для тяжелого радиона ($m_\Phi \geq 2M_Z$) самой чистой сигнатурой является

$$gg \rightarrow \Phi \rightarrow ZZ \rightarrow 4l. \quad (188)$$

На БАКе потенциал открытия радиона зависит от его массы и лежит между $A_\Phi = 1 \text{ ТэВ}$ и $A_\Phi = 10 \text{ ТэВ}$ [34].

В ADD- и RS-моделях все частицы СМ находятся на бране, в то время как гравитоны могут распространяться в дополнительных измерениях. Однако не существует

глубоких оснований для сосредоточения частиц СМ на бране. В работе [83] изучался сценарий, в котором все частицы могут распространяться в дополнительных размерностях⁵. Для простейшего случая одного дополнительного измерения сохранение импульса в пятом измерении после компактификации приводит к сохранению КК-чисел. Вследствие сохранения КК-числа КК-состояния парно рождаются на БАКе аналогично рождению суперсимметричных частиц в моделях с сохранением R -четности. Поэтому БАК-феноменология определяется парным рождением КК-кварков и КК-глюонов:

$$qq' \rightarrow q^{(1)} q'^{(1)}, \quad (189)$$

$$q\bar{q} \rightarrow q^{(1)} \bar{q}^{(1)}, \quad (190)$$

$$gg \rightarrow g^{(1)} g^{(1)}, \quad (191)$$

$$gg, q\bar{q} \rightarrow q^{(1)} \bar{q}^{(1)}. \quad (192)$$

Каждый КК-кварк $q^{(1)}$ распадается на кварк и КК-фотон $\gamma^{(1)}$, что приводит к наличию событий с адронными струями и потерянной поперечной энергией, как в случае поиска суперсимметричных частиц. Весьма интересна также цепочка распадов $q^{(1)}$ в $W^{(1)}$ и $Z^{(1)}$ с последующими распадами $W^{(1)}, Z^{(1)}$ на лептоны, приводящая к событиям с изолированными лептонами, адронными струями и потерянной поперечной энергией опять в полной аналогии с суперсимметричным случаем. На БАКе будет возможно открыть КК-кварки и глюоны с массами вплоть до 1,5 ТэВ [83].

Заметим, что существует смешанный сценарий, в котором некоторые СМ-частицы живут на бране, в то время как другие СМ-частицы могут распространяться в дополнительных измерениях. Так, например, в 5DSM-модели [85] пятое измерение у компактифицировано на орбифолде S^1/Z_2 , имеющем две фиксированные точки при $y = 0$ и $y = \pi R_c$. Калибровочные СМ-поля распространяются в дополнительном измерении, а киральные СМ-поля локализованы в фиксированных точках [85]. В этой модели первое возбуждение калибровочных бозонов может осуществлять процесс типа Дрелла–Яна с последующим распадом на лептоны $pp \rightarrow Z^{(1)} \rightarrow l^+ l^-$. БАК позволяет получить калибровочные КК-бозоны с массами вплоть до 6 ТэВ [86].

В ADD-модели масштаб, на котором гравитация становится сильно взаимодействующей, $M_D \sim 1 \text{ ТэВ}$ для $d = 10$. Согласно этой модели рождение черных дыр возможно при $\sqrt{s} \gg 1 \text{ ТэВ}$. Ожидается, что промежуточные состояния с черными дырами будут доминировать в s -канале рассеяния, поскольку в теории струн число таких состояний увеличивается с ростом массы черной дыры быстрее, чем число состояний в теории возмущений [87]. Радиус Шварцшильда $(4 + d)$ -мерной черной дыры с массой $M_{\text{ВН}}$ для спина $J = 0$ имеет вид [88]

$$R_S(M_{\text{ВН}}) = \frac{1}{M_D} \left(\frac{M_{\text{ВН}}}{M_D} \right)^{1/(1+d)}. \quad (193)$$

Сечение рождения черной дыры партонами a и b обычно берется в простейшем геометрическом виде [87]

$$\sigma_{ab \rightarrow \text{ВН}}(s) \approx \pi R_S^2(s). \quad (194)$$

⁵ Схожая модель предложена в работах [77, 84].

Сечение (194) быстро растет с увеличением энергии. Для гравитации, становящейся сильной на тэвном масштабе, рождение черных дыр является основным процессом на БАКе. Экспериментальная сигнатура, возникающая от распадов черных дыр, очень специфична в ADD-модели [81]:

- флейвор-слепые(термальные) распады,
- жесткие прямые заряженные лептоны и фотоны (с энергией $E \geq 100$ ГэВ),
- отношение адронной и лептонной активностей, близкое к 5 : 1,
- полное обрезание адронных струй с $p_T > R_S^{-1}$,
- малая потерянная поперечная энергия.

Эта сигнатура имеет почти исчезающий фон. На БАКе потенциал открытия черных дыр максимален для канала $e/\mu + X$, и масштабы вплоть до $M_D \leq 9$ ТэВ могут быть достигнуты [89]. Заметим, что описанный сценарий может быть слишком грубым и оптимистичным (см. работы [90]). По нашему мнению, возможность детектирования черных дыр на БАКе до сих пор неясна и требуется дальнейшая работа в этом направлении.

5.2. Дополнительные калибровочные бозоны

Многие инспирированные суперструнными моделями суперсимметричные электрослабые модели и модели Великого объединения, основанные на расширенных калибровочных группах ($SO(10)$, $E_6, \dots$), предполагают существование новых относительно легких нейтральных векторных Z' -бозонов и заряженных W' -бозонов [91]. Потенциал открытия Z' -бозона на БАКе зависит от констант связей Z' -бозона с кварками и лептонами и его массы. Лагранжиан, описывающий Z' -бозон и его взаимодействия с СМ-полями, имеет вид [91]

$$L_{Z'} = -\frac{1}{4} F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu} - \frac{\sin \chi}{2} F'_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} M_{Z'}^2 Z'_\mu Z'^\mu + \\ + \delta M^2 Z'_\mu Z'^\mu - \frac{e}{2c_W s_W} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (f_V^i - g_A^i \gamma_5) \psi_i Z'_\mu, \quad (195)$$

где $c_W = \cos \theta_W$, $s_W = \sin \theta_W$, $F_{\mu\nu}$, $F'_{\mu\nu}$ являются полями тензора напряженности для гиперзаряда и Z' -бозона соответственно, ψ_i — поля материи с Z' -векторными и аксиальными зарядами f_V^i и g_A^i . Угол смешивания между Z - и Z' -бозонами определяется выражением

$$\xi \approx \frac{\delta M^2}{M_Z^2 - M_{Z'}^2}. \quad (196)$$

Если Z' -заряды зависят от поколения фермионов, то в общем случае на древесном уровне возникают нейтральные токи с изменением флейвора. Существуют сильные ограничения на нейтральные токи с изменением флейвора, проистекающие из точных измерений, таких как разница масс $K_L - K_S$ и $BR(\mu \rightarrow 3e)$. Если Z' -взаимодействия коммутируют со стандартной калибровочной СМ-группой, то тогда на поколение существует пять независимых $Z'\bar{\psi}\psi$ констант связей; их можно выбрать в виде $f_V^u, g_A^u, f_V^d, f_V^e, g_A^e$.

Обычно рассматриваются две Z' -модели. В первой модели эффективная $SU_L(2) \otimes U_Y(1) \otimes U_{Y'}(1)$ калибровочная группа проистекает из нарушения исключительной E_6 калибровочной группы:

$$E_6 \rightarrow SO(10) \otimes U(1)_\psi \rightarrow SU(5) \otimes U_\chi(1) \otimes U_\psi(1) \rightarrow \\ \rightarrow SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1) \otimes U_{Y'}(1).$$

Самый легкий новый Z' -бозон определяется как

$$Z' = Z'_\chi \cos \beta + Z'_\psi \sin \beta, \quad (197)$$

где β — параметр смешивания. Во второй модели новый Z' -бозон возникает в $SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U_{B-L}(1)$ лево-правых симметричных моделях. Z' -бозон в таких моделях связан с линейной комбинацией правокиральных и $B-L$ -токов. Иногда в качестве примера рассматривается нереалистичский случай Z' -бозона с теми же самыми константами связей, как и для СМ Z -бозона.

Ширина распада Z' -бозона на безмассовую фермион-антифермионную пару имеет вид

$$\Gamma_{Z'}^f = N_c \frac{\alpha M_{Z'}}{12c_W^2} [(f_V^i)^2 + (g_A^i)^2], \quad (198)$$

где N_c — цветной фактор, а α — эффективная электромагнитная константа связи, вычисленная на масштабе $M_{Z'}$ ($\alpha \sim 1/128$). Как правило, в рассматриваемых моделях Z' -бозон достаточно узок [91] с полной шириной распада $\Gamma_t(Z') \sim O(10^{-2})M_{Z'}$ и с $BR(Z' \rightarrow e^+e^-) \sim 0,05$.

Основной механизм рождения Z' -бозона — кварк-антикварковое слияние. Сечение имеет стандартный вид

$$\sigma(pp \rightarrow Z' + \dots) = \sum_i \frac{12\pi^2 \Gamma(Z' \rightarrow \bar{q}_i q_i)}{9s M_{Z'}} \int_{M_{Z'}^2/s}^1 \frac{dx}{x} \times \\ \times [\bar{q}_{pi}(x, \mu) q_{pi}(x^{-1} M_{Z'}^2 s^{-1}, \mu) + q_{pi}(x, \mu) \bar{q}_{pi}(x^{-1} M_{Z'}^2 s^{-1}, \mu)]. \quad (199)$$

Здесь $\bar{q}_{pi}(x, \mu)$ и $q_{pi}(x, \mu)$ являются партонными распределениями антикварка $\bar{q}_i$ и кварка q_i в протоне в точке нормировки $\mu \sim M_{Z'}$, а $\Gamma(Z' \rightarrow \bar{q}_i q_i)$ — адронная ширина распада Z' -бозона в кварк-антикварковую пару с флейвором i . Наилучший способ открытия Z' -бозона — использование мод распада $Z' \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \text{jet jet}$. Изучение углового распределения лептонных пар позволяет получить нетривиальную информацию о константах связей Z' -бозона с кварками и лептонами и подтвердить, что Z' -бозон является частицей со спином 1. В рассматриваемых моделях Z' -бозона новый Z' -бозон можно открыть в реакции $pp \rightarrow Z' \rightarrow l^+l^-$ с массами вплоть до 5 ТэВ при полной светимости 100 fb^{-1} [8, 34, 92]. Измерения лептонной асимметрии вперед — назад как в Z' -пике, так и в интерференционной области плюс измерение распределения Z' -бозона по быстрой позволяют различить модели Z' -бозона для масс Z' -бозона вплоть до 2–2,5 ТэВ при полной светимости 100 fb^{-1} [92].

Наиболее привлекательный кандидат на роль W' — это W_R калибровочный бозон, возникающий в лево-правых симметричных моделях [93], которые приводят к спонтанному нарушению четности в электрослабых взаимодействиях. Калибровочной группой лево-правых симметричных моделей является

$$SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)_{B-L}$$

с СМ-гиперзарядом, идентифицированным как $Y = T_{3R} + \frac{1}{2}(B - L)$, где T_{3R} — третья компонента $SU_R(2)$. Фермионы преобразуются относительно калибровочной группы как $q_L(3, 2, 1, 1/3) + q_R(3, 1, 2, 1/3)$ для кварков и как $l_L(1, 2, 1, -1) + l_R(1, 1, 2, -1)$ для лептонов. Модель требует введения правоспирального нейтрино

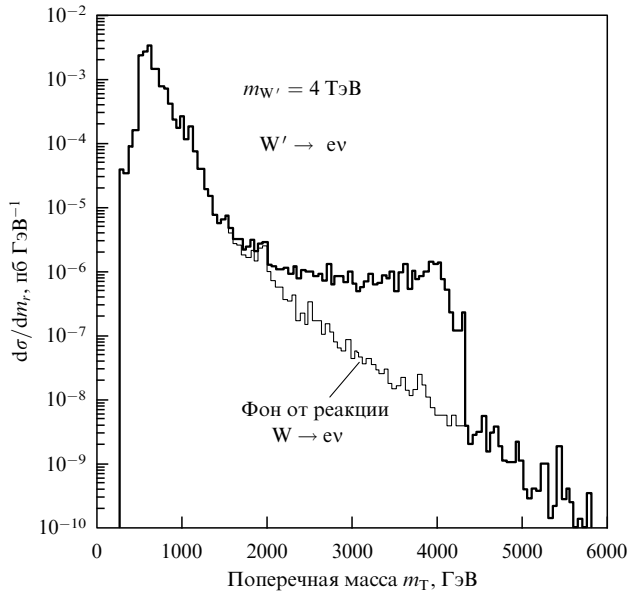


Рис. 17. Ожидаемое поперечное распределение массы в АТЛАСе для реакции распада $W' \rightarrow e\nu$ [34].

ν_R , наличие которого существенно для объяснения малости масс нейтрино на основе "see-saw" механизма. Хиггсовский бидублет $\Phi(1, 2, 2, 0)$ обычно вводится для генерации фермионных масс. Основным механизмом рождения W' -бозона — это кварк-антикварковое слияние, как и в случае рождения Z' -бозона. Если правоспиральное нейтрино ν_R тяжелее W_R , то мода распада $W_R \rightarrow \nu_R + l$ запрещена кинематически и доминантный распад W_R -бозона — это распад на две струи. Если ν_R легче, чем W_R , то распад $W_R \rightarrow l\nu_R$ разрешен. Распад $\nu_R \rightarrow e_R q \bar{q}'$ приводит к ее jet jet сигнатуре. Использование сигнатуры $pp \rightarrow W_R \rightarrow e\nu_R \rightarrow ee q \bar{q}'$ позволяет открыть W_R -бозон с массой вплоть до 4,6 ТэВ для полной светимости 30 fb^{-1} и $m_{\nu_R} \leq 2,8 \text{ ТэВ}$ [34].

Для W' -бозона с константами связи с СМ-фермионами, равными константам связи обычного W -бозона, наилучшим путем поиска W' -бозона является использование лептонной моды распада $W' \rightarrow l\nu$. Для такой модели возможно открыть W' -бозон, используя лептонные моды распада, с массой вплоть до 6 ТэВ [34, 8]. Измеряя поперечную массу W' -бозона, можно определить его массу с точностью 50–100 ГэВ [34] (рис. 17).

5.3. Тяжелое нейтрино

Лево-правосимметричные модели [93], основанные на $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ калибровочной группе, предсказывают существование тяжелых майорановских нейтрино $\nu_{R, e, \mu, \tau}$. Для $m_{\nu_R} < M_{W_R}$ можно детектировать тяжелое нейтрино в распаде тяжелого W_R -бозона, используя сигнатуру

$$pp \rightarrow W_R + \dots \rightarrow l(\nu_{R,1} \rightarrow ljj) + \dots$$

В силу майорановской природы нейтрино половина событий будет с лептонами одного знака плюс две или более адронных струи из распада $\nu_{R,1} \rightarrow ljj$, что делает сигнатуру с лептонами одного знака наиболее перспективной как для АТЛАС- [34], так и для СМС- [94] детекторов. В случае интегральной светимости 30 fb^{-1}

возможно открытие тяжелого нейтрино с массой вплоть до 2,8 ТэВ.

5.4. Сголдстино

Хорошо известно, что существуют модели нарушения супергравитации с относительно легкими сголдстино (скалярные S и псевдоскалярные P частицы — суперпартнеры гольдстино ψ). Такая ситуация возникает в ряде неминимальных моделей супергравитации [95], а также в моделях калибровочного переноса нарушения суперсимметрии (см. работы [96]). В ведущем порядке по $1/F$, где F — параметр нарушения суперсимметрии, и нулевом порядке по МССМ калибровочным и юкавским константам связи взаимодействий между компонентными полями супермультиплета гольдстино и МССМ-полями были выведены в работе [97]. Они соответствуют наиболее привлекательному для ускорительных приложений процессу, когда только одна из этих новых частиц находится в конечном состоянии. Все соответствующие взаимодействия сголдстино, представленные в работе [97], полностью определяются МССМ-членами мягкого нарушения суперсимметрии и параметром нарушения суперсимметрии F , в то время как массы сголдстино (m_S, m_P) остаются свободными. Если массы сголдстино порядка электрослабого масштаба и $\sqrt{F} \sim 1 \text{ ТэВ}$, то сголдстино может быть открыто в соударениях частиц высокой энергии на суперколлайдерах [98, 99]. Существуют флейвор-сохраняющие и флейвор-нарушающие взаимодействия полей сголдстино. Что касается взаимодействий с сохранением флейвора, то самые сильные ограничения возникают из астрофизики и космологии, а именно, $\sqrt{F} \geq 10^6 \text{ ГэВ}$ [100, 101], или $m_{3/2} > 600 \text{ эВ}$, для моделей с $m_{S(P)} < 10 \text{ кэВ}$ и МССМ-мягких флейвор-сохраняющих членов порядка электрослабого масштаба. Для промежуточных масс сголдстино (вплоть до нескольких мегаэлектронвольт) астрофизические ограничения и ограничения из реакторных экспериментов приводят к $\sqrt{F} \geq 300 \text{ ТэВ}$ [101]. Для более тяжелых сголдстино низкоэнергетические процессы (такие, как редкие распады мезонов) приводят к ограничениям на уровне $\sqrt{F} \geq 500 \text{ ГэВ}$ [101].

Коллайдерные эксперименты имеют тот же уровень чувствительности для легких сголдстино, что и редкие распады мезонов [102–105]. Поиски более тяжелых сголдстино на ускорителях приводят к схожим ограничениям на масштаб нарушения суперсимметрии. Наиболее мощные из существующих ускорителей (LEP и TEVATRON) дают ограничение порядка 1 ТэВ на масштаб нарушения суперсимметрии в моделях с легкими сголдстино. Например, анализ, проведенный коллаборацией DELPHI [106], дает ограничение $\sqrt{F} > 500 - 200 \text{ ГэВ}$ при массах сголдстино $m_{S,P} = 10 - 150 \text{ ГэВ}$ и $M_{\text{soft}} \sim 100 \text{ ГэВ}$. Ограничение зависит от параметров мягкого нарушения суперсимметрии в МССМ. В частности, оно сильнее на несколько сот гигаэлектронвольт в модели с вырожденными гайджино. На ТЕВАТРОНе несколько событий в канале $p\bar{p} \rightarrow S\gamma(Z)$ и приблизительно 10^4 событий в канале $p\bar{p} \rightarrow S$ рождались бы при $\sqrt{F} = 1 \text{ ТэВ}$ и $M_{\text{soft}} \sim 100 \text{ ГэВ}$ для полной светимости 100 pb^{-1} и масс сголдстино порядка 100 ГэВ [99]. Это дает возможность детектировать сголдстино при условии, что они распадаются внутри детектора на фотоны и $\sqrt{F}$ не больше, чем 1,5–2 ТэВ.

В терминах полей $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ эффективный лагранжиан имеет вид [97]

$$L_S = - \sum_{\text{all gauge fields}} \frac{M_\alpha}{2\sqrt{2}F} S F_{a\mu\nu}^\alpha F_a^{\mu\nu} - \frac{A_{ab}^L}{\sqrt{2}F} y_{ab}^L S (\epsilon_{ij} l_a^j e_b^c h_D^i + \text{h.c.}) - \frac{A_{ab}^D}{\sqrt{2}F} y_{ab}^D S (\epsilon_{ij} q_a^j d_b^c h_D^i + \text{h.c.}) - \frac{A_{ab}^U}{\sqrt{2}F} y_{ab}^U S (\epsilon_{ij} q_a^i u_b^c h_U^j + \text{h.c.}), \quad (200)$$

$$L_P = \sum_{\text{all gauge fields}} \frac{M_\alpha}{4\sqrt{2}F} P F_{a\mu\nu}^\alpha \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} F_{a\lambda\rho}^\alpha - i \frac{A_{ab}^L}{\sqrt{2}F} y_{ab}^L P (\epsilon_{ij} l_a^j e_b^c h_D^i - \text{h.c.}) - i \frac{A_{ab}^D}{\sqrt{2}F} y_{ab}^D P (\epsilon_{ij} q_a^j d_b^c h_D^i - \text{h.c.}) - i \frac{A_{ab}^U}{\sqrt{2}F} y_{ab}^U P (\epsilon_{ij} q_a^i u_b^c h_U^j - \text{h.c.}), \quad (201)$$

$$L_{\psi, S, P} = i \partial_\mu \bar{\psi} \sigma^\mu \psi + \partial_\mu S \partial^\mu S - \frac{1}{2} m_S^2 S^2 + \partial_\mu P \partial^\mu P - \frac{1}{2} m_P^2 P^2 + \frac{m_S^2}{2\sqrt{2}F} S (\psi\psi + \bar{\psi}\bar{\psi}) - i \frac{m_S^2}{2\sqrt{2}F} P (\psi\psi - \bar{\psi}\bar{\psi}), \quad (202)$$

где M_α — массы гайджино и $A_{\alpha\beta}$, $y_{\alpha\beta}$ — мягкие трilinearные константы связей. Обычно для численных оценок рассматривается случай $A_{ab} = A$ и $y_{ab} \propto \delta_{ab}$.

На адронных коллайдерах сголдстино будут рождаться в основном в реакции слияния глюонов $gg \rightarrow S(P)$ [99]. Для интересных областей параметров ожидается, что сголдстино распадутся внутри детектора не слишком далеко от точки соударения. Тогда в предположении, что суперсимметричные партнеры (отличные от гравитино $\tilde{G}$) слишком тяжелы, чтобы быть существенными для распадов сголдстино, возможны следующие основные каналы распада:

$$S(P) \rightarrow gg, \gamma\gamma, \tilde{G}\tilde{G}, \tilde{f}\tilde{f}, \gamma Z, WW, ZZ.$$

Соответствующие ширины вычислены в работах [98, 99].

Для сголдстино, распадающихся на пары безмассовых калибровочных бозонов, имеем

$$\Gamma(S(P) \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{M_{\gamma\gamma}^2 m_{S(P)}^3}{32\pi F^2}, \quad \Gamma(S(P) \rightarrow gg) = \frac{M_3^2 m_{S(P)}^3}{4\pi F^2},$$

где $M_{\gamma\gamma} = M_1 \cos^2 \theta_W + M_2 \sin^2 \theta_W$ и θ_W — угол Вайнберга. Заметим, что для $M_{\gamma\gamma} \sim M_3$ глюонная мода доминирует над фотонной вследствие наличия цветового фактора $N_c^2 - 1$.

Для интересных с точки зрения феноменологии значений параметра $\sqrt{F}$ гравитино с массой в интервале $m_{\tilde{G}} = \sqrt{8\pi/3} F/M_P \approx 10^{-3} - 10^{-1}$ эВ очень легкое. Ширина распада сголдстино на два гравитино определяется формулой

$$\Gamma(S(P) \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}) = \frac{m_{S(P)}^5}{32\pi F^2},$$

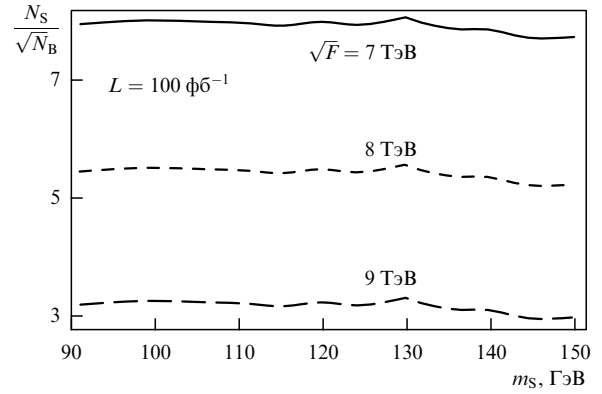


Рис. 18. Значимость сигнала для канала $\gamma\gamma$ как функция массы сголдстино m_S для модели II [107].

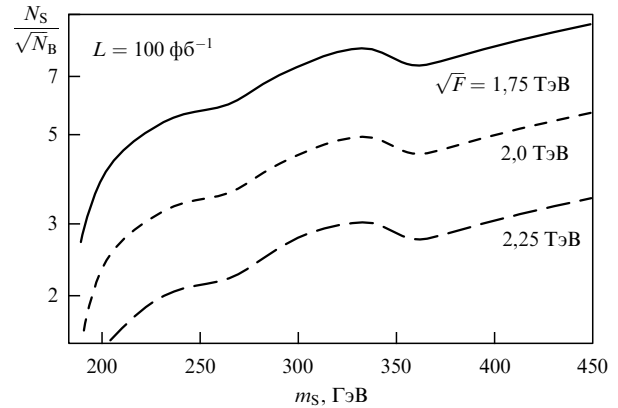


Рис. 19. Значимость сигнала для канала ZZ как функция массы сголдстино m_S для модели I [107].

и она становится сравнимой с шириной распада сголдстино на два фотона для тяжелых сголдстино, таких, что $m_{S(P)} \sim M_{\gamma\gamma}$.

В работе [107] изучен потенциал открытия сголдстино на БАКе. Рассмотрено два набора параметров мягкого нарушения суперсимметрии (см. таблицу). Изучены наиболее надежные сигнатуры с $\gamma\gamma$ и ZZ в конечном состоянии. Основной вывод заключается в том, что БАК позволяет открыть сголдстино с $\sqrt{F} \leq 2 - 8$ ТэВ (рис. 18, 19).

Таблица. Наборы параметров (ТэВ), для которых представлена чувствительность БАК к открытию сголдстино

Модель	M_1	M_2	M_3	A
I	100	300	500	300
II	300	300	300	300

5.5. Скалярные лептокварки

Скалярные лептокварки (LQ) — это частицы, имеющие как лептонное, так и барионное числа, отличные от нуля. Они предсказываются во многих моделях [108] с калибровочной симметрией, большей калибровочной симметрии $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$. Лептокварки распадаются в основном на кварк и лептон. На БАКе возможно как парное, так и единичное рождение лептокварков:

$$q + g \rightarrow LQ + l \rightarrow 2l + j, \quad (203)$$

$$g + g \rightarrow LQ + LQ \rightarrow 2l + 2j. \quad (204)$$

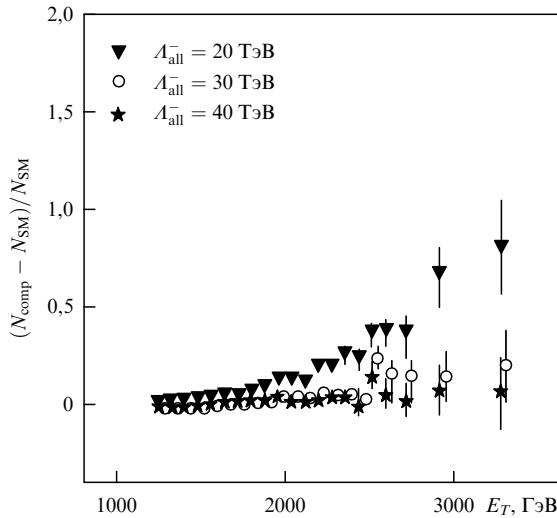


Рис. 20. Разница между предсказанием СМ и эффектом от состава для E_T распределения адронных струй, нормированная на предсказание СМ. Ошибки соответствуют интегральной светимости 300 фб^{-1} для различных значений масштаба Λ [34].

Сечение единичного рождения лептокварка зависит от неизвестной юкавской константы связи лептокварка с лептоном и кварком. Сечение парного рождения лептокварков зависит в основном от массы лептокварка. Парное рождение лептокварков на БАКе изучалось в работах [109, 34]. Основной сигнатурой здесь являются события с двумя адронными струями и двумя изолированными лептонами, возникающие в результате распадов лептокварков с инвариантной струй-лептонной массой, равной массе лептокварка. Для первого и второго поколений лептокварков БАК позволяет открыть их при массах вплоть до $1,6 \text{ ТэВ}$ для интегральной светимости 100 фб^{-1} [109, 34].

5.6. Составность

В СМ кварки и лептоны являются фундаментальными точечными частицами. Но увеличение числа кварков и лептонов вызвало спекуляции, согласно которым они обладают сложной структурой и представляют собой связанные состояния более фундаментальных составляющих, часто называемых преонами. Если кварки имеют внутреннюю структуру, то это может проявляться в отклонении сечений адронных струй от сечений, предсказываемых КХД. Отклонение может быть параметризовано в виде взаимодействия

$$\delta L = \frac{4\pi}{\Lambda^2} \bar{q} \gamma^\mu q \bar{q} \gamma_\mu q, \quad (205)$$

которое становится сильным на масштабе Λ . Сравнивая предсказания КХД для сечений рождения адронных струй при больших p_T с данными, можно ограничить значение Λ (рис. 20). На БАКе (АТЛАС) при интегральной светимости 300 фб^{-1} можно будет получить ограничение на Λ на уровне $\Lambda \geq 20 \text{ ТэВ}$ при условии, что систематические неопределенности меньше статистических [34].

В работе [110] изучалась возможность поиска кварк-лептонного взаимодействия

$$\delta L = \frac{4\pi}{\Lambda_{ql}^2} \bar{l} \gamma^\mu l \bar{q} \gamma_\mu q \quad (206)$$

на БАКе. Рассматривался процесс Дрелла – Яна $pp \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z^* \rightarrow l^+l^-$. Взаимодействие (206) модифицирует предсказание СМ для сечений Дрелла – Яна при большой инвариантной массе диэлектрона. Для интегральной светимости 100 фб^{-1} на БАКе (СМС) можно будет получить нижнее ограничение $\Lambda_{ql} \geq 35 \text{ ТэВ}$.

5.7. Нарушение R -четности

Большинство работ по суперсимметричной феноменологии предполагает, что МССМ сохраняет R -четность. Однако в настоящее время не существует глубокого теоретического обоснования сохранения R -четности. Феноменология суперсимметричных моделей с явным нарушением R -четности изучалась в работах [111]. Члены в суперпотенциале (75) нарушают барионное и лептонное числа и порождают недопустимо большую амплитуду для распада протона, подавленную только обратным квадратом массы скварка. R -четность запрещает опасные члены в суперпотенциале (75). Однако сохранение R -четности не является единственной возможностью при построении минимального расширения СМ. Несложно определить альтернативные к R -четности симметрии, которые допускают ненулевые взаимодействия в (75). Например, под действием преобразования

$$(Q, U, D) \rightarrow -(Q, U, D), \quad (L, E, H_{1,2}) \rightarrow +(L, E, H_{1,2}) \quad (207)$$

только кварковые суперполя меняют знак. Для суперпотенциала (75), инвариантного относительно преобразований (207), только последний член UDD , нарушающий барионное число, запрещен. Существуют аналогичные симметрии, запрещающие члены с нарушением лептонных чисел.

Итак, при прямом поиске суперсимметричных частиц феноменология сильно меняется при включении нарушающих R -четность членов в суперпотенциал. В общем случае механизмы как рождения, так и распада СУСИ-частиц могут измениться. Помимо парного рождения суперсимметричных частиц появляется также возможность рождения R -нечетных состояний. Если все суперсимметричные частицы распадаются внутри детектора, то мы можем больше не иметь стандартной сигнатуры с потерянными E_T^{miss} . ЛСЧ будет распадаться в основном на трехчастичные конечные состояния [111]. Однако, за исключением ЛСЧ, все другие частицы будут в основном распадаться, как и в МССМ, с сохранением R -четности. Рассмотрим случай, когда ЛСЧ распадается внутри детектора. Если лептонное число нарушается, то СУСИ-сигнал будет содержать лептоны от распадов ЛСЧ $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l^+l^- \nu, l q \bar{q}$ [111]. Если барионное число нарушается, то ЛСЧ будет распадаться на адронные струи $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q q q$, приводя к событиям с большим количеством струй и без потерянной поперечной энергии. Весьма нетривиально извлечь такой сигнал из гигантского КХД-фона. Можно детектировать СУСИ-сигнал, используя каскадные распады, содержащие лептоны, например $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}^\pm l^\mp \rightarrow q q q l^+ l^-$.

Заметим также, что можно сконструировать модель [112] с суперслабым нарушением R -четности и с относительно долгоживущим ($t \sim 10^{-1} - 10^{-9} \text{ с}$) заряженным $\tilde{t}_R$ слептоном, играющим роль ЛСЧ. Феноменология такой модели аналогична феноменологии GMSB (калибро-

вочный перенос нарушения суперсимметрии) модели [67] с $\tilde{\tau}_R$ в качестве следующей по массе за ЛСЧ суперчастицы⁶.

5.8. Дополнительные бозоны Хиггса с большими юкавскими константами связи

Модель со многими дублетами Хиггса, в которой каждый хиггсовский изодублет связан со своим собственным кварком с относительно большой юкавской константой связи, рассмотрена в работе [113]. Для немалой юкавской константы связи основная реакция рождения хиггсовских изодублетов, соответствующих первому или второму поколениям, — это кварк-антикварковое слияние. Феноменология изодублетов Хиггса, соответствующих третьему поколению, очень похожа на феноменологию модели с двумя изодублетами Хиггса. Сечение рождения бозона Хиггса для кварк-антикваркового слияния в приближении бесконечно узкого резонанса дается стандартной формулой

$$\sigma(AB \rightarrow H_{q_i q_j} + X) = \frac{4\pi^2 \Gamma(H_{q_i q_j} \rightarrow \bar{q}_i q_j)}{9s M_H} \int_{M_H^2/s}^1 \frac{dx}{x} \times \\ \times [\bar{q}_{Ai}(x, \mu) q_{Bj}(x^{-1} M_H^2 s^{-1}, \mu) + q_{Aj}(x, \mu) \bar{q}_{Bi}(x^{-1} M_H^2 s^{-1}, \mu)]. \quad (208)$$

Здесь $\bar{q}_{Ai}(x, \mu)$ и $q_{Aj}(x, \mu)$ — партонные распределения антикварка $\bar{q}_i$ и кварка q_j в адроне А в точке нормировки $\mu \sim M_H$ и $\Gamma(H_{q_i q_j} \rightarrow \bar{q}_i q_j)$ — адронная ширина распада бозона Хиггса на кварк-антикварковую пару. Для лагранжиана

$$L_Y = h_{q_i q_j} \bar{q}_{Li} q_{Rj} H_{q_i q_j} + \text{h.c.} \quad (209)$$

адронная ширина распада бозона Хиггса на безмассовые кварки имеет вид

$$\Gamma(H_{q_i q_j} \rightarrow \bar{q}_i q_j) = \frac{3 M_H h_{q_i q_j}^2}{16\pi}. \quad (210)$$

В рассмотренной модели существуют бозоны Хиггса, связанные как с кварками, так и с лептонами, так что лучшая сигнатура — это поиск электрически нейтрального бозона Хиггса, распадающегося на пары e^+e^- или $\mu^+\mu^-$. Для заряженных бозонов Хиггса наилучший способ поиска — использование их распадов на заряженные лептоны и нейтрино. Дублеты Хиггса, связанные с верхними кварками в модели с безмассовыми нейтрино, не связаны с лептонами, поэтому единственный способ их обнаружить — это поиск резонансной структуры в распределении по инвариантной массе двухструйных событий. Однако точность определения инвариантной массы двух струй приблизительно 10 %, поэтому весьма непросто обнаружить бозон Хиггса на БАКе путем измерения двухструйного дифференциального сечения. В рассматриваемой модели в силу малости вакуумных средних изодублетов Хиггса, соответствующих кваркам u , d , s и c , после электрослабого нарушения симметрии

расщепление масс внутри изодублетов Хиггса мало. Поэтому в такой модели поиск нейтрального бозона Хиггса, распадающегося на лептонную пару, фактически является поиском всего изодублета Хиггса. Основной фон в поиске нейтральных бозонов Хиггса, распадающихся на лептонную пару, дает процесс Дрелла – Яна. Основной вывод заключается в том [113], что БАК при интегральной светимости 100 фб^{-1} и для юкавской константы связи $h_Y = 1$ позволит открыть такие бозоны с массами вплоть до 4,5–5 ТэВ.

5.9. Астрофизические применения

Обсудим кратко недавнее интересное предложение по применению СМС-детектора для астрофизических приложений⁷. Одной из основных особенностей СМС-детектора является присутствие в большом объеме сильного магнитного поля. Эта особенность обеспечивает уникальную возможность по поиску космических скалярных или псевдоскалярных частиц, таких как аксион, взаимодействующих с двумя фотонами. Новые частицы (если они, конечно, существуют) будут пересекать адронный калориметр, который будет использоваться как VETO-система, исключая взаимодействия от космических лучей, и они (новые частицы) могут быть наблюдаемы в электромагнитном калориметре посредством их конверсии в фотоны во внешнем магнитном поле СМС сверхпроводящего соленоида. Для высоких энергий аксион-фотонная конверсия является когерентным процессом внутри СМС-детектора, что позволит существенно усилить чувствительность к аксионной массе вплоть до $0 \leq m_a \leq 32\sqrt{E_a [\text{ГэВ}]}$, где m_a — аксионная масса, эВ. СМС-детектор позволит ограничить произведение константы связи новой частицы с двумя фотонами и интегрального потока частиц через СМС-детектор.

6. Заключение

Нет сомнений, что в настоящее время сверхзадачей номер один в экспериментальной физике высоких энергий является поиск бозона Хиггса — последней неоткрытой частицы Стандартной модели. БАК обеспечит возможность открыть бозон Хиггса и проверить его основные свойства. Экспериментальное открытие бозона Хиггса будет триумфом идеи перенормируемости в локальной квантовой теории поля (в некотором смысле это будет "экспериментальным доказательством" перенормируемости электрослабых взаимодействий). БАК позволит обнаружить суперсимметрию с массами скварков и глюино вплоть до 2,5 ТэВ. Существует также ненулевая вероятность открытия чего-то нового помимо СМ и МССМ (дополнительных размерностей, Z' -бозонов, W' -бозонов, составности,...). В любом случае после исследований на БАКе мы будем знать механизм нарушения электрослабой калибровочной симметрии (бозон Хиггса или что-то более экзотическое?) и основные элементы структуры материи на тэвном масштабе.

Авторы благодарны коллегам из отдела теоретической физики ИЯИ РАН за полезные обсуждения. Работа Н.В. Красникова была поддержана грантом РФФИ № 03-02-16933.

⁶ Напомним, что в GMSB-модели гравитино $\tilde{G}$ становится ЛСЧ. Нейтрально $\tilde{\chi}_1^0$ или слептон $\tilde{\tau}_R$ могут по массе следовать за ЛСЧ и быть долгоживущими частицами. $\tilde{\tau}_R$ -частица будет выглядеть как "тяжелый мюон", пересекающий детектор со скоростью, значительно меньшей скорости света. Можно измерить его время пролета и, следовательно, вычислить массу $m_{\tilde{\tau}_R}$ [68, 34].

⁷ С.Н. Гниненко, частное сообщение, будет опубликовано.

Список литературы

- Glashow S L *Nucl. Phys.* **22** 579 (1961); Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967); Salam A, in *Elementary Particle Theory* (Ed. N Svartholm) (Stockholm: Almqvist & Wiksell, 1964); Politzer H D *Phys. Rev. Lett.* **30** 1346 (1973); Gross D J, Wilczek F *Phys. Rev. Lett.* **30** 1343 (1973)
- Боголюбов Н Н, Ширков Д В *Введение в теорию квантованных полей* (М.: Наука, 1976)
- Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 1562 (1998); Eguchi K et al. (KamLAND Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **90** 021802 (2003); Ahn M H et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 041801 (2003)
- Гольдфанд Ю А, Лихтман Е П *Письма в ЖЭТФ* **13** 452 (1971); Волков Д В, Акулов В П *Письма в ЖЭТФ* **16** 621 (1972); Wess J, Zumino B *Phys. Lett. B* **49** 52 (1974)
- Barbieri R *Riv. Nuovo Cimento* **11** 1 (1988); Lahanas A B, Nanopoulos D V *Phys. Rep.* **145** 1 (1987); Haber H E, Lane G L *Phys. Rep.* **117** 75 (1985); Nilles H P *Phys. Rep.* **110** 1 (1984)
- Weinberg S *Phys. Rev. D* **19** 1277 (1979); Susskind L *Phys. Rev. D* **20** 2619 (1979); Dimopoulos S, Susskind L *Nucl. Phys. B* **155** 237 (1979); Eichten E, Lane K *Phys. Lett. B* **90** 125 (1980)
- The Large Hadron Collider, CERN/AC/95-05
- CMS, Technical Proposal, CERN/LHCC/94-38
- ATLAS, Technical Proposal, CERN/LHCC/94-43
- ALICE, Technical Proposal, CERN/LHCC/95-71
- LHC-B, Technical Proposal, CERN/LHCC/95-XX
- Красников Н В, Матвеев В А *ЭЧАЯ* **28** 1125 (1997); *ТМФ* **132** 349 (2002)
- Higgs P W *Phys. Lett.* **12** 132 (1964); Englert F, Brout R *Phys. Rev. Lett.* **13** 321 (1964)
- The LEP working group for Higgs boson searches, CERN-EP/2001-055
- Окунь Л Б *Лептоны и кварки* (М.: Наука, 1981); Cheng T-P, Li L-F *Gauge Theory of Elementary Particle Physics* (Oxford: Clarendon Press, 1984); Pokorski S *Gauge Field Theories* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987); Bailin D, Love A *Introduction to Gauge Field Theory* (Bristol: A. Hilger, 1986); Borodulin V I, Rogalyov R N, Slabospitsky S R, Preprint 95-50 (Protvino: IHEP, 1995); Gunion J F et al. *The Higgs Hunter's Guide* (Redwood City, CA: Addison-Wesley, 1990)
- Hagiwara K et al. (Particle Data Group) "Review of particle physics" *Phys. Rev. D* **66** 010001 (2002)
- Grunewald M W *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **117** 280 (2003); hep-ex/0210003
- Cabibbo N et al. *Nucl. Phys. B* **158** 295 (1979); Lindner M Z. *Phys. C* **31** 295 (1986)
- Красников Н В *ЯФ* **28** 549 (1978); Hung P Q *Phys. Rev. Lett.* **42** 873 (1979); Politzer H D, Wolfram S *Phys. Lett. B* **82** 242 (1979); Ансельм А А *Письма в ЖЭТФ* **29** 590 (1979); Lindner M, Sher M, Zaglauer H W *Phys. Lett. B* **228** 139 (1989)
- Ellis J, Ridolfi G, Zwirner F *Phys. Lett. B* **257** 83 (1991); Haber H E, Hempfling R *Phys. Rev. Lett.* **66** 1815 (1991); Yamada A *Phys. Lett. B* **263** 233 (1991); Barbieri R, Frigeni M, Caravaglios F *Phys. Lett. B* **258** 167 (1991); Chankowski P H, Pokorski S, Rosiek J *Phys. Lett. B* **274** 191 (1992)
- Degrassi G et al. *Eur. Phys. J. C* **28** 133 (2003)
- Krasnikov N V, Pokorski S *Phys. Lett. B* **288** 184 (1992); Diaz M A, ter Veldhuis T A, Weiler T J *Phys. Rev. Lett.* **74** 2876 (1995)
- Cray N et al. *Z. Phys. C* **48** 673 (1990)
- Spira M *Fortschr. Phys.* **43** 203 (1998)
- Ellis J, Gaillard M K, Nanopoulos D V *Nucl. Phys. B* **106** 292 (1976)
- Spira M et al. *Nucl. Phys. B* **453** 17 (1995); Inami T, Kubota T, Okada Y *Z. Phys. C* **18** 69 (1983)
- Chetyrkin K G, Kniehl B A, Steinhauser M *Phys. Rev. Lett.* **79** 353 (1997)
- Krasnikov N V, Matveev V A *ЭЧАЯ* **31** 525 (2000); hep-ph/9909490
- Cahn R N, Dawson S *Phys. Lett. B* **136** 196 (1984); Hikasa K-I *Phys. Lett. B* **164** 385 (1985); Altarelli G, Mele B, Pitolli F *Nucl. Phys. B* **287** 205 (1987); Han T, Valencia G, Willenbrock S *Phys. Rev. Lett.* **69** 3274 (1992)
- Glashow S L, Nanopoulos D V, Yildiz A *Phys. Rev. D* **18** 1724 (1978)
- Kunszt Z *Nucl. Phys. B* **247** 339 (1984); Gunion J F *Phys. Lett. B* **261** 510 (1991); Marciano W J, Paige F E *Phys. Rev. Lett.* **66** 2433 (1991)
- Kinnunen R, CMS CR 2002/020; Lassila-Perini, CMS CR 2001/018
- Bitukov S I, Krasnikov N V *Mod. Phys. Lett. A* **13** 3235 (1998)
- ATLAS Collaboration, ATLAS Detector and Physics Performance, Technical Design Report, CERN/LHCC/99-14
- Dubinin M N, Ilyin V A, Savrin V I, CMS Note 1997/101
- Dittmar M, Dreiner H *Phys. Rev. D* **55** 167 (1997)
- Branson J G et al. (ATLAS Collab., CMS Collab.), hep-ph/0110021
- Green D et al., CMS Note 1998/089
- Rainwater D, Zeppenfeld D *JHEP* **9712** 005 (1997)
- Rainwater D, Zeppenfeld D, Hagiwara K *Phys. Rev. D* **59** 014037 (1999)
- Rainwater D, Zeppenfeld D, Hagiwara K, hep-ph/9808468
- Cahn R N et al. *Phys. Rev. D* **35** 1626 (1987); Kleiss R, Stirling W J *Phys. Lett. B* **200** 193 (1988)
- Dubinin M N, CMS Note 2001/022
- Poggioli L, ATLAS Internal Note, PHYS-No-066 (1995)
- Wess J, Bagger J *Supersymmetry and Supergravity* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1983); West P *Introduction to Supersymmetry and Supergravity* (Singapore: World Scientific, 1986)
- Green M B, Schwarz J H, Witten E *Superstring Theory* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987)
- Nilles H P *Phys. Lett. B* **115** 193 (1982); Barbieri R, Ferrara S, Savoy C A *Phys. Lett. B* **119** 343 (1982); Cremmer E, Fayet P, Girardello L *Phys. Lett. B* **122** 41 (1983); Ibáñez L *Phys. Lett. B* **118** 73 (1982); Chamseddine A H, Arnowitt R, Nath P *Phys. Rev. Lett.* **49** 970 (1982)
- Kazakov D I, hep-ph/0012288
- Fayet P *Phys. Lett. B* **69** 489 (1977); Salam A, Strathdee J *Nucl. Phys. B* **87** 85 (1975)
- Dreiner H, Ross G G *Nucl. Phys. B* **365** 597 (1991); Enqvist K, Masiero A, Riotto A *Nucl. Phys. B* **373** 95 (1992); Barger V et al. *Phys. Rev. D* **53** 6407 (1996)
- Dine M, Nelson A E *Phys. Rev. D* **48** 1277 (1993); Dine M, Nelson A E, Shirman Y *Phys. Rev. D* **51** 1362 (1995); Dine M et al. *Phys. Rev. D* **53** 2658 (1996)
- Polonsky N, Pomarol A *Phys. Rev. Lett.* **73** 2292 (1994)
- Krasnikov N V, Popov V V, hep-ph/9611298
- Ibáñez L E, López C, Muñoz C *Nucl. Phys. B* **256** 218 (1985)
- Eichten E et al. *Rev. Mod. Phys.* **56** 579 (1984)
- Beenakker W et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 2905 (1995); *Z. Phys. C* **69** 163 (1995); *Nucl. Phys. B* **492** 51 (1997)
- Baer H et al. *Phys. Lett. B* **161** 175 (1985); Gamberini G Z. *Phys. C* **30** 605 (1986); Baer H et al. *Phys. Rev. D* **36** 96 (1987); Gamberini G et al. *Phys. Lett. B* **203** 453 (1988); Barnett R M, Gunion J F, Haber H E *Phys. Rev. D* **37** 1892 (1988); Bartl A et al. *Z. Phys. C* **52** 477 (1991)
- Baer H et al. *Mod. Phys. A* **4** 4111 (1989)
- Abdullin S et al., CMS Note 1998/006
- Bitukov S I, Krasnikov N V *Phys. Lett. B* **469** 149 (1999); *ЯФ* **65** 1441 (2002); hep-ph/0210269
- Krasnikov N V *Письма в ЖЭТФ* **65** 139 (1997); hep-ph/9611282; Bitukov S I, Krasnikov N V *ЯФ* **62** 1288 (1999); hep-ph/9806504
- Krasnikov N V *Mod. Phys. Lett. A* **9** 791 (1994); *Phys. Lett. B* **388** 783 (1996); Arkani-Hamed N et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 1937 (1996)
- Agashe K, Graesser M *Phys. Rev. D* **61** 075008 (2000); Hinchliffe I, Paige F E *Phys. Rev. D* **63** 115006 (2001); Hisano J, Kitano R, Nojiri M M, hep-ph/0202129; Porod W, Majerotto W, hep-ph/0210326; Kalinowski J *Acta Phys. Pol. B* **33** 2613 (2002); hep-ph/0207051
- Hinchliffe I et al. *Phys. Rev. D* **55** 5520 (1997)
- Alessia A, CMS CR 2002/022
- Tovey D R *Phys. Lett. B* **498** 1 (2001)
- Giudice G F, Rattazzi R *Phys. Rep.* **322** 419 (1999); Горбунов Д С, Дубовский С Л, Троицкий В У *УФН* **169** 705 (1999)
- Wrochna G, CMS CR 2002/015
- Denegri D et al., CMS Note 2001/032
- Djouadi A *Phys. Lett. B* **435** 101 (1998)
- Boos E, Djouadi A, Nikitenko A *Phys. Lett. B* **578** 384 (2004); hep-ph/0307079
- Abdullin S, Denegri D, Moortgat F, CMS Note 2001/042
- Roy D P *Phys. Lett. B* **459** 607 (1999)

74. Slabospitsky S, hep-ph/0203094
75. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Lett. B* **429** 263 (1998); *Phys. Rev. D* **59** 086004 (1999)
76. Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 3370, 4690 (1999)
77. Antoniadis I et al. *Phys. Lett. B* **436** 257 (1998); Antoniadis I, Benakli K *Phys. Lett. B* **326** 69 (1994); Antoniadis I, Benakli K, Quirós M *Phys. Lett. B* **331** 313 (1994); Antoniadis I *Phys. Lett. B* **246** 377 (1990)
78. Krasnikov N V *Phys. Lett. B* **273** 246 (1991)
79. Giudice G F, Rattazzi R, Wells J D *Nucl. Phys. B* **544** 3 (1999)
80. Рубаков В А *УФН* **171** 913 (2001)
81. Hewett J, Spiropulu M *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **52** 397 (2002); hep-ph/0205106; Kisselev A V, hep-ph/0303090; Cheung K, hep-ph/0305003
82. Traczyk P, Wrochna G, CMS IN 2002/061; Lemaire M-C, Pan-sart J-P, CMS IN 2002/63
83. Cheng H-C, Matchev K T, Schmaltz M *Phys. Rev. D* **66** 036005, 056006 (2002)
84. Appelquist T, Cheng H-C, Dobrescu B A *Phys. Rev. D* **64** 035002 (2001)
85. Pomarol A, Quirós M *Phys. Lett. B* **438** 255 (1998); Masip M, Pomarol A *Phys. Rev. D* **60** 096005 (1999)
86. Rizzo T G *Phys. Rev. D* **61** 055005 (2000); Antoniadis I, Benakli K, Quirós M *Phys. Lett. B* **460** 176 (1999)
87. Giddings S B, Thomas S *Phys. Rev. D* **65** 056010 (2002)
88. Myers R C, Perry M J *Ann. Phys. (New York)* **172** 304 (1986)
89. Dimopoulos S, Landsberg G *Phys. Rev. Lett.* **87** 161602 (2001)
90. Han T, Kribs G D, McElrath B *Phys. Rev. Lett.* **90** 031601 (2003); Kotwal A V, Hays C *Phys. Rev. D* **66** 116005 (2002); Argyres P C, Dimopoulos S, March-Russell J *Phys. Lett. B* **441** 96 (1998); Casadio R, Harms B *Int. J. Mod. Phys. A* **17** 4635 (2002); Cavaglià M, Das S, Maartens R *Class. Quantum Grav.* **20** L205 (2003); hep-ph/0305223
91. Hewett L, Rizzo T G *Phys. Rep.* **183** 193 (1989); Leike A *Phys. Rep.* **317** 143 (1999)
92. Dittmar M, Nicollerat A-S, Djouadi A *Phys. Lett. B* **583** 111 (2004); Dittmar M, Djouadi A, Nicollerat A-S, hep-ph/0307020
93. Pati J C, Salam A *Phys. Rev. D* **10** 275 (1974); Mohapatra R N, Pati J C *Phys. Rev. D* **11** 566 (1975); Senjanovic G, Mohapatra R N *Phys. Rev. D* **12** 1502 (1975)
94. Gninenko S N et al., hep-ph/0301140
95. Ellis J, Enqvist K, Nanopoulos D V *Phys. Lett. B* **147** 99 (1984); **151** 357 (1985)
96. Giudice G F, Rattazzi R *Phys. Rep.* **322** 419 (1999); Горбунов Д С, Дубовский С Л, Троицкий С В *УФН* **169** 705 (1999)
97. Gorbunov D S, Semenov A V, LAPTH-884/01
98. Perazzi E, Ridolfi G, Zwirner F *Nucl. Phys. B* **574** 3 (2000)
99. Perazzi E, Ridolfi G, Zwirner F *Nucl. Phys. B* **590** 287 (2000)
100. Nowakowski M, Rindani S D *Phys. Lett. B* **348** 115 (1995)
101. Gorbunov D S *Nucl. Phys. B* **602** 213 (2001)
102. Dicus D A, Nandi S, Woodside J *Phys. Rev. D* **41** 2347 (1990)
103. Dicus D A, Roy P *Phys. Rev. D* **42** 938 (1990)
104. Dicus D A, Nandi S, Woodside J *Phys. Rev. D* **43** 2951 (1991)
105. Dicus D A, Nandi S *Phys. Rev. D* **56** 4166 (1997)
106. Abreu P et al. *Phys. Lett. B* **494** 20 (2000)
107. Gorbunov D S, Krasnikov N V *JHEP* **0207** 043 (2002); hep-ph/0203078
108. Pati J C, Salam A *Phys. Rev. D* **10** 275 (1974); Buchmüller W, Rückl R, Wyler D *Phys. Lett. B* **191** 442 (1987); Abbott L F, Farhi E *Phys. Lett. B* **101** 69 (1981)
109. Wrochna G, CMS CR-1996/003; Abdullin S, Charles F, Luckel F, CMS Note 1999/027
110. Gupta A K, Jain S, Mondal N K, CMS Note 1999/075
111. Dimopoulos S et al. *Phys. Rev. D* **41** 2099 (1990); Dawson S *Nucl. Phys. B* **261** 297 (1985); Ross G G, Dreiner H *Nucl. Phys. B* **365** 397 (1988); Barbieri R et al., hep-ph/9810232
112. Krasnikov N V *Phys. Lett. B* **386** 161 (1996)
113. Krasnikov N V *Mod. Phys. Lett. A* **10** 2675 (1995)

Search for new physics at the Large Hadron Collider

N.V. Krasnikov, V.A. Matveev

*Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences,
prosp. 60-letiya Oktyabrya 7a, 117132 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 135-21 71, 135-77 60
E-mail: krasniko@ms2.inr.ac.ru*

The Large Hadron Collider project for search for new physics (namely, the Higgs boson, supersymmetry, and exotics) is reviewed, and the basic parameters of the CMS and ATLAS detectors are discussed.

PACS numbers: **12.10. – g, 12.60. – i, 14.80.Bn**

Bibliography — 113 references

Received 29 October 2003