

**Министерство образования и науки Украины  
Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина  
Институт высоких технологий  
Физико-технический факультет**

«К ЗАЩИТЕ»  
Зам. заведующего кафедрой  
экспериментальной ядерной  
физики,  
кандидат физ.-мат. наук  
доцент  
Шматко Е.С.  
«\_26\_» июня \_\_\_\_\_ 2008г

**Дипломная работа**

**Компьютерное моделирование эксперимента CMS (ЦЕРН)**

*Руководитель:*  
кандидат физ.-мат. наук

Левчук. Л.Г.

*Студент:*  
ФТФ, 4 курс, группа ТЯ-42

Озерянская. И.А.

**Харьков 2008**

## Содержание

1. Введение.
  - 1.1. Стандартная модель.
  - 1.2. Бозон Хиггса и программа исследований на суперколлайдере LHC.
2. Компьютерное моделирование эксперимента CMS.
  - 2.1. Детектор CMS.
  - 2.2. Кварк-партонная модель и генератор событий PYTHIA.
  - 2.3. Поиск условий для наблюдения в эксперименте CMS массивного бозона Хиггса на основе компьютерного моделирования.
3. Заключение.  
Литература

# 1. Введение

## 1.1. Стандартная модель

Стандартная модель (СМ) в физике элементарных частиц — теоретическая конструкция, описывающая электромагнитное, слабое и сильное взаимодействие всех элементарных частиц. Гравитацию СМ не включает.

СМ объединяет теорию электрослабых взаимодействий и квантовую хромодинамику (теорию сильных взаимодействий) в структуру, описываемую калибровочными группами  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ .

СМ включает следующие положения.

- Всё вещество (см. Рис. 1) состоит из 12 фундаментальных частиц-фермионов: 6 лептонов (электрон, мюон, тау-лептон, и три сорта нейтрино) и 6 кварков (u, d, s, c, b, t), которые можно объединить в три поколения фермионов.

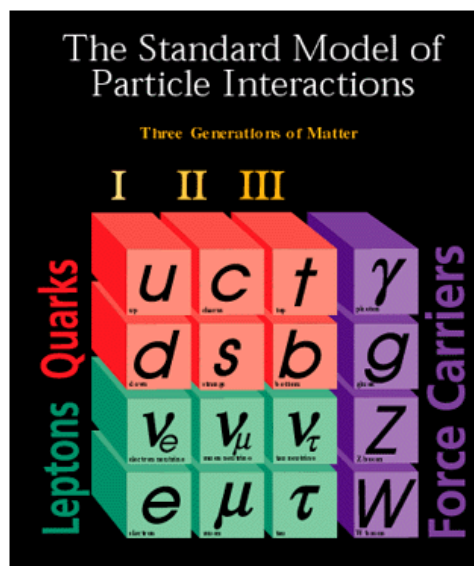


Рис. 1. Фундаментальные частицы Стандартной модели.

- Кварки участвуют в сильных, слабых и электромагнитных взаимодействиях; заряженные лептоны (электрон, мюон, тау-лептон) — в слабых и электромагнитных; нейтрино — только в слабых взаимодействиях.

- Все три типа взаимодействий возникают как следствие постулата о симметричности мира относительно локальных калибровочных преобразований. Частицами-переносчиками взаимодействий являются:

- 8 глюонов для сильного взаимодействия (группа симметрии  $SU(3)$ );
- 3 тяжелых калибровочных бозона ( $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ ) для слабого взаимодействия (группа симметрии  $SU(2)$ );
- один фотон для электромагнитного взаимодействия (группа симметрии  $U(1)$ ).

- В отличие от электромагнитного и сильного, слабое взаимодействие может смешивать фермионы из разных поколений, что приводит к нестабильности всех частиц, за исключением легчайших, и к таким эффектам, как нарушение  $CP$ -симметрии и нейтринные осцилляции.

СМ оставляет открытой значительную часть вопросов, многие из которых остаются неразрешенными, хотя и вытекают из нее самой. Например, все силы в физике элементарных частиц, описываются в рамках так называемой теории полей Янга-Миллса. Однако в рамках квантовой теории поля можно представить себе и другие виды взаимодействий, и остается непонятным, почему эти взаимодействия не проявляются. Кроме того, в СМ нет возможности рассчитывать и фундаментальные заряды и, как следствие, напряженности соответствующих полей. Например, постоянная тонкой структуры  $\alpha$  определяется исключительно путем измерений, и теория не дает ответа на вопрос, почему она равна именно

~1/137. Остаются непонятными также число поколений кварков и лептонов (почему их именно три?), иерархия масс всех фундаментальных частиц, а также ряд других положений СМ (в частности, вопрос о возможности существования более широкой симметрии (т.н. суперсимметрии) между частицами, составляющими материю (фермионами), и переносчиками взаимодействий (бозонами)).

Однако на сегодняшний день СМ является достаточно устоявшейся теоретической конструкцией в физике элементарных частиц, которая достаточно точно воспроизводит наблюдаемые эффекты в сильных, слабых и электромагнитных взаимодействиях. До сих пор не существует явных экспериментальных указаний на то, что эта модель не верна. В этой связи, важное значение для понимания степени справедливости СМ будут иметь результаты экспериментальных исследований на Большом адронном коллайдере (LHC) в Европейской лаборатории ядерных исследований (ЦЕРН).

### *1.2. Бозон Хиггса и программа исследований на суперколлайдере LHC.*

Следует отметить, что калибровочные теории, составляющие основу СМ, изначально сформулированы для частиц с нулевой массой. При добавлении массовых членов в соответствующие лагранжианы последние теряют свойство инвариантности относительно локальных калибровочных преобразований, что в частности приводит к неперенормируемости теории. Для решения проблемы масс в лагранжиан теории вводят дополнительное поле, с помощью которого реализуется так называемый механизм спонтанного нарушения симметрии, в результате чего частицы приобретают массу. В СМ квант этого поля, называемый бозоном Хиггса, является нейтральной (незаряженной) скалярной (с нулевым спином) частицей.

Экспериментальное подтверждение существования бозона Хиггса могло бы стать важнейшим аргументом в пользу справедливости СМ. К сожалению, существующие данные о параметрах СМ не позволяют сделать достаточно точных предсказаний относительно величины массы хиггсовской частицы  $M_H$ . Однако распадная ширина бозона Хиггса очень быстро (пропорционально  $M_H^3$ ) возрастает с ростом  $M_H$  и уже при  $M_H \approx 1 \text{ ТэВ}/c^2$  становится слишком большой, чтобы можно было говорить об этой частице как о фундаментальной.

Поиск бозона Хиггса для практически всего разумного диапазона его масс находится в фокусе экспериментальных исследований на Большом адронном коллайдере (LHC), запускаемом в ЦЕРН в 2008 году. Этот ускоритель будет обеспечивать соударения двух протонных пучков с энергией 7 ТэВ каждый (т.е. полная энергия в системе центра масс соударяющихся протонов равна 14 ТэВ) при проектной светимости  $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Ожидается, что эти параметры, являющиеся рекордными, позволят сделать выдающиеся открытия, которые станут либо важнейшими аргументами в пользу справедливости СМ и ее расширений, либо отправными точками для коренного пересмотра существующих воззрений на природу микромира.

Задачей настоящей работы является компьютерное моделирование одного из экспериментов, выполняемых на LHC, с целью определения критериев отбора регистрируемых событий, необходимых для обнаружения в этом эксперименте массивного бозона Хиггса.

## **2. Компьютерное моделирование эксперимента CMS.**

### *2.1. Детектор CMS*

Программа эксперимента CMS (Compact Muon Solenoid), одного из основных экспериментов, выполняемых на LHC, включает:

- поиск бозона Хиггса Стандартной модели для всего диапазона его масс;
- поиск партнеров уже известным элементарным частицам, существование которых предсказывается суперсимметричными расширениями Стандартной модели;
- изучение редких (с нарушением CP-симметрии) распадов В-мезонов;
- поиск гипотетических новых форм адронной материи (в частности, кварк-глюонной плазмы), образующихся в высокоэнергетических соударениях тяжелых ионов.

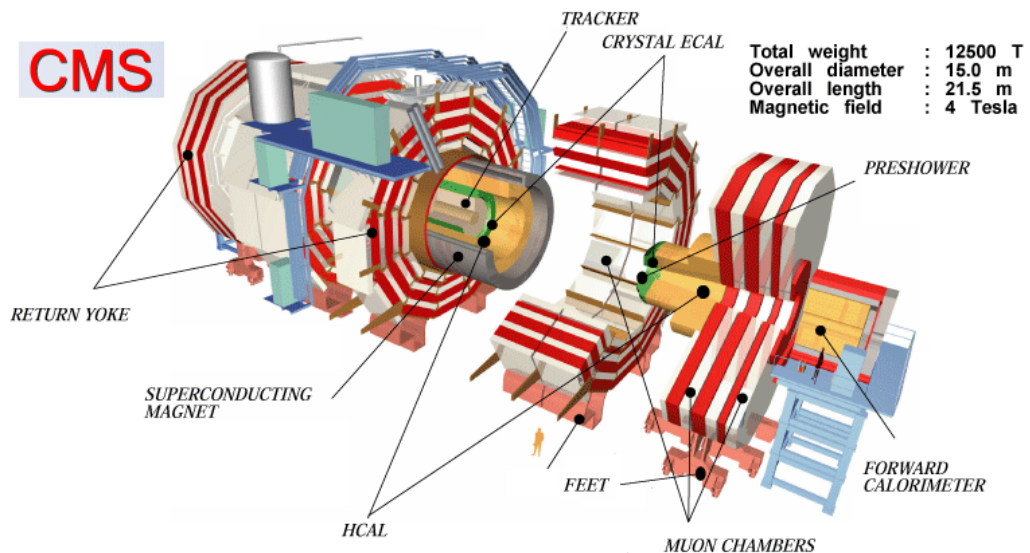


Рис. 2. Схема детектора CMS.

Детектор CMS (см. Рис. 2) состоит из следующих основных частей:

- центральный трековый детектор (“tracker”), представляющий собой комбинацию микроstriповых и пиксельных детекторов и являющийся крупнейшим в мире кремниевым детектором;
- электромагнитный калориметр (ECAL), состоящий из кристаллов вольфрамата свинца ( $PbWO_4$ ) и обеспечивающий высокое разрешение  $\Delta E/E = 0.03/\sqrt{E} \oplus 0.005$  при определении энергии электронов, позитронов и фотонов;

– адронный калориметр (HCAL), активными элементами которого являются пластины пластического сцинтиллятора толщиной 4 мм, вставленные в латунный каркас на расстоянии 8 см одна от другой, который обеспечивает разрешение  $\Delta E/E = 1.00/\sqrt{E} \oplus 0.05$  при определении энергии адронных струй;

– сверхпроводящий соленоид, создающий внутри себя магнитное поле величиной 4 Тл;

– газовые мюонные камеры, обеспечивающие при измерении поперечного импульса мюона  $p_T$  разрешение  $\Delta p_T/p_T = 5\%$  для  $p_T = 1$  ТэВ и  $\Delta p_T/p_T = 1\%$  для  $p_T = 100$  ГэВ в диапазоне псевдобыстрот  $|\eta| < 2.4$ ;

– удаленные передние адронные калориметры, обеспечивающие необходимую герметичность CMS как  $4\pi$ -детектора и измеряющие энергию адронных струй, регистрируемых под малыми углами, с разрешением  $\Delta E/E = 1.80/\sqrt{E} \oplus 0.10$ .

При проектной светимости LHC ( $10^{34}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>) происходит  $10^9$  протон-протонных столкновений в секунду. В случае детектора CMS около  $10^7$  событий от этого количества будут отбираться многоуровневым триггером, для автономной обработки и анализа. Обнаружение сигналов, несущих информацию о «новой физике», требует обработки и анализа огромного количества данных. Выделение этих сигналов из общей массы фоновых процессов становится возможным лишь при интегральной светимости  $\sim 10^5$  пбарн<sup>-1</sup>. Поскольку полное неупругое сечение протон-протонного взаимодействия при энергии LHC равно  $\sim 100$  мбарн, то это означает, что  $10^9$  событий, регистрируемых детектором CMS, должно быть восстановлено и детально проанализировано. Для этого необходимо выделение значительных вычислительных ресурсов и большая подготовительная работа по оптимизации системы триггера и поиску оптимальных критериев отбора «полезных» событий. Эта работа



предполагает полное компьютерное моделирование эксперимента, т.е. осуществление цепочки вычислений:

а) генерация протон-протонного взаимодействия методом Монте-Карло, используя существующие теоретические модели (наиболее распространенным подходом для описания протон-протонных соударений при высоких энергиях является кварк-партонная модель);

б) моделирование прохождения частиц, образуемых в протон-протонном соударении через вещество детектора;

в) определение отклика детектора (кривизна регистрируемых треков, энерговыделение в калориметрах, проч.);

г) учет возможности наложения событий и оцифровка получаемой информации;

д) восстановление события.

Следует отметить, что результатами этапов (г, д) являются наборы данных, записанные в формате, который используется также и в реальном эксперименте. При этом данные, полученные на этапе (г), отвечают «сырым» данным (raw data) эксперимента, а на этапе (д) – восстановленным событиям, т.е. данным, подготовленным для анализа (analysis object data (AOD)).

Как упоминалось выше, для выполнения комплекса работ по компьютерному моделированию эксперимента, равно как и для осуществления восстановления и анализа событий, регистрируемых в эксперименте CMS, требуется огромные вычислительные ресурсы. Эти ресурсы предоставляются объединением большого количества удаленных вычислительных мощностей (региональных центров) в единый мультипроцессорный комплекс на основе технологии Grid.

## *2.2. Кварк-партонная модель и генератор событий PYTHIA.*

Первоначально кварк-партонная модель (КПМ) была разработана для интерпретации выполненных в СЛАК в конце 60-х годов экспериментов по глубоконеупругому рассеянию электронов на протонах. Эти эксперименты показали, что нуклон состоит из точечно-подобных объектов, которые были названы партонами. Такая картина позволила качественно объяснить обнаруженную в эксперименте т.н. масштабную инвариантность (скейлинг) измеряемых структурных функций, которые, как оказалось, очень слабо зависят от одной из двух независимых инвариантных переменных. Было высказано предположение, что в качестве партонов выступают кварки – частицы с дробными зарядами, из которых состоят мезоны и барионы. В дальнейшем развитии этой модели важную роль сыграло появление калибровочной теории сильных взаимодействий – квантовой хромодинамики (КХД). Полагают, что нуклон состоит из трех валентных кварков и моря кварк-антикварковых пар, которые на короткое время, разрешенное принципом неопределенности, рождаются из вакуума и исчезают. Кварки и антикварки удерживаются вместе цветовым взаимодействием посредством обмена глюонами. Все вместе является весьма сложной системой для теоретических вычислений в рамках КХД. В последние годы в связи с быстрым развитием компьютеров заметен прогресс в численных методах КХД на решетке. Однако для практических вычислений в физике адронов высоких энергий и для компьютерного моделирования нуклон-нуклонных соударений основным теоретическим инструментом по-прежнему остается КПМ.

КПМ сводит глубоконеупругий процесс рассеяния лептона на нуклоне к упругому рассеянию лептона на партоне (см. Рис. 3). Другими словами, полагают, что партоны при этом являются свободными. Качественное объяснение этого заключается в том, что взаимодействие партона с промежуточным фотоном происходит за столь короткое время, что

партоны не успевают провзаимодействовать друг с другом и ведут себя как газ свободных, невзаимодействующих частиц.

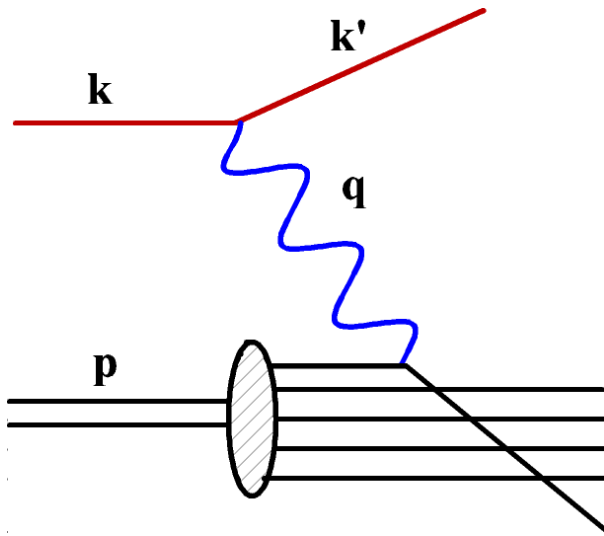


Рис. 3. Иллюстрация кварк-партонной модели.

Наиболее просто КПМ формулируется в системе бесконечно большого импульса нуклона, в которой можно пренебречь поперечными импульсами партонов. Поэтому можно считать, что каждый партон несет некоторую долю  $\xi$  от 4-импульса  $p$  нуклона с массой  $m_N$ , и  $f_i^h(\xi)d\xi$  – число партонов  $i$  – типа, переносящих часть импульса адрона  $h$  в интервале от  $\xi$  до  $\xi + d\xi$ . Таким образом,

$$\sum_i \int_0^1 d\xi \xi f_i^h(\xi) = 1. \quad (1)$$

В случае упругого лептон-партонного рассеяния (см. Рис. 3) партон с импульсом  $\xi p$  получит переданный 4-импульс  $q = k - k'$ , и его импульс станет равным  $\xi p + q$ . Таким образом,

$$m_p^2 = (\xi p + q)^2 \approx 2\xi p + q^2 \approx 0, \quad (2)$$

где  $m_p$  -- масса партона. При этом мы предполагаем, что величина  $Q^2 \equiv -q^2$  достаточно велика, чтобы выполнялись неравенства  $m_p^2 \ll Q^2$  и  $m_N^2 \ll Q^2$ . Из соотношения (1.2) следует, что

$$\xi \approx \frac{Q^2}{2pq} = x. \quad (3)$$

Таким образом, становится понятной интерпретация бьеркеновской переменной  $x$  как доли импульса нуклона, переносимой данным партоном.

Это заключение, в частности, дает возможность расширить область применения кварк-партонной модели на случай протон-протонных соударений. Сечение процесса  $ij \rightarrow k$ , происходящего на партонном уровне во взаимодействии двух протонов, дается формулой:

$$\sigma_{ij \rightarrow k} = \int dx_1 \int dx_2 f_i^1(x_1) f_j^2(x_2) \hat{\sigma}_{ij \rightarrow k} \quad (4)$$

где  $\hat{\sigma}_{ij \rightarrow k}$  -- сечение т.н. «жесткого» процесса, в котором партон  $i$  первого протона и партон  $j$  второго протона образуют конечное состояние  $k$ ;  $f_{i,j}^a(x)$ -функция распределения партонов, которая описывает вероятность того, что партон  $i, j$  несет долю  $x$  от полного импульса протона  $a$ .

Формула (1.4) выражает суть КПМ. На этой формуле, в частности, основана генерация событий в рамках варианта КПМ, разработанного в университете г.Лунд (Швеция). Компьютерной реализацией этого варианта является популярный генератор событий РУТНІА. Особенностью лундовской КПМ является разработанная ее авторами т.н. модель струнной фрагментации. В настоящее время генератор РУТНІА представляет собой развитый программный комплекс, позволяющий генерировать большое количество «жестких» партонных процессов с использованием фейнмановской диаграммной техники, учитывать зависимость плотностей распределения партонов по  $x$  от величины  $Q^2$  (нарушение бьеркеновского скейлинга структурных функций), описывать фрагментацию конечных адронных состояний и распады образующихся нестабильных частиц. Этот генератор является на сегодня одним из главных средств для моделирования экспериментов в физике высоких энергий (в частности, CMS и других экспериментов LHC).

3.1. Поиск условий для наблюдения в эксперименте CMS массивного бозона Хиггса на основе компьютерного моделирования.

Основные партонные процессы, приводящие к образованию бозона Хиггса, показаны на Рис. 4. Поскольку константа связи хиггсовской частицы с другой элементарной частицей возрастает с увеличением массы последней, то прежде всего представляют интерес механизмы с участием наиболее массивных из известных на сегодня частиц. Таковыми частицами являются  $t$ -кварк,  $Z$ - и  $W$ -бозоны с массой  $174 \text{ ГэВ}/c^2$ ,  $91 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $80.4 \text{ ГэВ}/c^2$  соответственно.

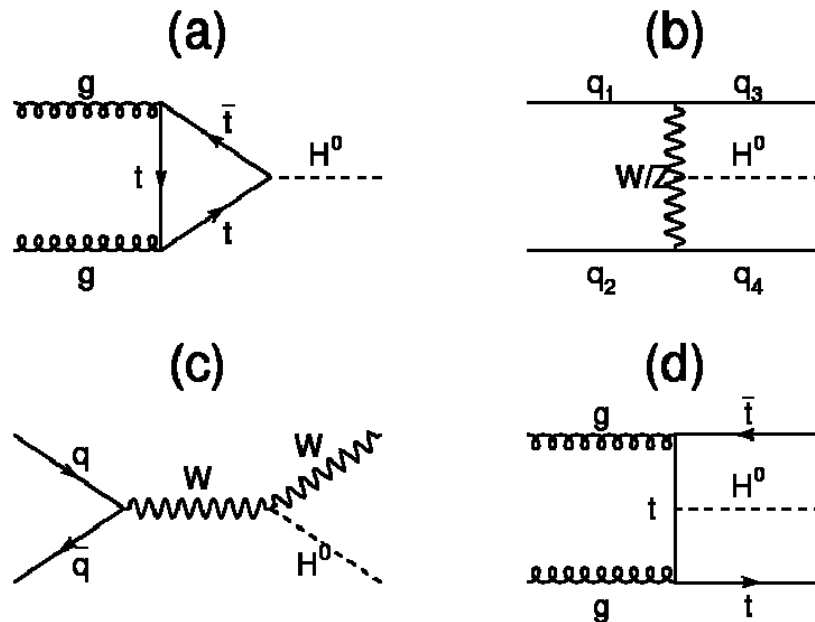


Рис. 4. Основные партонные механизмы образования бозона Хиггса.

Среди представленных на Рис. 4 механизмов наибольший вклад дают процесс «слияния» глюонов  $gg \rightarrow H^0$  (4а) и механизм  $qq \rightarrow qqH^0$  (4б), в котором бозон Хиггса связан с промежуточным слабым калибровочным  $W$ - или  $Z$ -бозоном. Зависимость сечений этих процессов от массы хиггсовской частицы показана на Рис. 5.

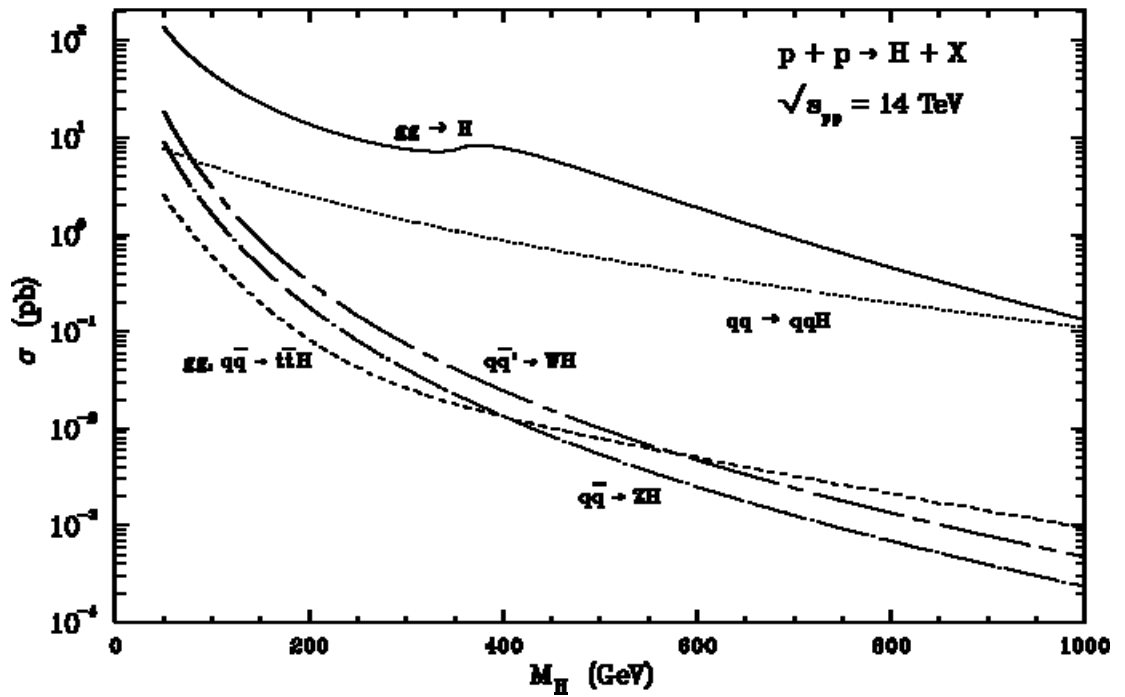


Рис. 5 Зависимость сечений процессов с образованием бозона Хиггса от массы хиггсовской частицы.

Для оценки возможности наблюдения бозона Хиггса в эксперименте CMS нами выбран канал его распада  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^- e^+ (\mu^- \mu^+) + \nu \bar{\nu}$ . Основными фоновыми процессами в этом случае являются: нерезонансное рождение пар слабых бозонов ( $\bar{q}q \rightarrow Z^0 Z^0$  и  $\bar{q}q \rightarrow Z^0 W^\pm$ ), образование пар топ-кварков ( $q\bar{q} \rightarrow \bar{t} t$  и  $gg \rightarrow \bar{t} t$ ), рождение одиночных  $Z^0$ -бозонов в сопровождении адронных струй ( $qq \rightarrow gZ^0 \rightarrow Z^0 + \text{jets}$ ,  $qg \rightarrow qZ^0 \rightarrow Z^0 + \text{jets}$ ). Генерация протон-протонных соударений с учетом вышеназванных процессов производилась с помощью компьютерного генератора PYTHIA версии 6.2. Для моделирования отклика детектора CMS использовался программный комплекс FAMOS (версия 1\_4\_0), в котором предусмотрен интерфейс с генератором PYTHIA и пакетом ORCA, осуществляющим реконструкцию событий. В комплексе FAMOS используется упрощенное описание геометрии детектора, что позволило существенно сократить процессорное время, затрачиваемое на генерацию одного события.

В процессе генерации мы использовали предварительную селекцию событий, используя критерии отбора

$$E_T^{\text{miss}} > 30 \text{ ГэВ}, \quad |\eta^1| < 2.4, \quad P_T^1 > 20 \text{ ГэВ/с}, \quad P_T^{\text{ll}} > 30 \text{ ГэВ/с}, \quad |M_Z - M_{\text{ll}}| < 10 \text{ ГэВ/с}^2, \quad (5)$$

накладываемые соответственно на «недостающую» поперечную энергию (дисбаланс поперечных импульсов всех зарегистрированных детектором CMS частиц)  $E_T^{\text{miss}}$ , псевдобыстроту регистрируемого лептона  $\eta^1$ , его поперечный импульс  $P_T^1$ , поперечный импульс регистрируемой лептонной пары  $P_T^{\text{ll}}$  и степень близости инвариантной массы этой пары  $M_{\text{ll}}$  к массе Z-бозона  $M_Z$ . Всего было сгенерировано 1500000 событий для сигнала  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^- e^+ (\mu^- \mu^+) + \bar{\nu} \nu$  ( $M_H = 400 \text{ ГэВ/с}^2$ ), 1700000 и 2000000 событий с нерезонансным образованием пар  $Z^0 Z^0$  и  $Z^0 W^\pm$ , 2000000 событий с рождением пар t-кварков.

Сгенерированные выборки событий далее анализировались с целью изучения возможности наблюдения в эксперименте CMS массивного бозона Хиггса Стандартной модели. Оказалось, что такое наблюдение является возможным (см. Рис. 6) при следующих критериях отбора событий:

$$E_T^{\text{miss}} > 60 \text{ ГэВ}, \quad |\eta^1| < 2.4, \quad P_T^1 > 20 \text{ ГэВ/с}, \quad P_T^{\text{ll}} > 40 \text{ ГэВ/с}, \quad |M_Z - M_{\text{ll}}| < 6 \text{ ГэВ/с}^2. \quad (6)$$

Дополнительное требование отсутствия адронных b-струй с поперечным импульсом  $P_T^{\text{jet}} > 30 \text{ ГэВ/с}$  в интервале псевдобыстрот  $|\eta^{\text{jet}}| < 4.5$  позволило значительно уменьшить вклад фона, обусловленного рождением t-кварковых пар. Кроме того, критерий отсутствия каких либо струй с поперечным импульсом  $P_T^{\text{jet}} > 100 \text{ ГэВ/с}$  и псевдобыстротой  $|\eta^{\text{jet}}| < 4.5$  дал возможность подавить вклад фоновых процессов с образованием одиночных Z-бозонов в сопровождении адронных струй.

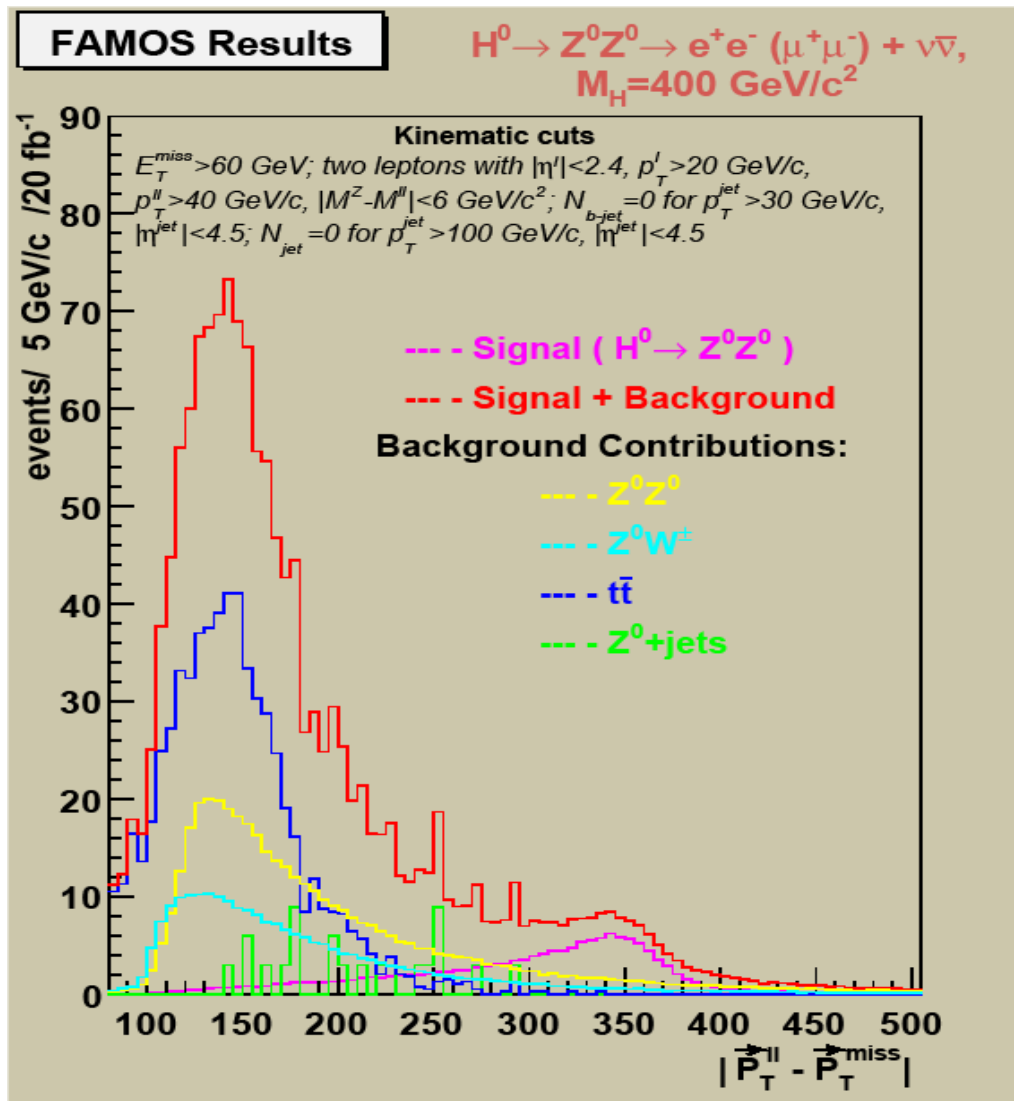


Рис. 6. Результаты компьютерной генерации и анализа событий, указывающие на возможность наблюдения в эксперименте CMS массивного бозона Хиггса с массой  $M_H = 400 \text{ GeV}/c^2$  по его распадам  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^- e^+ (\mu^- \mu^+) + \bar{\nu} \nu$ .

#### 4. Заключение.

Важнейшей задачей, стоящей перед современной физикой высоких энергий является экспериментальная проверка Стандартной модели и, в частности, поиск одного из ключевых ее звеньев – бозона Хиггса. Такой поиск находится в фокусе программы эксперимента CMS, выполняемого на суперколлайдере LHC (ЦЕРН).

В настоящей работе при помощи компьютерного моделирования изучена возможность наблюдения в эксперименте CMS массивного бозона Хиггса с массой  $M_H = 400 \text{ GeV}/c^2$  по его распадам  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^- e^+ (\mu^- \mu^+) + \bar{\nu} \nu$ .



Для генерации протон-протонных соударений при энергии LHC использовался известный генератор событий PYTHIA, являющийся компьютерной реализацией варианта кварк-партонной модели Университета г. Лунд. Моделирование отклика детектора CMS производилось при помощи пакета FAMOS с упрощенным описанием геометрии детектора. Было сгенерировано в общей сложности 7200000 событий для сигнала и основных фоновых процессов, каковыми являются нерезонансное рождение пар  $Z^0Z^0$  и  $Z^0W^\pm$ , образование пар топ-кварков и рождение одиночных  $Z^0$ -бозонов в сопровождении адронных струй.

В результате анализа сгенерированных выборок удалось найти критерии отбора событий, позволяющие выделить сигнал с рождением бозона Хиггса по отношению к общей массе фоновых процессов.

## Список литературы

1. Ф.Хелзен, А. Мартин. Кварки и лептоны. Москва: Мир, 1985.
2. А.К.Лиходед. Стандартная модель. Соросовский образовательный журнал, том 8, №4, 2004.
3. Т. Sjostrand, P. Eden. C. Friberg, L. Lonnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, Computer Physics Commun. **135** (2001) 238.
4. G. Bayatian *et al.* (CMS Collaboration) “CMS Technical Design Report, Volume II: Physics Performance”, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34** (2007) 995-1579.
5. G. Bayatian *et al.* (CMS Collaboration) “CMS Technical Design Report, Volume I: Detector Performance and Software”, CERN/LHCC 2006-001 (2006).