

P1-2004-44

И. Р. Бойко, К. В. Николаев, Г. А. Шелков

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДОВ  
ХИГГС-БОЗОНОВ  $H \rightarrow \mu\mu\mu$  НА ОСНОВЕ  
ПОЛНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ УСТАНОВКИ ATLAS

Направлено в «Письма в ЭЧАЯ»

Бойко И. Р., Николаев К. В., Шелков Г. А.

P1-2004-44

Исследование распадов хиггс-бозонов  $H \rightarrow \mu\mu\mu\mu$   
на основе полного моделирования установки ATLAS

Исследована возможность обнаружения распадов хиггс-бозонов на четыре мюона в эксперименте ATLAS на LHC. Использовалась программа полного моделирования установки с учетом фона ускорителя. Предложены два метода отбора событий, обеспечивающих эффективность отбора порядка 30 % при уровне фона от 20 до 50 %. Показано, что хиггс-бозон может быть обнаружен после набора статистики порядка  $100 \text{ fb}^{-1}$  интегральной светимости.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2004

Перевод авторов

Boyko I., Nikolaev K., Chelkov G.

P1-2004-44

Study of Higgs Boson Decays  $H \rightarrow \mu\mu\mu\mu$   
Using the Full Simulation of ATLAS Detector

We have studied a possibility of Higgs boson discovery via its four-muon decays in the ATLAS experiment at LHC. The study was based on a full detector simulation taking into account the accelerator background. Two methods of event selection were proposed providing the selection efficiency about 30 % with the background level between 20 and 50 %. It was demonstrated that Higgs boson can be discovered after accumulating about  $100 \text{ fb}^{-1}$  of integrated luminosity.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2004

## ВВЕДЕНИЕ

Хиггс-бозон остается последней до сих пор не открытой частицей, предсказываемой Стандартной моделью электрослабого взаимодействия. Открытие хиггс-бозона является одной из главных физических задач строящегося большого адронного коллайдера (ЛHC). Ожидается, что при энергиях ЛHC (14 ТэВ в протон-протонных столкновениях) хиггс-бозоны будут рождаться в больших количествах, однако из-за высокого уровня фона выделение сигнала хиггс-бозонов — довольно сложная задача. Предполагается, что первоначально будет осуществляться поиск лишь некоторых каналов распада, которые обеспечивают оптимальное соотношение сигнал–фон.

Одним из наиболее многообещающих каналов представляется распад хиггс-бозона на четыре мюона:

$$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \mu\mu\mu\mu. \quad (1)$$

Данный канал привлекателен прежде всего относительно небольшим уровнем фона. Лишь несколько фоновых процессов дают четыре жестких мюона в конечном состоянии. Заметным сечением рождения обладают следующие три процесса: во-первых, рождение пары  $t$ -кварков с последующим распадом

$$tt \rightarrow (bW)(bW) \rightarrow (\mu J \mu\nu)(\mu J \mu\nu); \quad (2)$$

во-вторых, рождение  $Z$ -бозона, сопровождаемого парой  $b$ -кварков,

$$Zbb \rightarrow (\mu\mu)(\mu J \mu J); \quad (3)$$

в-третьих, рождение пары  $Z$ -бозонов

$$ZZ \rightarrow (\mu\mu)(\mu\mu). \quad (4)$$

Здесь символом  $J$  обозначена адронная струя от полуплептонного распада  $b$ -кварка. Сечения процессов (2) и (3) при энергиях ЛHC на несколько порядков превосходят сечение (4), однако фоновые события (2) и (3) довольно легко подавляются благодаря тому, что два из четырех мюонов рождаются в распадах  $b$ -кварков и потому сопровождаются адронными струями. Как будет показано ниже, фоновый процесс (4) имеет не меньшее значение, чем (2) и (3).

В настоящей работе проанализирована возможность выделения процесса (1) на установке ATLAS [1], сооружаемой для работы на ЛHC. Предложены

две альтернативные процедуры отбора событий. В первой используется информация с мюонного спектрометра [2] (далее MS) и калориметрической системы [3] ATLAS; во второй — информация с MS и внутреннего детектора [4] (далее ID). Каждая из процедур была оптимизирована для различных условий работы ускорителя. Предполагается, что первые несколько лет LHC будет работать при низкой светимости ( $\sim 2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2}/\text{с}$ ), а затем — при высокой светимости ( $\approx 10^{34} \text{ см}^{-2}/\text{с}$ ). При высокой светимости качество реконструкции ухудшается из-за эффекта наложения событий, вызванного тем, что с установки будет одновременно считываться информация от нескольких последовательных столкновений пучков. Кроме того, при высокой светимости возрастает потенциально опасный фон от медленных нейтронов, абсолютный уровень которого известен довольно плохо. В результате, вопрос об эффективной работе наиболее радиационно загруженного детектора ATLAS — ID — в условиях высокой светимости остается открытым. Именно поэтому представляет интерес изучение возможности поиска хиггс-бозона без использования информации от ID.

В настоящем исследовании рассматриваются следующие четыре сценария работы ускорителя: 1) в отсутствие наложения событий; 2) наложение событий, соответствующее низкой светимости; 3) наложение событий, соответствующее высокой светимости; 4) то же, что в 3, но при увеличенном в 5 раз уровне фона нейтронов.

## 1. МОДЕЛИРОВАНИЕ И РЕКОНСТРУКЦИЯ СОБЫТИЙ

Изучаемый процесс рождения хиггс-бозона в протон-протонных столкновениях при энергии 14 ТэВ, а также фоновые процессы  $tt$  и  $ZZ$  моделировались при помощи программы PYTHIA [5]. Процесс  $Zbb$  моделировался программой ACERMC [6]. Для уменьшения затрат машинного времени в процессе моделирования использовался ряд предварительных критериев, позволяющих отбросить значительную часть заведомо фоновых событий. В события должны найтись:

- 1) не менее двух  $\mu^+$  и не менее двух  $\mu^-$  в конечном состоянии, причем поперечный импульс каждого из мюонов должен составлять не менее 5,5 ГэВ/с, а псевдобыстроота — лежать в пределах аксептанса мюонного спектрометра  $|\eta| < 2,75$ ;
- 2) пара  $\mu^+\mu^-$ , инвариантная масса которой составляет от 65 до 110 ГэВ/с<sup>2</sup>;
- 3) четверка  $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ , инвариантная масса которой не превышает 220 ГэВ/с<sup>2</sup>.

В табл. 1 приводится наблюдаемое сечение (с учетом перечисленных критериев отбора) для сигнального и фоновых процессов. Также указано количество сгенерированных событий и эквивалентная светимость, т. е. интегральная

светимость LHC, при которой число событий для данного процесса равнялось бы числу сгенерированных событий.

Моделированный процесс	Наблюдаемое сечение, фб	Число событий	Эквивалентная светимость, фб <sup>-1</sup>
$H$ ( $M=130$ ГэВ/ $c^2$ )	0,480	7500	15600
$tt$	33,5	20000	597
$Zbb$	31,4	22500	717
$ZZ$	3,63	30000	8265

Таблица 1. Сечение, число сгенерированных событий и эквивалентная светимость моделированных процессов

Все сгенерированные события были обработаны с помощью программы полного моделирования установки ATLAS [7], которая основана на пакете GEANT-3 [8]. В результате были получены события в формате «исходные данные ATLAS». Для имитации наложения событий и фона медленных нейтронов каждое событие объединялось с соответствующим количеством фоновых событий от протон-протонных столкновений. Полученные события затем обрабатывались программой реконструкции ATRECON [9]. В результате были получены данные, предназначенные для физического анализа и содержащие информацию о треках, реконструированных в ID и в MS, а также струях, реконструированных в электромагнитном и адронном калориметрах.

## 2. ОТБОР СОБЫТИЙ И ПОДАВЛЕНИЕ ФОНА

**2.1. Предварительный отбор в мюонном спектрометре.** Первоначальный отбор событий производился на основании данных MS. Измеренные треки экстраполировались к точке столкновения пучков, а измеренные импульсы корректировались на потери энергии в калориметрах (потери составляли около 4 ГэВ и зависели от направления импульса мюона). После коррекции импульсное разрешение составляло около 3%.

Применялись следующие критерии отбора событий:

- 1) в MS должно быть реконструировано ровно четыре мюона: два  $\mu^+$  и два  $\mu^-$ ;
- 2) поперечный импульс каждого из мюонов должен составлять не менее 7,5 ГэВ/ $c$  (после коррекции на потери энергии);
- 3) инвариантная масса одной из пар  $\mu^+\mu^-$  должна составлять от 70 до 98 ГэВ/ $c^2$ ;
- 4) инвариантная масса другой пары  $\mu^+\mu^-$  должна быть не менее 13 ГэВ/ $c^2$ .

Действие перечисленных критериев отбора представлено на рис. 1. На рис. 1, а приведены распределения событий, удовлетворяющих критерию 1.

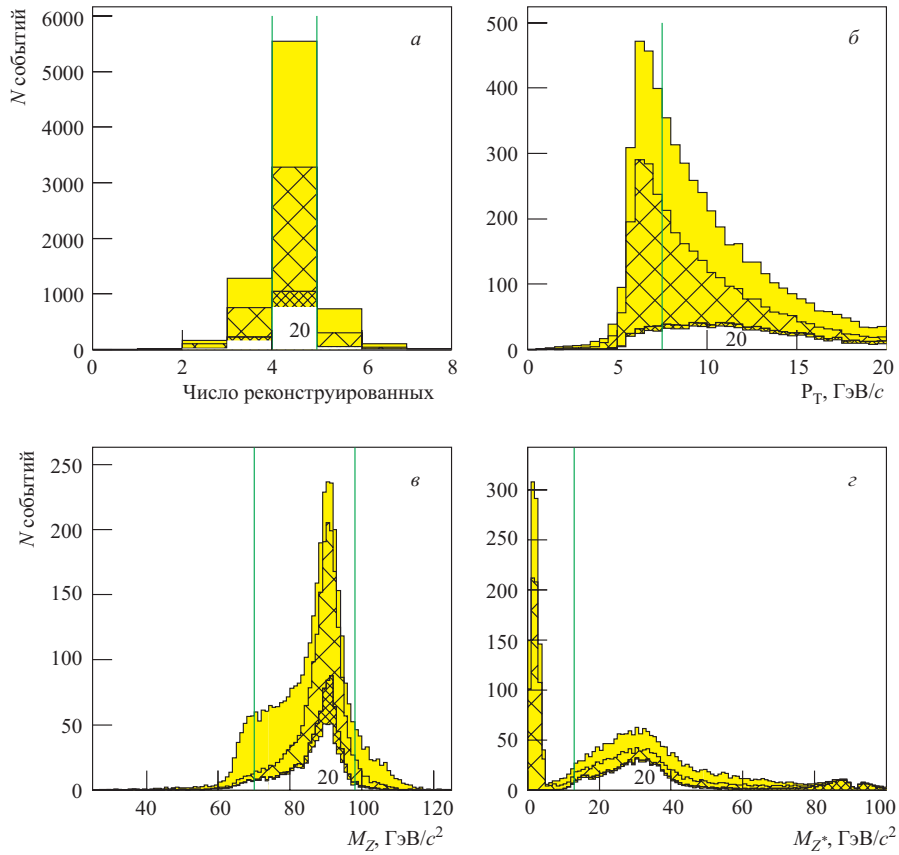


Рис. 1. Распределения по переменным, используемым для предварительного отбора событий: число реконструированных мюонов (*a*), минимальный поперечный импульс мюона в событии (*б*), инвариантные массы тяжелой (*в*) и легкой (*г*) пар  $\mu^+\mu^-$ . Смысл различных штриховок гистограмм поясняется в тексте. Вертикальными линиями показаны критерии отбора. Уровень сигнала показан увеличенным в 20 раз

На рис. 1, *б* — критериям 1 и 2, на рис.1, *в* — критериям 1–3 и на рис. 1, *г* — совместному действию всех четырех критериев. На всех рисунках в этой работе (за исключением особо оговоренных случаев) сигнал показан белыми гистограммами, а фон — серыми. При этом фон  $tt$  показан без штриховки,  $Zbb$  — крупной клеткой, а  $ZZ$  — мелкой клеткой. Эффективность (относительно сгенерированных распадов хиггс-бозонов) критерия 1 составляла 78% для низкой светимости и около 67% для высокой светимости. Положение критерия 2 применялось как для подавления фона, так и для обеспечения высокой эффективности мюонного триггера. Критерий 3 способствовал подавлению фона  $tt$ , однако не уменьшению фона  $Zbb$  и  $ZZ$ . Наконец, условие

критерия 4 обеспечивало подавление процесса  $Zbb$ , в котором пара  $b$ -кварков часто рождается с низким относительным поперечным импульсом.

Эффективность предварительного отбора событий  $H \rightarrow \mu\mu\mu\mu$  при отсутствии наложения событий составила 60,5%, в то время как фон  $tt$  был подавлен в 4,7 раз, а  $Zbb$  — в 7,0 раз.

**2.2. Подавление фона согласно информации, полученной с помощью калориметров.** После применения критериев отбора событий, описанных в предыдущем разделе, суммарный фон  $tt$  и  $Zbb$  все еще превосходил сигнал приблизительно в 40 раз. Этот фон, однако, может быть эффективно подавлен с помощью изолированности мюонов: два из четырех мюонов рождаются в распадах  $b$ -кварков и, как правило, сопровождаются адронными струями. Струи могут быть реконструированы как в ID (трековый анализ), так и в калориметрической системе (калориметрический анализ). Анализ на основе калориметрии представляет интерес, поскольку в некоторых сценариях работы ЛHC предполагается, что при сверхвысоких светимостях ID не будет функционировать, а отбор событий будет производиться только при помощи MS и калориметров. В этом разделе описывается подавление фона на основе информации, полученной от калориметрической системы (калориметрический анализ).

Для каждого реконструированного мюона определялась суммарная поперечная энергия  $E_T^{\text{jet}}$  всех адронных струй, направление которых отличалось от направления импульса мюона на величину, не превосходящую некоторый угол  $\Delta\Theta$ . В случаях, если для одной и той же струи это условие выполнялось более чем с одним мюоном, энергия такой струи учитывалась лишь для ближайшего по направлению мюона. Далее определялись два мюона, для которых величины  $E_T^{\text{jet}}$  были наибольшими, и сумма  $E_T^{\text{jet}}$  для этих двух мюонов составляла переменную  $E_T$ , которая и использовалась для отбора событий.

В результате исследования зависимости эффективности подавления фона от величины максимального угла  $\Delta\Theta$  было выяснено, что оптимальное соотношение сигнал–фон достигается при значении  $\Delta\Theta = 10^\circ$ . На рис. 2 показано распределение событий по переменной  $E_T$  при данном значении  $\Delta\Theta$ . Распределения показаны для четырех различных условий фона ускорителя. Видно, что при отсутствии наложения событий значения  $E_T$  для сигнала малы, что обеспечивает отличное подавление фона  $Zbb$  и  $tt$ . Однако наложение событий приводит к значительному увеличению  $E_T$  для сигнала, что ухудшает эффективность подавления фона, особенно при высокой светимости.

Критерии отбора событий показаны на рис. 2 вертикальными линиями. Максимально допустимая величина  $E_T$  сильно зависит от уровня наложения событий и составляет от 22 до 220 ГэВ.

Дополнительное подавление фона было получено на основе анализа всех кластеров в адронном калориметре (а не только тех, что вошли в состав

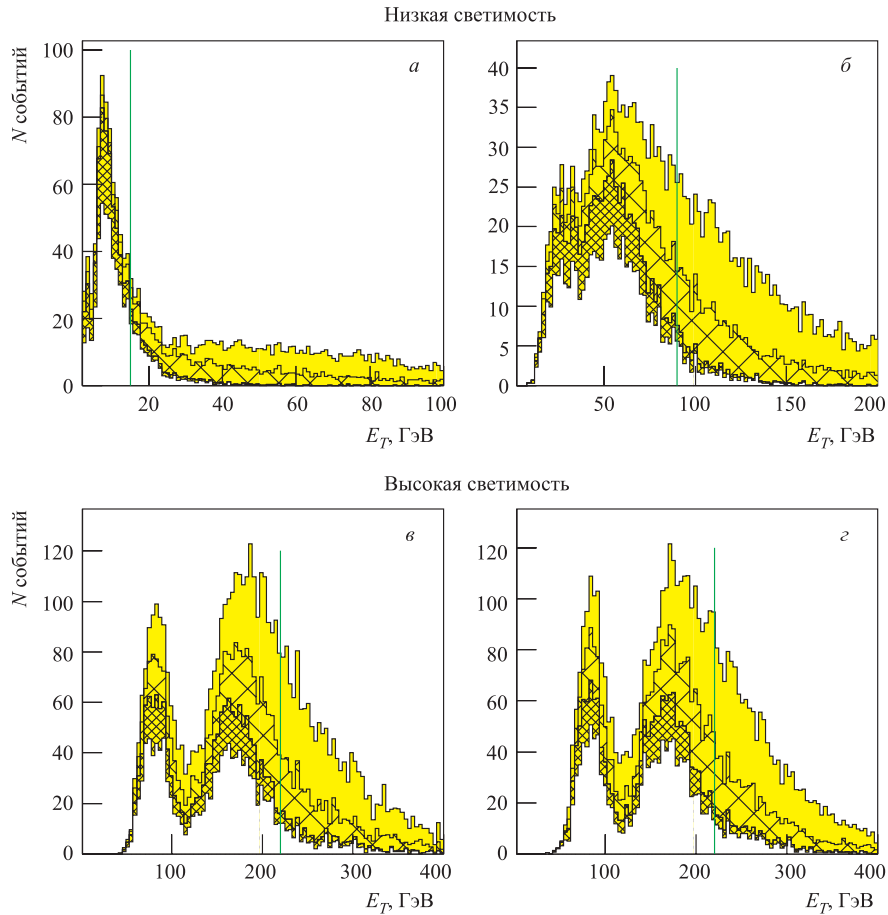


Рис. 2. Распределения событий по переменной  $E_T$ :  $a$  — без наложения событий,  $b$  — с наложением,  $v$  — при номинальном уровне нейтронного фона,  $z$  — при фоне, увеличенном в 5 раз. Уровень сигнала показан увеличенным в 20 раз

реконструированных струй). Величина суммарного энерговыделения  $E_{\text{HCAL}}$  была сконструирована аналогично переменной  $E_T$ : учитывалось суммарное энерговыделение вблизи двух мюонов, для которых эта величина максимальна. Значение максимального угла  $\Delta\Theta$  также составляло  $10^\circ$ . Распределение по переменной  $E_{\text{HCAL}}$ , а также выбранные критерии отбора представлены на рис. 3. Распределения показаны для событий, удовлетворяющих отбору по  $E_T$ .

Эффективность calorиметрического отбора событий  $H \rightarrow \mu\mu\mu\mu$  составила 81 и 79 % для низкой и высокой светимости соответственно. Коэффи-



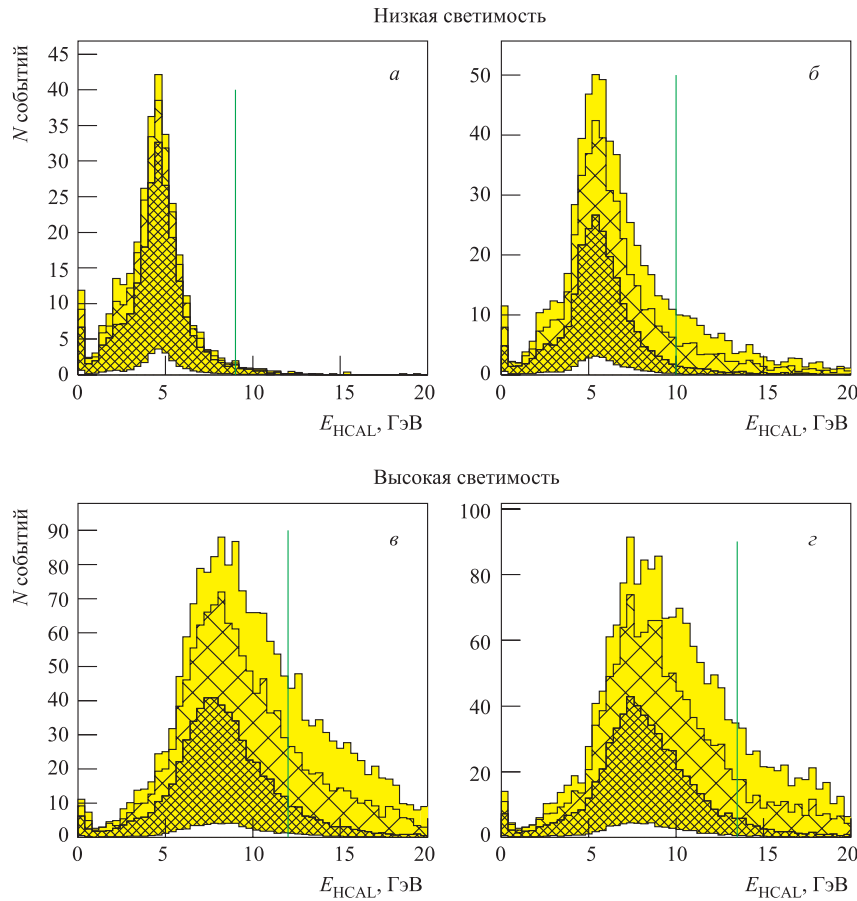


Рис. 3. Распределения событий по переменной  $E_{\text{HCAL}}$ :  $a$  — без наложения событий,  $b$  — с наложением,  $в$  — при номинальном уровне нейтронного фона,  $г$  — при фоне, увеличенном в 5 раз

центры подавления фона при тех же светимостях составили 7,2 и 4,7 для  $tt$  и 3,2 и 2,6 для  $Zbb$ .

**2.3. Подавление фона по информации, полученной от ID.** Использование треков, реконструированных в ID, значительно улучшает качество отбора событий по сравнению с калориметрическим отбором, поскольку помимо критерия изолированности мюонов возможно также применение критерия на прицельный параметр мюонного трека. В фоновых событиях мюоны от распадов  $b$ -кварков благодаря большому времени жизни  $B$ -мезонов рождаются

на расстоянии нескольких миллиметров от точки столкновения пучков. Это расстояние может быть с хорошей точностью измерено ID ATLAS.

Взаимное соответствие между треками в MS и в ID устанавливалось следующим образом. Для каждого трека, реконструированного в мюонном спектрометре, находился трек в ID, параметры которого были наиболее близкими (по критерию  $\chi^2$ ) к параметрам трека MS, экстраполированного к точке столкновения пучков. В случаях, когда для наилучшей комбинации параметр  $\chi^2$  превышал 80 (на 5 степеней свободы), мюону не ставился в соответствие ни один трек в ID.

Приблизительно в 80% событий каждый из четырех мюонов имел соответствующий трек в ID. В таких случаях определялась общая вершина четырех мюонных треков и применялся следующий критерий отбора событий: сумма расстояний от каждого мюонного трека до общей вершины (определявшейся методом наименьших квадратов) не должна превосходить

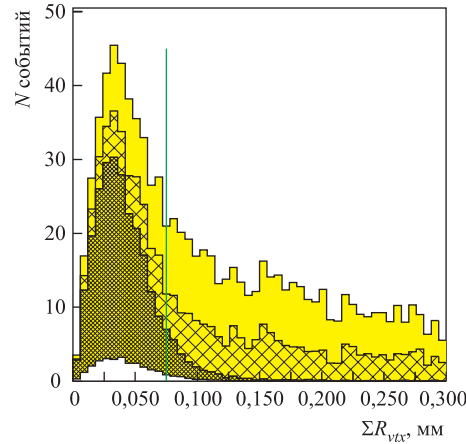


Рис. 4. Распределения событий по значению суммы расстояний от мюонных треков до общей вершины

0,9 мм. Если же не все мюоны имели соответствующий трек в ID, то использовался другой критерий: расстояние от каждого из найденных в ID мюонных треков до оси пучков должно было быть меньше 0,65 мм. Отбор событий по прицельным параметрам мюонов проиллюстрирован на рис. 4. Распределения практически совпадали для различных значений светимости.

Критерий на изолированность мюонов выбирался следующим образом. Для каждого мюона определялась алгебраическая сумма  $P_T$  поперечных импульсов реконструированных в ID частиц, треки которых были близки к треку данного мюона. Близость двух треков определялась условием  $\Delta R^2 = \Delta\phi^2 + \Delta\eta^2 < \Delta R_{\max}^2$ . Здесь  $\Delta\phi$  и  $\Delta\eta$  — разности азимутальных углов (в радианах) и псевдобыстрот двух треков. Наилучшее разделение сигнал-фон достигалось при  $\Delta R_{\max} = 0,28$ . Треки ID, имеющие соответствующий трек

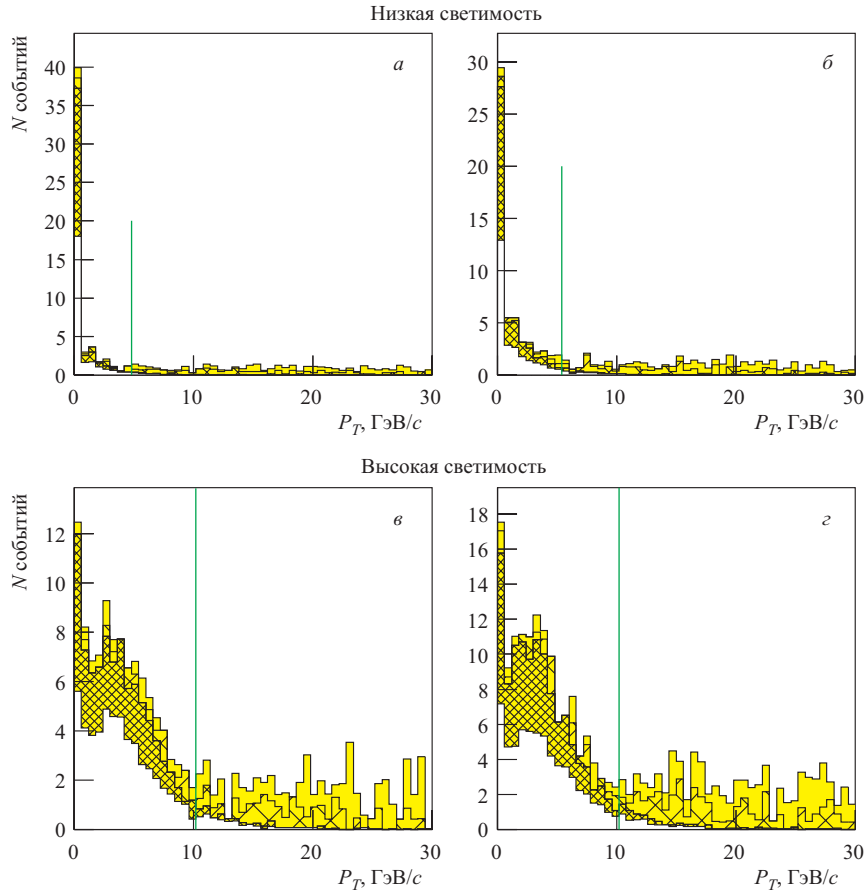


Рис. 5. Распределения событий по переменной  $P_T^{\text{sum}}$  для различных условий фона ускорителя:  $a$  — без наложения событий,  $b$  — с наложением,  $v$  — при номинальном уровне нейтронного фона,  $z$  — при фоне, увеличенном в 5 раз

в MS, не учитывались, а треки, близкие более чем к одному мюону, учитывались только в  $P_T$  наиболее близкого мюона. Для каждого события два наибольших значения  $P_T$  суммировались, и полученный суммарный поперечный импульс  $P_T^{\text{sum}}$  использовался для отбора событий. На рис. 5 показаны распределения по  $P_T^{\text{sum}}$ . Соответствующие критерии отбора зависят от фона ускорителя и составляют от 4,5 до 10,8 ГэВ/с.

Эффективность отбора хиггс-бозонов по информации с ID составляла 89% для низкой и 80% для высокой светимости. Коэффициент подавления фона  $tt$  составлял соответственно 80 и 50, а фона  $Zbb$  — 30 и 22.

**2.4. Дополнительное подавление фона.** После подавления фона  $Zbb$  и  $tt$  при помощи калориметрической системы или ID основным фоновым процессом остается  $ZZ$ . Этот процесс не может быть подавлен ни по критерию изолированности мюонов, ни по прицельным параметрам. Однако уровень фона  $ZZ$  может быть до некоторой степени уменьшен благодаря использованию различий в кинематике процессов  $pp \rightarrow ZZ$  и  $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ$ . Хотя ни одна из кинематических переменных не дает хорошего разделения сигнала и фона, их комбинация обеспечивает значительное подавление фона при довольно высокой эффективности отбора сигнала.

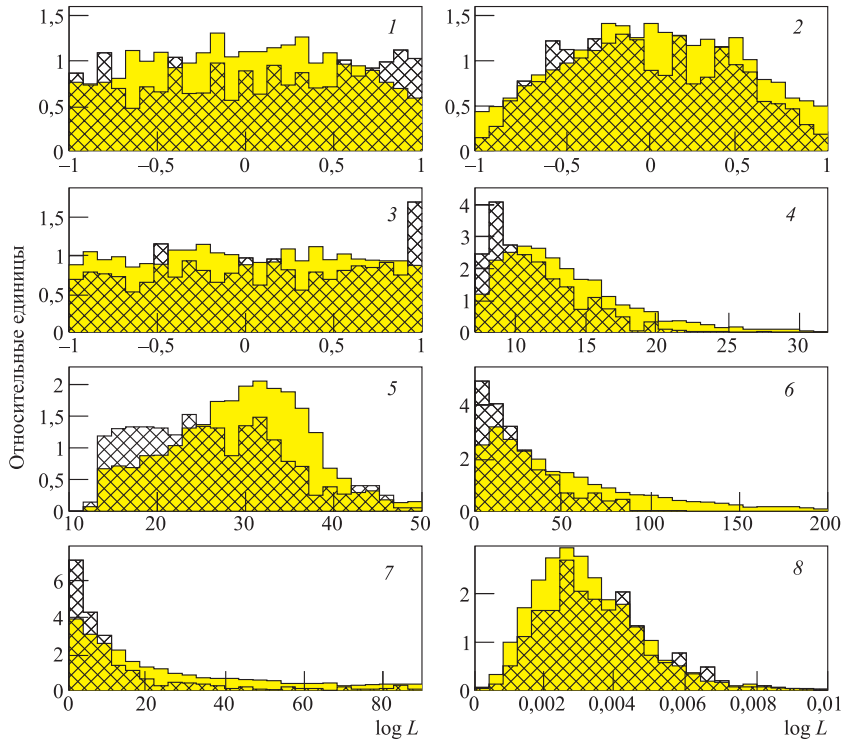


Рис. 6. Распределения событий по переменным, используемым при построении функции правдоподобия. Сигнал показан незаштрихованными гистограммами, фон — заштрихованными. Нумерация графиков соответствует нумерации переменных в тексте

Была сконструирована функция правдоподобия сигнала  $L$ , представляющая собой произведение плотностей вероятности сигнала по следующему набору переменных: 1) угол между направлениями импульсов  $Z$  и  $\mu^+$  от распада  $Z$ ; 2) угол между направлениями импульсов  $Z^*$  и  $\mu^+$  от распада  $Z^*$ ; 3) угол между направлениями импульсов  $H$  и  $Z$ ; 4) инвариантная масса  $Z^*$ ;

5) поперечный импульс  $H$ ; 6) угол между направлением импульса  $H$  и осью пучка; 7) наименьший поперечный импульс среди четырех мюонов; 8) сумма расстояний от каждого из мюонных треков до оси пучка.

Здесь под  $H$  (хиггс-бозоном) понимается система четырех мюонов;  $Z$  — пара  $\mu^+\mu^-$ , инвариантная масса которой наиболее близка к массе  $Z$ -бозона;  $Z^*$  — оставшаяся пара  $\mu^+\mu^-$ . Последняя переменная применялась только в анализе с использованием ID. Распределения событий по переменным 1–8 проиллюстрированы на рис. 6.

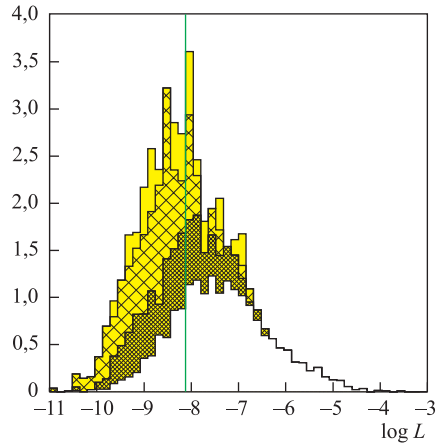


Рис. 7. Распределения событий функции правдоподобия сигнала ( $L$ ) в случае калориметрического анализа

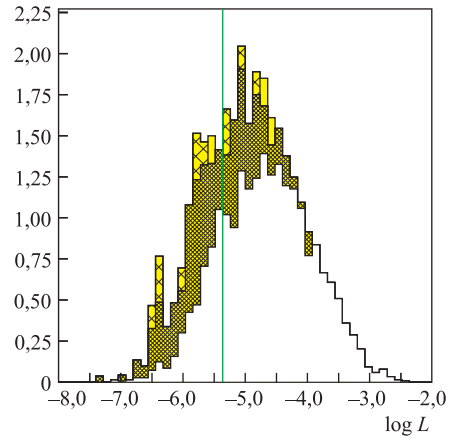


Рис. 8. Распределения событий функции правдоподобия сигнала ( $L$ ) в случае трекового анализа

Распределение событий по логарифму функции правдоподобия сигнала  $\log L$  показано на рис. 7, 8 для случаев трекового и калориметрического анализов. Эффективность отбора сигнала составляла около 77%. Коэффициент подавления фона  $ZZ$ ,  $Zbb$  и  $tt$  составлял соответственно 2,5, 5,2 и 2,5 для калориметрического анализа и 2,3, 2,8 и 1,5 для трекового анализа. На рисунках приведены результаты для случая отсутствия наложения событий (эффективность подавления фона уменьшается незначительно даже в случае высокой светимости).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 9, 10 показаны распределения по инвариантной массе четырех мюонов для событий, прошедших описанный выше отбор. Показанное число событий соответствует ожидаемому в эксперименте ATLAS после трех лет работы при низкой светимости (верхние графики) и трех лет при высокой

(нижние графики). Видно, что во всех случаях пик от хиггс-бозонов хорошо выделяется, хотя в случае калориметрического анализа уровень фона значи-

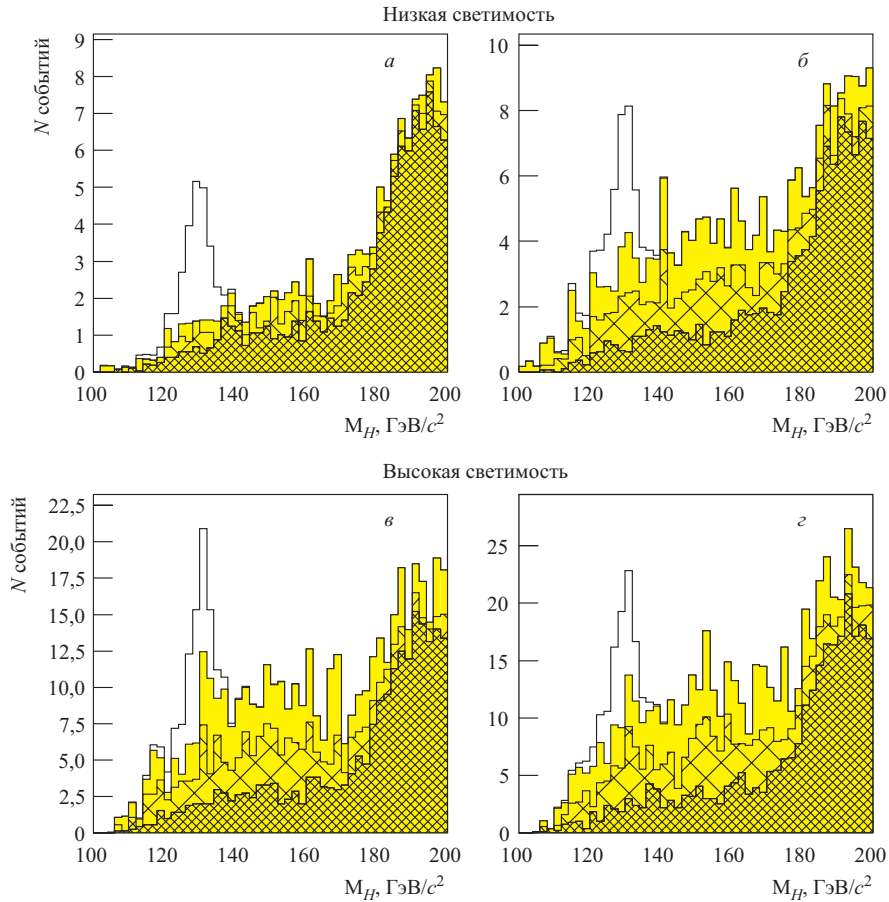


Рис. 9. Распределения событий по инвариантной массе четырех мюонов в случае калориметрического анализа для различных условий фона ускорителя: *a* — без наложения событий, *б* — с наложением, *в* — при номинальном уровне нейтронного фона, *г* — при фоне, увеличенном в 5 раз

тельно выше. Другим преимуществом анализа с использованием ID является более высокое разрешение инвариантной массы: при использовании импульсов, реконструированных в MS, полуширина пика хиггс-бозонов составляет  $3,0 \text{ ГэВ}/c^2$ , а при использовании ID —  $2,2 \text{ ГэВ}/c^2$ .

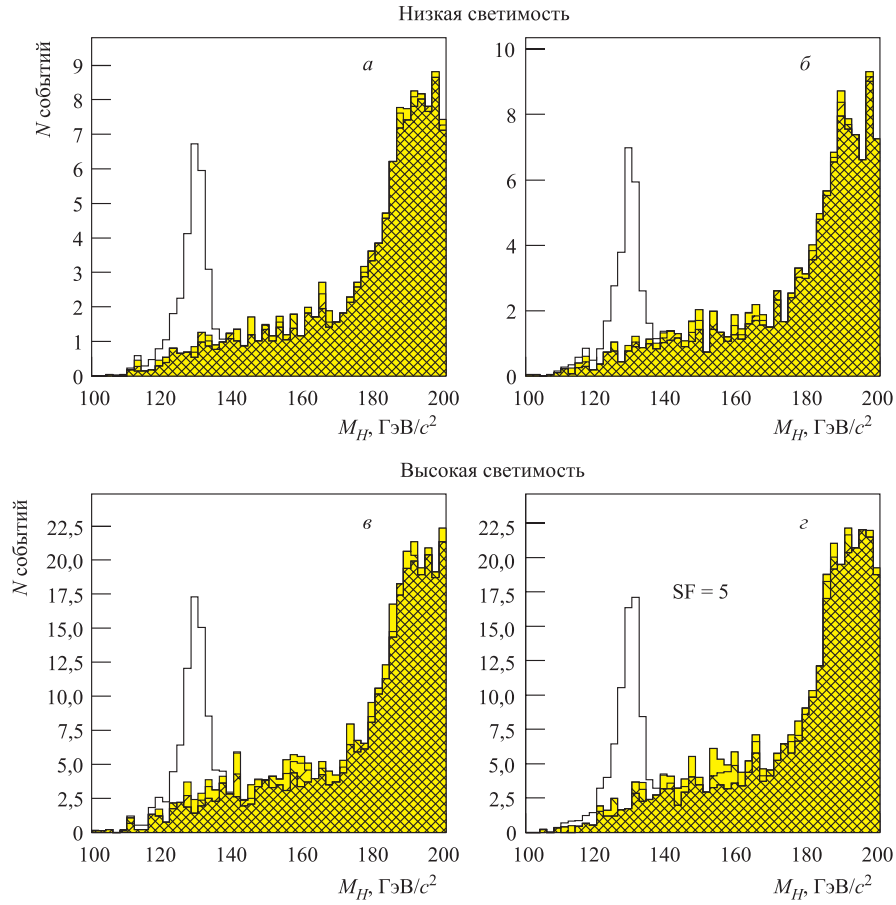


Рис. 10. Распределения событий по инвариантной массе четырех мюонов в случае трекового анализа для различных условий фона ускорителя: *a* — без наложения событий, *б* — с наложением, *в* — при номинальном уровне нейтронного фона, *г* — при фоне, увеличенном в 5 раз

Окончательный отбор событий производился в следующем «окне» по инвариантной массе: 124–136  $\text{ГэВ}/c^2$  для калориметрического анализа и 124–134  $\text{ГэВ}/c^2$  для трекового анализа. Результаты калориметрического и трекового анализов приведены в табл. 2 и 3. Эффективность отбора и коэффициенты подавления фона указаны относительно общего количества сгенерированных событий (см. табл. 1). Уровень значимости сигнала определялся как отношение числа отобранных событий сигнала к квадратному корню из числа отобранных фоновых событий.

Действие критериев отбора	Условие набора данных			
	100 $\text{fb}^{-1}$		300 $\text{fb}^{-1}$	
	Без наложения	Низкая светимость	Высокая светимость	Высокая светимость, 5×нейт. фон
Эффективность отбора сигнала	29 %	32 %	23 %	26 %
События сигнала	14,3	15,8	33,9	37,9
События фона	8,2	19,4	48,6	59,4
Значимость ( $S/\sqrt{B}$ )	$5,0 \pm 0,3$	$3,6 \pm 0,1$	$4,9 \pm 0,1$	$4,9 \pm 0,1$
Уровень фона	$36 \pm 4 \%$	$55 \pm 4 \%$	$59 \pm 5 \%$	$61 \pm 5 \%$
<i>ZZ</i>	$17 \pm 2 \%$	$15 \pm 1 \%$	$15 \pm 1 \%$	$14 \pm 1 \%$
<i>Zbb</i>	$11 \pm 3 \%$	$22 \pm 3 \%$	$20 \pm 3 \%$	$25 \pm 3 \%$
<i>tt</i>	$9 \pm 3 \%$	$19 \pm 3 \%$	$24 \pm 4 \%$	$22 \pm 3 \%$
Коэффициент подавления фона:				
<i>ZZ</i>	95	69	90	79
<i>Zbb</i>	1324	409	561	389
<i>tt</i>	1667	513	512	476

Таблица 2. Эффективность отбора событий на основании информации, полученной от MS и калориметрической системы

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы.

- На основе полного моделирования установки ATLAS показана возможность выделения сигнала  $H \rightarrow \mu\mu\mu\mu$  при помощи MS и одной из двух подсистем: ID или калориметрической системы.

Действие критериев отбора	Условие набора данных			
	100 $\text{fb}^{-1}$		300 $\text{fb}^{-1}$	
	Без наложения	Низкая светимость	Высокая светимость	Высокая светимость, 5×нейт. фон
Эффективность отбора сигнала	36 %	36 %	30 %	31 %
События сигнала	17,5	17,6	44,3	45,7
События фона	4,6	4,5	15,1	13,2
Значимость ( $S/\sqrt{B}$ )	$8,2 \pm 0,5$	$8,3 \pm 0,5$	$11,4 \pm 0,4$	$12,6 \pm 0,5$
Уровень фона	$21 \pm 3 \%$	$20 \pm 3 \%$	$25 \pm 3 \%$	$22 \pm 3 \%$
<i>ZZ</i>	$17 \pm 2 \%$	$17 \pm 2 \%$	$17 \pm 2 \%$	$16 \pm 2 \%$
<i>Zbb</i>	$3 \pm 2 \%$	$2 \pm 1 \%$	$4 \pm 2 \%$	$5 \pm 3 \%$
<i>tt</i>	$2 \pm 1 \%$	$2 \pm 1 \%$	$5 \pm 2 \%$	$1 \pm 1 \%$
Коэффициент подавления фона:				
<i>ZZ</i>	97	97	109	112
<i>Zbb</i>	5625	7500	4500	3214
<i>tt</i>	10000	10000	3333	Более 10000

Таблица 3. Эффективность отбора событий на основании информации, полученной от MS и ID



- В анализе учитывался фон ускорителя. Показано, что увеличение светимости существенно снижает экспериментальную чувствительность, в то время как повышение уровня нейтронного фона почти не влияет на результат.

- Анализ с использованием информации, полученной от MS и калориметрической системы, обеспечивает эффективность отбора сигнала 25–30 % при уровне фона 40–60 %. Значимость сигнала составляет около 6 стандартных отклонений (в случае объединения статистики сеансов с низкой и высокой светимостью).

- Анализ с использованием информации от MS и ID обеспечивает эффективность отбора сигнала 30–35 % при уровне фона 20–25 %. Значимость сигнала составляет около 14 стандартных отклонений.

### ЛИТЕРАТУРА

1. ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report. CERN/LHCC/99-14. 1999.
2. ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report. CERN/LHCC/97-22. 1997.
3. ATLAS Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report. CERN/LHCC/96-41. 1996;  
ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report. CERN/LHCC/96-42. 1996.
4. ATLAS Inner Detector Technical Design Report. CERN/LHCC/97-16. 1997.
5. *Sjöstrand T. et al.* // Comp. Phys. Comm. 2001. V. 135. P. 238; LU TP 00-30, hep-ph/0010017.
6. *Kersevan B. P., Richter-Was E.* // Comp. Phys. Comm. 2003. V. 149. P. 142; hep-ph/0201302.
7. *Dell-Acqua Y. A.* DICE Manual. ATLAS Internal Note SOFT-NO-011. 1995;  
*Artamonov A. et al.* DICE-95. ATLAS Internal Note SOFT-NO-014c. 1996.
8. *Brun R. et al.* GEANT — Detector Description and Simulation Tool // CERN Program Library Long Writeup W5013. 1994.
9. ATLAS offline software group. ATRECON manual. ATLAS Internal Note SOFT-NO-015. 1994.

Получено 5 апреля 2004 г.

Редактор *О. Г. Андреева*

Подписано в печать 09.07.2004.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,06. Уч.-изд. л. 1,29. Тираж 365 экз. Заказ № 54515.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)