

**Л.Н.Смирнова**

**ДЕТЕКТОР ATLAS БОЛЬШОГО АДРОННОГО  
КОЛЛАЙДЕРА**

**Учебное пособие**

**Москва 2010 г**



# 1 Введение

Начиная с 2010 года развитие физики высоких энергий будет определяться результатами, полученными в экспериментах на Большом адронном коллайдере LHC в Европейской лаборатории элементарных частиц ЦЕРН (CERN). Лаборатория расположена в Женеве, на границе Швейцарии и Франции. В течение 10-15-и лет детекторы будут регистрировать частицы, возникающие при соударениях протонов с самой большой энергией, достигнутой на Земле путём ускорения частиц. Планируется достичь энергии соударения протонов 14 ТэВ и светимости  $2 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Такая энергия соответствует частицам космических лучей с энергиями  $10^{17}$  эВ, образующих широкие атмосферные ливни и относящихся к верхней границе их спектра. После нескольких лет работы коллайдера планируется увеличение светимости коллайдера до  $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Этот проект носит название супер-LHC (SLHC).

Помимо протонов, Большой адронный коллайдер будет ускорять тяжелые ионы. Энергия их соударений достигнет 5,5 ТэВ в системе взаимодействия нуклонов. Суммарная энергия взаимодействия составит величину в 150 ПэВ ( $5.5 \cdot A^{2/3} \cdot A^{2/3}$ ). Это позволит исследовать новые состояния вещества, отвечающие раннему времени развития Вселенной после Большого взрыва.

## Детекторы Большого адронного коллайдера

Кольцо ускорителя Большого адронного коллайдера расположено под землей на глубине 75 – 100 м. Длина кольца 27 км. Схема ускорительного комплекса ЦЕРН приведена на рисунке 1. Детекторы Большого адронного коллайдера также расположены под землей на уровне ускорителя. Основными детекторами коллайдера являются ATLAS, CMS, ALICE и LHCb. Две из них, ATLAS [1,2] и CMS [3,4], служат установками общего назначения и предназначены для поиска бозона Хиггса, суперсимметричных и других экзотических частиц. Эксперимент ALICE [5,6] ставит целью изучение соударений ускоренных ионов, а LHCb [7] выполнит прецизионное исследование распадов B-адронов. Расположение детекторов также показано на рис.1. Общий вид детекторов приведен на рис. 2 – 5.

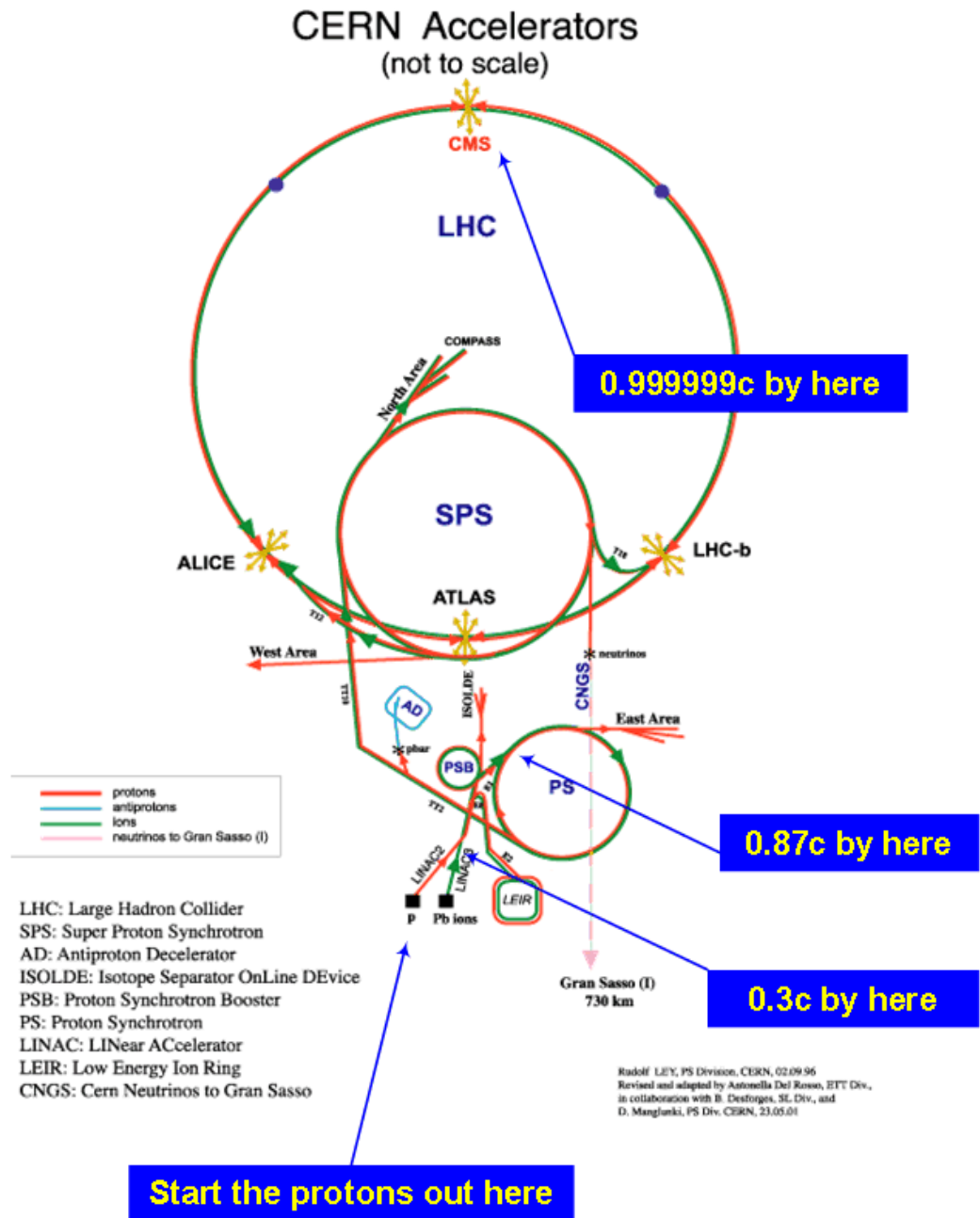


Рис.1. Схема ускорительного комплекса ЦЕРН и расположения основных детекторов Большого адронного коллайдера LHC.

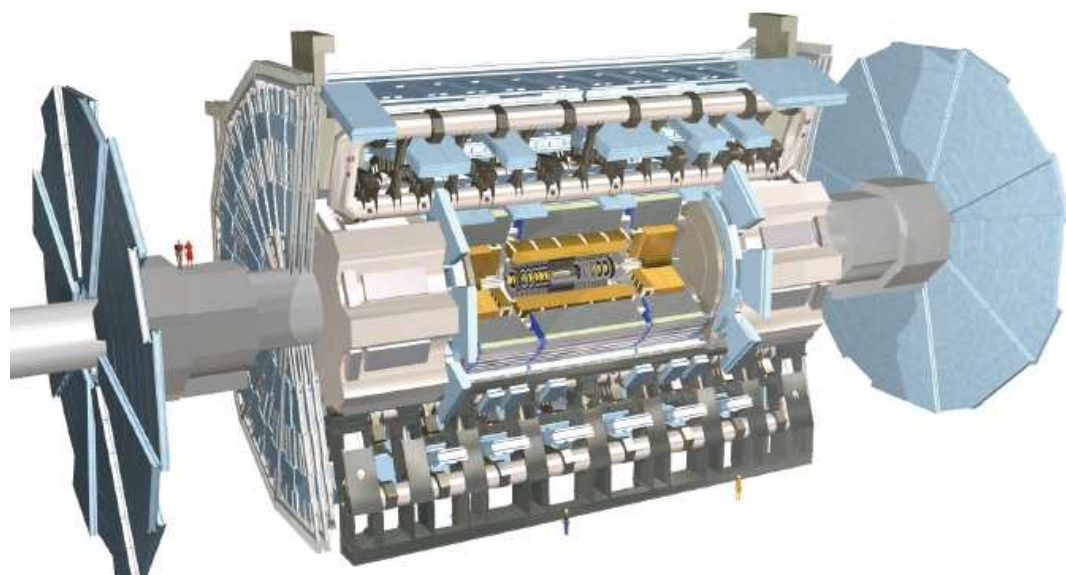


Рис.2. Общий вид детектора ATLAS

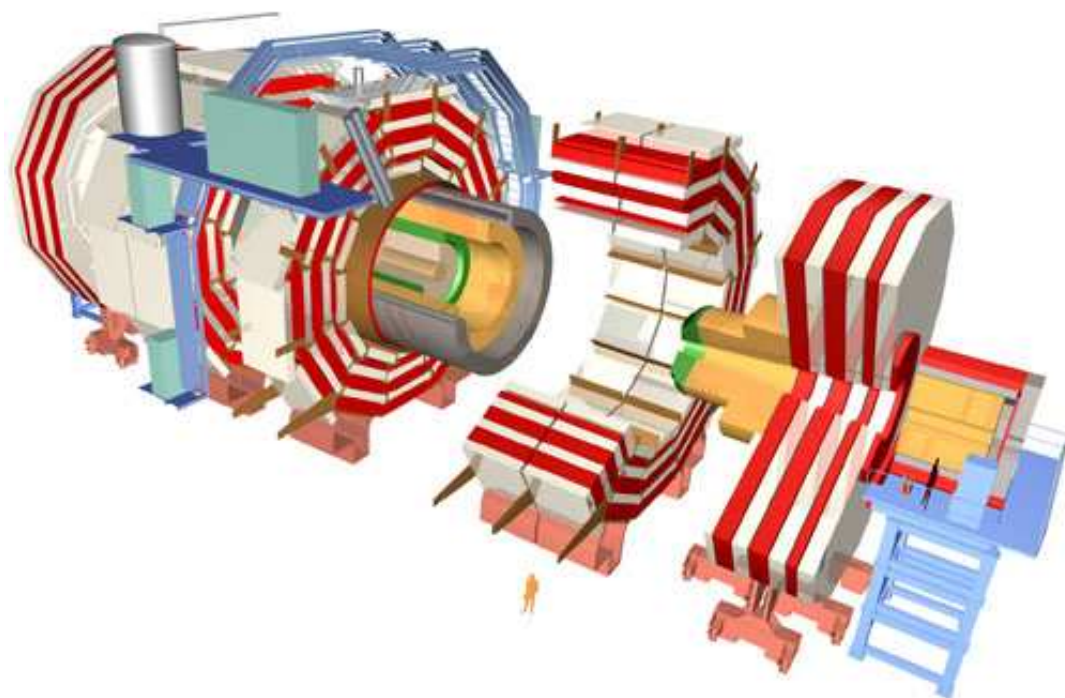


Рис.3. Общий вид детектора CMS

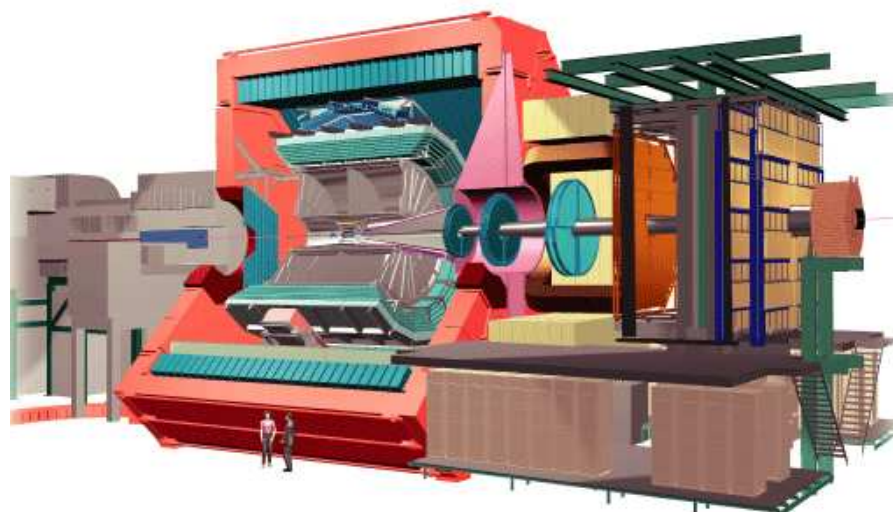


Рис.3. Общий вид детектора ALICE.

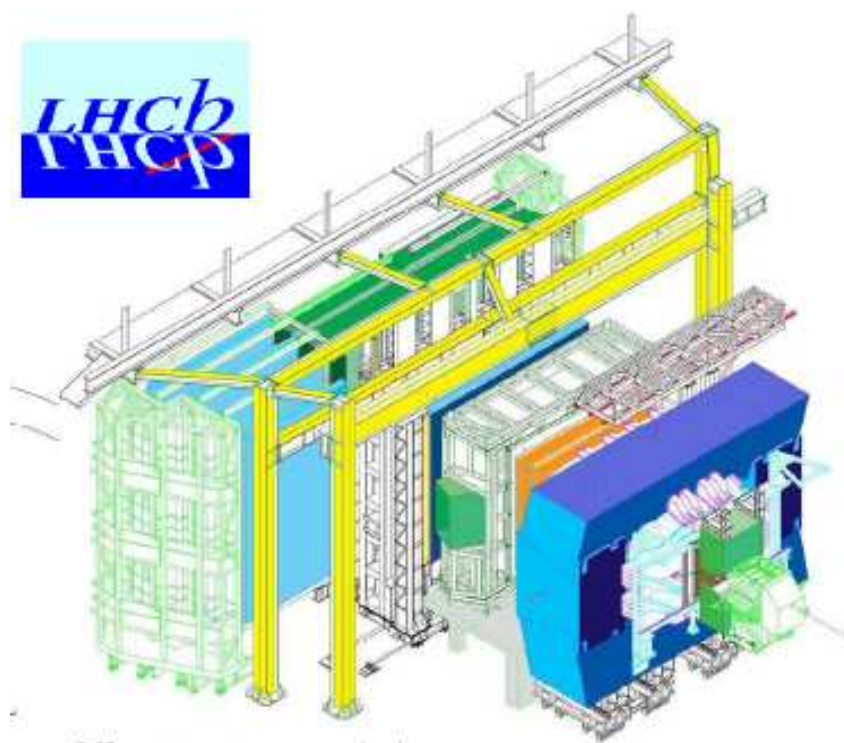


Рис.4. Общий вид детектора LHCb

Задачи ATLAS и CMS определили требования, которым должны удовлетворять эти детекторы. В детекторах было необходимо реализовать достаточные точности измерений при высоком быстродействии, обеспечить эффективный отбор полезных событий при значительном подавлении фоновых

процессов, долговременную стабильность работы в условиях высоких радиационных нагрузок и идентификацию частиц. В установках достигнуты максимальные для физики коллайдеров размеры. Сравнение с аналогичными установками на электрон-позитронном коллайдере LEP (например, DELPHI [8]) и протон-антипротонном коллайдере Тэватрон (CDF и D0) позволяет оценить эти различия. Установка DELPHI имеет диаметр 10м, длину 10м и вес 3500т, а установка D0 [9] размер 15x9x9 м<sup>3</sup> и вес 5000т. Детектор ATLAS имеет диаметр 25м и длину 46м, а вес установки CMS составляет 12500т. Особенности конструкции установок ATLAS и CMS обусловлены с первую очередь выбором магнитных систем.

Задачи эксперимента ALICE поиск новых состояний материи – кварк-глюонной плазмы; изучение распространения кварков в ядерной среде; поиск коллективных эффектов в ядерном веществе.

В эксперименте LHCb исследуются распады с и b-кварков с точки зрения проверки Стандартной модели и поиска новой физики через виртуальное проявление новых частиц в характеристиках распадов.

### Сотрудничество ATLAS

Одним из двух основных детекторов на коллайдере LHC является ATLAS. Вместе с детектором CMS, он относится к детекторам общего назначения, **основной задачей которых является поиск бозона Хиггса и суперсимметричных частиц.** Для создания каждого из этих детекторов в середине 90-х годов физиками разных стран были созданы международные сотрудничества. Основу ATLAS составили документы Письмо о намерениях [ATLAS Letter of Intend for a General-Purpose pp Experiment at Large Hadron Collider at CERN, CERN/LHCC/92-4, LHCC/I2, 1 October 1992] и Меморандум о сотрудничестве 1999г.

В настоящее время участниками сотрудничества ATLAS являются 169 институтов из 37 стран. В авторском коллективе 2500 членов, 1800 из которых имеют ученую степень в физике. Основные затраты на создание детектора ATLAS в период 1995-2008гг. составили 522 миллиона швейцарских франков. Вклад России совместно с Объединенным институтом ядерной физики (ОИЯИ) г.Дубна в создание детектора ATLAS составил величину

25,5 миллиона швейцарских франков, или 5% стоимости детектора. При этом в России было изготовлено 9% оборудования для детектора ATLAS [Зайцев А.М. Доклад на сессии ОЯФ РАН, ИТЭФ, 23.12.2009г.]. Помимо ОИЯИ, участниками сотрудничества ATLAS с российской стороны являются 7 институтов. Координирует российское участие в ATLAS Институт физики высоких энергий (ИФВЭ) в г.Протвино. Остальными шестью участниками являются Институт ядерной физики имени ? Будкера (БИЯФ), г.Новосибирск, Санкт-Петербургский институт ядерной физики (ПИЯФ), г.Гатчина, Институт экспериментальной и теоретической физики (ИТЭФ), Физический институт им. Лебедева (ФИАН), Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова (НИИЯФ МГУ), г. Москва. В составе ATLAS около 200 авторов от России и ОИЯИ.

Российские физики внесли как собственный творческий вклад в создание ATLAS, так и обеспечили выполнение крупных промышленных заказов по изготовлению оборудования и инфраструктуры детектора ATLAS. ИФВЭ и ОИЯИ внесли большой вклад в создание прецизионных мюонных камер магнитного спектрометра ATLAS, ими изготовлено около 20% таких камер. Значителен вклад России в калориметрию ATLAS. В ИФВЭ была разработана технология литья под давлением и с её помощью изготовлены сцинтилляторы для Тайл-калориметра ATLAS. Были изготовлены моторы для системы перемещения Тайл-калориметра, электроды для Переднего калориметра. Механика и сборка адронного калориметра выполнены ИФВЭ и ОИЯИ. БИЯФ была разработана концепция торцевого жидкоаргонного электромагнитного калориметра, выполнены работы по его точной механике и созданию предливневого участка. В ФИАН создавались электроды для адронного калориметра. Значительный вклад внесен в создание трековой системы Внутреннего детектора ATLAS. Группой МИФИ под руководством Б.А.Долгошеина в середине 1980-х годов была предложена концепция детектора переходного излучения на основе пропорциональных дрейфовых трубок. Такой детектор помимо измерения траекторий позволяет эффективно выделять электроны на фоне интенсивного потока адронов. Разработкой такого детектора совместно с МИФИ занималась и группа ФИАН



(руководитель А.П.Шмелева). В 1996г. к работам по созданию Детектора переходного излучения ATLAS (TRT) присоединилась группа НИИЯФ МГУ, первоначально занимавшаяся разработкой микростриповых газовых детекторов для трековой системы ATLAS (руководитель Л.Н.Смирнова). В НИИЯФ МГУ были выполнены исследования по «старению» конструкционных элементов детектора, испытания материалов для создания циркуляционной газовой системы Детектора переходного излучения, выбору катализатора для восстановления активной газовой смеси детектора. Торцевые участки Детектора переходного излучения ATLAS были полностью изготовлены в ПИЯФ под руководством О.Л.Федина и в ОИЯИ под руководством В.Д.Пешехонова.

Детектор ATLAS успешно участвовал в запуске Большого адронного коллайдера в сентябре 2008г. и ноябре 2009г. В ноябре-декабре 2009г. детектором ATLAS было зарегистрировано 900 тысяч протон-протонных соударений при энергии взаимодействия 900 ГэВ. В 2010г. планируется по 3 месяца работы при энергиях соударений 7 и 10 ТэВ при постепенном выходе на начальную светимость  $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

### **Непосредственно регистрируемые физические объекты в детекторе ATLAS**

Для поиска бозона Хиггса и новых массивных частиц из всех событий pp соударений необходимо отбирать такие соударения, в которых имело бы место жесткое столкновение составляющих протон кварков и глюонов. Жесткое столкновение сопровождается большой передачей импульса и приводит к образованию частиц с большими поперечными импульсами. Такими частицами, образованными в жестких соударениях как непосредственно, так и в результате распада других частиц, являются **кварки, глюоны, лептоны и фотоны. Эти частицы измеряются детектором.**

Кварки и глюоны высокой энергии образуют струи адронов. Мюоны образуют треки большой протяженности, электроны и  $\tau$ -лептоны оставляют треки вблизи области соударений и каскады в калориметре. Фотоны образуют каскады в электромагнитном калориметре. Метод недостающей энергии позволяет регистрировать нейтрино высоких энергий. Таким

образом, для решения поставленных задач детектор ATLAS должен обладать **прецизионной трековой системой и мощной калориметрией.**

Жесткие столкновения происходят достаточно редко, большая часть pp взаимодействий носит «мягкий» характер, происходит при малых передачах импульса. Это ставит задачу быстрого отбора событий, представляющих физический интерес, для дальнейшей регистрации. Отбор событий с заданными свойствами осуществляется в системе **триггера** установки.

Планируемая частота соударений сгустков протонов в ускорителе LHC составляет 45 МГц. Эта величина должна обеспечить требуемую скорость набора физически значимых событий. Одновременно она предполагает **высокую скорость работы триггера и регистрирующих систем детектора и устойчивость к высоким радиационным нагрузкам**, которые создаются основным потоком «мягких» взаимодействий протонов.

Все эти требования реализованы при создании детектора ATLAS. В настоящей работе представлено описание детектора и методов исследований, направленных на достижение цели проекта. В изложении использованы данные двух основных работ сотрудничества ATLAS, содержащих описание детектора [1] и принципов реализации эксперимента [2].

1. ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003.
2. ATLAS Collaboration, Expected Performance of the ATLAS Experiment. Detector, Trigger and Physics, CERN-OPEN-2008-020, December 2008.
3. CMS Physics TDR, 8.1, V.1, CERN/LHCC 2006-001
4. CMS Physics TDR, V.II, CERN-LHCC-2006-021
5. F.Carminati et al., J.Phys.G: Nucl. Part. Phys. 30 (2004) 1517
6. ALICE Collaboration, J.Phys.G: Nucl. Part. Phys. 32 (2006) 1295
7. LHCb Collaboration, LHCb TDR , CERN/LHCC/98-4, 1998
8. DELPHI collaboration, P. Aarnio et al., NIM A303, 233 (1991)
9. D0 Detector, NIM A 338, 185 (1994)

# Структура детектора ATLAS

## Общие сведения

Основным элементом, определяющим внешний вид и размеры детектора ATLAS, является его магнитная система. Внешний сверхпроводящий воздушно-зазорный тороид служит ключевым элементом ATLAS, обеспечивая прецизионное измерение импульсов мюонов во всем доступном интервале их значений. Общий вид детектора ATLAS приведен на рисунке 1.1. Детектор ATLAS обладает осевой симметрией относительно продольного направления пучка ускоренных протонов и симметрией вперед-назад относительно центральной точки детектора, где происходит столкновение пучков протонов.

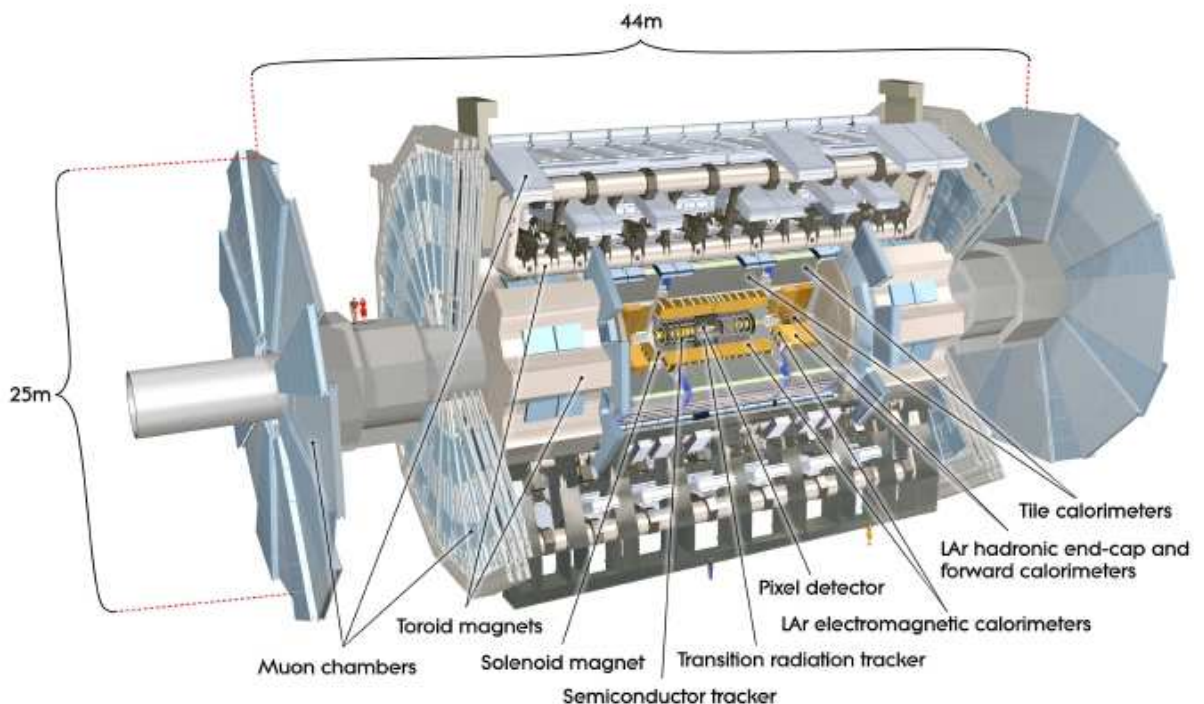


Рис.1.1. Схема детектора ATLAS. На схеме для удобства изображения отсутствуют две секции центрального тороида, половина больших торцевых дисков мюонных камер, сектор калориметров и внешней части Внутреннего детектора. Общая длина детектора 44м, диаметр 25м, вес 7000т.

На рисунке видны элементы конструкции тороида. Он состоит из центрального тороида (барреля) и двух торцевых. Видны скругленные протяженные прямоугольные секции катушек центрального тороида. Всего их восемь. Катушки (обмотки) торцевого тороида находятся в общем корпусе. В магнитном поле тороидов размещены детекторы мюонов. Справа и слева по краям расположены большие торцевые диски мюонных камер, диаметр этих дисков 25м. Тороидальный магнит с мюонными камерами составляет мюонный спектрометр детектора ATLAS.

Следующим элементом при движении к центру детектора от мюонного спектрометра служит адронный калориметр. Он состоит из нескольких блоков. Центральную часть занимают три секции адронного тайл-калориметра. Торцевым элементом адронного калориметра служит жидкоаргоновый адронный калориметр. В непосредственной близости к оси детектора расположен передний адронный калориметр.

Внутри адронного калориметра находится жидкоаргоновый электромагнитный калориметр. Он также имеет центральную, торцевую и переднюю части. Все калориметры вместе составляют калориметрическую систему детектора ATLAS.

Внутри калориметрической системы в непосредственной близости к трубе, в которой движутся и сталкиваются пучки протонов, расположен Внутренний детектор. Он помещен в магнитное поле соленоида. Диаметр Внутреннего детектора 2м, длина 5,4м.

Он имеет сложную структуру. Элементами Внутреннего детектора служат пиксельные и микростриповые кремниевые детекторы и пропорциональные дрейфовые трубки детектора переходного излучения. Соленоид является составным элементом магнитной системы детектора ATLAS.

# Структура элементов детектора ATLAS

## 2 Магнитная система ATLAS

Магнитная система ATLAS является уникальной гибридной системой четырех сверхпроводящих магнитов: соленоида и трёх тороидов, одного центрального и двух торцевых. Она имеет диаметр 22 м и длину 26 м. Объем, который заполняет магнитное поле величиной более 50мТ, составляет гигантскую величину 12 000 куб.м. Магнитная система установки разделяется на две компоненты: внешнюю, состоящую из тороидальных магнитов, и внутреннюю в виде соленоида. Общая схема магнитной системы показана на рис. 2.1. Внешние крылья составляют восемь секций центрального тороида. По краям между этими секциями размещены секции торцевого тороида. В центре расположен соленоид.

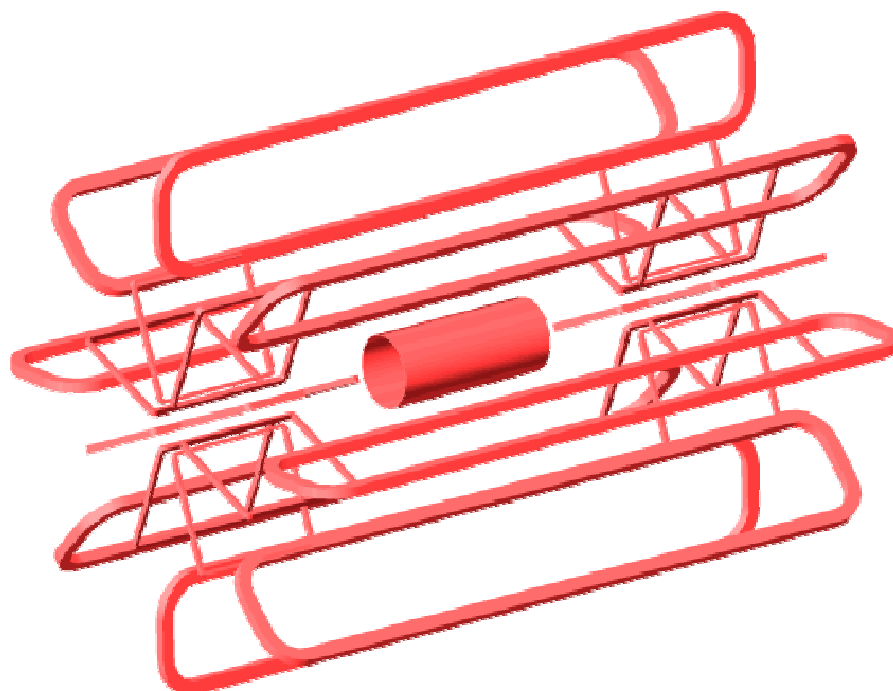


Рис. 2.1. Схема элементов магнитной системы детектора ATLAS.

## Внешняя магнитная система детектора ATLAS

Сверхпроводящий тороид из восьми секций в центральной части (барреле) и двумя торцевыми частями создает поле со средним значением индукции порядка 0,5 для барреля и 1Т на торцах. Внутренний и внешний радиусы центрального тороида составляют 4,7 и 9,75м, его длина 26м. Для торцевого тороида эти радиусы равны 0,825 и 5,35м, соответственно, его длина 5м. В воздушных зазорах центрального тороида размещены мюонные камеры мюонного спектрометра, осуществляющие как функции быстрого запуска системы регистрации событий (триггера), так прецизионного измерения координат и импульсов мюонов. На рис.2.2 приведена фотография секций центрального тороида детектора ATLAS, сделанная в процессе сборки детектора до размещения других элементов мюонного спектрометра, калориметров и Внутреннего детектора (октябрь 2004г.). Это изображение служит визитной карточкой эксперимента ATLAS.

Каждая из восьми катушек центрального тороида находится в отдельной емкости из нержавеющей стали, охлаждается кипящим гелием, заливаемым в верхней части системы. Обмотки выполнены из проводника Nb/Ti/Cu, стабилизированного алюминием Al. Охлаждение массы тороида в 360 тонн до температуры 4,6К было проведено за 5 недель. Номинальный ток магнита составляет 21,0 кА. Величина номинального тока достигается в магните за 2 часа. Выключение тока может быть выполнено в течение 2-х часов, но может быть осуществлено в быстром режиме за 2 минуты.

Конструкция центрального тороида весом 890т вместе с мюонными камерами, вес которых составляет 400т, после удаления опор сохранила строго цилиндрическую форму. Общий прогиб составил величину 22 мм, близкую к расчетной.

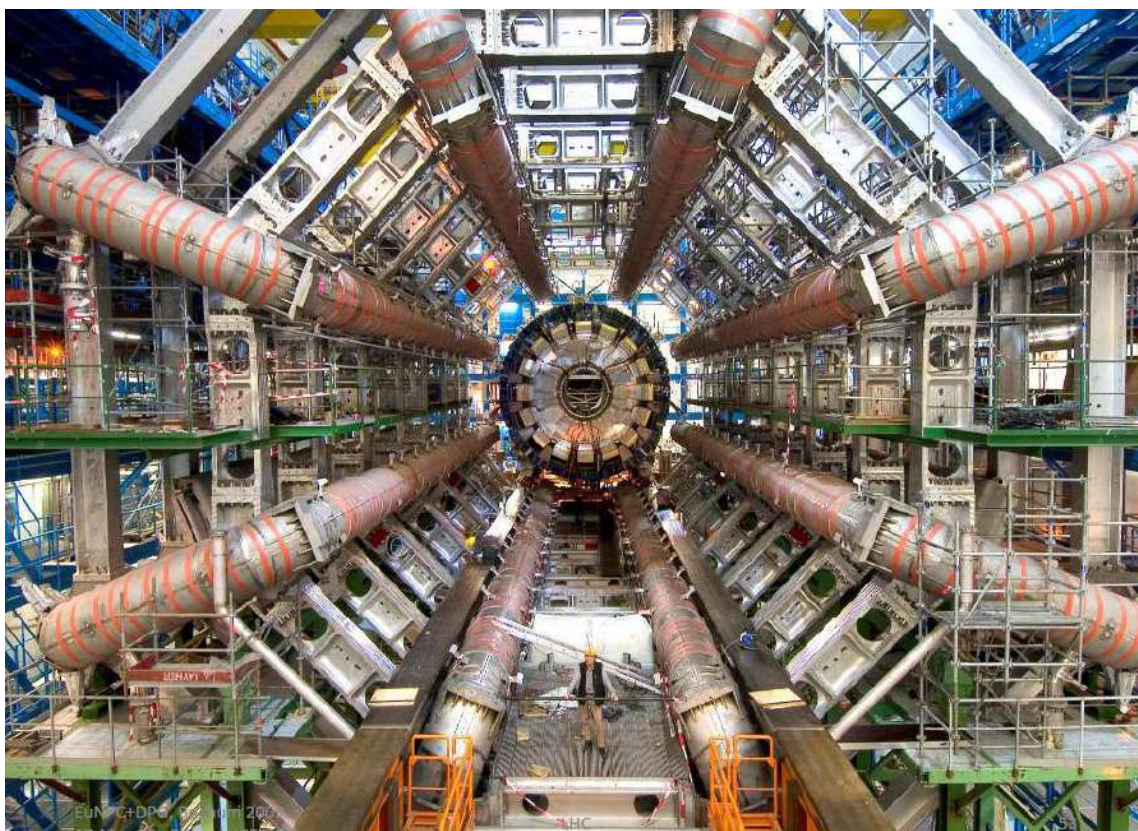


Рис.2.2. Внешний вид секций центрального тороида детектора ATLAS в октябре 2004г.

Торцевые тороиды представляют собой жесткие цельные структуры весом 240т. Это наиболее тяжелые элементы, которые пришлось опускать в шахту детектора ATLAS. Торцевые тороиды можно передвигать по рельсам вдоль направления пучка. Это обеспечивает доступ к внутренним элементам детектора при монтаже и обслуживании.

Вакуумная изоляция тороидов создавалась диффузионными насосами. Утечка вакуума составила малую величину  $10^{-4}$  мбар·л/с.

На рисунке 2.3 показано расположение силовых линий магнитного поля тороида ATLAS. В зависимости от радиуса  $R$  и азимутального угла  $\varphi$  величина поля изменяется от 0,15Т до 2,5Т со средним значением 0,5Т для барреля и от 0,2Т до 3,5Т на торцах со средним значением 1Т. Хорошая величина изгибающей силы достигается до значений псевдобыстроты  $|\eta| \approx 2,6$ . В области  $|\eta| \approx 1,4 - 1,6$  интеграл поля имеет меньшую величину, так как соответствующие траектории проходят в плоскостях катушек, где их поля взаимно компенсируются.

Детальный расчет карты магнитного поля с учетом всех металлических конструкций, мюонных камер и калориметра представляет сложную задачу. Магнитный спектрометр оснащен 1840 датчиками поля. Расчеты на основе их показаний позволяют реконструировать величину поля в каждой точке магнитного спектрометра с точностью  $\sim 1$  мТ и его направление в пределах  $\pm 3$  мрад. Создание и уточнение карты магнитного поля будет проводиться в период эксплуатации детектора ATLAS.

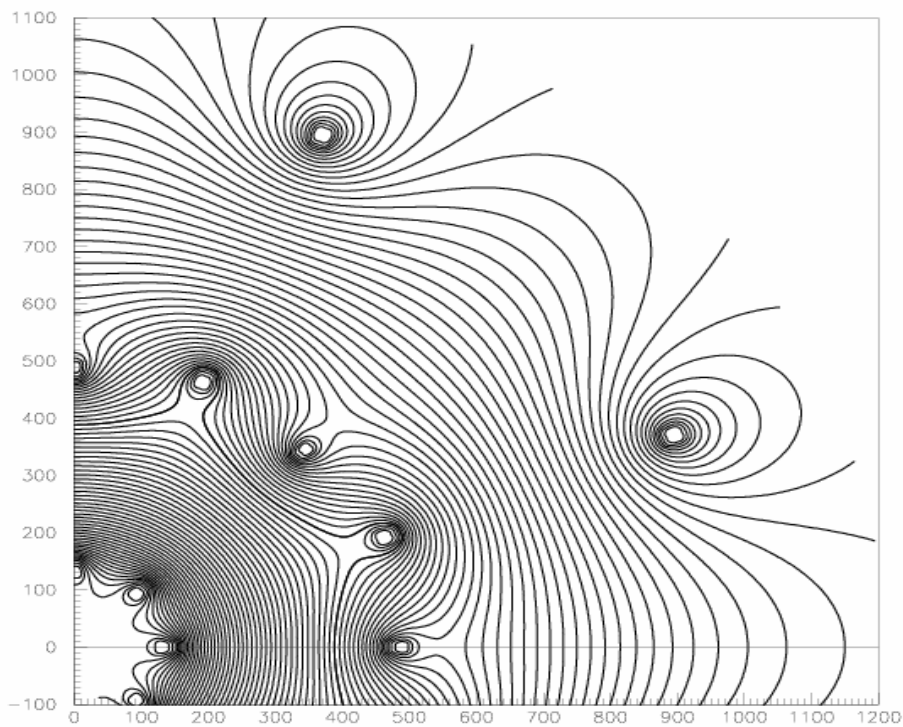
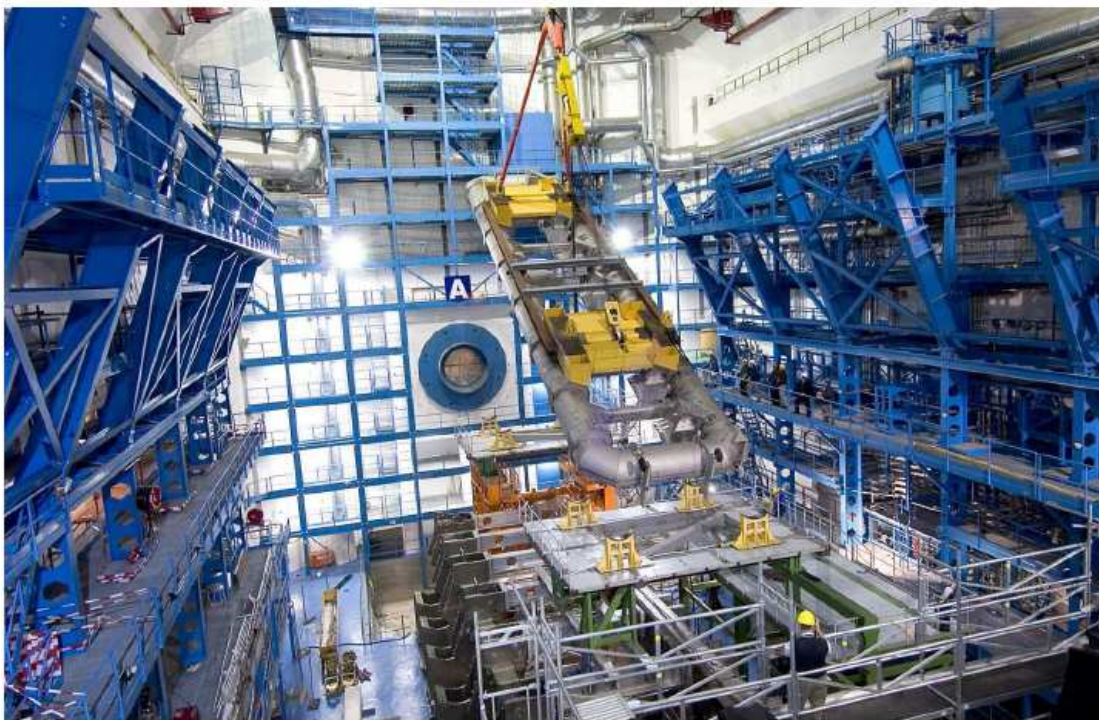
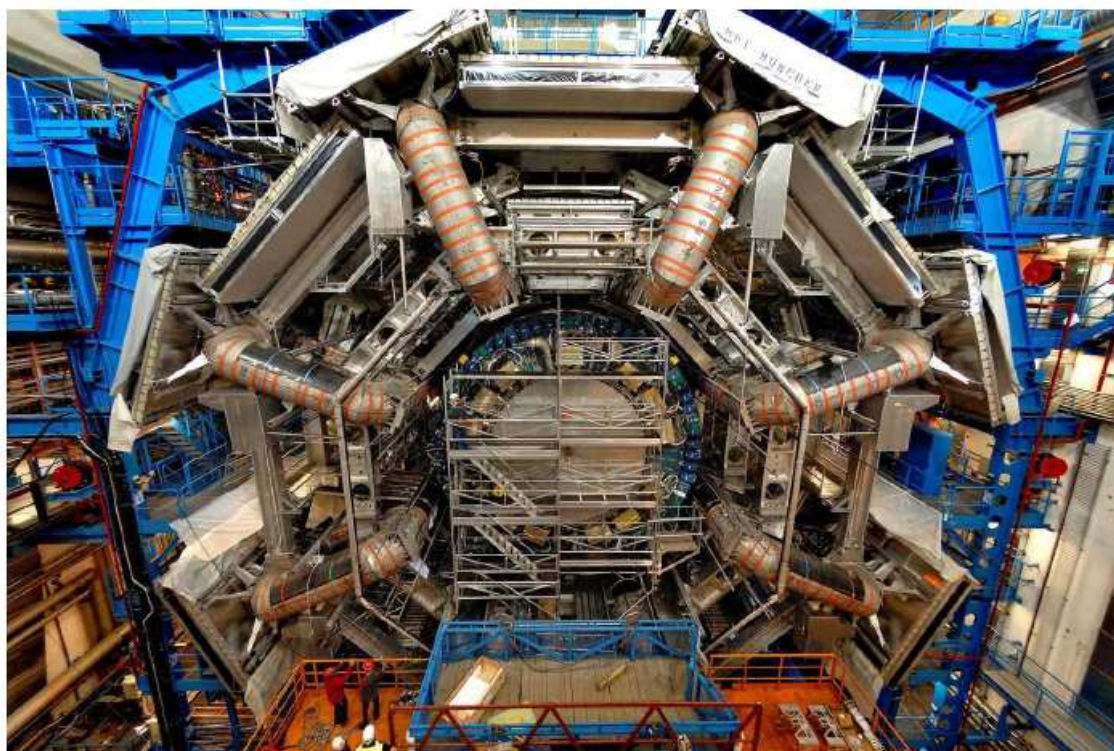


Рис.2.3. Силовые линии магнитного поля тороидальных магнитов детектора ATLAS в плоскости, перпендикулярной оси пучка. Размеры по осям приведены в мм. Частицы, вылетающие из точки соударения пучков (0,0) в поперечном направлении к оси пучка, испытывают максимальное воздействие на траекторию своего движения.





Фотография начала монтажа элементов баррель тороида ATLAS в подземной шахте.



Фотография барреля с установленными камерами магнитного спектрометра и торцевым калориметром.

## Внутренний соленоид детектора ATLAS

Ось соленоида расположена вдоль направления оси пучка и обеспечивает аксиальное магнитное поле 2Т во Внутреннем детекторе. Конструкционная задача соленоида состоит в том, чтобы минимизировать количество вещества перед электромагнитным калориметром, следующим за Внутренним детектором. Достигнутая толщина вещества составляет  $\sim 0,66$  радиационных длин по нормали. При этом обмотка соленоида и жидко-аргоновый калориметр, следующий за соленоидом, размещены в общей вакуумной емкости, что позволяет избежать двойной стенки вакуумных емкостей. Внутренний и внешний диаметр соленоида составляют, соответственно, 2,46 м и 2,56 м. Длина соленоида 5,8 м. Рабочий ток в обмотке соленоида составляет 7,730 кА. Вес катушки соленоида 5,4 т, запасенная энергия составляет 40 МДж. Отношение энергия/масса при номинальном токе составляет всего 7,4 кДж/кг. Эта величина показывает, что конструкция соленоида очень легкая, как это требуется условиями детектора. Сравнение этой величины с параметрами других магнитов приведено в следующем разделе.

На рисунке 2.4 проведена фотография соленоида в производственном помещении после завершения создания обмотки магнита.

Соленоид включается и выключается в течение примерно 30 минут. В случае квенчинга запасенная энергия магнита поглощается энтальпией его холодной массы. Температура этой массы при этом поднимается до безопасной величины 120 К. Повторное охлаждение до рабочей температуры 4.5К осуществляется за один день.



Рис.2.4. Внутренний соленоид детектора ATLAS в производственном помещении после завершения намотки катушек.

Обратный поток поля соленоида поглощается адронным калориметром. Магнитная карта поля внутри соленоида определяется расчетами и измерениями датчиков. Четыре сенсора размещены внутри соленоида при  $z \sim 0$  вблизи точки соударения пучков на равном расстоянии по азимутальному углу. Точность их показаний составляет  $\sim 0,01$  мТ. Они будут работать весь период функционирования детектора ATLAS.

Возможности магнитных полей можно оценить по следующим примерам. Характерный мюон от распада  $W$ -бозона с поперечным импульсом 40 ГэВ/с имеет прогиб траектории во Внутреннем детекторе 1мм. Мюон с импульсом 1ТэВ имеет прогиб в мюонном спектрометре 0,5 мм. Эти величины показывают, насколько важно прецизионное знание карты магнитного поля в соленоиде и детальное знание градиента магнитного поля внутри мюонного спектрометра на всей траектории мюона.

## Сравнительный анализ магнитной системы детектора ATLAS

Радиус соленоида ATLAS составляет 1,25м, длина 5,3м, магнитное поле 2Т. В установке DELPHI соленоид имел радиус 2,8м и длину 7,4м, но поле было 1,2Т. Только установка D0 имеет магнитное поле соленоида 2Т, но при существенно меньших размерах соленоида: радиус 0,6м и длина 2,73м. Количество вещества в стенках соленоида ATLAS, выраженное в относительных радиационных длинах  $X/X_0$ , составляет всего 0,66, минимальное среди существующих установок: CDF и D0 имеют  $X/X_0$  равными соответственно 0,84 и 0,9 при радиусах 1,5 и 0,6м. Даже небольшие отличия в количестве вещества существенны. Они определяют эффективность регистрации фотонов и разрешение при измерении их энергии в электромагнитном калориметре, расположенном за пределами соленоида. На рисунке 2.5 показано соотношение толщин стенок соленоидов в единицах радиационных длин и величины  $B^2R$ , где  $R$  – радиус соленоида. Видно, что соленоид ATLAS соответствует предельным значениям по тонкости стенок при большом объеме магнитного поля.

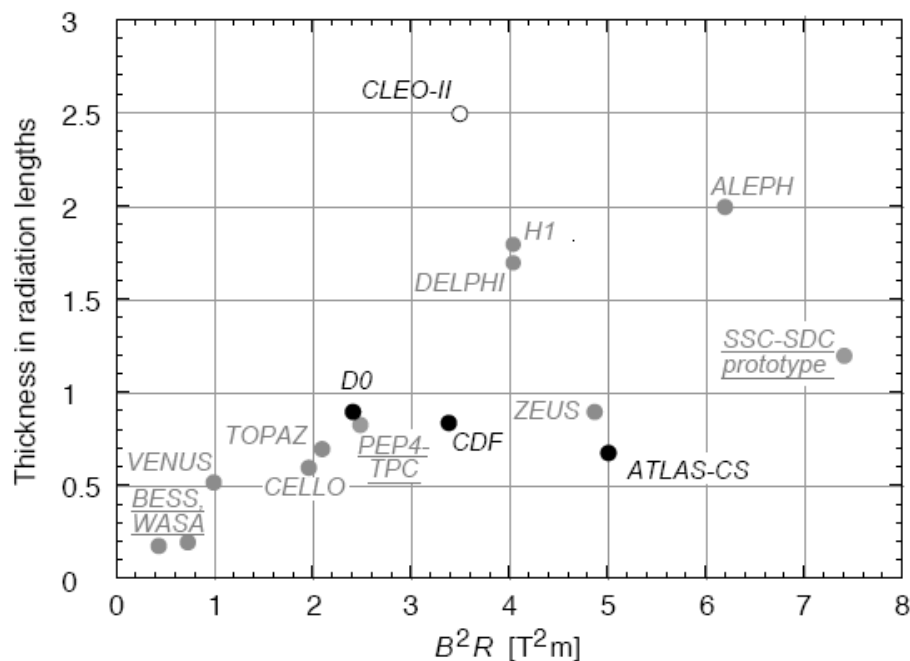


Рис. 2.5 Соотношение толщин стенок соленоидов в единицах радиационных длин и величины  $B^2R$ . [PDG, Phys.Lett.B 667,2008]

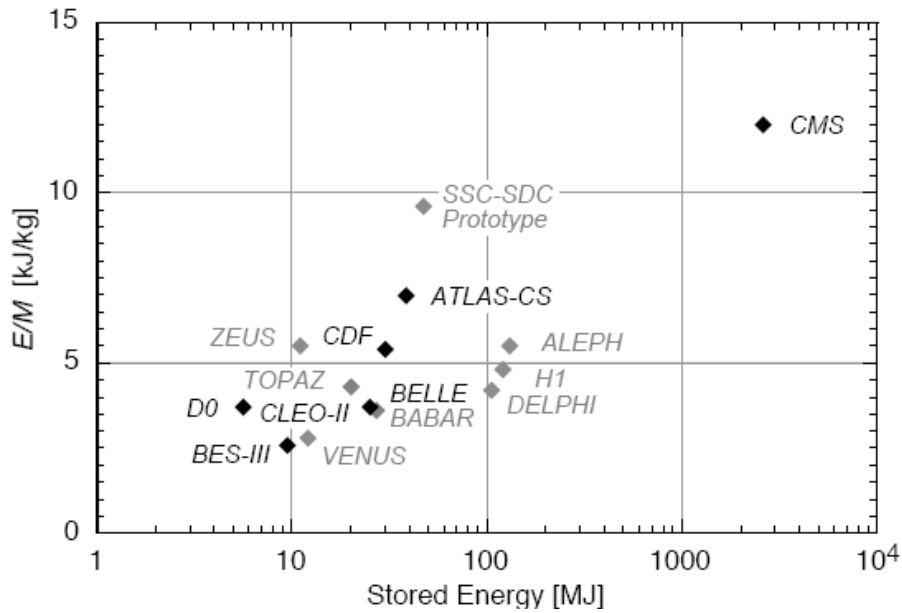


Рис.2.6. Отношение величины энергии  $E$ , запасенной в соленоиде, к величине холодной массы соленоида  $M$  в зависимости от величины запасенной энергии  $E$ . [PDG, Phys.Lett.B 667,2008]

Магнитное поле соленоида позволяет измерить импульс заряженной частицы  $\mathbf{p}$  по радиусу  $\mathbf{r}$  ее траектории из выражения  $\mathbf{p} = q \mathbf{r} \mathbf{B}$ , где  $q$  – величина электрического заряда частицы, или по прогибу ее траектории  $s = q B L^2 / 8p$ ,  $L$  – длина пути в поле. В условиях коллайдера для повышения точности измерения импульса эффективнее увеличивать магнитный объем, чем величину поля:  $dp/p \sim p/BR^2$ , где  $R$  соответствует радиусу соленоида. В поле тороида импульс определяется по соотношению угла отклонения и величины прогиба  $s$ . Структура поля более сложная, поскольку действует радиальное уменьшение поля  $\sim 1/R$ . Оптимальной структурой тороида для лучшего качества измерений служит соотношение внешнего и внутреннего радиусов равное 3-4, что реализовано в структуре тороида ATLAS.

Большие объемы магнитных полей, созданные в ATLAS, обеспечивают прецизионное измерение импульсов заряженных частиц до 1 ТэВ. Интеграл от величины поля по объему определяет величину запасенной в поле энергии. Для соленоида CMS величина запасаемой энергии составляет гигантское значение 2600 МДж, которое можно сравнить с соответствующим значением 32 МДж для соленоида ATLAS. При этом отношение величины запасенной энергии к величине холодной массы магнита  $E/M$  максимально по отношению ко

всем созданным ранее соленоидам и составляет 7 кДж/кг для ATLAS и 12 кДж/кг для CMS. Чем больше величина отношения  $E/M$ , тем выше скачок температуры при насыщении магнита. Значения этого отношения для разных соленоидов приведены на рис.2.6.

Магнитная система ATLAS позволяет измерять импульсы мюонов в широком диапазоне углов без использования Внутреннего детектора. Платой за это служат большие размеры установки и более высокая стоимость.

### 3 Внутренний детектор ATLAS

Внутренний детектор расположен в центральной части детектора ATLAS в непосредственном контакте с областью соударений протонов высоких энергий внутри соленоида с магнитным полем 2Т. Он представляет собой герметичную жесткую систему, задачей которой является прецизионное измерение координат и импульсов заряженных частиц и вершин первичных и вторичных взаимодействий. Импульсы заряженных частиц измеряются выше порога 0,5 ГэВ/с в области псевдобыстрот  $|\eta| < 2,5$ . При измерении полного набора неупругих событий (*minimum bias*) возможно измерение импульсов при меньшем пороге - 0,1 ГэВ/с. Внутренний детектор обеспечивает также идентификацию электронов для псевдобыстрот  $|\eta| < 2,0$  и в интервале импульсов от 0,5 до 150 ГэВ/с.

Отличие коллайдера LHC от всех предыдущих и действующих в настоящее время состоит в том, основным источником радиационного фона при планируемой высокой светимости служат частицы, образованные при взаимодействиях ускоренных протонов в области соударений. Наибольшую опасность этот радиационный фон представляет для Внутреннего детектора ATLAS. Предусматривается, что все свои задачи Внутренний детектор будет выполнять при самой высокой светимости LHC. Это обеспечивается использованием наиболее передовых технологий.

## Структура Внутреннего детектора

Внутренний детектор размещается внутри герметичного цилиндра, симметричного относительно центра детектора при  $z=0$ , в пространстве  $\pm 3512$  мм и радиусом 1150 мм. Он содержит три различных дополняющих друг друга типа детекторов. Внутреннюю часть занимают прецизионные пиксельные и микростриповые кремниевые детекторы. В центральной части (барреле) они размещаются на цилиндрах с осями вдоль направления пучка, на краях смонтированы на дисках, плоскости которых перпендикулярны пучку. Выбор конструкции обеспечивает условие, чтобы частицы из области соударения протонов пересекали плоскости детекторов вблизи нормали.

Прецизионная трековая система полупроводниковых детекторов обеспечивает измерения в области псевдобыстрот  $|\eta| < 2,5$ . Наиболее точные измерения координат необходимо проводить вблизи соударений пучков. Эту задачу выполняют пиксельные кремниевые детекторы. Они сегментированы по радиусу и азимутальному углу ( $R - \varphi$ ) и в продольном направлении  $z$ . Каждая частица пересекает три слоя пиксельных детекторов. Элемент сенсорной ячейки пиксельных детекторов имеет размеры 50 мкм x 400 мкм. Собственное координатное разрешение пикселей в барреле составляет 10 мкм по ( $R - \varphi$ ) и 115 мкм по продольной оси  $z$ . Для дисков это, соответственно, 10 мкм по ( $R - \varphi$ ) и 115 мкм по  $R$ . Общее число каналов считывающей электроники пиксельных детекторов составляет 80,4 млн.

Преодолев три слоя пикселей, каждая частица пересекает восемь слоев микростриповых кремниевых детекторов (SCT), обеспечивая измерение координат четырех пространственных точек. Микростриповые кремниевые детекторы размещены, подобно пиксельным детекторам, на цилиндрах и дисках. Сенсоры детекторов имеют длину 6,4 см и период нанесения стрипов для считывания сигнала 80 мкм. Для координатных измерений стрипы ближайших слоев расположены под углом 40 мрад. При этом детекторы одного из слоев имеют стрипы с направлением вдоль оси  $z$  в барреле и по радиусу  $R$  на дисках. Число каналов электроники детекторов SCT составляет примерно 6,3 млн.

Таким образом, трек заряженной частицы, вылетающей из области столкновения протонов, имеет семь прецизионных измерений пространственных координат. Пиксели и микростриповые кремниевые детекторы составляют дискретную трековую систему Внутреннего детектора. Её дополняет «непрерывная» трековая система, состоящая из тонких дрейфовых трубок (straw) диаметром 4 мм, расположенных близко друг к другу, и позволяющая зарегистрировать до 36 координат пересечения частицей трубок. В пространстве между трубками размещены мелко структурированные пластиковые материалы, которые обеспечивают переходное излучение заряженных частиц при пересечении ими этого множества слоев. Фотоны переходного излучения регистрируются дрейфовыми трубками наряду с сигналами от ионизационных потерь. Поэтому эта трековая система именуется детектором переходного излучения (TRT). Эффективная регистрация переходного излучения позволяет разделять треки адронов и электронов. В барреле трубки имеют длину 144 см и расположены параллельно оси детектора. В центре трубки имеется разделитель, позволяющий снимать электронный сигнал с половины длины трубки. На торцах трубки имеют длину 37 см и расположены радиально в форме колес. TRT позволяет определить только ( $R - \varphi$ ) координату трека. Собственное координатное разрешение трубки составляет 130 мкм. Общее количество каналов считывания сигналов составляет 351 тысячу.

На рисунке 3.1 показано расположение элементов Внутреннего детектора.

Комбинация прецизионных детекторов на малых радиусах от центра детектора и дрейфовых трубок на больших радиусах обеспечивает надежную реконструкцию треков и высокую точность измерения координат ( $R - \varphi$ ) и  $z$ . Сигналы трубок существенно увеличивают координатную точность во внешней области Внутреннего детектора. Меньшая пространственная точность трубок в сравнении с прецизионными детекторами компенсируется их большим количеством и значительным увеличением измеряемой длины трека. Возможность реконструкции близких вторичных вершин от распада тяжелых частиц обеспечивается преимущественно самым внутренним слоем пиксельных детекторов, размещенных на цилиндре с радиусом 5 см.



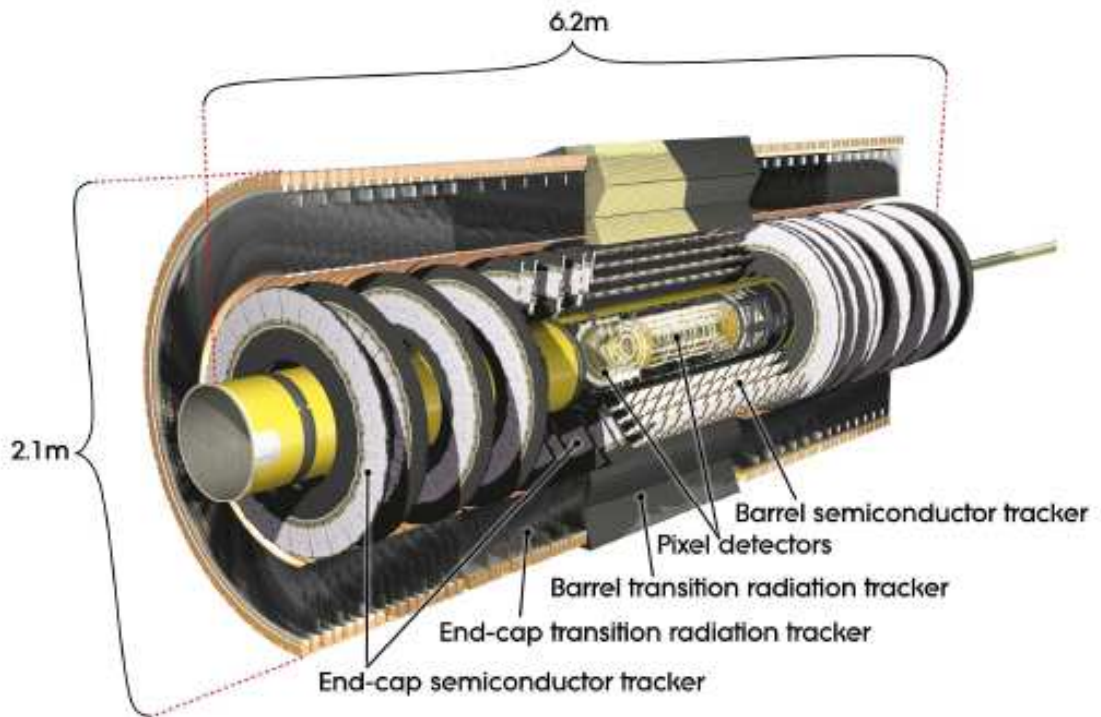


Рис.3.1 Схема Внутреннего детектора ATLAS. Показаны цилиндры и диски пиксельных детекторов (pixel detectors), цилиндры барреля и торцевые (End-cap) диски микростриповых кремниевых детекторов полупроводниковой трековой системы (semiconductor tracker, SCT) и внешний объем, занимаемый трековой системой переходного излучения (transition radiation tracker, TRT).

Детекторы переходного излучения хорошо работали при регистрации мюонов космических лучей в период, предшествующий запуску коллайдера LHC, и при запуске коллайдера. На рисунке 3.6 приведено изображение первого соударения протонов с энергией взаимодействия 900 ГэВ. На сечении центральной части Внутреннего детектора, размещенного слева, хорошо видны положения координат реконструированных треков частиц, рожденных в соударении. Они включают точки на дисках полупроводниковых детекторов и множественные близко расположенные точки от дрейфовых трубок детектора переходного излучения. В правой части рисунка показано это же событие в продольном сечении центральной части детектора (барреля).

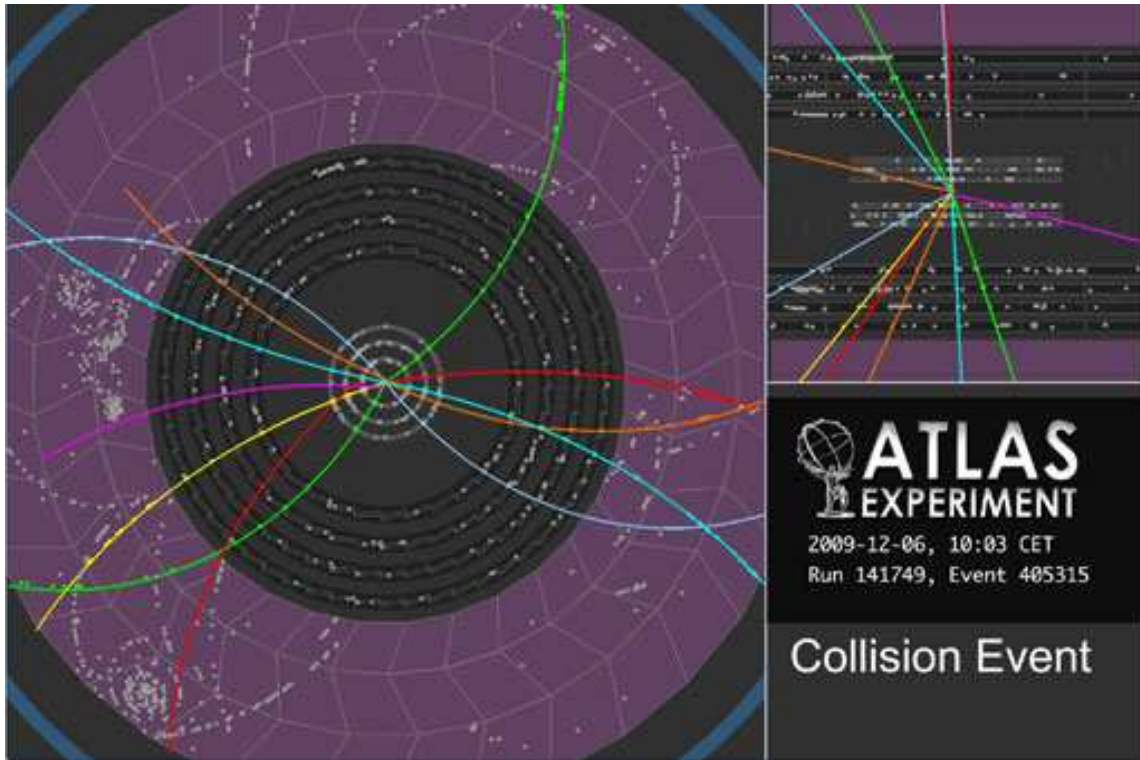


Рис.3.6 Реконструкция треков от взаимодействия протонов с энергией 450 ГэВ, зарегистрированного во Внутреннем детекторе ATLAS в период запуска LHC 6 декабря 2009г. На поперечном сечении барреля в левой части рисунка видны три кольца дисков пиксельных детекторов, четыре кольца микростриповых кремниевых детекторов и непрерывные треки в детекторе переходного излучения.

### Пиксельные детекторы

Принцип работы сенсоров пиксельных и микростриповых кремниевых детекторов одинаков. Заряженная частица при пересечении детектора в результате ионизационных потерь энергии создает свободные носители заряда в объеме сенсора – электроны и дырки. Приложенное к сенсору высокое напряжение обеспечивает их эффективный сбор и формирует сигнал детектора. Задачей детектора является поддержание стабильного сигнала от частицы при продолжительной работе детектора порядка 10 лет в условиях высокого радиационного фона и высокой частоты сигналов. Предусматривается возможность замены в процессе эксплуатации детектора ATLAS

лишь ближайшего к центру цилиндра с пиксельными детекторами. Эти условия определяют использование новейших технологий при создании таких детекторов.

Интегральная доза радиации существенно влияет на сенсоры пиксельных и микростриповых детекторов. С увеличением дозы радиации меняется рабочее напряжение детекторов, меняются токи утечки. Изменяется сам характер проводимости сенсора. После интегральной дозы (флюенса)  $F_{\text{neq}} \sim 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  проводимость n-типа переходит в проводимость p-типа. Концентрация примесей растет также в зависимости от увеличения температуры детектора. Для уменьшения примесей и снижения тока утечки детекторы работают при температуре от -5 до -10 град.С.

Пиксельные детекторы в наиболее сложных условиях высокой радиации и потоков частиц (загрузки) должны обеспечивать предельно высокое координатное разрешение в непосредственной близости к области соударений пучков. Сенсоры представляют собой пластины толщиной 250 мкм, соединенные с оксидированными пластинами n-типа считывающих пикселей с n+-имплантированной стороны сенсора. Эта дорогая и сложная двусторонняя технология была выбрана по следующим причинам: 1) n+-имплантация позволяет работать с высокой эффективностью сбора заряда даже при смене типа проводимости сенсора; 2) высокая степень оксидирования повышает радиационную стойкость сенсора по отношению к заряженным частицам, улучшая эффективность сбора заряда при смене типа проводимости и снижая напряжение обеднения.

В начальный период сенсоры должны работать при напряжении  $\sim 150\text{В}$ . После 10 лет эксплуатации напряжение составит  $\sim 600\text{В}$ . Стандартный размер сенсорной ячейки пиксельных детекторов 50мкм x 400мкм определяется шагом считывающей электроники. На каждом сенсоре расположено 47232 считывающих пикселей. Каждый пиксель сенсора соединен капельным контактом (bump-bonding) с электроникой через отверстия в изоляционном слое p-типа, нанесенном технологией p-спрея.

Пиксельные детекторы соединены в модули, их всего 1744. Модули размещены на трёх цилиндрах в барреле и шести дисков на торцах, по три с каждой стороны. Радиусы цилиндров равны 5 см, 8.8 см и 12 см.

Диски находятся при значениях z-координат 49 см, 58 см и 65 см. На каждом цилиндре находится  $(1-3) \cdot 10^7$  пикселей. На каждом диске  $2.2 \cdot 10^6$  пикселей. Их общее количество  $8.0 \cdot 10^7$  пикселей.

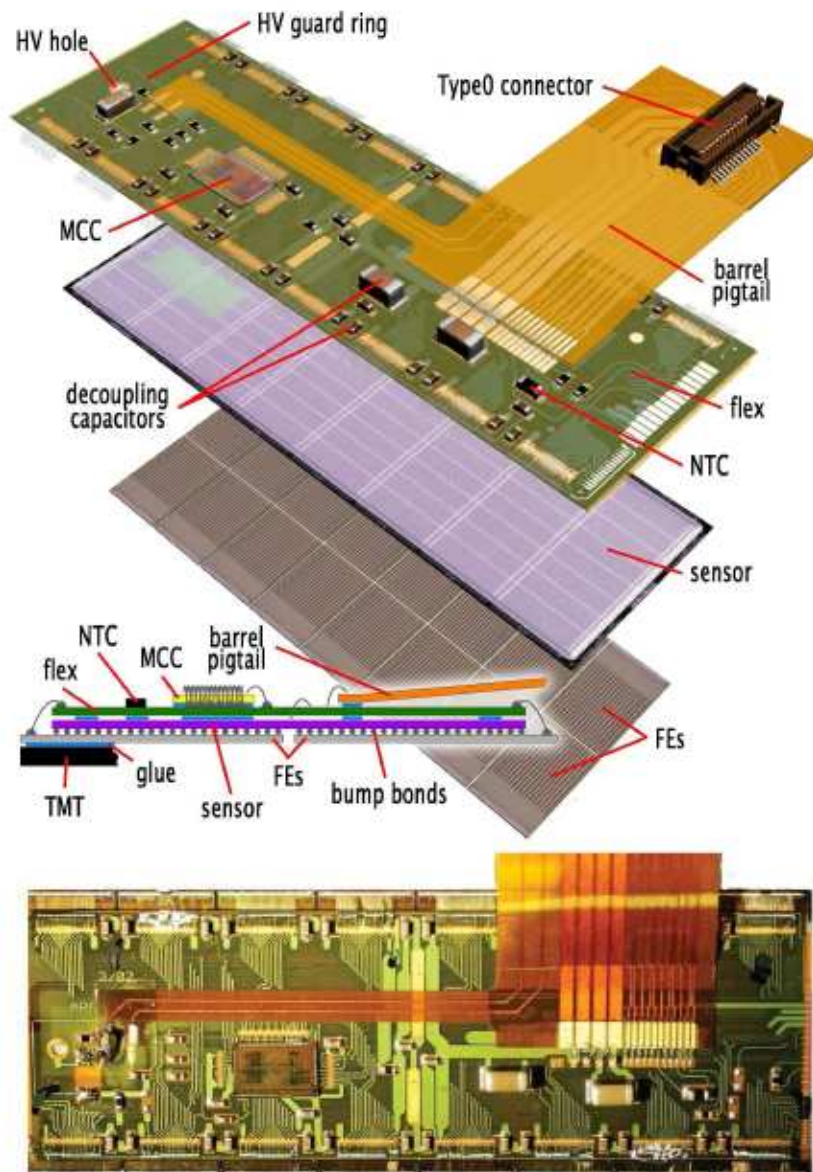


Рис. 3.7. Фотография и схематическое изображение модуля пиксельных детекторов барреля. Дополнительные к приведенным в тексте обозначениям: термисторы NTC, элементы высокого напряжения HV, сигнальный переходник Type0. Фотография модуля помещена внизу.

Фотография и схематическое изображение модуля пиксельных детекторов приведены на рис. 3.7. Модуль представляет собой стопку последовательных слоев.

Самый нижний слой составляют 16 микроэлектронных схем (чипов) электроники считывания (FE) с 2880 каналами каждая. Следующий слой составляют капельные контакты сенсоров с электроникой считывания, выполненные из индия In или сплава свинца и цинка PbZn. Далее размещены сенсоры размером 63,4 x 24,4 кв. мм и толщиной около 250 мкм. Сверху находится гибкая полиимидная печатная плата и управляющей микросхемой МСС.

### Микростриповые кремниевые детекторы

Сенсоры микростриповых кремниевых детекторов SCT являются односторонними детекторами и выполнены по классической p-in-n технологии. Толщина сенсоров  $285 \pm 15$  мкм. Период стрипов считывания сигнала составляет 80 мкм, при этом стрипы сенсоров длиной 6 см соединены последовательно и считывание сигнала происходит с эффективной длины стрипа 12 см. Полное число SCT сенсоров 15912. В начальный период они должны работать при напряжении  $\sim 150$ В. После 10 лет эксплуатации напряжение планируется в интервале  $\sim (250-350)$ В. Испытания показали, что загрузка шумов при пороге 1 фК после полной дозы облучения, соответствующей 10 годам работы детекторов, при использовании двоичной (бинарной) электроники считывания составляет малую величину  $< 5 \times 10^{-4}$ .

Сенсоры SCT смонтированы на 4088 модулях. Модули размещены на четырех коаксиальных цилиндрах в барреле и девяти однослойных дисках с каждого торца. Общая площадь сенсоров SCT составляет 63 кв.м. Усредненные радиусы сенсоров цилиндров составляют 29,9 см, 37,1 см, 44,3 см и 51,4 см. Продольные координаты дисков приведены в таблице.

Диск	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$ z $ , см	85,4	93,4	109,1	130,0	140,0	177,1	211,5	250,5	272,0

На рис.3.8 приведены фотография и схема SCT модуля для барреля. В модуле четыре сенсора, по два на верхней и

нижней сторонах модуля. На каждой стороне сенсоры имеют 770 стрипов с общей (соединенной из двух) длиной стрипа 12 см. Сенсоры повернуты на угол  $\pm 20$  мрад относительно геометрического центра сенсора. Они приклеены к термической пиролитической основе TGC, толщиной 380 мкм, которая обеспечивает термическую и механическую устойчивость. Высокое напряжение подается к сенсорам через проводящую основу. При сборке модулей обеспечивалась высокая точность позиционирования сенсоров. Изменение температуры от комнатной до -10 град.С вносит деформаций в геометрические характеристики модуля.

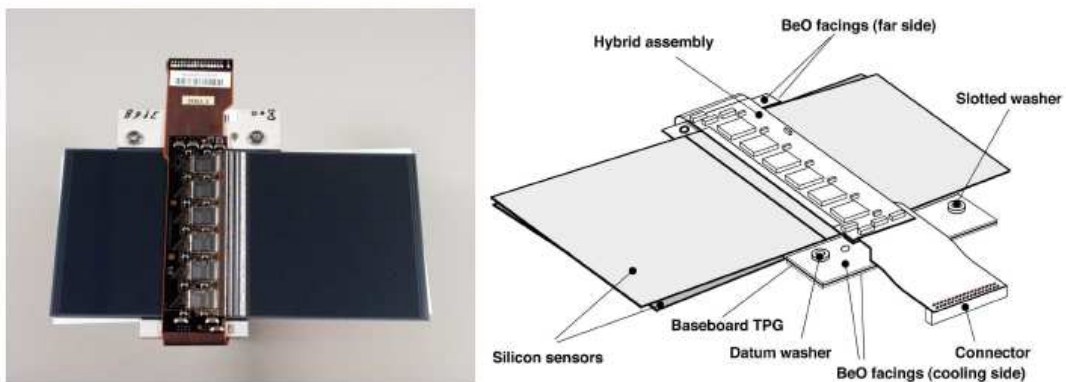


Рис.3.8. Фотография (слева) и схема SCT модуля для барреля. Пластина основы TPG выполнена из термического пиролитического графита, обеспечивающего хороший тепловой контакт с сенсором.

Структура модуля для торцевых дисков показана на рис. 3.9. Каждый из 1976 –и модулей имеет четыре сенсора, по два с каждой стороны, приклеенные основами к общей базе TPG. Сенсоры имеют форму трапеции и отличаются для внешнего, среднего и внутреннего радиуса диска, как показано на рисунке. Сенсоры повернуты на  $\pm 20$  мрад относительно оси TPG, чтобы обеспечить необходимую точность определения пространственных координат ( $R - \phi$ ) и  $R$ . Различия в толщине модулей компенсируются клеем, слой которого имеет стандартную величину 90 мкм. Измеренное в тестах парциальное разрешение модуля по ( $R - \phi$ ) для направленных по нормали треков составило  $\sim 16$  мкм и не изменилось после дозы

облучения. Разрешение по z-координате 580 мкм. [P.Swetansky, Thesis, 2008]

После сборки модулей проверка стрипов показала, что 99.8% из них находятся в удовлетворительном рабочем состоянии.

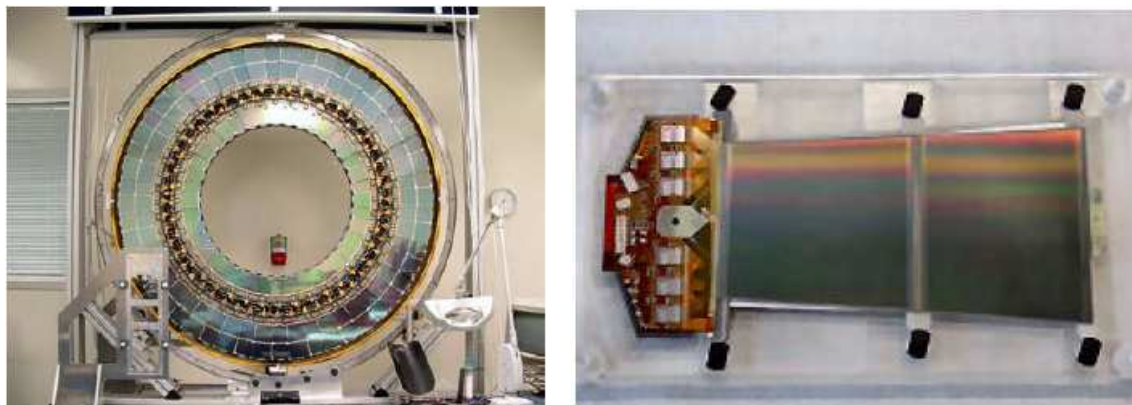


Рис.3.9. Фотографии диска SCT после сборки (слева) и одного из модулей диска модуля SCT (справа).

### Детектор переходного излучения

Рабочим элементом, или сенсором, Детектора переходного излучения (TRT) служит тонкостенная трубка диаметром 4 мм. Конструкция трубки была разработана с целью минимизации толщины стенок при хорошей механической прочности и электрической проводимости. Исходным материалом для стенок трубки служила полиимидная пленка (Dupond) толщиной 25 мкм. На пленку были нанесены три слоя покрытий. С одной стороны это был слой алюминия толщиной 0,2 мкм и защитный слой графита, смешанного с полиимидом, толщиной 5 – 6 мкм. На другой стороне был нанесен слой полиуретана толщиной 5 мкм. Для изготовления трубки две полосы пленки совмещались сторонами с полиуретановым покрытием и спекались при температуре 200-250 град.С. Структура стенки трубки и процесс её изготовления показаны на рис. 3.10. Дополнительно для увеличения механической прочности трубки снаружи на её стенки приклеены нити углепластика, всего четыре нити на одинаковом угловом расстоянии. Такая нить видна на фотографии трубки в нижней части рисунка 3.10, она проходит вдоль оси трубки.

Электрическое сопротивление стенок трубки, которые служат катодом, составило  $< 300 \text{ Ом/м}$ .

В центре трубки размещена анодная проволока толщиной 31 мкм, выполненная из тангстема с золотым покрытием толщиной 0,5 – 0,7 мкм. Анодная проволока заземлена и сигнал с неё подается непосредственно на электронику считывания. Сопротивление анода составляет 60 Ом/м, а емкость собранной трубки менее 10 пф. Потенциал катода составляет -1530 В, что обеспечивает величину газового усиления вблизи анода  $2.5 \times 10^4$  при выбранной активной газовой смеси Xe/CO<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> (70/27/3). Давление газа в трубке на 5-10 мбар превышает атмосферное. Трубки работают при температуре +20С, что резко отличается от температурного режима полупроводниковых детекторов и требует постоянного контроля и специальных условий поддержания температурных режимов.

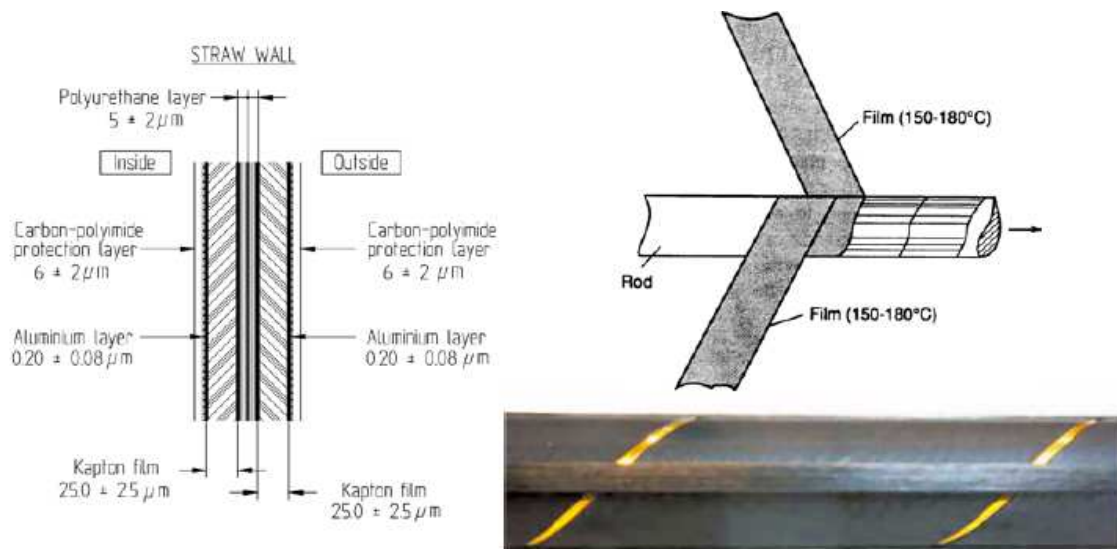


Рис.3.10. Структура стенки трубки Детектора переходного излучения (слева), процесс изготовления трубки (справа сверху) и фотография готовой трубки с приклеенной вдоль оси трубки нити углепластика.

Временной анализ электронного сигнала трубки обеспечивает измерение расстояния прохождения частицы от анода. Схема временного сигнала приведена на рис. 3.11. Чем ближе к аноду проходит частица, тем меньше время прихода сигнала с трубки относительно начальной точки T<sub>0</sub>. При нормальных условиях время сбора заряда электронов составляет ~48 нс, что обеспечивает собственное пространственное



разрешение внутри трубки 130 мкм. Сигнал ионизационных потерь частицы регистрируется при низком пороге 300 эВ. Для регистрации фотонов переходного излучения используется высокий порог 6 кэВ.

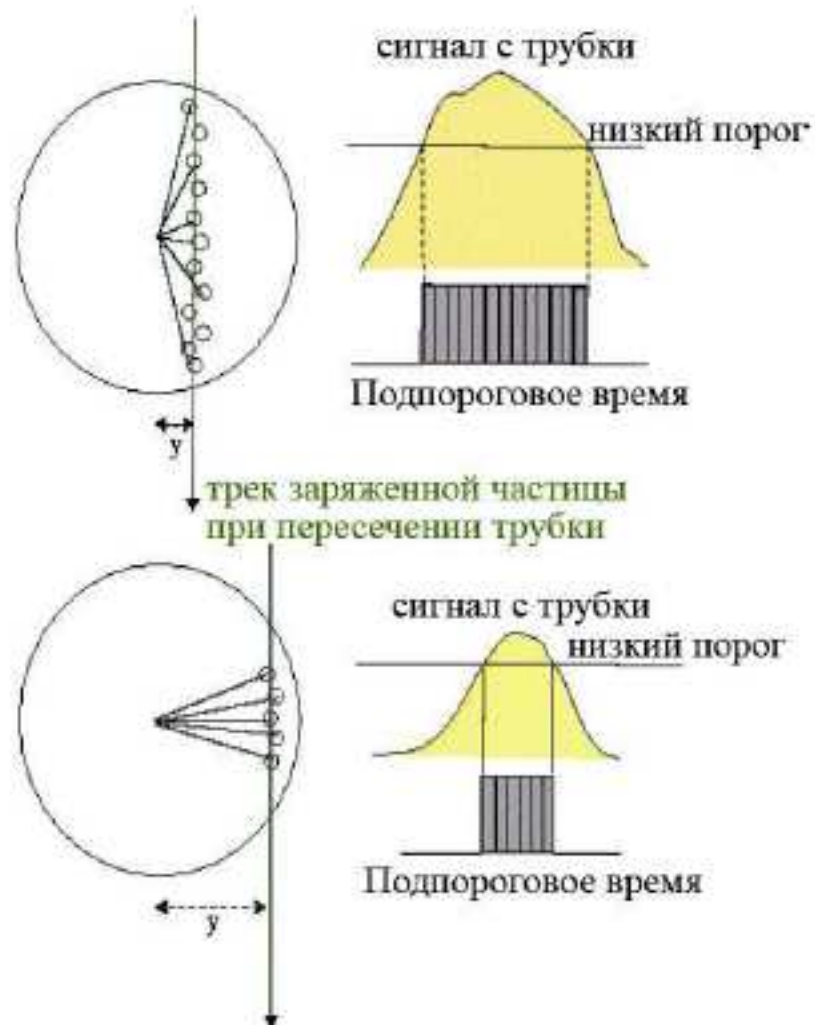


Рис.3.11. Схема прохождения заряженной частицы через трубку. Расстояние  $y$  координаты внутри трубки определяется по левому краю времени прихода импульса с низким порогом регистрации

Принцип генерации и регистрации переходного излучения показан на рис.3.12. Фотоны переходного излучения испускаются под малым углом  $\theta$  к направлению движения частицы  $\theta = 1/\gamma$ , где  $\gamma$  – лоренц-фактор частицы. Эффективное поглощение фотонов переходного излучения низкой энергии

осуществляется ксеноном. Фотоны переходного излучения обеспечивают значительно большее энерговыделение при регистрации, чем ионизационные потери релятивистских частиц. Поэтому они легко выделяются при использовании высокого порога регистрации сигнала.

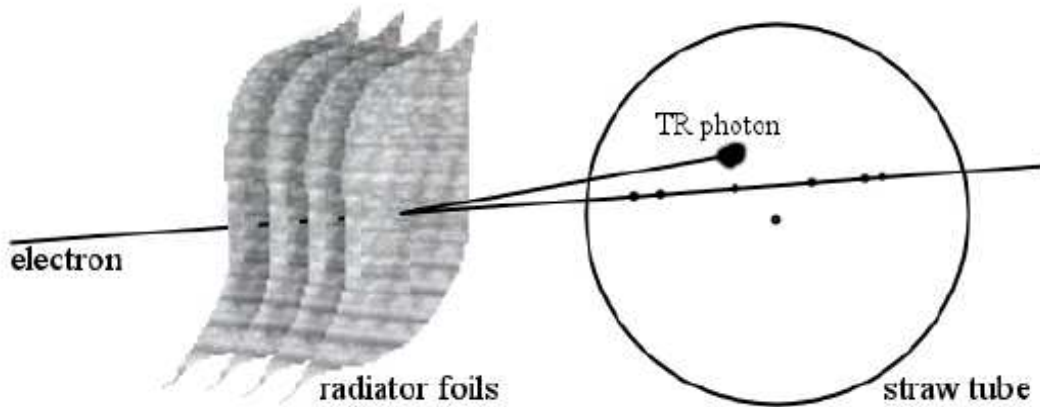


Рис.3.12. Принцип регистрации фотона переходного излучения TR, испущенного электроном при пересечении слоев радиатора, в дрейфовой трубке. Материалы радиатора полипропилен и  $\text{CO}_2$ .

Детектор переходного излучения TRT содержит 96 модулей в барреле и 112 колес с общим количеством дрейфовых трубок 372 032. Длина трубок в барреле составляет 144 см, в колёсах на торцах 47 см. Анодная проволока в трубках барреля имеет механическую поддержку в середине трубки. Эта пластиковая поддержка изолирует половины проволоки и сигнал снимается отдельно с каждой стороны трубки, соответственно, с участка длиной 71,2 см. На рис. 3.13 приведена фотография сектора барреля Детектора переходного излучения ATLAS. На снимке отчетливо видна структура модулей.

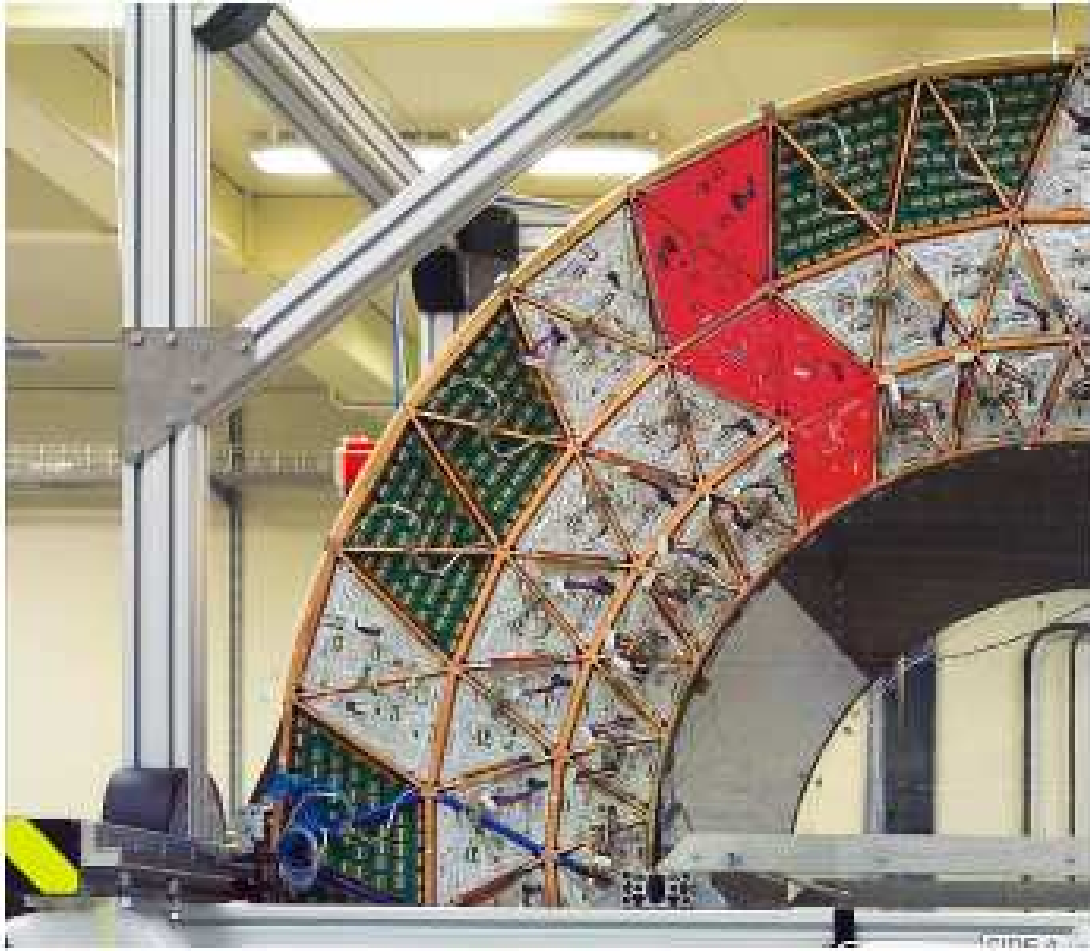


Рис. 3.13 Фотография сектора барреля Детектора переходного излучения ATLAS.

Относительное положение трубок в барреле и соответственно характерные расстояния между трубками показаны на рис. 3.14. Среднее расстояние между трубками в барреле  $\sim 7$  мм.

На рисунке 3.15 приведена фотография сборки модуля торцевой части - колеса Детектора переходного излучения. Конструкции колес изготовлены из углепластика на заводе в г. Пермь.

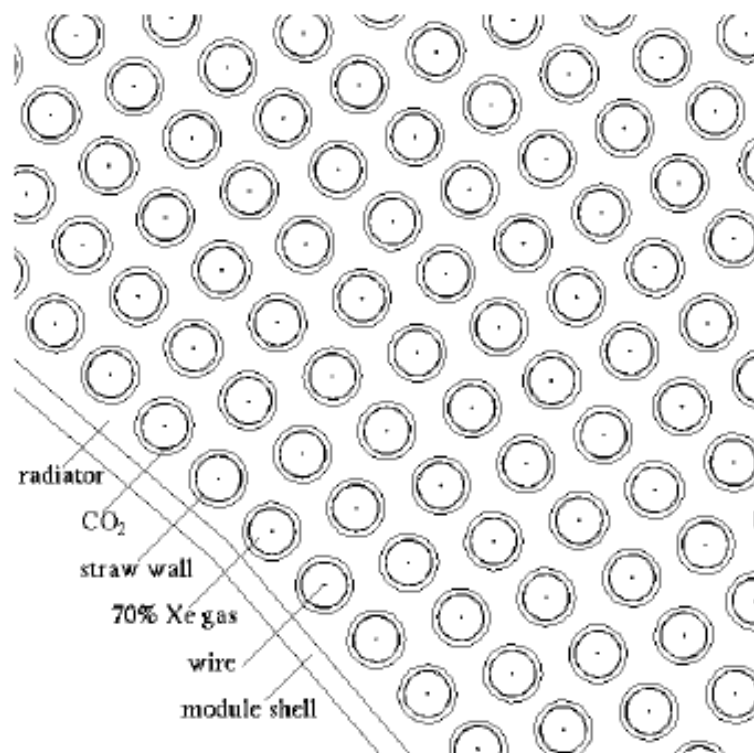


Рис.3.14. Схема расположения трубок в модуле центральной части Детектора переходного излучения. Между трубками расположено вещество радиатора. Трубки окружены оболочкой, заполненной газом CO<sub>2</sub>, предохраняющим объем внутри трубки от возможных загрязнений извне.



Рис.3.15. Монтаж колеса торцевой части Детектора переходного излучения ATLAS.

Общий вид центральной части Детектора переходного излучения и детекторов SCT показан на рис.3.16.



Рис.3.16. Центральная часть Детектора переходного излучения и SCT детектора ATLAS в сборке.

Торцевые элементы TRT состоят каждый из двух блоков колес. Ближайший к центру блок состоит из 12 колес, каждое из

которых имеет восемь слоев трубок с промежутком в 8 мм. Внешний блок содержит также 12 колес, в каждом восемь слоев, но с промежутком 15 мм. Каждый слой имеет 768 радиально ориентированных трубок длиной 37 см, равномерно распределенных по азимутальному углу. Между слоями трубок размещен радиатор из фольг полипропилена толщиной 15 мкм, разделенных полипропиленовой сеткой. Трубки обтекает поток углекислого газа.

Использование ксенона в активной газовой смеси, который является дорогим газом, потребовала использования для TRT замкнутой циркуляционной газовой системы. В такой системе необходим постоянный контроль качества газовой смеси, её чистоты от примесей, которые могут привноситься как извне, проникая через стенки трубки, так и возникать от конструкционных материалов детектора в процессе его эксплуатации под действием излучения. Объем газовой системы 3 куб.м. Для защиты трубок от диффузионных воздействий извне они помещены в оболочки, продуваемые углекислым газом. В газовой системе используется катализатор, удаляющий вредные примеси, возникающие под воздействием излучения, и расщепляющий накапливающийся озон. Все материалы, используемые в детекторе, проходят контроль чистоты, в том числе на устойчивость при облучении. В принципе детектор абсолютно радиационно-стойкий. Однако под действием излучения в плазме вблизи анода происходят сложные процессы, приводящие в «старению» детектора. Они вызываются появлением полимерных наростов на анодах или разрушением поверхности проволоки. В этих процессах активны даже следовые количества химически активных радикалов. Устойчивость материала катода и анодных проволок к большим дозам облучения исследовалась в НИИЯФ под руководством автора данного пособия.

Все частицы с поперечным импульсом выше 0,5 ГэВ/с и значением псевдобыстроты  $|\eta| < 2,0$  пересекают по своей траектории 36 дрейфовых трубок, исключая переходную область между баррелем и торцевыми колесами при  $0,8 < |\eta| < 1,0$ . В этой области количество пересекаемых трубок уменьшается до 22 в минимуме. Электрон с энергией выше 2 ГэВ способен создать в среднем от 7 до 10 сигналов с высоким порогом, вызванных переходным излучением.

## 4 Калориметры детектора ATLAS

Измерение струй в калориметре в области энергий нескольких ТэВ требует, чтобы толщина калориметра в единицах длин поглощения  $\lambda_{\text{вз}}$  для адронов составляла около  $11 \lambda_{\text{вз}}$ , а в единицах радиационной длины  $X_0$  для электронов и фотонов около  $30 X_0$  (ПДГ). Кроме того, калориметры должны обеспечить эффективное снижение фонового потока мюонов, достигающих мюонной системы. Внешний воздушно-зазорный тороид детектора ATLAS имеет достаточное внутреннее пространство для размещения калориметров с такими параметрами. Схема расположения калориметров детектора ATLAS приведена на рис. 4.1.

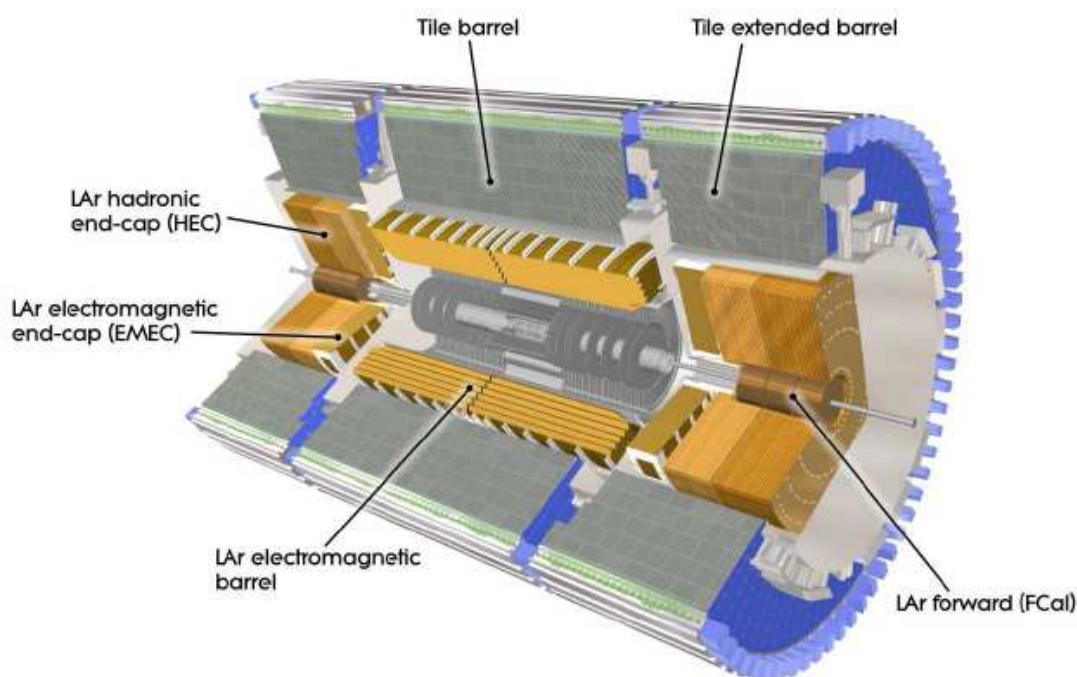


Рис.4.1. Система калориметров детектора ATLAS.

Все калориметры детектора ATLAS являются составными. Они перекрывают область псевдобыстрот  $|\eta| < 4.9$ . Их конструкции удовлетворяют условиям, предъявляемых физическими задачами эксперимента и радиационными

условиями среды. Электромагнитный калориметр (EM) имеет высокую степень сегментирования в области псевдобыстрот, перекрываемых Внутренним детектором, для прецизионного измерения электронов и фотонов. Радиальная структурированность остальных калориметров обеспечивает необходимое разрешение при измерении струй и недостающей энергии  $E_{\text{mis}}$ .

Полная толщина EM калориметра детектора ATLAS составляет  $> 22 X_0$  в центральной части (барреле) и  $> 24 X_0$  в торцевых частях. Толщина адронного калориметра составляет 9,7  $\lambda_{\text{вз}}$  в барреле и 10  $\lambda_{\text{вз}}$  на торцевых участках. Вместе с толщиной механических креплений 1,3  $\lambda_{\text{вз}}$  это составляет необходимые 11  $\lambda_{\text{вз}}$  для эффективного поглощения фона мюонов и надежного измерения недостающей энергии.

Последнее особенно существенно при поиске суперсимметричных частиц.

Количественные характеристики калориметров детектора ATLAS приведены в Приложении Б.

Ниже приведено описание основных элементов калориметрии ATLAS.

4.1. Жидкоаргоновый (LAr) электромагнитный калориметр (EM)

Электромагнитный LAr калориметр ATLAS состоит из центрального блока (барреля), соответствующего области псевдобыстрот  $|\eta| < 1.475$ , и двух торцевых блоков, перекрывающих области  $1.375 < |\eta| < 3.2$ . Каждый из этих трех элементов размещен в собственном криостате. Как уже отмечалось, соленоид ATLAS находится внутри барреля EM калориметра и в целях уменьшения количества вещества перед калориметром он помещен в единый вакуумный корпус с калориметром. Центральный блок электромагнитного калориметра состоит из двух идентичных частей, разделенных в центре при  $z = 0$  промежутком в 4 мм. Каждый торцевой калориметр состоит из двух коаксиальных колес: внешнего, перекрывающего область  $1.375 < |\eta| < 2.5$ , и внутреннего, соответствующего области  $2.5 < |\eta| < 3.2$ .

Активным веществом EM калориметра служит жидкий аргон, находящийся при температуре , веществом поглотителя служит свинец. Слои поглотителя и электродов, выполненных из каптона, имеют ребристую форму аккордеона. Это обеспечивает



полную симметрию калориметра по азимутальному углу и быстрый сбор сигнала на электроды.. Толщина слоя абсорбера оптимизирована в зависимости от значения псевдобыстроты  $|\eta|$  с целью обеспечения наилучшего энергетического разрешения калориметра. Слой LAr в торцевых блоках увеличивается с радиусом калориметра. В области, отвечающей прецизионной физике и использованием Внутреннего детектора  $|\eta| < 2,5$ , EM калориметр разделен на три секции по глубине. Внутреннее колесо торцевого калориметра состоит из двух секций по глубине и имеет большую коаксиальную гранулярность, чем остальной калориметр. На рисунке 4.2 показана форма считывающих электродов в разных частях EM калориметра. На рисунке 4.3 приведена схема сектора барреля EM калориметра. Фотографии секторов EM калориметра показаны на рис.4.4.

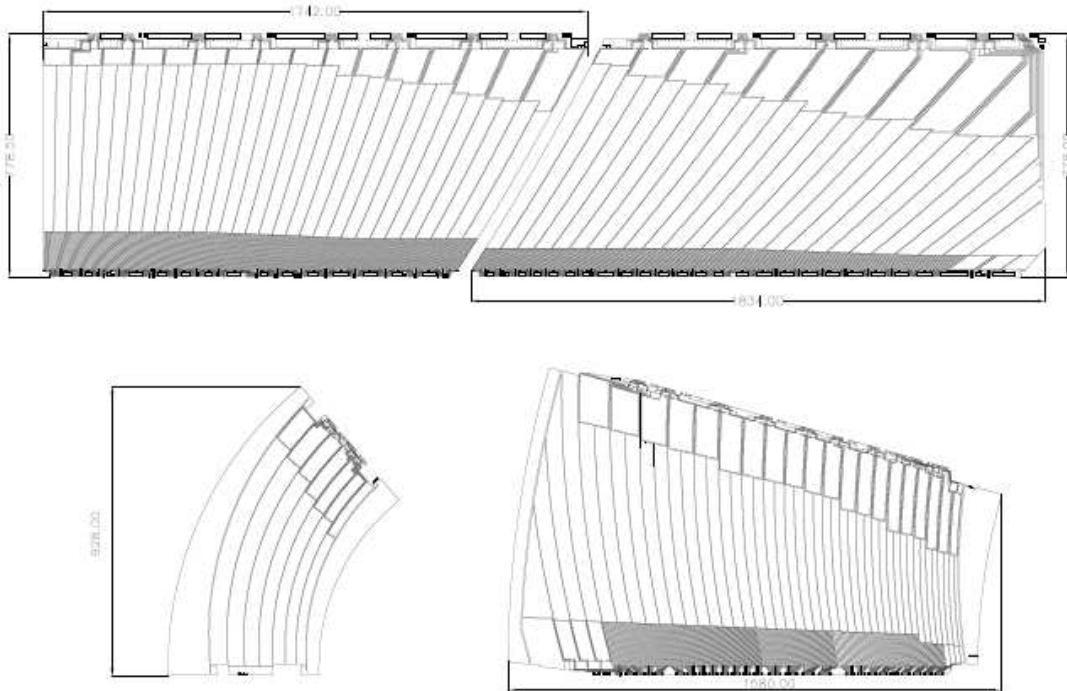


Рис.4.2. Рисунок расположения электродов EM калориметра ATLAS. Размеры приведены в мм. Два верхних электрода для барреля, нижний слева для внутреннего колеса, справа для внешнего. Видны два или три разных слоя по глубине. Масштаб всех рисунков одинаков.

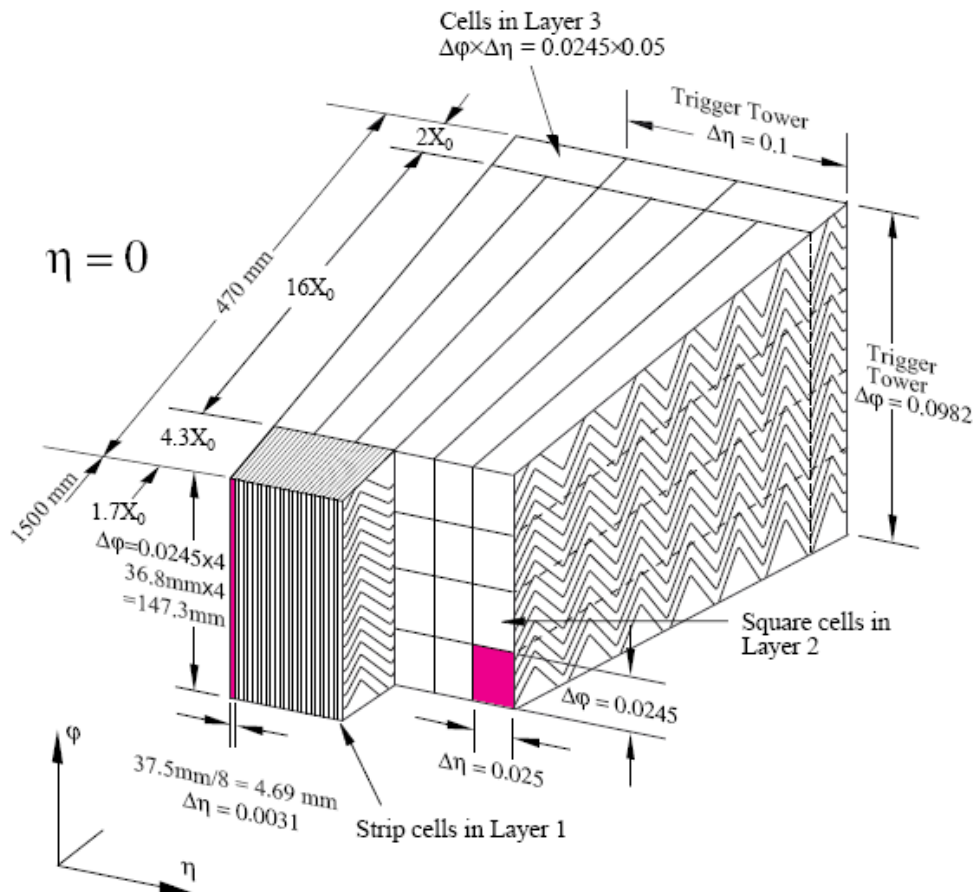


Рис.4.3. Рисунок модуля барреля EM калориметра. Видны его три слоя и расходимость электродов по азимутальному углу  $\phi$ . Вес половины барреля 57 т.



Рис.4.4. Фотографии секторов барреля (справа) и торцевого (слева) EM калориметра детектора ATLAS. Ось пучка на левом снимке направлена вверх. На правом снимке видны семь структур механической поддержки конструкции калориметра.

Электроды считывания представляют собой три медные пластины, разделенные изолирующими полиимидными слоями. Каждая половина барреля содержит 1024 абсорбера в форме аккордеона. Электроды размещены посередине расстояния между абсорберами. Дрейфовый промежуток с каждой стороны электрода равен 2,1 мм, что соответствует полному времени дрейфа 450 нс при рабочем напряжении 2000 В.

В области псевдобыстроты  $|\eta| < 1,8$  перед калориметром помещен детектор пресемплер. Его задачей является определение поправки на энергию, потерянную электронами и фотонами до калориметра. Он состоит из активного слоя LAr толщиной 1,1 см в барреле и 0,5 см в торцевых областях. Суммарное количество каналов электроники считывания EM калориметра с пресемплером составляет 173 тысячи, 14 тысяч каналов электроники предназначены для калибровки калориметра.

### **Адронный Тайл-калориметр**

Адронный Тайл-калориметр размещается снаружи корпуса EM калориметра. Это составной калориметр с абсорберами из стали и сцинтиллятором в качестве активного вещества. Он состоит из трёх блоков барреля. Центральный блок длиной 5,8 м соответствует параметрам псевдобыстроты  $|\eta| < 1,0$ . Боковые блоки расширенного барреля имеют длину 2,6 м и перекрывают области  $0,8 < |\eta| < 1,7$ . По азимутальному углу калориметр состоит из 64 модулей. Его внутренний радиус составляет 2,28 м, внешний 4,25 м. По радиусу калориметр сегментирован на области с толщиной 1,5 лвз, 4,1 и 1,8 лвз в центральном блоке. В боковых блоках он разделен радиально при толщинах 1,5 лвз, 2,6 лвз и 3,3 лвз.

Две стороны сцинтилляционной пластины считываются оптическими волокнами со сдвигом по длине волны в два независимых фотоумножителя. Ячейки считывания, сгруппированные оптическими волокнами в фотоумножители, по  $\eta$  проектируются в направлении области соударения пучков. На рисунке 4.5 показан чертеж модуля тайл-калориметра, где отмечено положение стальных пластин и пластин сцинтиллятора, оптических волокон и фотоумножителей. Диаметр оптических волокон 1 мм. Для считывания сигналов с помощью 450 тысяч

оптических волокон с пластин сцинтилляторов и формирования ячеек калориметра была разработана новая технология. Оптические волокна, по четыре нити в центральном барреле и по три в боковых модулях, заключены в тонкие пластиковые трубки. Они обеспечивала сегментацию считывания сигналов по глубине калориметра.

На рис. 4.6 приведена схема продольной сегментации тайл-калориметра.

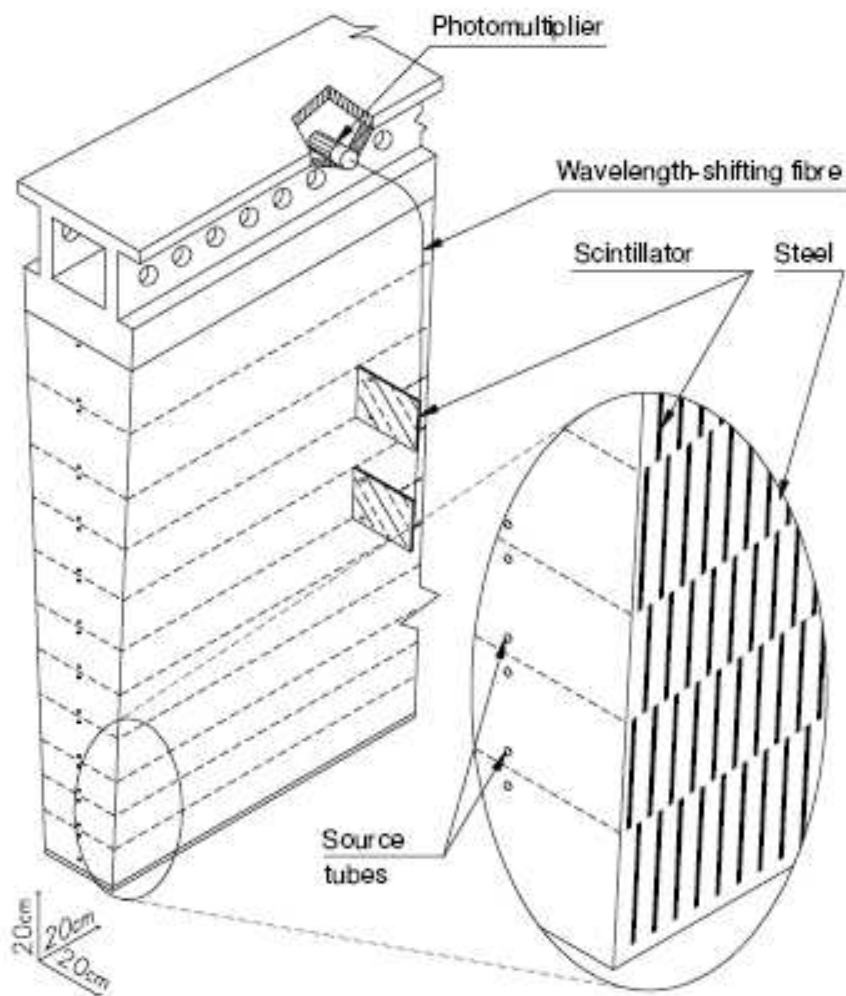


Рис.4.5. Схема сектора центрального блока тайл-калориметра детектора ATLAS.

Пластины сцинтиллятора сделаны из полистирола, имеют толщину 3 мм, размер по азимуту варьируется от 200 до 400 мм, по радиусу от 97 до 187 мм. При пересечении заряженной частицей сцинтиллятора в его веществе

продуцируется ультрафиолетовое излучение, конвертируемое в видимый свет специальными добавками в составе сцинтиллятора. Свет собирается и по специальным каналам транспортируется от каждой пластины сцинтиллятора оптическими волокнами к фотоумножителям.

Сцинтилляторы тщательно проверялись по стабильности световыхода и длины поглощения света. Все размеры конструкции выдерживались с допуском  $\pm 0,1$  мм. Испытания показали, что после 10 лет работы потери световыхода в самой радиационно загруженной области калориметра составят менее 10%.

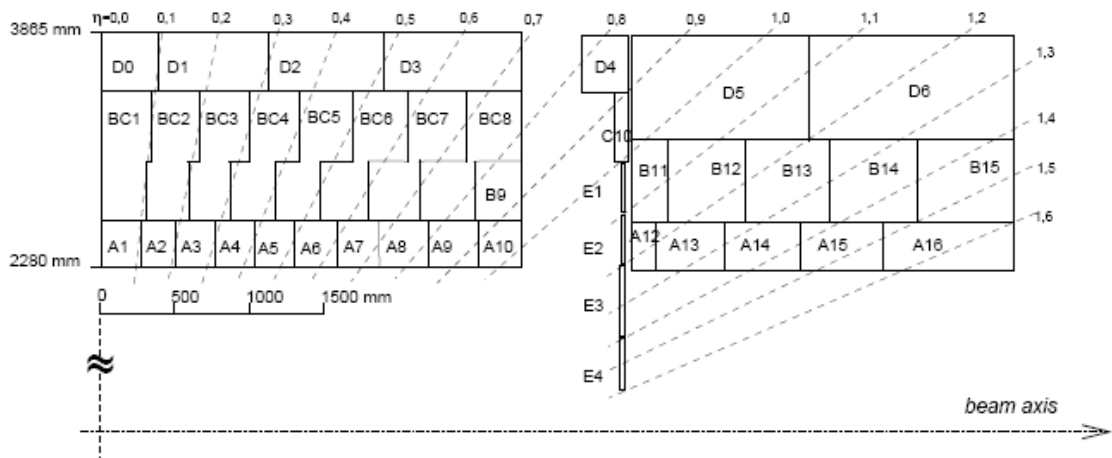


Рис. 4.6. Продольная сегментация тайл-калориметра центрального блока (слева) и боковых блоков.

### Торцевой LAr адронный калориметр

Торцевой адронный LAr калориметр (НЕС) расположен за торцевым EM калориметром в одном с ним LAr криостате и состоит из двух колес. Он перекрывает область псевдобыстрот области  $1,5 < |\eta| < 3,2$ . Он перекрывает область Тайл-калориметра на интервал псевдобыстроты 0,2 и захватывает на 0,1 область псевдобыстрот переднего калориметра. Каждое колесо состоит по азимуту из 32 идентичных модулей и состоит из двух секций по глубине. Ближайшие к области соударений секции имеют поглотитель в виде медных параллельных пластин толщиной 25 мм, в удаленных секциях медные пластины имеют толщину 50 мм. Внешний радиус пластин 2,05 м, внутренний 0,475 м. В

области перекрытия с передним калориметром он меньше и составляет 0,372 м. Зазор между пластинами, заполненный жидким аргоном в качестве активного вещества, составляет 8,5 мм. Рисунок 4.7 показывает структуру модуля НЕС. Фотография на рис 4.8 показывает колесо калориметра после полной сборки. На внешней стороне видны блоки электроники. Торцевой адронный LAr калориметр имеет 5632 каналов электроники считывания. Предусилители электроники считывания НЕС выполнены на основе GaAs электроники и в условиях низкой температуры обеспечивают оптимальное отношение сигнал/шум. С каждой ячейки регистрируется отдельный сигнал.

Важной особенностью НЕС является его способность измерять мюоны и любые иные ионизационные потери. Ионизационные потери мюонов и их треки измеряются в НЕС и в тайл-калориметре.

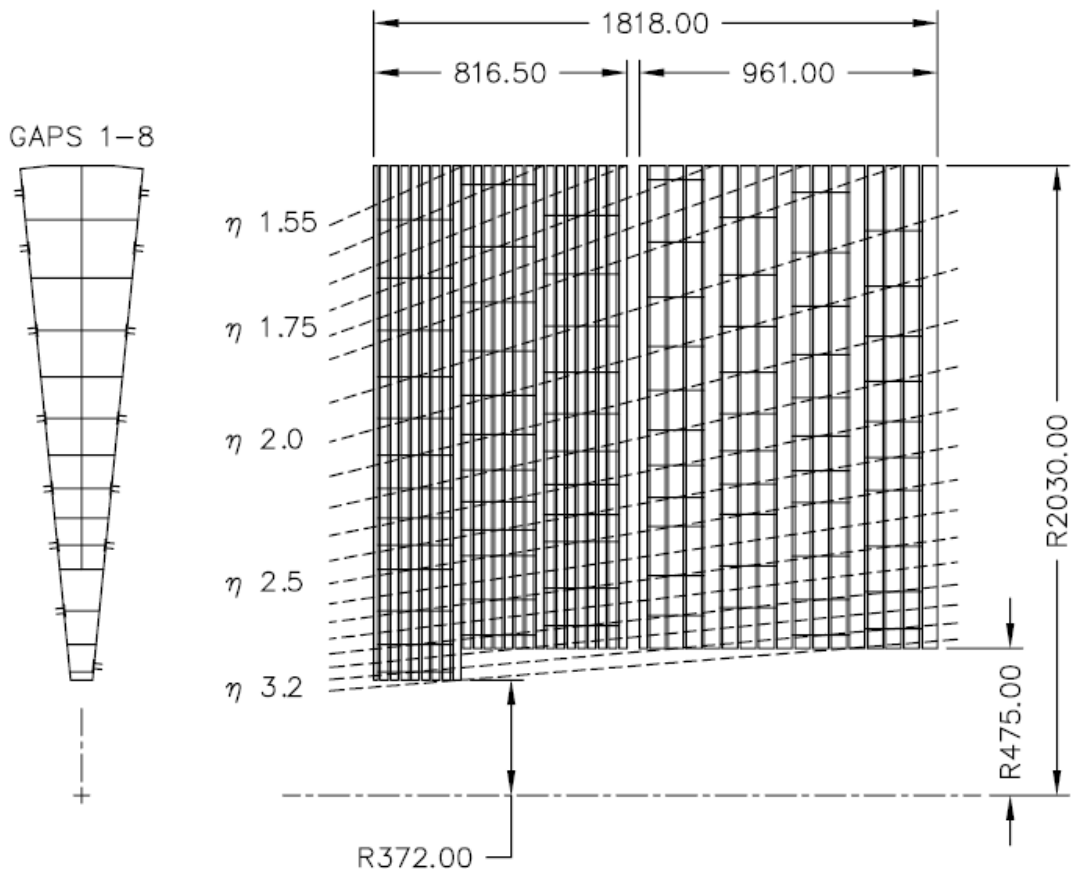


Рис.4.7. Структура модуля торцевого жидкоаргонного калориметра ATLAS.

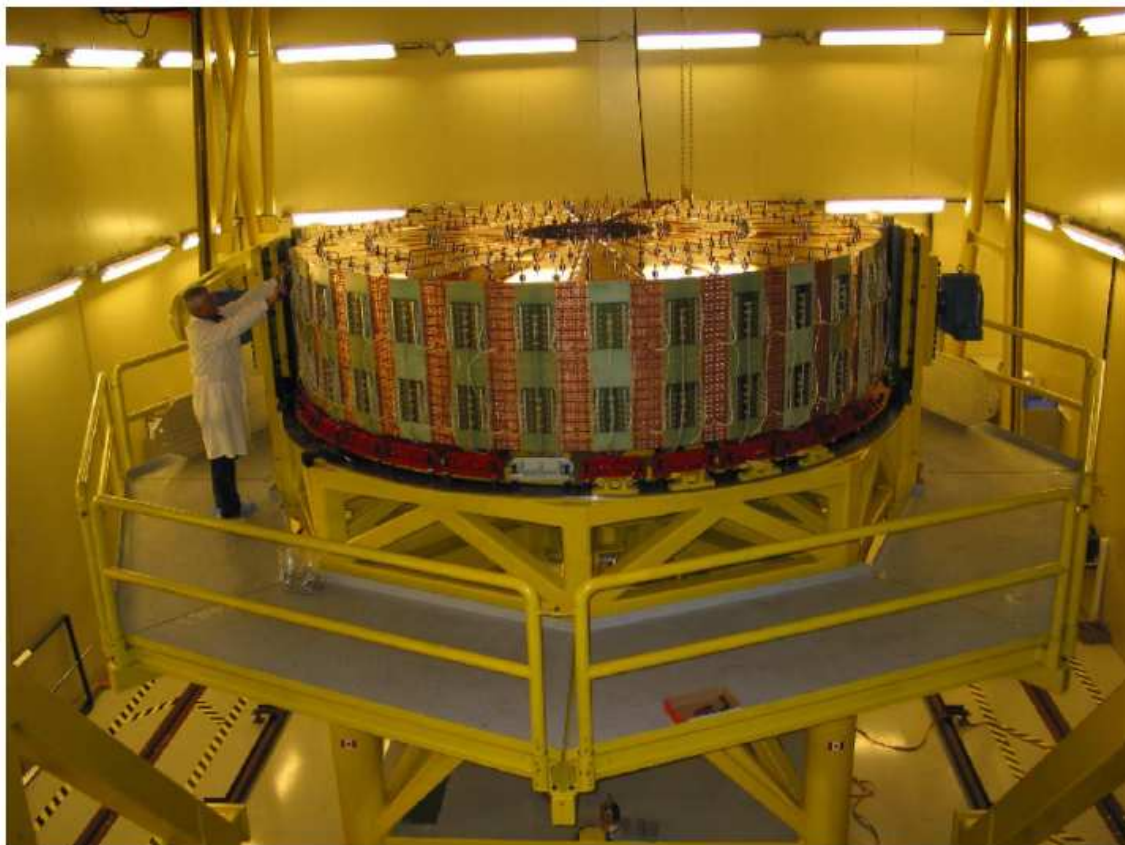


Рис. 4.8. Колесо торцевого LAr адронного калориметра после сборки.

### **Передний LAr калориметр**

Передний жидкоаргоновый калориметр интегрирован в торцевой криостат, изображенный на рис. 4.9, что создает однородность калориметрии и поглощает фон перед мюонными камерами. Для уменьшения альbedo нейтронов в объеме внутреннего детектора плоскость переднего калориметра сдвинута на 1,2 м относительно передней плоскости электромагнитного торцевого калориметра и находится на расстоянии 4,7 м от боласти соударений. Это уменьшает его возможную толщину и повышает требования к его плотности. Передний калориметр имеет толщину 10 лвз и состоит из трёх модулей в каждом торце. Передний модуль, выполненный из меди, оптимизирован для измерения электромагнитных каскадов. Два последующих модуля, выполненные из вольфрама,

предназначены для измерения адронных взаимодействий. Каждый модуль представляет собой металлическую матрицу с отверстиями, в которых размещены стержни и трубки электродов, параллельные оси пучка. Жидкий аргон в промежутках между стержнями и трубками создает активную среду калориметра. Технология позволяет строго контролировать промежуток между электродами, толщина которого в первом модуле составляет всего 0,27 мм и 0,5 мм в последнем. Малая толщина промежутка позволяет избежать проблем с ионными нагрузками. Полное время электронного сигнала в электромагнитном модуле составляет 60 нс. Структура модуля переднего калориметра показана на рис. 4.10. Область псевдобыстрот переднего калориметра  $3,1 < |\eta| < 4,9$ . Количество каналов считывающей электроники 1762.

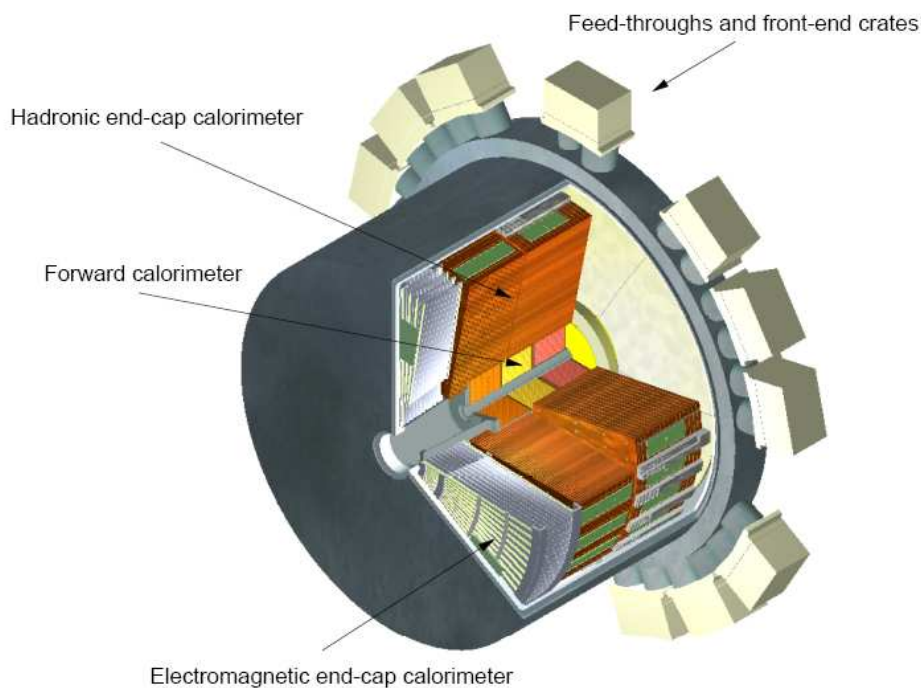


Рис.4.9. Структура торцевого криостата, в котором заключены модули электромагнитного и адронного LAr торцевых калориметров и передний LAr калориметр. Внешний радиус криостата 2,25м, длина 3,17м.



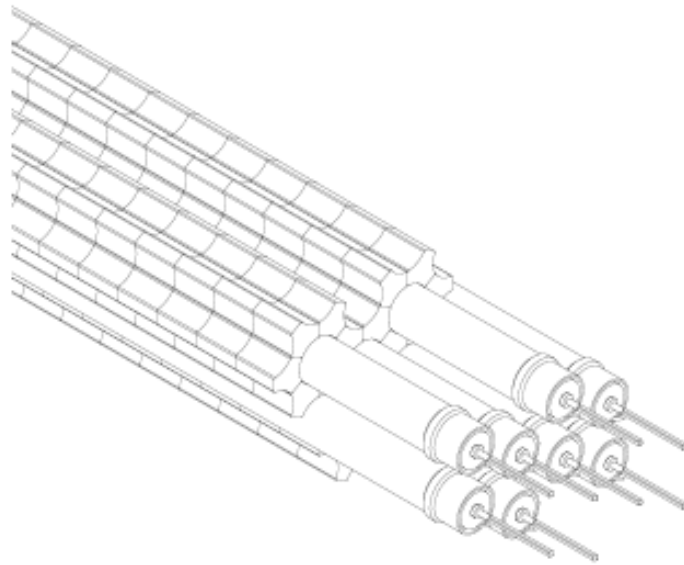


Рис. 4.10. Структура модуля переднего калориметра. Матрица, трубки и стержни внутри трубок, с которых снимается сигнал.

В создание калориметров ATLAS большой вклад внесли российские физики и ОИЯИ. Изготовление и сборка секторов тайл-калориметра, его сцинтилляторов и оптической системы считывания и калибровки, изготовления электродов считывания, дизайн и создание торцевого адронного LAr калориметра – области их вклада.

## 5 Мюонный спектрометр детектора ATLAS

Детектирующие треки мюонов камеры размещены во внешнем магнитном поле, создаваемом тороидальными магнитами ATLAS (п.2). Спектрометр предназначен для измерения импульсов мюонов с псевдобыстротой  $|\eta| < 2,7$ , что перекрывает область Внутреннего детектора. При  $|\eta| < 1,4$  мюоны измеряются в центральном тороиде с воздушными зазорами (барреле), в которых размещены камеры спектрометра. Магнитное поле в основном перпендикулярно направлению мюонов, что обеспечивает минимально возможное снижение разрешения за счет многократного рассеяния. Интегральная величина поля составляет 1,5 – 5,5 Тм в барреле и от 1 до 7,5 Тм для  $1,6 < |\eta| < 2,7$ . В области  $1,4 < |\eta| < 1,6$  интеграл поля ниже из-за наложения полей магнитов.

В центральной области камеры размещены в виде трёх цилиндрических слоёв, ось которых параллельна направлению протонных пучков. На торцах и в переходной области они размещаются на трёх плоскостях, перпендикулярных направлению пучка протонов. Конструкция спектрометра предназначена для работы в условиях больших потоков частиц и обеспечивает необходимые быстродействие, гранулярность и радиационную стойкость при минимальных эффектах «старения» детекторов. Схема размещения камер магнитного спектрометра показана на рис. 5.1. Основные характеристики камер приведены в Приложении В.

Измерения координат практически во всей области псевдобыстрот проводятся с помощью прецизионных мониторируемых дрейфовых трубок (MDT). Анодные проволоки внутри трубок надежно изолированы и хорошо позиционированы, что гарантирует высокую точность их измерений. В области  $1,4 < |\eta| < 1,6$ , где существенно больше плотность потока частиц и высокий радиационный фон, измерения осуществляются с помощью многопроволочных пропорциональных камер с сегментированным на стрипы считывания катодом (CSC). Положение камер постоянно строго контролируется методами механической и оптической привязки.

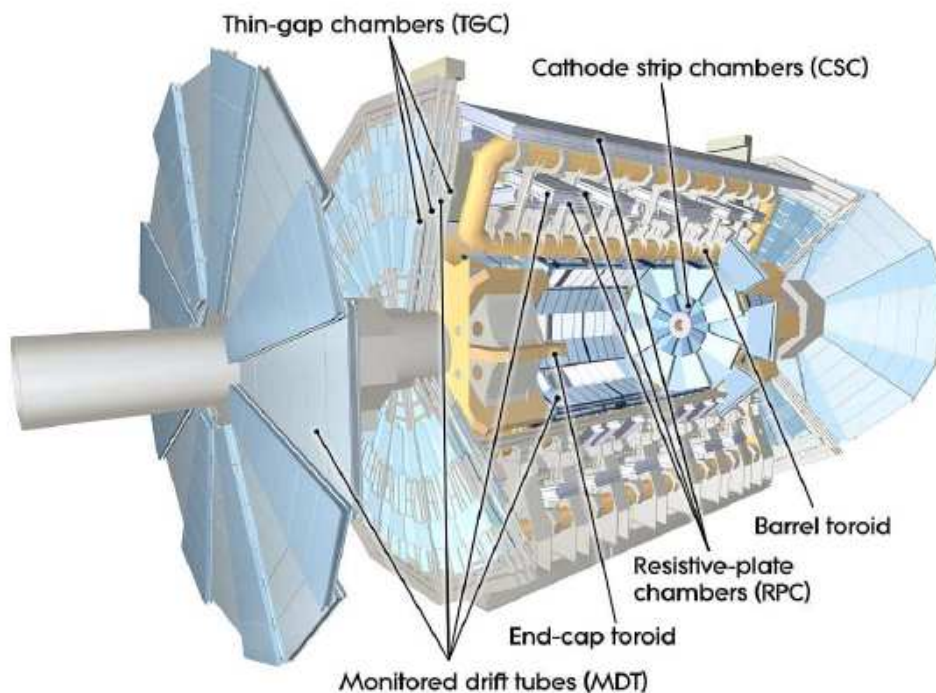


Рис.5.1 Схема мюонного спектрометра ATLAS в разрезе. Обозначены положения и типы камер спектрометра и магниты, создающие внешнее поле.

Два типа камер (RPC и TGC) обслуживают систему триггера и перекрывают область  $|\eta| < 2,4$ . Их задачей является определение времени пересечения сгустков протонов в области соударений, точные измерения поперечных импульсов в пороговых областях для запуска триггера и определение координат треков мюонов в направлении, перпендикулярном измерениям прецизионных камер. Камеры RPC перекрывают центральную область  $|\eta| < 1,05$ . На торцах при  $1,05 < |\eta| < 2,4$  установлены камеры TGC. Оба типа камер обеспечивают поступление сигнала в пределах 15-25 нс, что соответствует периоду столкновения банчей. Оба типа триггерных камер измеряют две координаты: одну в плоскости прогиба траектории ( $\eta$ ), другую в азимутальной плоскости ( $\phi$ ) без прогиба траектории.

Задача спектрометра измерять прогиб траектории мюона с поперечным импульсом 1 ТэВ по оси z, равный 500 мкм, с

точностью  $\leq 50$  мкм. Нижняя граница спектра поперечных импульсов мюонов определяется величиной потерь энергии в калориметрах (порядка 3 ГэВ) и составляет несколько ГэВ. Выше этой границы мюоны могут измеряться мюонным спектрометром автономно.

### Прецизионные камеры MDT

Основным элементом камер MDT являются алюминиевые трубки диаметром 30 мм, заполненные смесью газов Ar/CO<sub>2</sub> (93/7) при давлении 3 бар. Схема трубки приведена на рис.5.2. Анодная проволока из вольфрам-рения диаметром 50 мкм находится под потенциалом 3080 В.

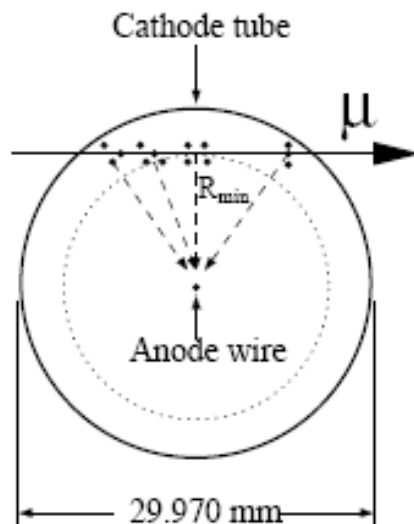


Рис 5.2. Сечение дрейфовой трубки камеры MDT.

Максимальное время дрейфа электронов от стенок трубки достигает 700 нс, поэтому за отсчет координаты берется время начала импульса, определяемое дрейфом с ближайшего к аноду расстояния от трека  $R_{min}$ . Выбор газовой смеси обеспечивает минимальные эффекты «старения», однако не снижает требования высокой чистоты газовой системы от примесей. При планируемой светимости ЛНС скорость счета дрейфовых трубок может достигать 30 кГц на трубку из-за фонов.

Слои трубок из трех или четырех рядов образуют единую структуру. Внутри камеры такие слои разделены промежутками высотой от 6,5 мм до 317 мм. На рис. 5.3 показана структура камеры с двумя слоями из трёх рядов трубок. Длина камер варьируется в пределах 1 – 6 м, ширина 1-2 м.

Несмотря на жесткую конструкцию, из-за перепадов температур могут возникнуть деформации камер. Для их компенсации в камерах предусмотрена система контроля взаиморасположения элементов, состоящая из двух параллельных лучей лазера и двух перекрестных, как показано на рис. 5.3. Система регистрирует деформации масштаба нескольких микрон.

Измерения в космических лучах и на томографе показали, что положения анодов камер MDT в среднем отклоняется от номинальных на  $\leq 20$  мкм. Разрешение камер ограничивается внутренним разрешением трубок, составляющим  $\leq 80$  мкм. Для трека, пересекающего три уровня камер MDT, ожидаемая точность измерения прогиба (сагитты)  $\Delta S = 45$  мкм. Соответствующая погрешность измерения импульса составит  $\delta p/p = \Delta S \cdot p/500$  мкм, где  $p$  измеряется в ТэВ.

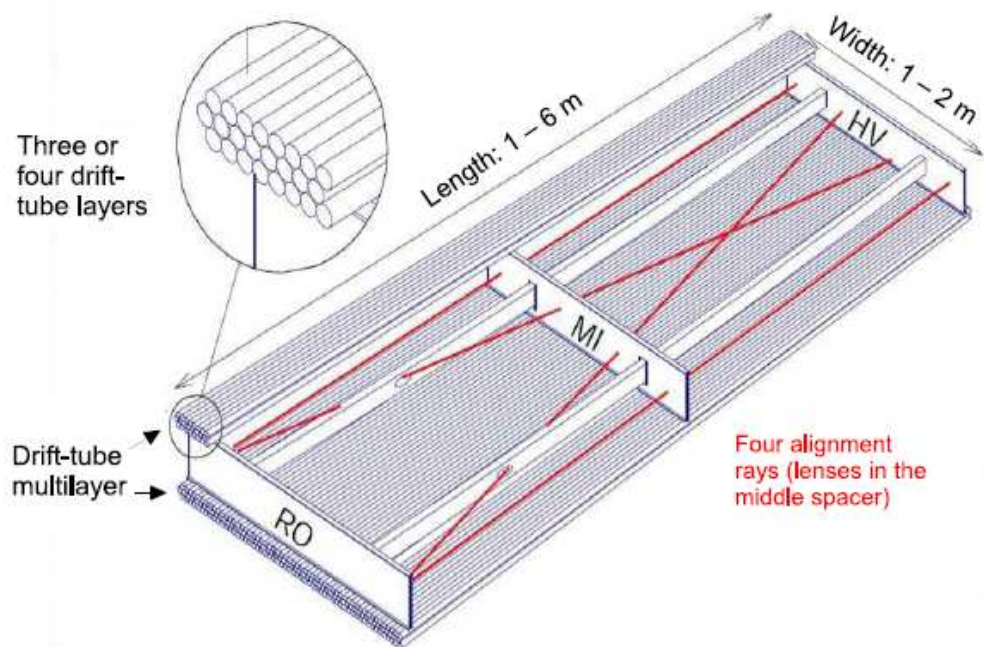


Рис.5.3. Схема камеры MDT.

## Камеры CSC

Камеры из дрейфовых трубок способны справляться с потоком мюонов частотой примерно до 150 Гц/см<sup>2</sup>. В первом слое камер на торцах детектора при  $|\eta| > 2$  ожидаемая скорость счета выше. Для того, чтобы справиться с потоком частиц, на этих участках размещены камеры CSC со стриповым катодом. Они обеспечивают высокое пространственное и временное разрешение, способны разделять прохождение двух треков при высокой скорости счёта до 1000 Гц/см<sup>2</sup> и малой чувствительности к потоку нейтронов. Это делает возможным их работу вплоть до значения  $|\eta| = 2,7$ . CSC камеры расположены на расстоянии  $\pm 7$  м от области столкновений.

Как и камеры MDT, CSC камеры сегментированы на большие и малые по азимутальному углу. Схема их размещения показана на рис. 5.4. Система CSC камер состоит из двух дисков, каждый из которых несет восемь камер (восемь больших и восемь малых). Каждая камера имеет четыре CSC плоскости, измеряющие независимо две координаты трека  $\eta$  и  $\phi$ . Таким образом, на каждом треке измеряется четыре независимых точки. Камера CSC представляет собой многопроволочную пропорциональную камеру, проволоки которой расположены радиально (центральная проволока направлена по радиусу, а остальные параллельны ей). Оба катода имеют стрипы, на одном катоде они направлены перпендикулярно анодным проволокам, на другом параллельно. Они дают поперечные координаты. Положение трека определяется путем интерполяции заряда, наведенного при прохождении частицы на катодных стрипах. Сигнал с анодных проволок не считывается.

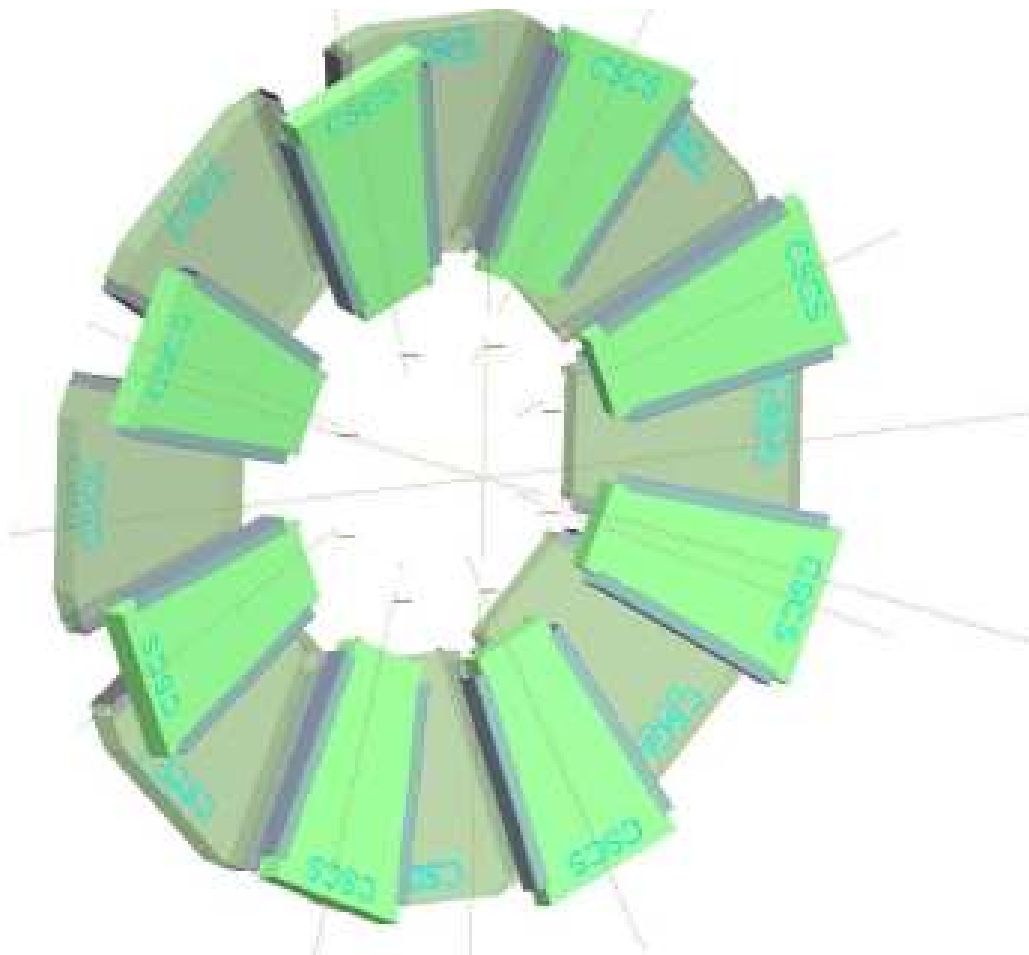


Рис.5.4. Размещение восьми больших и восьми малых камер CSC в торцевой части детектора ATLAS.

Пространственное разрешение камер определяется отношением сигнал/шум и периодом считывания сигнала. Оно составляет 5,31 и 5,56 мм для больших и малых камер по направлению прогиба траектории, обеспечивая разрешение 60 мкм на камеру. В направлении без прогиба траектории разрешение составляет 5 мм. Парное измерение координат позволяет различать две одновременно проходящие частицы. Время дрейфа электронов составляет менее 40 нс, что обеспечивает временное разрешение около 7 нс на плоскость. Низкая чувствительность к нейтронам обеспечивается малым газовым зазором и отсутствием водорода в составе газовой смеси (Ar/CO<sub>2</sub>, 80/20). Рабочее напряжение CSC камер 1900 В. Диаметр анодных проволок 30 мкм, они выполнены из позолоченного вольфрама с 3% рения. В малой камере 250 анодных проволок, в

большой 402 на одну плоскость. Газовое усиление  $6 \cdot 10^4$ . На пути частицы по нормали создается в среднем 90 ионных пар.

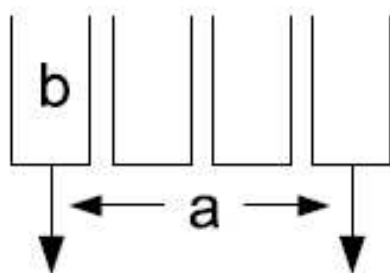
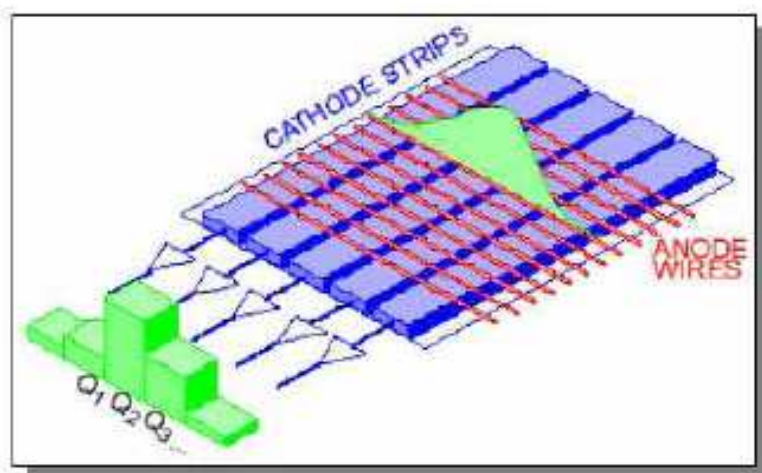


Рис.5.5 Схема считывания сигнала CSC камер. Ширина стрипа больших и малых камер составляет величину  $b = 1,519$  и  $1,602$  мм, соответственно. Межстриповый промежуток  $0,25$  мм. Шаг электроники считывания  $a$ , соответственно, равен  $a = 5,308$  и  $5,567$  мм. Наведенный сигнал считывается с катодных стрипов.

Уширение сигнала от частицы в камере может вызваться наклонным углом пересечения, испусканием  $\delta$ -электрона и углом Лоренца.

### Система позиционирования прецизионных камер

В спектрометре ATLAS прецизионные камеры MDT и CSC установлены с точностью  $5$  мм и  $2$  мрад по отношению к своим номинальным позициям. Для достижения требуемой точности измерений необходимо знать их положение с точностью  $\leq 30$  мкм. Задачу повышения точности почти на два



порядка выполняет созданная в ATLAS система позиционирования положения камер относительно друг друга и реперов. Она представляет собой плотную жестко связанную решетку, которая с помощью оптических сенсоров позволяет определять положение каждой проволоки MDT камер в пространстве мюонной системы. Общая схема позиционирования мюонного спектрометра ATLAS показана на рис.5.6. Для MDT камер в барреле оптическая система позволяет определять только относительные смещения. Для абсолютной привязки положения камер необходимо использовать алгоритмы с использованием треков.

На торцах оптический путь между внутренним и средним слоем камер прерывается оболочкой криостата торцевого тороида. Поэтому используется двухступенчатая система привязки координат. Система сенсоров на торцах в целом переопределена и позволяет восстановить абсолютные координаты камер с точностью 300 мкм, а относительное положение проволок вдоль траекторий с точностью 40 мкм по прогибу. Точность позиционирования CSC камер не хуже, чем камер MDT.

В качестве сенсоров позиционирования в мюонном спектрометре ATLAS используется три разных системы: RASNIK, BCAM и SaCam. Все они используют точки вершин жесткого треугольника оптических лучей. Оптоэлектронный приемник изображения (CCD или CMOS) отслеживает положение освещенной мишени через систему линз. Изображение на сенсоре анализируется и в результате восстанавливаются четыре координаты смещения от номинальной позиции: два смещения поперек оптической оси, вращение вокруг оси и продольное смещение вдоль оси по изменению увеличения изображения.

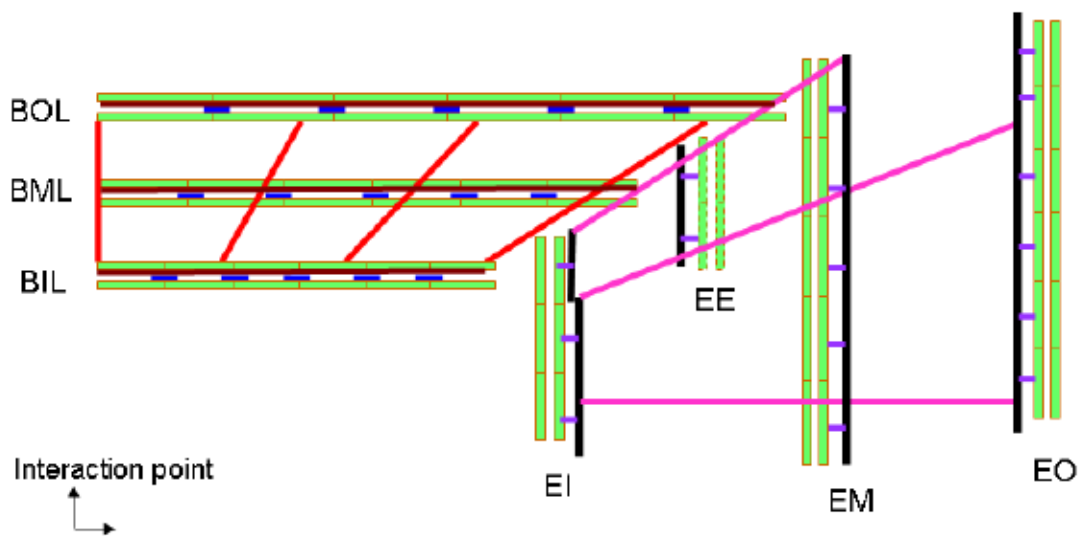


Рис.5.6. Общая схема позиционирования мюонного спектрометра ATLAS.

На рис. 5.7 приведена схема оптического позиционирования трех соседних камер MDT в секторах барреля.

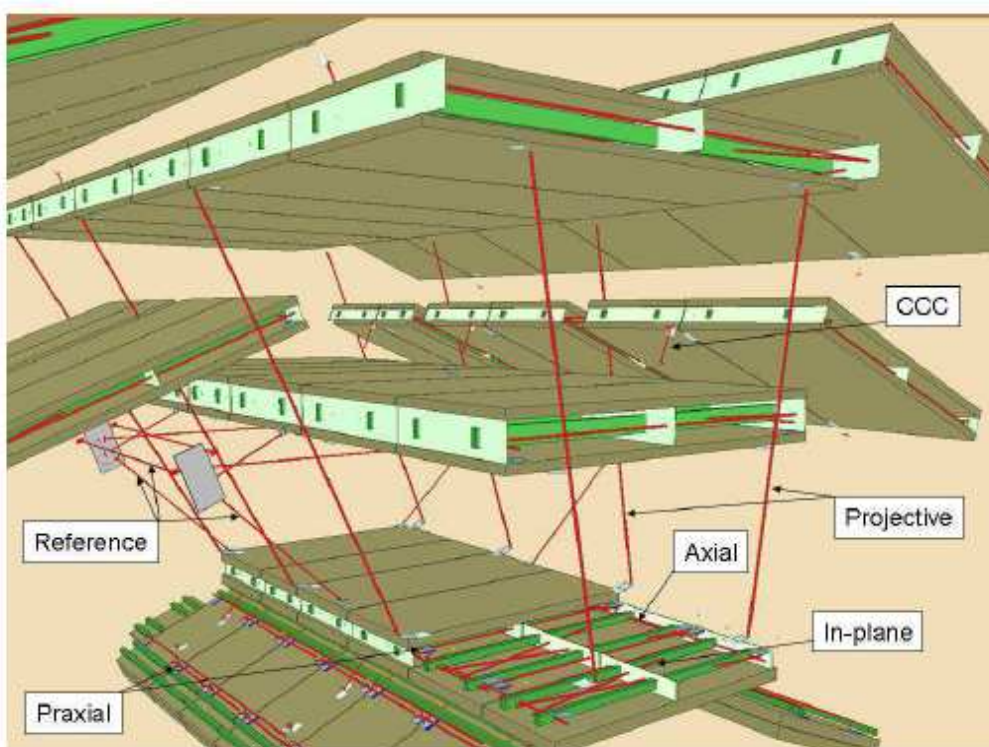


Рис. 5.7. Схема оптического позиционирования трех соседних модулей камер в барреле мюонного спектрометра ATLAS.

## Триггерные камеры мюонного спектрометра

Триггерные камеры мюонного спектрометра обеспечивают быстрое получение информации о треках, пересекающих камеру, позволяющей триггеру первого уровня L1 определить их количество и примерную энергию. Они контролируют область  $|\eta| \leq 2.4$  и всю область азимутальных углов. Это ставит сложную задачу обеспечения необходимого разрешения при измерениях в барреле и на торцах, поскольку при одном и том же значении поперечного импульса полный импульс мюона на торцах увеличивается. Если при псевдобыстроте  $\eta = 0$  поперечный импульс мюона равен полному, то при  $|\eta| = 2.4$  полный импульс мюона в 5,8 раз больше, чем его поперечный импульс, а величина магнитного поля увеличивается лишь вдвое. Для решения своих задач триггерные камеры на торцах должны иметь более высокое разрешение и оно должно дополнительно зависеть от  $|\eta|$ . Требование более мелкой структурированности триггерных камер на торцах обусловлено также тем обстоятельством, что они находятся вне магнитного поля и расстояние между их тремя слоями меньше, чем в барреле. Треки здесь не имеют прогиба, подобно трекам самых энергичных частиц с энергией в несколько ТэВ. Следует отметить, что радиационный фон на торцах достигает величины в 10 раз выше, чем в барреле. Другая сложность состоит в том, что магнитное поле в области  $1,3 < |\eta| < 1,65$  очень неоднородно. Наложение магнитных полей барреля и торцевого тороида приводит также к появлению компоненты поля по азимутальному углу, что изгибает трек в плоскости без прогиба в условиях барреля. В двух областях по  $\eta$  и  $\phi$  поле практически падает до нуля, оставляя траектории частиц прямыми. Для того, чтобы исключить поток ложных высокоэнергичных треков из этих областей, используются маски. Это также требует высокого пространственного разрешения для минимизации потерь в триггере.

Триггерные камеры имеют два типа, соответственно один для барреля  $|\eta| \leq 1,05$ , другой на торцах  $1,05 \leq |\eta| \leq 2,4$ . В барреле используются беспроводные камеры RPC (Resistive plate chamber). Простые в изготовлении, они обеспечивают необходимые пространственное и временное разрешение и устойчивость к деформациям плоскостей. Для торцевых областей

были выбраны камеры TGC (Thin gap chamber), принцип действия которых подобен принципу действия многопроволочных пропорциональных камер.

Для уменьшения случайных совпадений, вызываемых сигналами фоновых частиц, в триггерных камерах обоих типов предусмотрено требование независимого совпадения сигналов триггера по двум координатам  $\eta$  и  $\phi$ . В барреле триггерные камеры имеют три слоя, на торцах четыре из-за более сложных условий.

Схема размещения триггерных камер показана на рис. 5.8. Внешний слой камер RPC (RPC3 на рисунке 5.8) расположен на радиусе 10,2 м. Нижние слои имеют радиусы 7,8 м и 8,4 м. Они окружают средние камеры MDT. Внешние камеры RPC примыкают к последнему слою камер MDT. Всего RPC камер 544. По оси пучка третий слой камер RPC достигает значений  $|z| = 12,27$  м. У камер TGC один слой расположен перед вторым колесом MDT камер, два слоя после него. Четвертый слой TGC находится перед самым внутренним слоем трековой системы.

### **Камеры RPC**

Внутренний и внешний слои RPC камер служат триггером мюонов с большими поперечными импульсами 9-35 ГэВ/с. Внутренние слои являются триггером для мюонов с относительно малыми поперечными импульсами 6-9 ГэВ/с.

Камера состоит из двух детекторов. Каждый детектор имеет два детектирующих слоя, разделенных газовым промежутком в 2 мм. С обоих детектирующих слоев, стрипы которых взаимно ортогональны, считываются сигналы. Каждая RPC камера имеет, таким образом, четыре набора сигналов. Схема камеры показана на рис.5.9. Видны изображения спейсеров для поддержания газового промежутка и сложная структура стенок детекторов камеры.

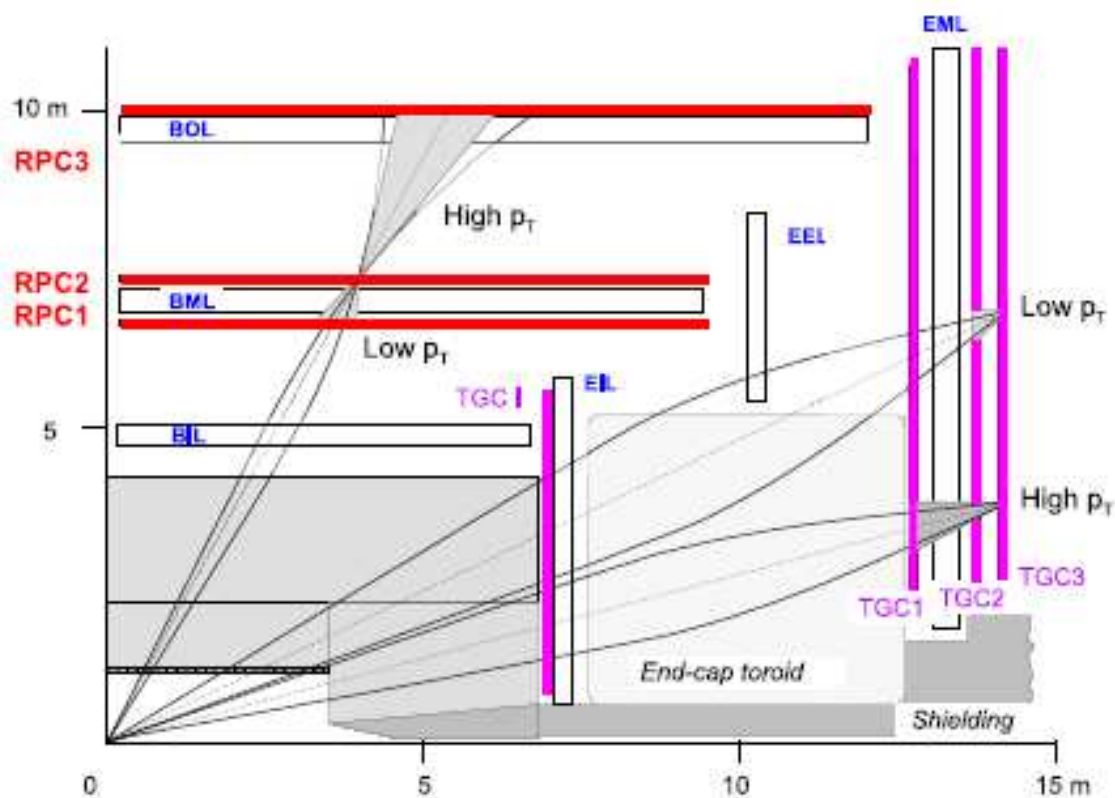


Рис.5.8. Схема размещения триггерных камер мюонного спектрометра ATLAS.

Камеры RPC работают в режиме газового усиления (avalanche mode) и производят сигнал с полной шириной на полувысоте в 5 нс и временем джитера 1,5 нс. Для сбора и передачи такого сигнала стрипы должны иметь хорошие характеристики. Поэтому они выполнены из меди толщиной 17 мкм и имеют ширину 25-35 мм.

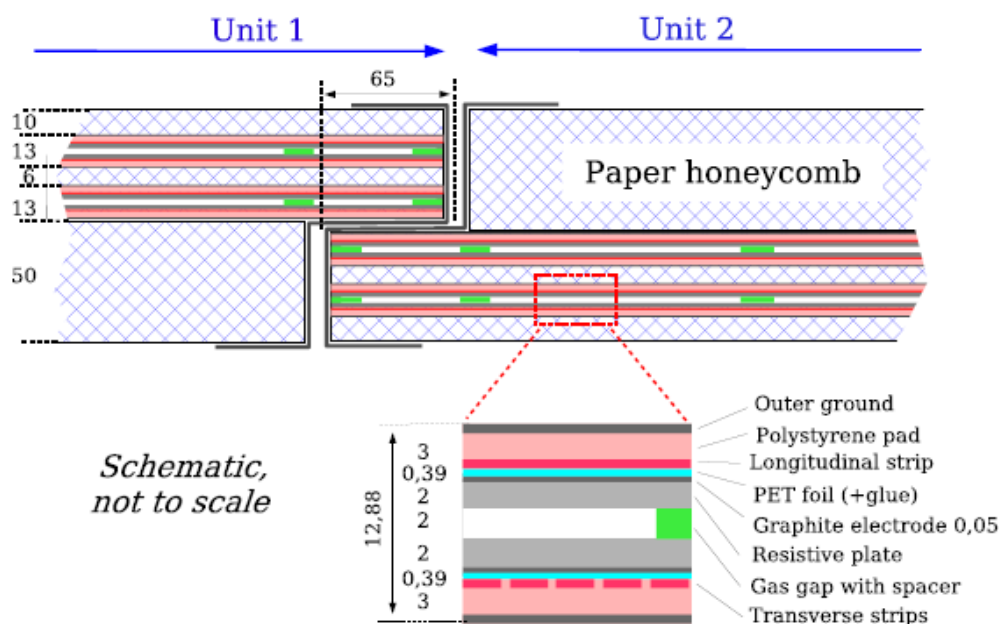


Рис.5.9. Схема камеры RPC. Показаны два детектора камеры (unit).

Для срабатывания триггера сигнал каждой камеры проверяется на совпадение с двумя другими слоями камер по пути частицы. Для этого существует система проверки совпадений. Совпадение сигналов от слоев RPC1 и RPC2 (рис. 5.8) вызывает срабатывание триггера на мюон с малым поперечным импульсом. Совпадение сигналов во всех трёх слоях RPC вызывает срабатывание триггера на мюон с высоким значением поперечного импульса.

### Камеры TGC

Задачи камер TGC на торцах системы осуществлять триггер мюонов и измерять дополнительную координату по азимутальному углу в дополнение к измерениям MDT прогиба трека по радиусу. Радиальные измерения прогиба трека измеряются в TGC группами проволок, азимутальная координата измеряется радиальными стрипами. Схема камеры TGC показана на рис. 5.10.

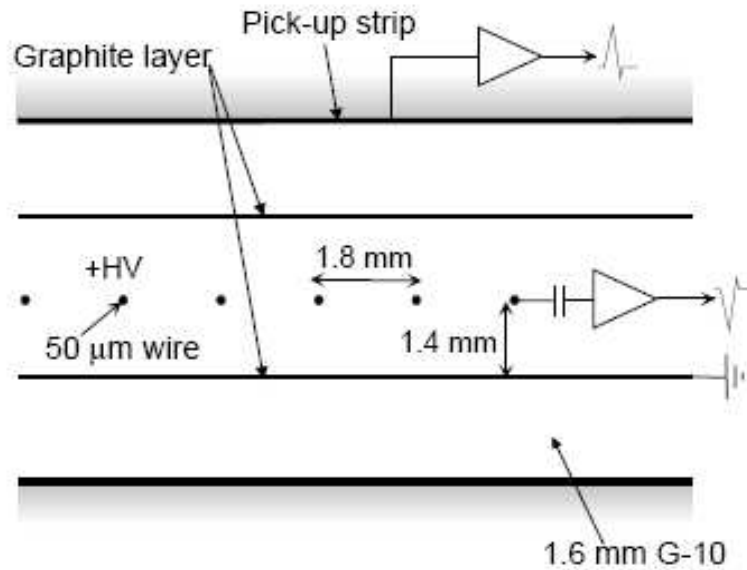


Рис. 5.10. Схема камеры TGC. Показаны анодные проволоки, графитовые катоды, слои G-10 и катодные стрипы, направленные перпендикулярно проволокам. Диаметр проволоки 50 мкм.

Камеры TGC являются многопроволочными пропорциональными камерами с особенностью в том, что расстояние от анодной проволоки до катода (1,4 мм) меньше, чем расстояния между проволоками (1,8 мм). При использовании газовой смеси с высоким коэффициентом гашения (CO<sub>2</sub> и n-C<sub>5</sub>H<sub>12</sub>, n-пентан, в пропорции 55/45) такая ячейка позволяет работать в режиме квази-насыщения, и с коэффициентом усиления  $3 \times 10^5$ .

Высокий потенциал электрического поля между близко расположенными анодами (2900 В) обеспечивает хорошее временное разрешение для большинства треков. С вероятностью 99% сигнал от трека приходит в интервале 25 нс.

Семь слоев камер составляют триггер. Они смонтированы в виде дисков. Внешнее кольцо камер перекрывает область  $1,05 \leq |\eta| \leq 1,92$ . Внутреннее кольцо камер перекрывает область  $1,92 \leq |\eta| \leq 2,4$ . Камеры смонтированы в один триплет и два дублета. Структура триплета и дублета показана на рис. 5.11.

Фотография большого диска с размещенными на нем TGC камерами приведена на рис. 5.12.

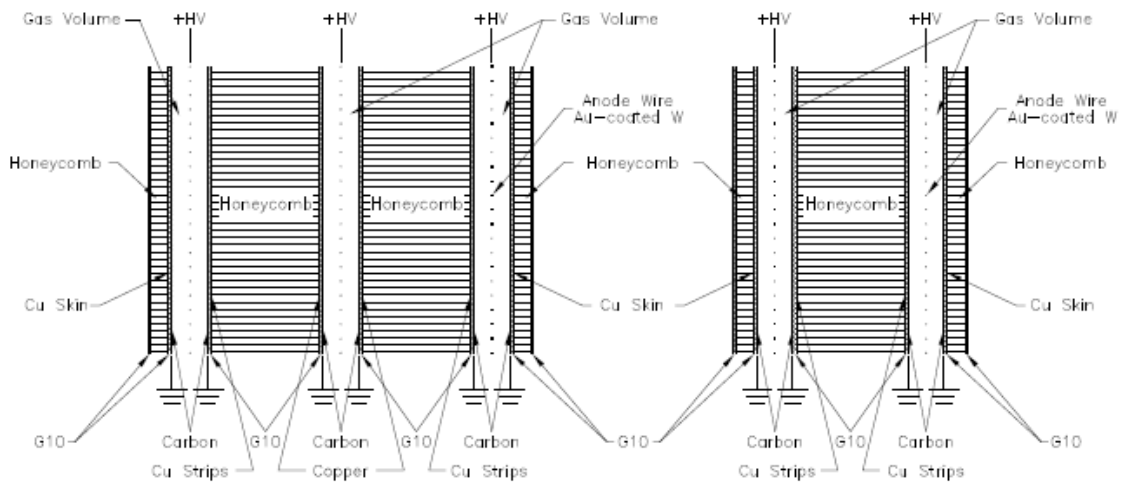


Рис.5.11. Схема триплетов и дублетов триггерных камер TGC. Видны слои анодных проволок и положение стрипов на катодных плоскостях.

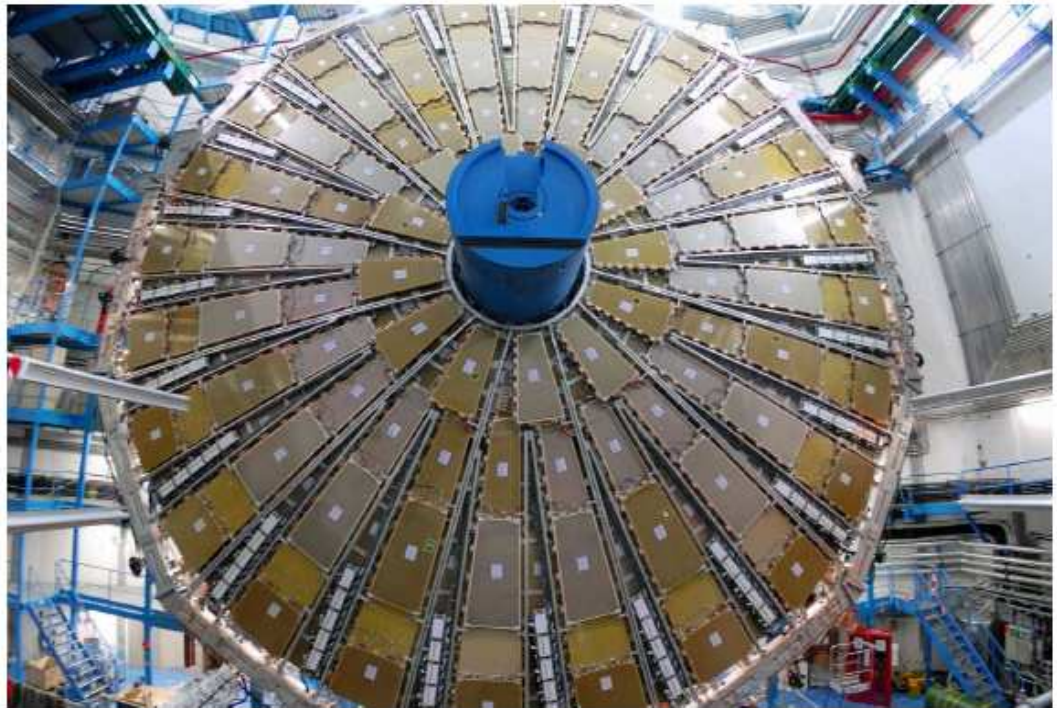


Рис.5.12. Смонтированные на большом диске TGC камеры в шахте детектора ATLAS. Поддерживающие структуры выполнены из алюминия.



## 6 Передние детекторы ATLAS.

С каждой стороны детектора ATLAS расположены три сравнительно небольших детектора. Задачей первых двух (LUCID и ALFA) является измерение светимости в детекторе. Детектор LUCID расположен на расстояниях  $\pm 17$  м от области столкновения протонов. Он регистрирует неупругое рассеяние протонов. Детектор ALFA находится на расстояниях  $\pm 240$  м и представляет собой трековую систему сцинтилляционных волокон внутри «Римских горшков». Он приближен к оси пучка на расстояние  $\sim 1$  мм.

Задачей третьего детектора ZDC является определение центральности соударений ускоренных тяжелых ионов. Он находится на расстоянии  $\pm 140$  м сразу после разделения единой трубы пучка на две независимых. Он представляет собой калориметр, модули которого состоят из чередующихся кварцевых стержней и вольфрамовых пластин. Его задачей является измерение нейтральных частиц с псевдобыстротой  $|\eta| \geq 8,2$ . Схема расположения детекторов приведена на рис.6.1.

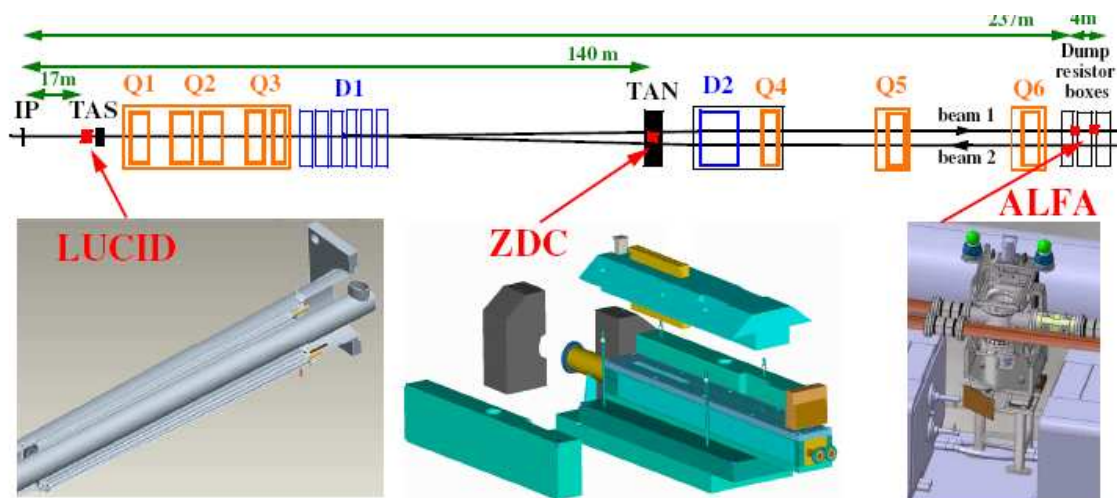


Рис.6.1 Расположение передних детекторов ATLAS по оси пучка относительно точки соударений IP.

## Детектор LUCID

Детектор LUCID является черенковским интегральным детектором и предназначен для непосредственного контроля светимости в детекторе ATLAS. Он измеряет относительную светимость. Его задача регистрировать неупругие pp-взаимодействия в передней области, чтобы, во-первых, измерять интегральную светимость и, во-вторых, непрерывно контролировать светимость и состояние пучка. В перспективе он может быть использован при выделении дифракции как вето или метка для больших промежутков быстроты в событиях. В начальный период работы ЛНС детектор LUCID должен быть прокалиброван на данных светимости собственно ЛНС, имеющих точность  $\sim 20\text{-}30\%$ . Могут быть использованы также физические процессы, например, счет  $W$  и  $Z$ -бозонов или эксклюзивное рождение пар мюонов во взаимодействиях двух фотонов. Наиболее точная калибровка может быть выполнена с помощью детектора ALFA, измеряющего упругое кулоновское рассеяние. Измерения светимости должны проводиться с точностью  $\sim 5\%$ .

При соударениях сгустков протонов на ЛНС могут происходить несколько pp-соударений. Их количество должно быть измерено. Число частиц, регистрируемое в детектор LUCID, пропорционально числу соударений.

Детектор состоит из двадцати алюминиевых трубок длиной 1,5 м и диаметром 15 мм, ориентированных на точку соударений. Радиус их размещения относительно оси пучка 10 см, что соответствует  $|\eta| \approx 5,8$ . Трубки помещены в корпус, заполненный газом C<sub>4</sub>F<sub>10</sub> при давлении 1,2- 1,4 бар, что обеспечивает черенковский порог для пионов 2,8 ГэВ и электронов 10 МэВ. Конструкционные элементы детектора LUCID показаны на рис.6.2.

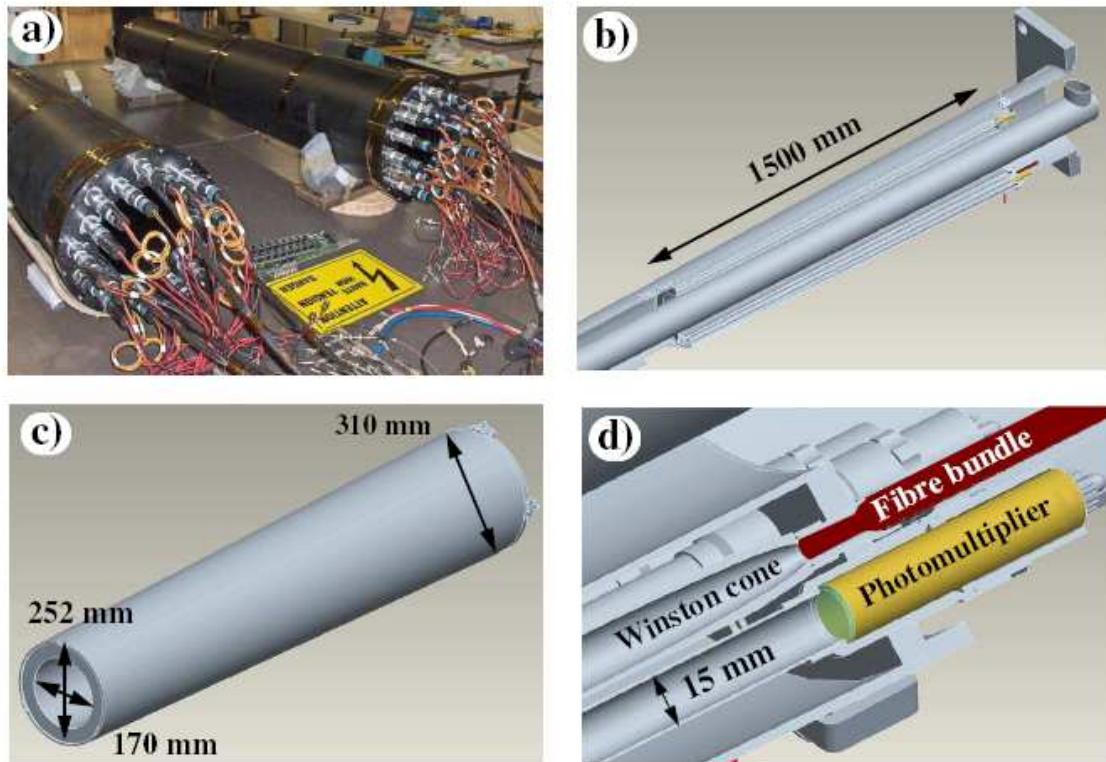


Рис.6.2. Изображения детектора LUCID. На фотографии (а) два корпуса детекторов, готовых к применению. Схема (b) показывает, как трубка детектора размещена в конусе. Схема емкости для газа показана на (с). Считывание черенковского света фотоумножителем - (d).

### Детектор ALFA

Детектор ALFA реализует традиционный метод измерения светимости на коллайдерах путем измерения рассеяния на малые углы. Амплитуда рассеяния вперед связана с величиной полного сечения взаимодействия оптической теоремой, которая может быть применена для определения светимости. Для таких измерений требуются углы  $\pm 3$  мкрад, меньше угловой расходимости пучка, поэтому используется специальная оптика формирования пучка в области измерений. Техника «римского горшка» состоит в том, что некий объем, отделенный тонкой стенкой от вакуумной среды, помещается внутри трубы пучка и соединяется с ней. Внутри этого выделенного объема в трубе размещается детектор. «Римские

горшки» ATLAS приближены к пучку снизу и сверху на расстояние в 1 мм. Детектор построен из десяти двухсторонних модулей, каждый из которых содержит 64 сцинтилляционных волокна, размещенных перекрёстно, в (u – v) геометрии, с обеих сторон. Эффективная площадь детектора чуть менее 32 x 32 мм<sup>2</sup>. Модули составляют стопку по глубине. В середине её с двух сторон находятся пластинки сцинтиллятора триггера первого уровня L1, отсылающего ему быстрый сигнал. Схема элементов детектора ALFA показана на рис.6.3. Измеренное разрешение детектора ALFA составило  $25 \pm 3$  мкм.

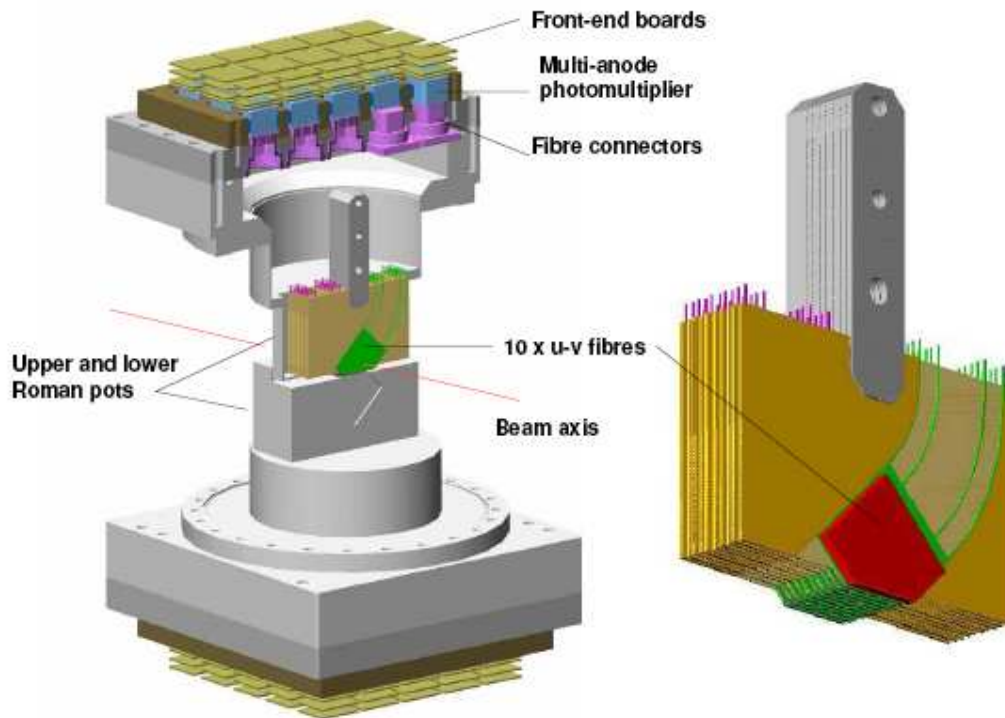


Рис.6.3. Схема элементов детектора ALFA.

## Детектор ZDC

Основной задачей ZDC является измерение невзаимодействующих нейтронов при соударениях релятивистских тяжелых ионов при значениях псевдобыстрот  $|\eta| \geq 8,3$ . На начальном этапе работы в протонном пучке, когда светимость коллайдера будет ниже  $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , детектор ZDC будет служить для изучения дифракции и быть дополнительным триггером для регистрации неупругих *minbias* событий. Использование совпадений в обоих ZDC детекторах помогает подавить фон от взаимодействий пучков с остаточным газом и гало пучка.

С каждой из сторон детектор ZDC состоит из четырех модулей: одного электромагнитного калориметра (толщиной 29 радиационных длин  $X_0$ ) и трех адронных, каждый толщиной 1,14 длин взаимодействия  $\lambda_{\text{вз}}$ . Схема модуля электромагнитного калориметра приведена на рис.6.4. Он состоит из 11 вольфрамовых пластин, перпендикулярных пучку, между которыми расположены кварцевые стержни. Пластины вольфрама соединены со стальными пластинами длиной 290 мм. Стержней диаметром 1 мм всего 96 и они пересекают пластины параллельно пучку, образуя матрицу 8 x 12. Снаружи стержни согнуты на 90 град и идут вертикально вверх, где выходят на фотоумножитель, собирающий черенковский свет от проходящих частиц. Положение сигнальных стержней регистрирует свет и измеряет энергию частицы поперек пучка. Между пластинами вольфрама и стали проложены 1,5 мм кварцевые стрипы, которые идут вертикально и считываются сверху фотоумножителями. Эти стрипы фактически являются бороздами для кварцевых стержней, но именуются так для отличия от стержней, измеряющих координаты. Адронные модули подобны электромагнитному, отличаясь лишь количеством стержней, измеряющих координаты.

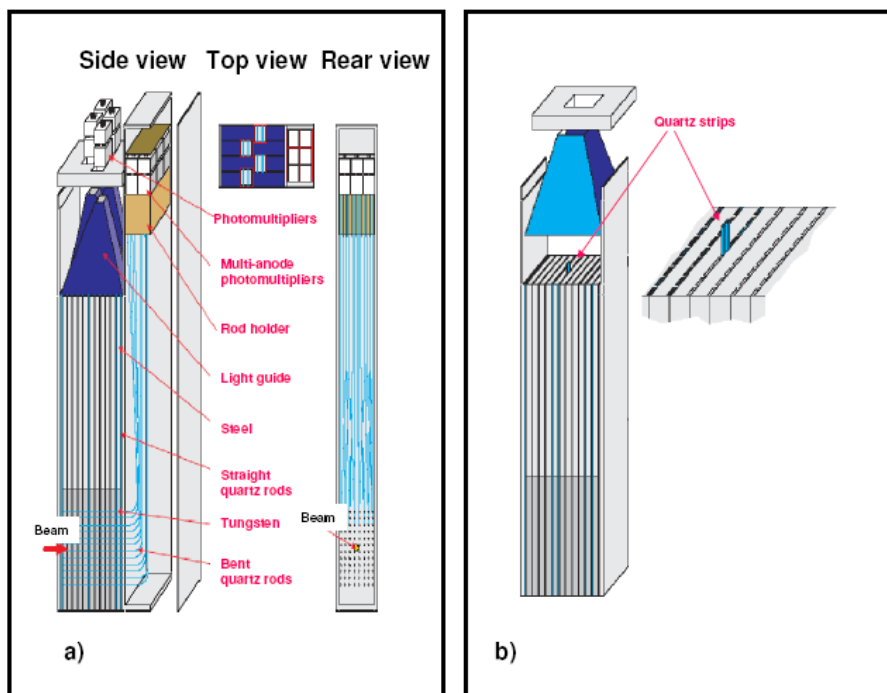


Рис.6.4. Схема модулей детектора ZDC.:a) электромагнитный модуль, в нижней части снаружи видны изогнутые координатные стержни, b) деталь, показывающая положение кварцевых стержней в бороздах (стрипах).

## 7 Триггер детектора ATLAS

Триггер детектора ATLAS вместе с системой сбора данных, временной и управляющей логикой составляют вместе систему TDAQ. Система медленного контроля детекторов подсистем обозначается DCS. Обе эти системы в основном распределены по подсистемам детекторов. При этом они имеют одинаковую логику и блоки.

Триггер состоит из трёх отдельных систем: триггера первого уровня L1, триггера второго уровня L2 и фильтра событий EF. Два последних уровня образуют вместе триггер высокого уровня HLT.

Каждый более высокий уровень триггера пересматривает решение предыдущего и использует дополнительные критерии отбора, если это необходимо. Система сбора данных получает и сохраняет данные для события от отдельных систем детекторов с

частотой, соответствующей выходной частоте событий триггера первого уровня через 1600 каналов. Триггер первого уровня использует часть информации детектора, чтобы принять решение за время  $\leq 2$  мкс и удержать скорость потока событий на уровне порядка 75 кГц. Два последующих уровня триггера используют больше информации детекторов и снижают частоту потока до  $\sim 200$  Гц при среднем объеме данных на событие 1,3 Мбайта.

Триггер первого уровня L1 осуществляет поиск мюонов, электронов, фотонов, струй и  $\tau$ -лептонов, распадающихся в адроны, с большими поперечными импульсами, а также большие недостающую и полную поперечную энергию. Их отбор осуществляется на данных разных детекторов. L1 выполнен из электроники промышленного производства, тогда как триггер высокого уровня использует промышленные компьютеры и системы связи. Триггер L1 объединяет данные триггерных камер мюонного спектрометра и калориметров в центральном триггерном процессоре, который располагает «меню» триггера в виде комбинаций критериев отбора событий. Возможно использование фактора прескейлинга для оптимизации набора регистрируемых событий при изменении светимости или фоновых условий.

В каждом событии триггер L1 образует также области интереса (RoI, Region of Interest), которых может быть несколько, определяя для них пары координат  $\eta$  и  $\phi$ . Данные RoI содержат информацию о том, какого типа триггер и с каким порогом принадлежит данной области. Эта информация используется в триггерах высокого уровня.

Триггер L2 для RoI использует всю имеющуюся информацию детекторов для этих областей, она составляет примерно 2% всех имеющихся данных для события. Меню триггера L2 составлено таким образом, чтобы уменьшить скорость поступления событий до примерно 3.5 кГц со средним временем обработки события 40 мс.

Окончательный отбор проводит фильтр событий EF, на выходе которого поток составляет около 200 Гц. Отбор на уровне EF использует алгоритмы, разработанные для последующего физического анализа в пределах отведенного времени порядка четырех секунд.

Триггер высокого уровня полную прецизионную информацию калориметров и мюонных камер, а также Внутреннего детектора. Как правило, он использует

инклюзивные критерии, или пороги для значений энергии или поперечного импульса, с одним исключением. Для В-физики триггер второго уровня L2 отбирает события, в которых проводится реконструкция эксклюзивных распадов В-мезонов на частицы с малыми поперечными импульсами.

**Триггер первого уровня L1** осуществляет первичный отбор событий на основе данных триггера калориметра и мюонной системы. Триггер калориметра использует данные всех калориметров (электромагнитного, адронного и переднего). Его задачей является идентификация объектов с высокой поперечной энергией  $E_T$ , таких как электроны, фотоны, струи и  $\tau$ -лептоны, распадающиеся в адроны, с большими поперечными импульсами, а также события с большой недостающей энергией или большой полную поперечной энергией. Предусмотрен и отбор событий с большой суммой поперечных энергий струй. При отборе электрона, фотона или  $\tau$ -лептона, т.е. частицы с большой поперечной энергией, должно выполняться условие изолированности. Оно означает, что частица должна быть минимально отделена по углу от любого другого сигнала большой энергии в данном триггере. Решение триггера L1 для каждого столкновения сгустков протонов (банчей) состоит в определении количества объектов каждого типа с определении для них величины порога энергии  $E_T$ . Количество запрограммированных в L1 порогов  $E_T$  для разных объектов меняется от 4 до 16.

Мюонный триггер L1 использует информацию RPC и TGC камер. Он определяет наличие мюона с высоким поперечным импульсом  $P_T$ , вылетевшего из области взаимодействий. Предусмотрено 6 независимых порогов мюона по величине  $p_T$ . Информация этого триггера для каждого пересечения банчей состоит в количестве мюонов для каждого порога поперечного импульса. Повторный счет мюонов для разных порогов исключен. Блок-схема триггера первого уровня L1 детектора ATLAS приведена на рис.7.1. Решение L1 принимается центральным процессором СТР на основе данных триггера калориметра и мюонного триггера. Показаны также линии связи с триггером второго уровня L2, формирующие области интересов RoI, и с системой сбора данных DAQ.



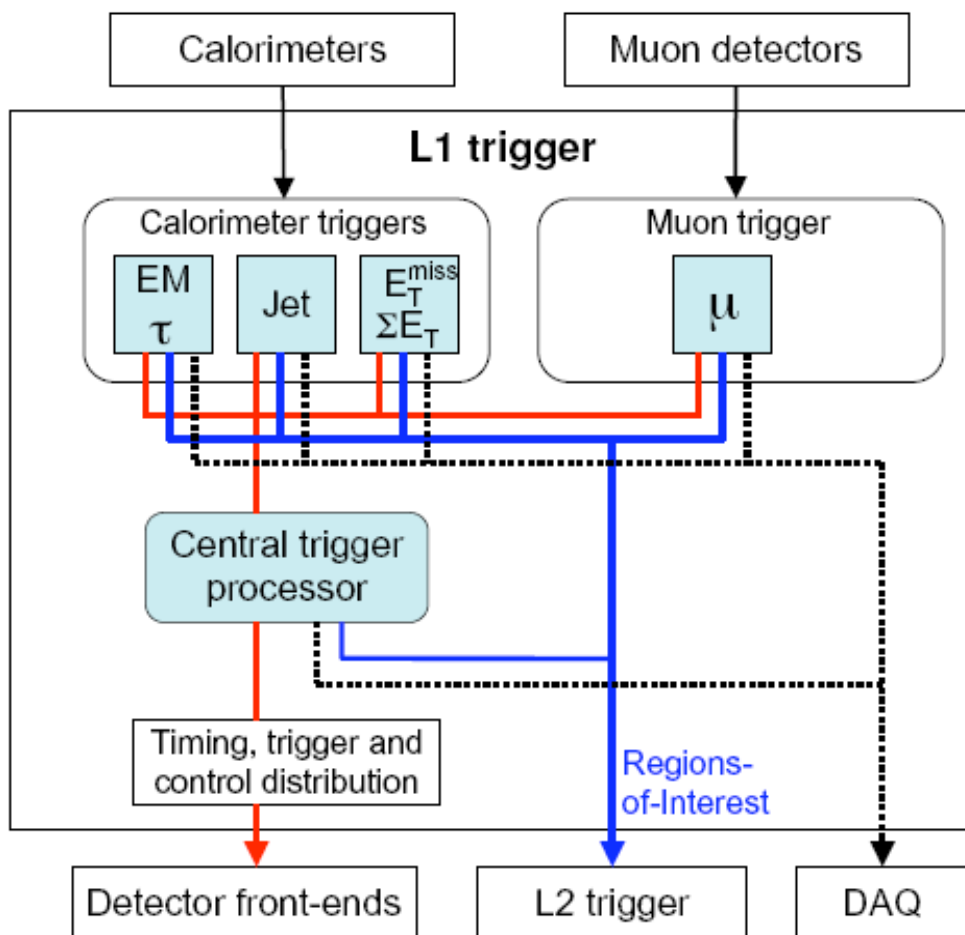


Рис. 7.1. Блок-схема триггера первого уровня L1 детектора ATLAS. Решение принимает центральный процессор на основе данных калориметра и мюонного триггера. Показаны также линии связи с триггером второго уровня L2, формирующие области интересов RoI, и с системой сбора данных DAQ.

Меню триггера состоит из объектов, количество которых достигает 256. Каждый объект содержит перечень критериев для своего определения в первичных данных. Решение триггера вместе с временным сигналом банча, частотой 40,08 МГц, и другими временными параметрами, распространяется по системам считывания детекторов системой TTC (Timing, Trigger and Control).

Решение L1 триггера принимается на основе данных о количестве объектов интереса. Информация об этих объектах находится в процессорах триггеров калориметра и спектрометра. Если событие проходит уровень L1, информация для каждого RoI

передается с этих процессоров триггеру L2 для дальнейшего анализа.

Важной задачей триггера L1 является точная привязка к банчу, определяющему момент столкновения пучков, интервал между которыми составляет всего 25 нс. Время пересечения мюоном камер спектрометра превышает этот интервал. Трудность триггера калориметра состоит в том, что его временной сигнал велик и в среднем перекрывает четыре промежутка пересечений банчей. При положительном решении L1 информация о событии сохраняется в памяти во всех каналах считывания детектора. Электроника памяти расположена вблизи детекторов, в сложных радиационных условиях. Её объем ограничен. Это требует минимизировать время решения L1. Созданный L1 построен из специально разработанных электронных процессоров и обеспечивает время принятия решения  $\leq 2,5$  мкс. При этом 0,5 мкс является запасным временем. Примерно 1 мкс этого времени занимает сигнала прохождения сигнала через линии связи.

Задержка сигнала в центральном процессоре триггера СТР включена во временные задержки триггеров калориметров и мюонной системы и составляет 100 нс. Временной сигнал триггера L1 воспринимается на подсистемах локальными триггерными процессорами LTP (Local Trigger Processor), которые управляют временными системами детекторов, и передаются через собственные ТТС систем электронике считывания детекторов. Временной сигнал СТР синхронизирован с часами ускорителя ЛНС.

Система сбора данных детектора и триггер высокого уровня DAQ/HLT включает: считывание, триггер второго уровня L2, систему построения события (event builder), фильтр событий (event filter), конфигурацию, управление и контроль. Триггер высокого уровня HLT, включающий L2 и фильтр событий, осуществляет окончательный отбор событий и снижает скорость их поступления. Система сбора данных DAQ (Data Acquisition System) обеспечивает доступ данных детекторов в HLT и затем в систему хранения. Система считывания данных создает полный набор информации для события и отправляет ее в фильтр событий (EF).

Управление экспериментом осуществляется путем управления и мониторинга рабочими параметрами детекторов и

инфраструктурой эксперимента, координацией программных систем детекторов, триггеров и систем считывания информации, обеспечивающих сбор данных. Эти функции выполняет система управления сбора данных и система медленного контроля детекторов DCS (Detector Control System). Системы управления и контроля являются распределенными системами и имеют две основные компоненты: управление процессом (process manager) и контроль его выполнения (run control).

Описание информации, используемой при сборе данных, содержится в конфигурационной базе данных. Она организована как дерево связанных сегментов, иерархия которых задается системами DAQ/HLT и детекторов, и представляет собой объектно-ориентированную схему данных.

**Триггер второго уровня L2** получает информацию относительно областей интереса RoI от триггера L1 и собирая необходимые данные детекторов, создает единую структуру данных. Основным элементом L2 является процессорная ферма, где происходит отбор событий. Она обеспечивает снижение потока событий примерно в 30 раз. На выходе создается конечное событие, которое затем анализируется в фильтре событий, второй компоненте триггера высокого уровня HLT. В триггере HLT существует набор триггерных цепочек, алгоритмов реконструкции, восстанавливающих требуемые параметры (трек или кластер в калориметре), и алгоритмов отбора событий, составляющий таблицы сигнатур объектов на всех этапах работы HLT.

**Фильтр событий** также представляет собой процессорную ферму обработки событий. В отличие от L2, здесь используются стандартное программное обеспечение реконструкции событий детектора ATLAS и алгоритмы анализа. После обработки события, в случае, если оно сохраняется для последующего анализа, результаты работы триггера присоединяются к структуре данных события. Событие получает метку триггера (tag), которая определяет, в какой поток данных для физического анализа будет направлено данное событие.

## 8 Характеристики триггера для начального периода работы детектора ATLAS

Скорости счета триггера до начала эксперимента определяются с помощью моделированных событий. Разработка меню триггера, как правило, требует нескольких этапов оптимизации критериев отбора событий для того, чтобы скорость поступления событий оставалась внутри заданной полосы пропускания. При этом необходимо обеспечивать высокую эффективность отбора событий с исследуемой физикой.

Первым шагом определения скорости счета триггера является выбор оптимального набора моделированных событий, событий с большими сечениями, определяющими общий фон для многих исследуемых процессов. События, которые должны пройти условия отбора триггера, в этом наборе составляют малую долю, поэтому для определения скорости счета триггера с приемлемой статистической точностью общее количество моделированных событий должно быть велико. На рис. 8.1 приведены сечения для различных процессов при планируемой энергии и светимости LHC 14 ТэВ и 10 34 см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>. На нем видно, что для поиска бозона Хиггса и других новых частиц необходимо отсеять несколько порядков скорости счета основного потока событий.

Для начального этапа эксперимента меню триггера сформировано для светимости 10 31 см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> и энергии 14 ТэВ. Использовался полный набор недифракционных взаимодействий (minimum-bias) из семи миллионов событий, соответствующий сечению ~ 70 мб и обеспечивающую статистическую точность оценок ~0,1 Гц. При моделировании больших светимостей предполагается использовать полные наборы событий, обогащенные жесткими взаимодействиями квантовой хромодинамики (КХД), включающие начальный порог для поперечных импульсов мюонов, EM кластеров и струй. Только такие события будут проходить фазу реконструкции, что существенно уменьшит требуемые вычислительные ресурсы. В дополнение к КХД физике, для определения скоростей счета должны быть учтены и другие процессы с большими сечениями, например, рождение W и Z-бозонов. Однако, моделированные меню триггера опираются на существующее понимание физики и детектора. В процессе эксперимента потребуются уточнение

существующих оценок и разработка новых критериев для выделения все более редких событий.

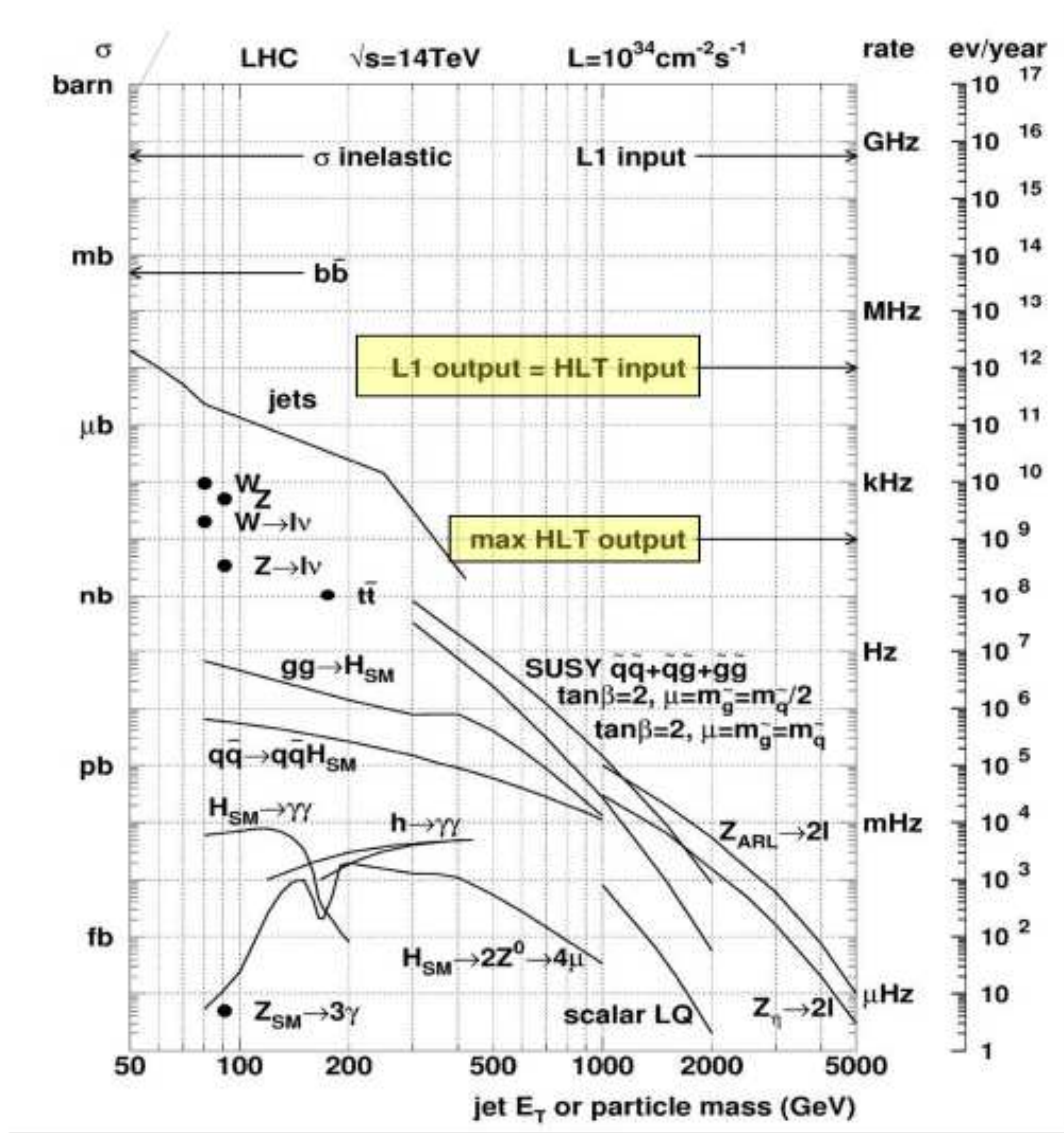


Рис.8.1. Сечения (левая шкала) и скорости потока соответствующих событий (шкала справа) различных физических процессов pp-взаимодействий при энергии и светимости LHC 14 ТэВ и  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Для расчета меню триггера было проведено полное моделирование триггера (L1, L2 и фильтра событий) с использованием полного набора событий, сгенерированных PYTHIA и прошедших реконструкцию в детекторе с помощью GEANT4.

Меню триггера представляет собой таблицы, содержащие определения физических объектов на каждом уровне

триггера. Эти определения включают пороги и критерии отбора объектов. Принята следующая система обозначений меню триггера:  $e$  – электрон,  $g$  – фотон,  $j$  – струя,  $fj$  – струя в передней области,  $xE$  – потерянная поперечная энергия  $E_T$ ,  $te$  – полная скалярная сумма  $E_T$ ,  $je$  – скалярная сумма энергий  $E_T$  струй,  $\mu$  – мюоны,  $\tau$  –  $\tau$ -лептоны. Типичный пример триггера  $2e15i$  – два изолированных электрона с поперечным импульсом  $p_T \geq 15$  ГэВ/с, или  $\tau 20i_{xE30}$  – изолированный  $\tau$ -лептон, распавшийся по адронной моде с видимым  $p_T$  выше 20 ГэВ и потерянной энергией  $E_T$  выше 30 ГэВ. Префикс перед обозначением указывает для какого уровня триггера предназначено определение. Если объект требует нескольких признаков, используется объединение этих признаков через AND, который обозначается “\_”, как это сделано в примере с  $\tau$ -лептоном, где объединены два признака, с  $p_T$  и потерянной энергией. Если нет указания порога, могут использоваться просто символы, например,  $e + \mu$  для триггера на электрон и мюон.

Триггер первого уровня L1 имеет обозначения объектов заглавными буквами. Например, EM обозначает кластер электромагнитного калориметра, J – струю, I – изолированность, nJ – количество n струй J. Фактор *prescale* обозначает уменьшение соответствующего потока событий в указанное число раз. При 1 берется каждое событие, при 10 – каждое десятое. Так уменьшается поток событий с большими сечениями при низких порогах для падающих спектров частиц. В таблице 8.1 приведен пример скоростей счета струй в L1.

Таблица 8.1.

Объект	J10	J1 8	J2 3	J3 5	J4 2	J 7 0	J1 20	3J 10	3J 18	4J 10	4J 18	4J 23
<i>prescale</i>	420 00	60 00	20 00	5 0 0	1 0 0	1 5	1	15 0	1	30	1	1
Поток, Гц	4	1	1	1	4	4	8	40	14 0	40	20	8

На рисунке 8.2 приведен спектр энергий регистрируемых лидирующих струй с фактором *prescale* и без него.

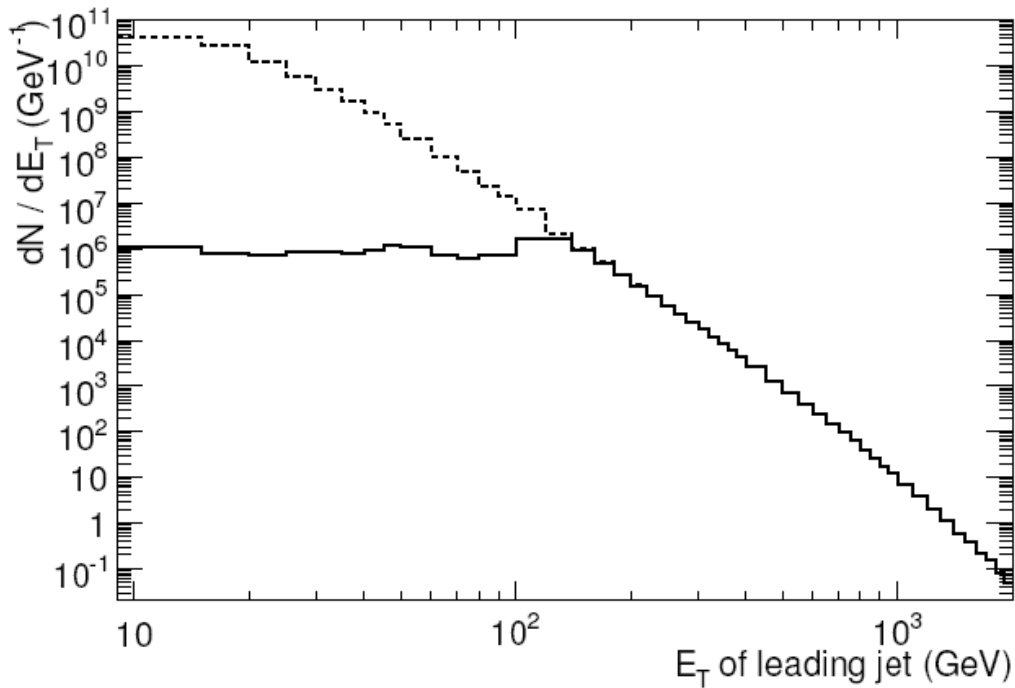


Рис.8.2. Энергетический спектр  $E_T$  струй до применения фактора *prescale* (пунктир) и после его применения при светимости  $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

Скорости потоков событий (rates) мюонного триггера можно оценить из рисунка 8.3, где показаны также отдельные источники мюонов: распады  $b$  и  $c$ -кварков, распады на лету  $\pi$  и  $K$ -мезонов, распады  $W$ -бозонов. Триггер первого уровня L1 имеет высокую эффективность (99%) регистрации мюонов выше порогов в пределах эффективной области детектора.

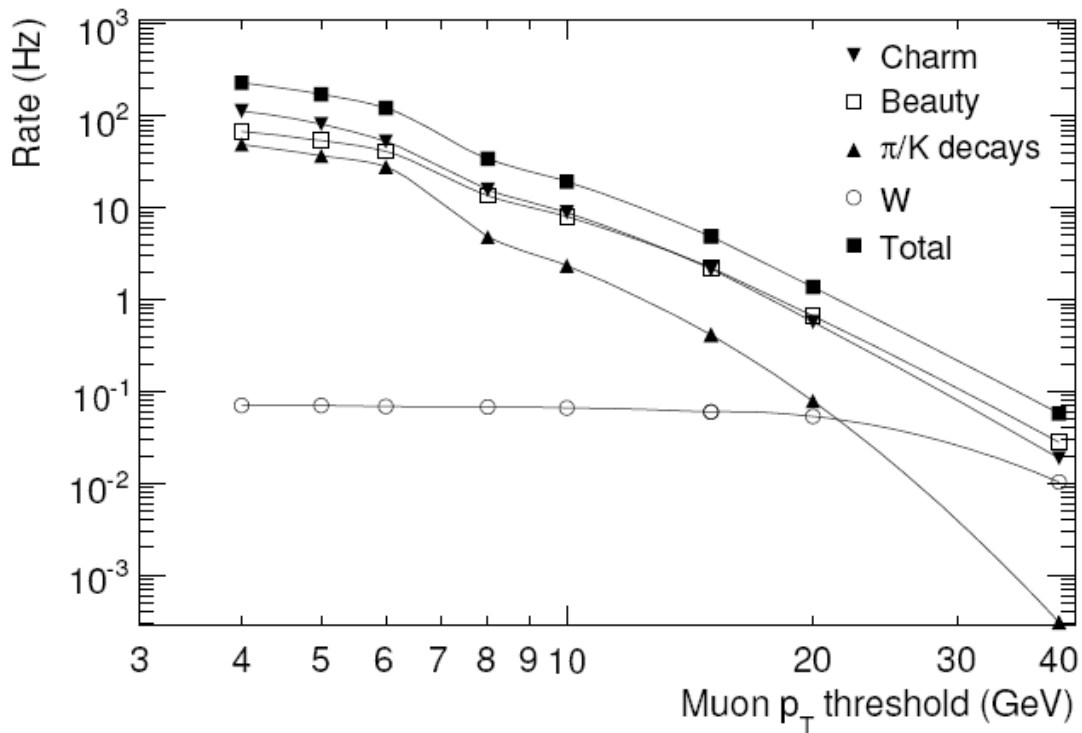


Рис.8.3. Скорости потоков мюонов в зависимости от величины порога  $p_T$  при светимости  $10^{31}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> и для различных процессов генерации. Темными квадратами отмечен суммарный спектр.

На начальном этапе большая часть триггеров высокого уровня предполагает проведение расчетов без отбора событий, в пассивном режиме, или при использовании отдельных критериев. В таблице 8.2 приведены примеры таких триггерных объектов с низкими порогами с ожидаемыми при  $10^{31}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> скоростями счета.

Таблица 8.2.

Объект	e12	2e5	g20	tau60	$\tau_{25i\_xE30}$	$\mu_{10}$	2mu4	e10_ $\mu_b$	j120
Поток, Гц	19	7	7	10	3,5	18	2,3	0,5	9



На рисунке 8.4 графически показаны скорости счета на выходе фильтра событий для разных типов триггеров, а также суммарный поток событий (cumulative rates) после нового триггера.

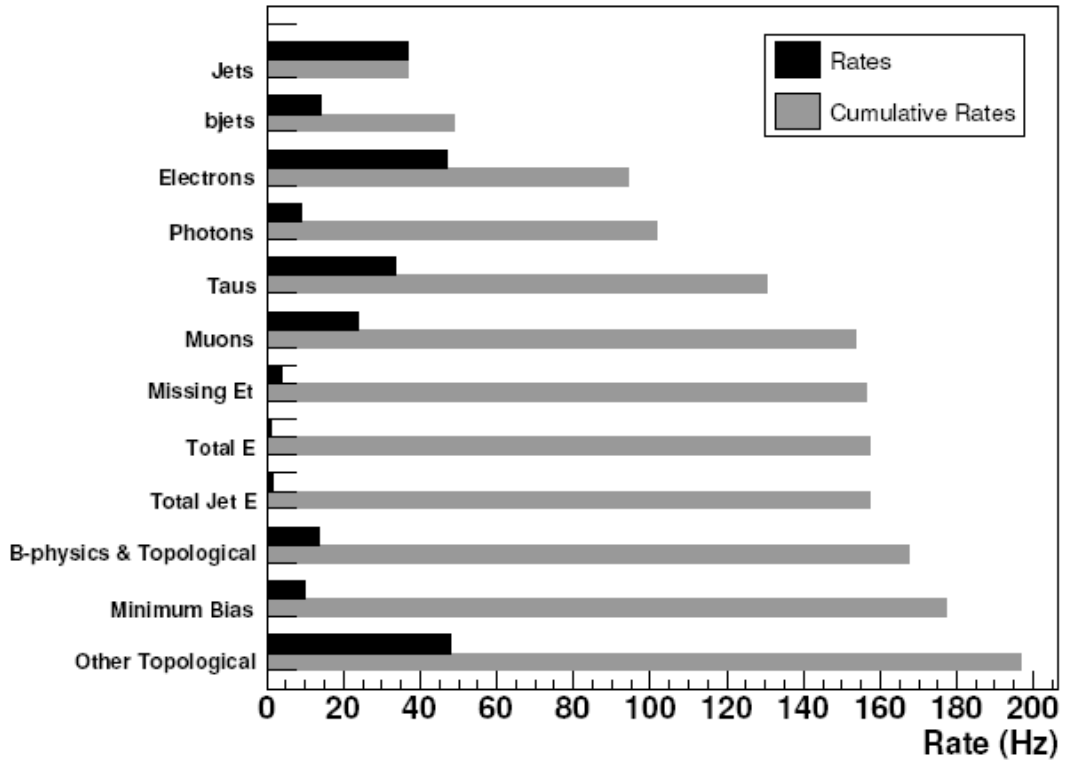


Рис. 8.4. Графически показаны скорости счета на выходе фильтра событий для разных типов триггеров (темные полосы), а также суммарный поток событий (cumulative rates, светлые полосы) с последовательным включением каждого триггера HLT.

Отобранные триггером события формируют потоки выходных данных. Детектор ATLAS использует инклюзивную модель формирования потоков, когда одно событие может быть записано в несколько потоков в зависимости от метки решения триггера. На начальном этапе будет сформировано четыре основных потока данных, обозначаемых как  $e\gamma$  для электронов и фотонов,  $jet\tau Etmiss$ , включающий струи,  $\tau$ -лептоны с адронными распадами и потерянную поперечную энергию, поток мюонов  $muons$  и полный поток событий  $minbias$ . События в каждом потоке могут иметь несколько меток триггера. События с метками отдельных сложных триггеров могут входить в несколько потоков. Например, для триггера для  $e + \mu$  события

входят в поток  $e\gamma$  и  $\mu$ ons, или события с триггером  $e + Etmiss$  входят в поток  $e\gamma$  и  $jetTauEtmiss$ .

Потоки сформированы так, чтобы иметь близкие количества событий в каждом, вклад повторяющихся событий не должен превышать 10%. Реальные данные внесут поправки в формирование потоков, как и переход к более высоким светимостям изменит критерии триггеров. Основные типы объектов триггера, имеющие важное значение для физики коллайдера, рассмотрены в следующих разделах.

## **9 Реконструкция основных объектов в триггере детектора ATLAS.**

До применений критериев отбора событий по наличию в них объектов триггера, эти объекты должны быть реконструированы в триггере. Рассмотрим, как происходит реконструкция объектов в триггере детектора ATLAS. В качестве объектов выделим треки заряженных частиц, сигналы калориметра,  $\tau$ -триггер, электроны и фотоны, мюоны, струи, в том числе от  $b$ -кварков.

### **Реконструкция треков**

Процедура реконструкция треков в триггере высокого уровня отличается от процедуры реконструкции треков в программном обеспечении детектора ATLAS. До реконструкции данные детекторов должны быть преобразованы в пространственные координаты, или пространственные точки. Эти точки используются в алгоритмах реконструкции треков. В триггере высокого уровня их несколько.

Алгоритм реконструкции IDscan используется для быстрой реконструкции треков в триггере L2. Сначала он определяет точку соударения по оси  $z$ , а затем проводит комбинаторный анализ по поиску треков внутри групп пространственных точек, которые ориентированы в точку соударений. Для определения первичной вершины область RoI делится на множество областей, срезов (slices), имеющих одинаковый размер по  $\phi$ . Каждая пространственная точка в одном срезе составляет пару с соседними в этом срезе или в

соседних и определяется их направление к оси пучка и точка пересечения с ней. Здесь используется тот факт, что трек в поле соленоида остается прямым в координатах ( $\rho - z$ ), прогибаясь лишь по азимутальному углу  $\phi$ . Все полученные значения координат пересечений  $z$  на одномерной гистограмме дают пик в точке первичного взаимодействия. Правильное положение точки соударений определяется в 98% RoI с разрешением 150-200 мкм, в зависимости от типа RoI. Относительно точки соударения определяются значения псевдобыстрот для всех пространственных точек RoI и создаются двумерные гистограммы координат точек ( $\eta, \phi$ ). Точки одного трека, расположенные в пределах узкого пространственного угла, образуют кластер на этой плоскости. Происходит дальнейшее разделение точек и определение параметром трека ( $\phi_0, 1/\rho t$ ).

Алгоритм реконструкции трека SiTrack применяет комбинаторный метод, используя лишь пространственные точки полупроводниковых детекторов. В случае, когда реконструируются разные треки с использованием большого количества одних и тех же точек, они называются клонами. Из них выбирается трек с наибольшим числом пространственных точек и, при равном их количестве, с меньшим значением  $\chi^2$ .

Информация детектора переходного излучения TRT также может быть использована для реконструкции треков в триггере L2. Алгоритм реконструкции использует метод полного программного обеспечения xKalman. Это метод гистограммирования. Набор траекторий вычисляется в переменных ( $\phi - R(Z)$ ). Учитывается карта магнитного поля для положения каждой трубки. Создается гистограмма размером 500 делений по  $\phi$  и 70 по параметру прогиба. Кандидаты треков образуют максимумы на этой гистограмме. Если количество точек в максимуме достигает восьми, то это кандидат трека. Для него применяются дополнительные критерии. На этом этапе может быть использована информация о времени дрейфа для улучшения разрешения.

Процедура реконструкции трека в целом основана на применении фильтра Кальмана. Пространственные точки, разделенные на группы, используются для определения трека как 5-мерного вектора, с параметрами – локальные значения  $x, y, \phi, \theta$  и  $Q=1/\rho$ , в глобальной системе координат. Определяется и ковариантная матрица этих переменных. Сначала используется простая параболическая аппроксимация трека в однородном

магнитном поле. На этом этапе в ковариантную матрицу вносятся поправки многократного рассеяния, потерь энергии в веществе детектора. Затем применяется анализ по  $\chi^2$  как собственно метод фильтра. После прохождения этого этапа производится стандартная аппроксимация трека. Есть и иные возможности реконструкции трека, в частности в TRT.

Важным элементом L2, используемым для отбора событий В-физики, является реконструкция вторичной вершины образования треков. Для поиска такой вершины используются треки, реконструированные в L2. Из-за ограниченного времени расчетов в триггер, этот алгоритм должен быть быстрым. Для этого он должен использовать ковариантную матрицу без предварительной инверсии переменных. Особенностью алгоритма служит то, что он использует в качестве аппроксимируемого параметра импульс трека в перигее, а не в вершине. Размерность матрицы измерений 5 преобразуется при этом в 2.

Реконструкция трека на уровне фильтра событий использует новый алгоритм реконструкции, развитый для последующего анализа. Треки реконструируются «изнутри», начиная из кремниевого детектора и экстраполируя трек в TRT, и «извне», из TRT в кремниевый детектор. В основном используется в дальнейшем первый вариант. Вторым предназначен для реконструкции конверсии фотонов.

Реконструкция треков Внутреннего детектора в фильтре событий используется для разных объектов, таких как электроны, мюоны,  $\tau$ -лептоны,  $b$ -струи.

На рисунке 9.1 приведены эффективности реконструкции и разрешения определения импульсов треков электронов и мюонов. Они определены путем сравнения реконструированных треков с моделированными.

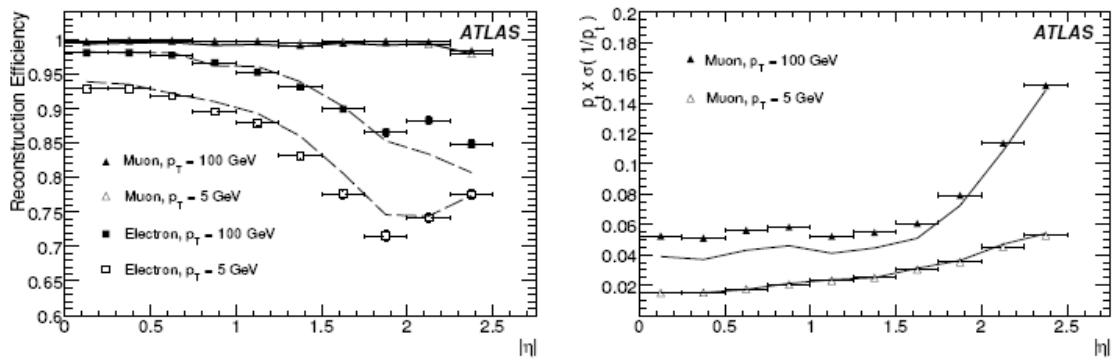


Рис.9.1. Эффективности реконструкции (слева) и разрешение при определении импульсов треков электронов и мюонов в зависимости от псевдобыстроты трека  $|\eta|$ .

### Сигналы калориметра

Сигналом калориметра служит сигнал считывания ячейки. Для жидкоаргонного калориметра он создается дрейфовыми электронами в аргоне. В тайл-калориметре сцинтилляционные фотоны собираются на фотоумножители. Сигналы от ячеек калориметров формируются в зависимости от глубины в калориметре. Башня триггера калориметра ТТ имеет размер  $0,1 \times 0,1$ , по  $(\eta, \phi)$  всюду, кроме крайней передней области калориметра. Триггер L1 определяет кандидат триггера по минимальной энергии ТТ и условию изолированности. Координаты кандидата отсылаются далее для компьютерной обработки, в которой формируется RoI и используется информация каждой ячейки калориметра. Время обработки информации ячеек зависит от их количества и координат. Для определения недостающей энергии  $E_T$  на уровне фильтра событий суммируются все ячейки и определяются ее проекции  $E_x$  и  $E_y$  и полная скалярная сумма энергии. Дополнительно учитывается энергия ионизационных потерь мюонов, реконструированных на уровне фильтра событий.

### Триггер на $\tau$ -лептоны.

Триггер на  $\tau$ -лептон подобен триггеру на электрон и фотон. Он отбирает кластеры энергии калориметров в башнях размером  $0,4 \times 0,4$ , по  $(\eta, \phi)$ , или  $4 \times 4$  башни, при дополнительных

условиях, включающих требование изолированности этих кластеров как в электромагнитном, так и адронном калориметрах. Кластеру  $\tau$ -лептона соответствует энергия двух самых энергичных башен EM калориметра вместе с энергией 2x2 башен адронного калориметра. На уровне L1 этот триггер имеет восемь порогов, каждый из которых является комбинацией различных критериев. Отличие сигнала  $\tau$ -лептона от фона при малых энергиях невелико (распады  $W \rightarrow \tau\nu$ ). Ситуация значительно улучшается для  $\tau$ -лептонов высоких энергий (распад  $A \rightarrow \nu \nu$ ). Отделение фона улучшается, если учитывается информация о реконструкции треков на уровне L2, хотя при этом происходит уменьшение эффективности отбора  $\tau$ -лептонов. На рис. 9.2 приведены суммарные эффективности триггера (L1+L2+фильтр событий) для отбора одиночного  $\tau$ -лептона при разных порогах триггера.

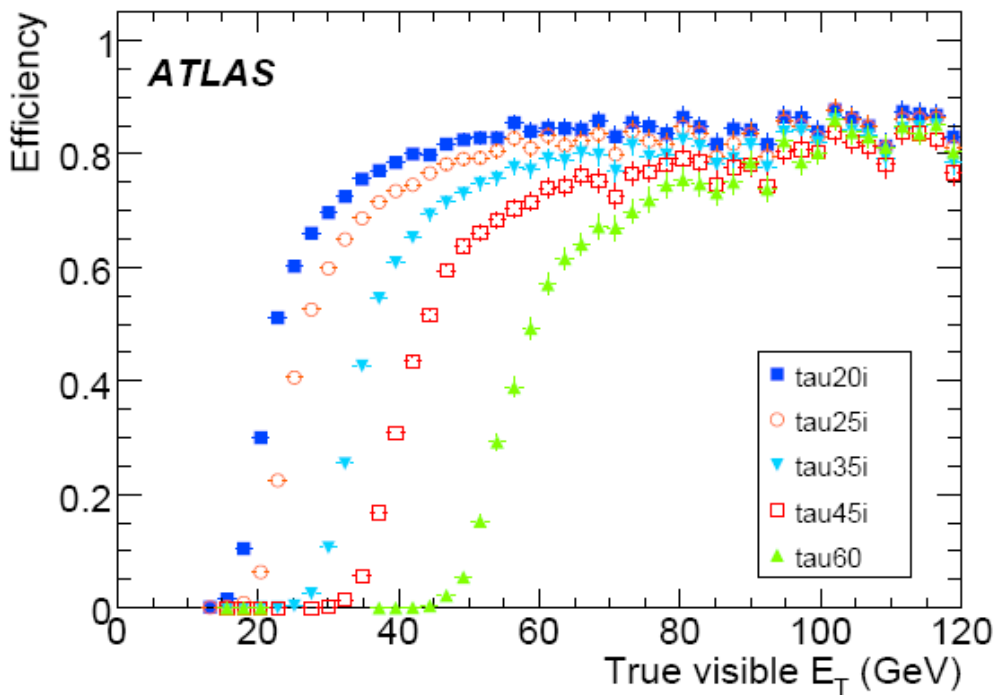


Рис.9.1. Суммарные эффективности триггера (L1+L2+фильтр событий) для отбора одиночного  $\tau$ -лептона при разных порогах триггера в детекторе ATLAS при начальной светимости.

## Триггер на электроны и фотоны.

Триггер на электроны и фотоны важен для многих физических процессов и должен покрывать очень широкую область энергий. Примеры различных физических процессов для разных интервалов энергии приведены в таблице 9.1.

Таблица 9.1.

Momentum range	Examples of some important processes
low $p_T \sim 5-15$ GeV	$B_d \rightarrow J/\psi K_s^0 \rightarrow ee\pi\pi$ $B_s \rightarrow K^*\gamma$ $J/\psi \rightarrow ee$ , Drell-Yan
high $p_T \sim 20 - 100$ GeV	$H \rightarrow \gamma\gamma$ (for $m(H) < 130$ GeV) $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow eeee, ee\mu\mu$ (for $130 < m(H) < 700$ GeV) top physics, $Z \rightarrow ee, W \rightarrow e\nu$ , direct photon production
very high $p_T \sim 100 - 1000$ GeV	$Z' \rightarrow ee, W' \rightarrow e\nu$ $G \rightarrow \gamma\gamma, G \rightarrow ee$ , $pp \rightarrow ee^* \rightarrow ee\gamma$

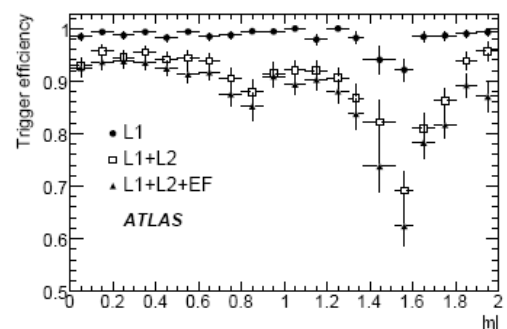
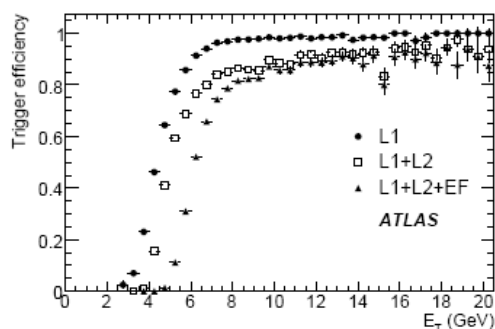
Триггер L1 использует информацию электромагнитного (EM) и адронного калориметров в форме триггерных башень размером  $\Delta\eta \times \Delta\phi \sim 0,1 \times 0,1$ . Энергия по глубине калориметра суммируется. Сканирующий алгоритм выделяет локальные кластеры энергии в окне башень  $4 \times 4$ . Триггер L2 получает информацию координат RoI кластеров, превысивших энергетический порог, и анализирует полный набор данных в области RoI. Определяется поперечная энергия EM кластера и различные переменные, характеризующие форму каскада в разных слоях EM калориметра. Информация внутреннего детектора используется для определения кандидата трека электрона. Проводится реконструкция трека и определяется его соответствие кластеру. В фильтре событий используются алгоритмы полной (off-line) реконструкции. Для триггера фотона используется только информация калориметров.

На рис.9.2 показаны эффективности триггеров разного уровня для электронов в зависимости от поперечной энергии

электрона и псевдобыстроты для двух порогов триггеров  $e5$  и  $e105$ . Видно, что с повышением порога общая эффективность триггера улучшается. Результаты получены путем сравнения с моделированными событиями для начальной светимости  $10^{31}$  см $^{-2}$ с $^{-1}$ . Для порога  $e5$ , применяемого с фактором *prescale*, использовались события  $J/\psi \rightarrow ee$ . В физическом анализе (off-line) они будут использоваться лишь для триггера  $2e5$ . На рисунке видна также переходная область между баррелем и торцевой областью с пониженной эффективностью. Триггер  $e105$  будет использоваться при светимости  $\geq 10^{32}$  см $^{-2}$ с $^{-1}$ .

Эффективности триггера будут определены на реальных данных с помощью метода “tag and probe”. Для этого будет использован набор зарегистрированных событий  $Z \rightarrow ee$ , эффективность которых известна, после полного физического анализа. Кандидат электрона, идентифицированный триггером и прошедший реконструкцию в физическом анализе, определяется как “tag”, меченый. Распад  $Z \rightarrow ee$  идентифицируется при условии, что второй электрон определяется при реконструкции  $Z$  в физическом анализе. В этом случае второй электрон служит “probe”, пробником, и может быть использован для определения эффективности триггера, так как известно, что он является «хорошим электроном».

На рис.9.3 приведены эффективности триггеров для фотонов при пороге  $20\text{ГэВ}$  для детектора с идеальной геометрией.





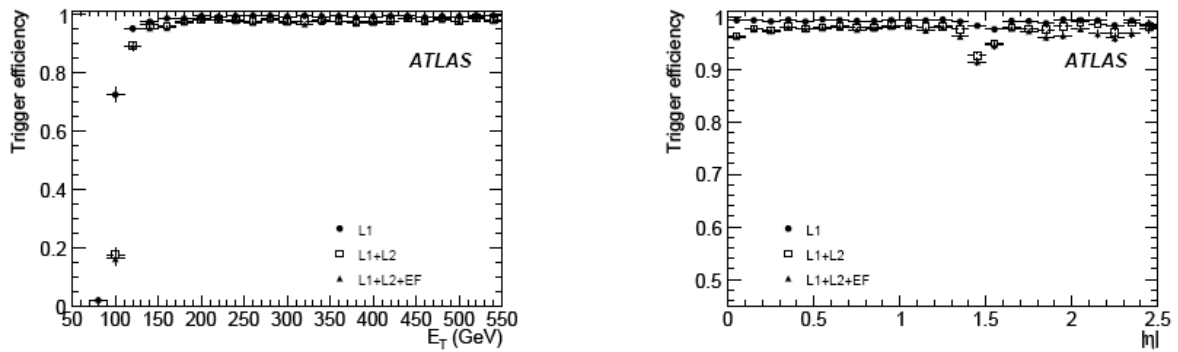


Рис.9.2. Эффективности триггеров разного уровня для электронов в зависимости от поперечной энергии электрона и псевдобыстроты для двух порогов триггеров e5 и e105.

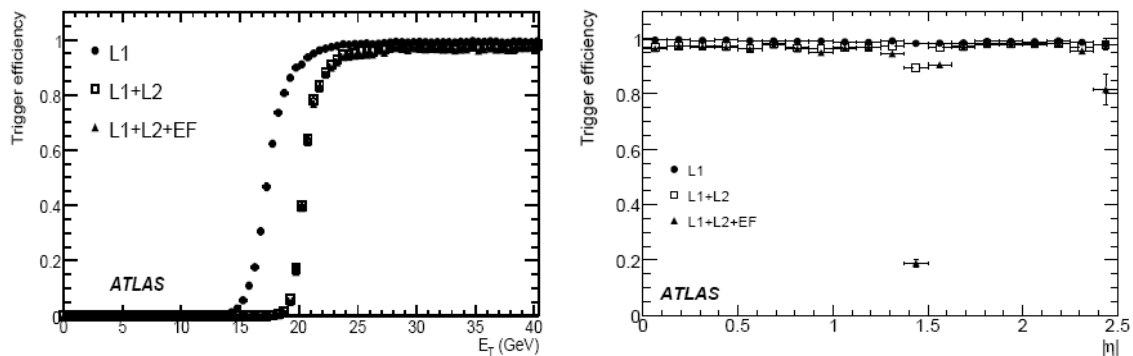


Рис.9.3. Эффективности триггеров разного уровня для фотонов в зависимости от поперечной энергии и псевдобыстроты для триггера g5.

## Мюонный триггер

Для многих областей исследований ЛНС важно идентифицировать и выделять мюоны из потока частиц. Триггер мюонов имеет также три уровня L1, L2 и фильтр событий EF. Важной характеристикой триггера служит эффективность выделения пар мюонов. Помимо мюонных камер, информация калориметров также может быть использована для выделения мюонов.

Для изучения триггера мюонов были использованы наборы моделированных событий с поперечными импульсами

мюонов от 2 ГэВ до 1 ТэВ. Для оценки фона мюонов от распада пионов и каонов от неупругих взаимодействий протонов, происходящих в объеме внутреннего детектора, были использованы *minimum bias* наборы и отдельно пионы, распадающиеся во внутреннем детекторе.

Триггер L1 формирует RoI на основе данных триггерных мюонных камер RPC и TGC. По совпадениям сигналов разных камер по направлениям  $\eta$  и  $\phi$  определяется область поперечных импульсов мюона. Центральный процессор СТР определяет по этим данным количество мюонов для разных порогов. Установлено несколько типов триггера для разных областей поперечных импульсов. Для выделения мюонов в области низких поперечных импульсов это пороги  $mu_0$ ,  $mu_5$ ,  $mu_6$ ,  $mu_8$ ,  $mu_{10}$ . Для отбора мюонов в области высоких поперечных импульсов установлены пороги  $mu_{11}$ ,  $mu_{20}$  и  $mu_{40}$ . Число после символа  $mu$  обозначает значение  $p_T$  порога. Порог  $mu_0$  означает полностью открытые окна совпадений и используется при работе с космическими частицами. На уровне L2 и EF он обозначается как  $mu_{XX}$ . Триггер L2 применяет как основной алгоритм  $mu_{FAST}$ , использующий всю информацию детекторов в пределах RoI. Соответствующий трек во внутреннем детекторе находится с помощью алгоритма  $mu_{Comb}$ . Условие изолированности вычисляется с помощью  $mu_{Iso}$ . Он декодирует данные EM и адронного калориметров LAr и Tail вдоль трека мюона. Выделяются два конуса треком мюона в центре: внутренний конус потерь собственно мюоном и внешний, где дают вклад шумы и сопровождающие частицы струй или наложившихся *pile-up* событий.

Стратегия мечения мюона L2 в тайл-калориметре выполняется с помощью  $TileMuId$  алгоритма. Это повышает эффективность триггера для низких поперечных импульсов. Алгоритм прослеживает потери энергии мюоном во всех трех слоях по глубине, начиная с нижнего. Есть и другие алгоритмы поиска мюонов по данным калориметров.

Алгоритмы фильтра событий EF практически совпадают с теми, которые используются при полной реконструкции в процессе физического анализа. Фильтр событий начинается с реконструкции треков в мюонном спектрометре в областях, определенных триггером L2. Сначала определяется трек в спектрометре, затем он экстраполируется в точку рождения и на

последнем шаге происходит объединение трека с треками внутреннего детектора.

Эффективные пороги для поперечных импульсов устанавливаются чуть ниже, чем номинальные. Они определяются тем условием, что эффективность на пороге составляет 90% от величины эффективности без порога.

Триггер L1 имеет эффективность более 99% для мюонов выше порога по  $p_T$ . Суммарный акцептанс триггера L1 (82% для низких  $p_T$  и 78% для области высоких  $p_T$ ) определяется отсутствием камер RPC в областях расположения механики поддержки магнита ( $-2,3 \leq \varphi \leq -1,7$  и  $-1,4 \leq \varphi \leq 0,9$ ) и центральном промежутке спектрометра при  $|\eta| \approx 0$ .

Метод “tag and probe” используется для определения эффективности триггера на данных эксперимента. Иллюстрация метода при использовании распадов  $Z \rightarrow \mu\mu$  приведена на рис. 9.4. Результаты применения метода показаны на рис. 9.5 для эффективности разных уровней триггера при выделении мюонов в области больших поперечных импульсов при пороге по  $p_T$  20 ГэВ/с.

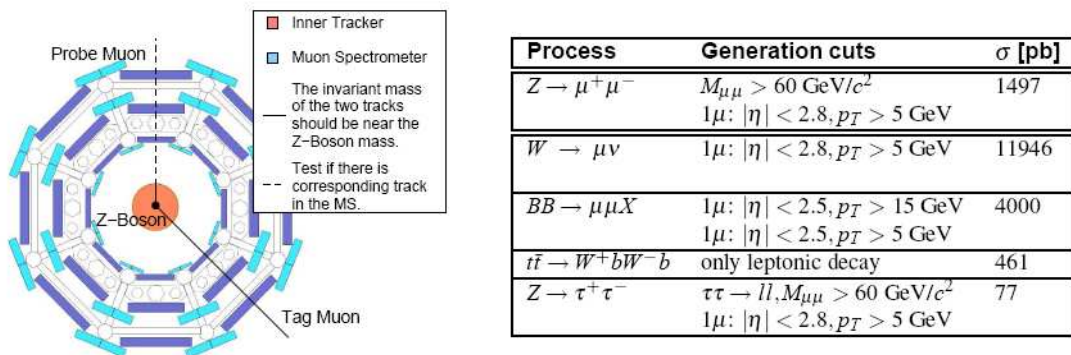


Рис.9.4. . Иллюстрация метода “tag and probe” с использованием распадов  $Z \rightarrow \mu\mu$  для измерения эффективности триггера мюонов на данных эксперимента.

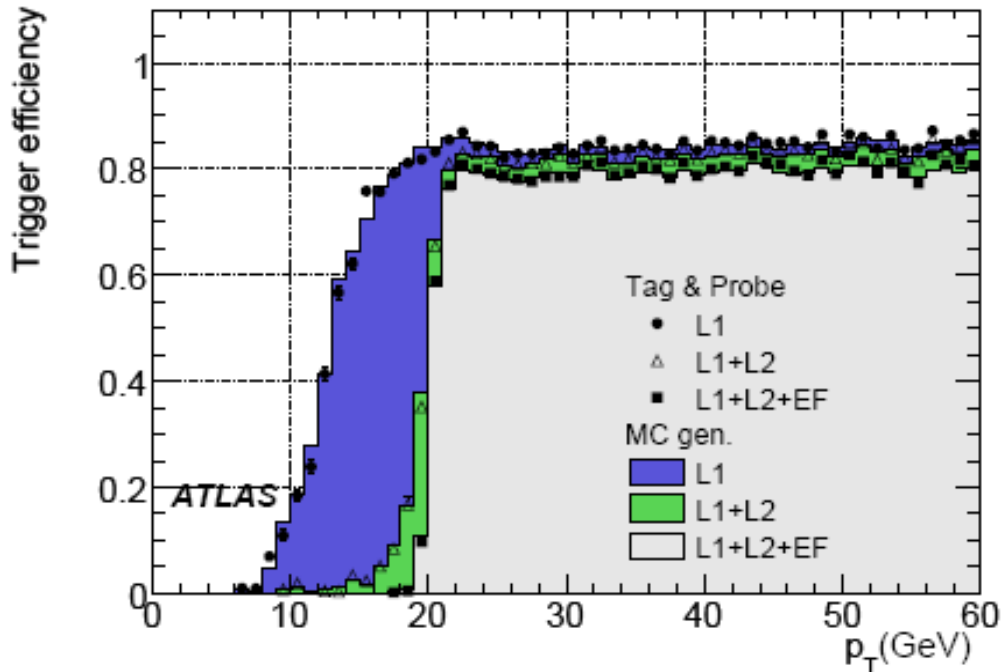


Рис.9.5. Сравнение эффективностей триггеров при регистрации мюонов в области больших поперечных импульсов при пороге 20 ГэВ/с, определенных моделированием МС и при использовании метода “tag and probe”.

### Триггер *b*-струй

Наличие *b*-струй в событиях  $pp$  взаимодействий указывает на высокую вероятность новых процессов. Отбор *b*-струй на уровне триггера означает увеличить возможности триггера высокого уровня HLT. Идентификация *b*-струй возможна лишь с использования информации о треках, которая доступна лишь на уровне триггера второго уровня L2.

### Триггер на струи

Идентификация адронных струй является критическим параметром детектора ATLAS. Исполнение этой задачи обусловлено энергетическим разрешением и шкалой. ATLAS калориметры (EM и адронный) сегментированы на триггерные башни с гранулярностью 0,1 x 0,1 в пространстве  $\eta$  x  $\phi$ . L1 формирует «струю» как область 2x2 башень триггера EM и адронного калориметра. Схема L1 алгоритма струи приведена на

рис. 9.6. Поиск струи может осуществляться с шагом 2x2, 3x3 или 4x4 струйных элементов.

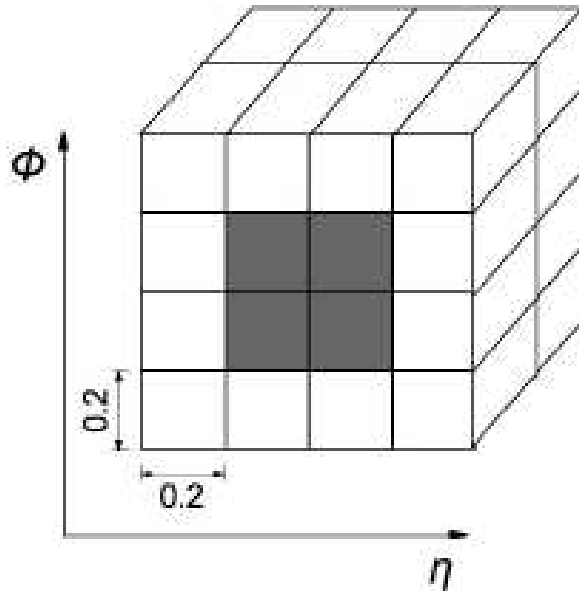


Рис.9.6. Диаграмма L1 алгоритма струи. Показана область 4x4 элементов струи в EM и адронном калориметре, выделенная и по глубине, и локальный кластер поперечной энергии размером 2x2 элементов струи.

Последовательность алгоритмов триггера высокого уровня для струй показана на рис. 9.7. На рис.9.8 приведены энергетический масштаб поперечной энергии струй (отношение измеренной поперечной энергии к истинной) и разрешение (погрешность) измерения энергии струй в зависимости от истинной энергии струи  $E_t$  на уровне фильтра событий EF.

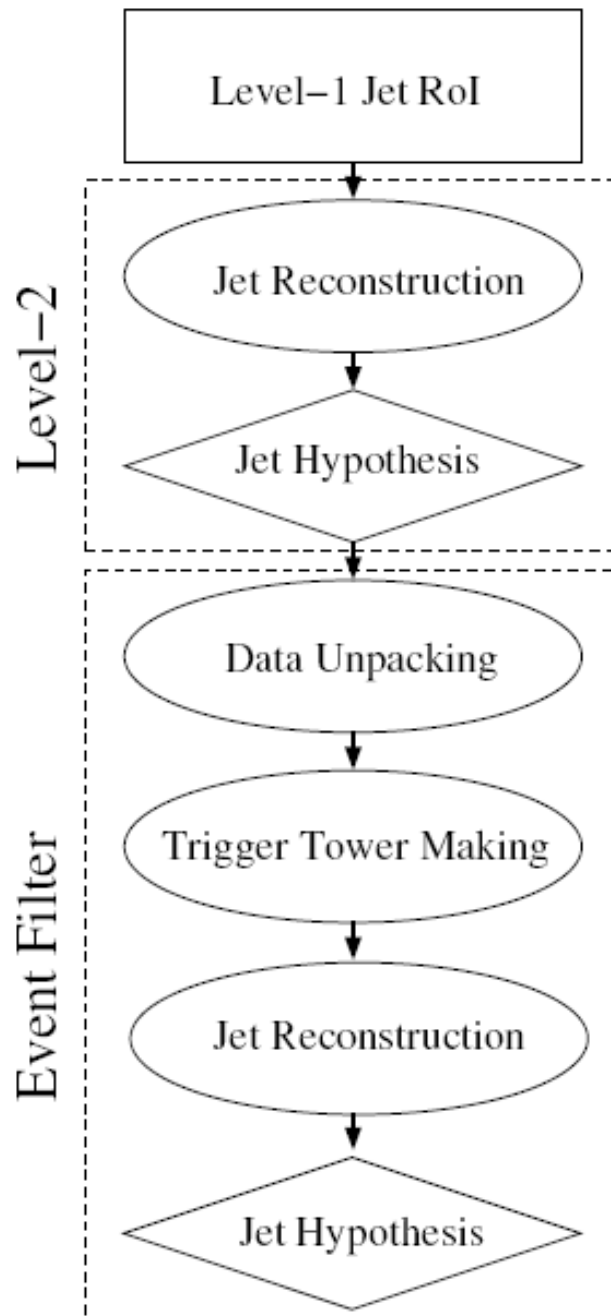


Рис.9.7. Последовательность алгоритмов, используемых при реконструкции струй в триггере высокого уровня HLT. Овалами выделены алгоритмы Feature extraction, в ромбах алгоритмы гипотез.

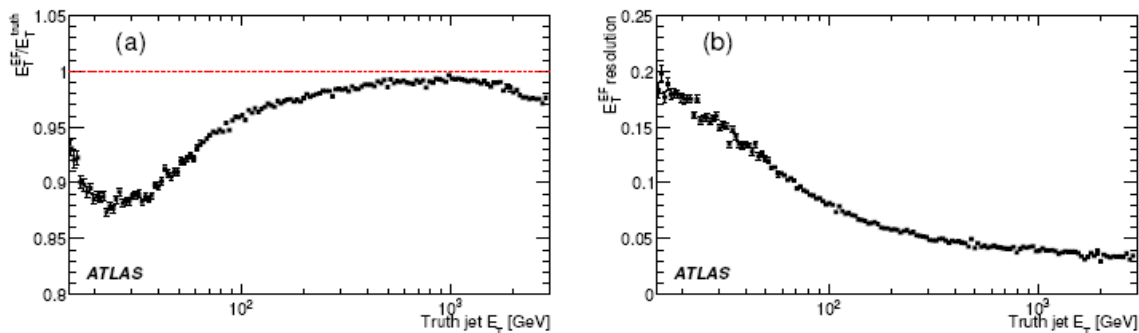


Рис.9.8. Энергетический масштаб поперечной энергии струй (a) и разрешение по энергии струй (b) в зависимости от истинной энергии струи  $E_T$  на уровне фильтра событий EF. Данные MC.

## 10 Характеристики детектора ATLAS

Данные всех детекторов для отобранных триггером событий записываются вместе с калибровками и данными состояния детекторов и направляются для полной реконструкции измеряемых характеристик событий. Полная реконструкция off-line предназначена для использования в физическом анализе событий. Она использует все математическое обеспечение детектора. Это обеспечение состоит из многих элементов, алгоритмов и программных кодов. Управление этими элементами осуществляет программная оболочка детектора ATLAS, именуемая ATHENA. Она обеспечивает запуск и работу программ физического анализа.

Объем данных, поступающих с детектора, велик и для их обработки используется система распределенных вычислений GRID. Она имеет несколько уровней организации. Базовыми элементами являются компьютерные центры Tier0, Tier1, Tier2. Центром является Tier0, расположенный в ЦЕРНе. Он осуществляет первичную обработку данных, их калибровку, создает файлы информации для событий. После первичной обработки эти файлы рассылаются в 10 вычислительных центров Tier1, где проводится основной массив вычислений по реконструкции данных измерений. Эти результаты в форме файлов с реконструированными данными рассылаются в Tier2,

где становятся доступными физикам, выполняющих анализ. Для индивидуальной работы или работы небольшой группы физиков по определенной теме предназначены локальные вычислительные базы Tier3, функции которой уже может выполнять отдельный персональный компьютер.

Доступ к данным осуществляется через GRID. Программный код, выполняющий анализ, поступает в систему GRID и находит необходимые файлы с экспериментальными данными, запрашиваемые программой физического анализа. Результаты работы программы анализа возвращаются физикам для дальнейшей обработки. В этой системе используются различные программные продукты: PANDA, GANGA, AthenaRootAccess и другие.

Анализ выполняется на основе объектно-ориентированного языка программирования C++. Этот язык использован для программного обеспечения детектора. Окончательный анализ и представление данных осуществляется с помощью системы обработки данных физики высоких энергий ROOT.

Для выполнения анализа создается программный код, соединяющий необходимые алгоритмы и файлы с данными.

Программные коды разработаны при использовании модельных данных. События pp-взаимодействий моделировались Монте-Карло генератором, в основном PYTHIA. С помощью программы GEANT4 моделировались данные работы детекторов. Эти результаты использовались в качестве аналога экспериментальных данных. Важная роль таких вычислений сохранится и при работе с реальными данными эксперимента.

Далее приведены характеристики детектора ATLAS по измерению объектов в детекторах, полученные путем расчетов в математической модели эксперимента. Алгоритмы, используемые в расчетах, уже не имеют ограничений по используемому времени и допускают повторное применение.

### **Реконструкция треков**

Во Внутреннем детекторе и соленоиде реконструируются и измеряются треки заряженных частиц с поперечными импульсами  $> 0,5$  ГэВ/с в интервале псевдобыстрот  $|\eta| < 2,5$ . Эффективность реконструкции при малых  $p_T$  ограничена присутствием большого количества вещества в объеме



Внутреннего детектора. Для определения разрешения при измерении поперечных импульсов треков использовались отдельные прямо рожденные частицы с  $p_T$  выше 1 ГэВ/с и частицы струй. Величины разрешения аппроксимировались выражением

$$\sigma_X = \sigma_X(\infty)(1 \oplus p_X/p_T).$$

Оно применимо как для треков с очень большими (бесконечными) импульсами, где разрешение определяется в основном разрешением детекторов ( $\sigma_X(\infty)$ ), так и для низкоэнергичных треков, где основную погрешность вносит многократное рассеяние в веществе детектора ( $p_X$  учитывает реальный  $p_T$  трека). В таблице 10.1 величины разрешений (RMS) при значении  $p_X$ , когда вклад в разрешение от многократного рассеяния равен вкладу от разрешения детекторов, и для области центральных псевдобыстрот, где эффект вещества минимален, и передней области с максимальным количеством вещества. Разрешение измерения поперечного импульса и углов получено для треков мюонов в первых трех строках, а разрешение для измерения прицельного параметра приведено для пионов (две нижние строки).

Таблица 10.1.

Track parameter	0.25 < $ \eta $ < 0.50		1.50 < $ \eta $ < 1.75	
	$\sigma_X(\infty)$	$p_X$ (GeV)	$\sigma_X(\infty)$	$p_X$ (GeV)
Inverse transverse momentum ( $1/p_T$ )	0.34 TeV <sup>-1</sup>	44	0.41 TeV <sup>-1</sup>	80
Azimuthal angle ( $\phi$ )	70 $\mu$ rad	39	92 $\mu$ rad	49
Polar angle ( $\cot\theta$ )	$0.7 \times 10^{-3}$	5.0	$1.2 \times 10^{-3}$	10
Transverse impact parameter ( $d_0$ )	10 $\mu$ m	14	12 $\mu$ m	20
Longitudinal impact parameter ( $z_0 \times \sin\theta$ )	91 $\mu$ m	2.3	71 $\mu$ m	3.7

Отметим, что сигналы TRT используются только для треков с  $|\eta| < 2,0$ .

При измерении треков, в первую очередь лептонов, важно правильное определение знака электрического заряда. Для треков мюонов знак заряда определяется с достаточной точностью в мюонной системе до самых больших значений импульсов. Для электронов он может быть измерен лишь во Внутреннем детекторе. На рис.10.1 приведены вероятности ошибочного измерения заряда для мюонов и электронов с  $|\eta| < 2,5$  в зависимости от их поперечного импульса (слева) и значения псевдобыстроты при  $p_T = 2$  ТэВ (справа). Видно, что для

электронов с  $p_T$  менее 1 ТэВ вероятность правильного определения заряда высока.

Эффективности реконструкции треков различных частиц приведены на рис. 10.2. Для пионов дополнительным эффектом, уменьшающим эффективность, кроме многократного рассеяния, служит взаимодействие с веществом детектора. Для электронов существенен дополнительный вклад тормозного излучения. Характер зависимости от псевдобыстроты отражает изменение количества вещества в детекторе. Электроны, выходя за пределы SCT, теряют в среднем от 20 до 50% своей энергии. Функцию идентификации электронов при импульсах до 25 ГэВ/с выполняет TRT.

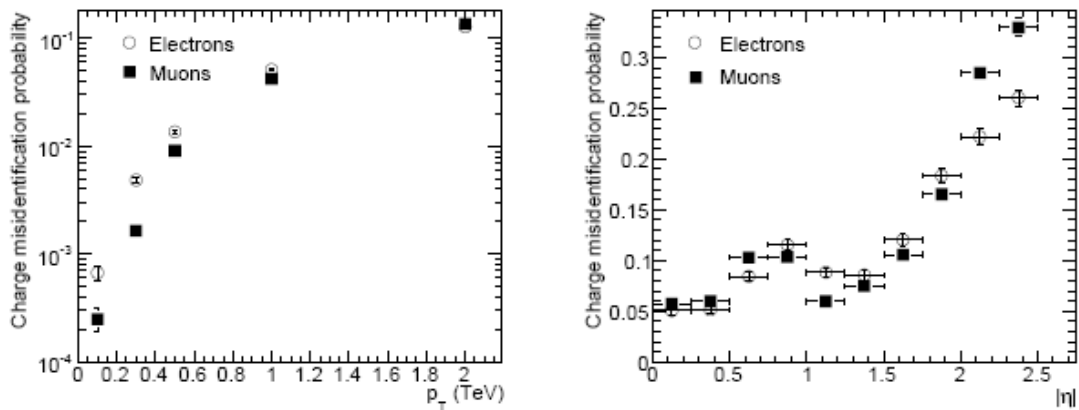


Рис. 10.1 Вероятность ошибочного измерения заряда трека мюона и электрона в зависимости от поперечного импульса трека (слева) и псевдобыстроты для треков с  $p_T = 2$  ТэВ.

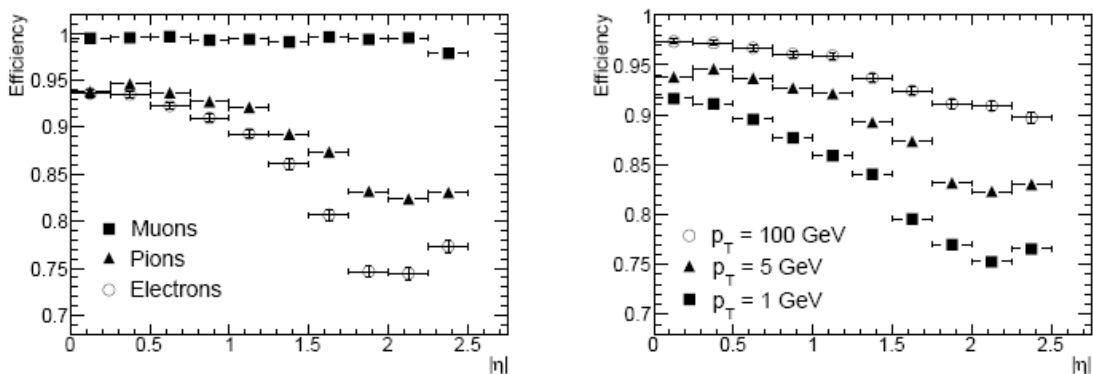


Рис. 10.2. Эффективности реконструкции треков мюонов, пионов и электронов с  $p_T = 5$  ГэВ/с (слева) и треков пионов с  $p_T = 1, 5$  и 100 ГэВ/с.

Величины относительного разрешения при измерении поперечных импульсов мюонов в зависимости от псевдобыстроты частицы показаны на рис. 10.3.

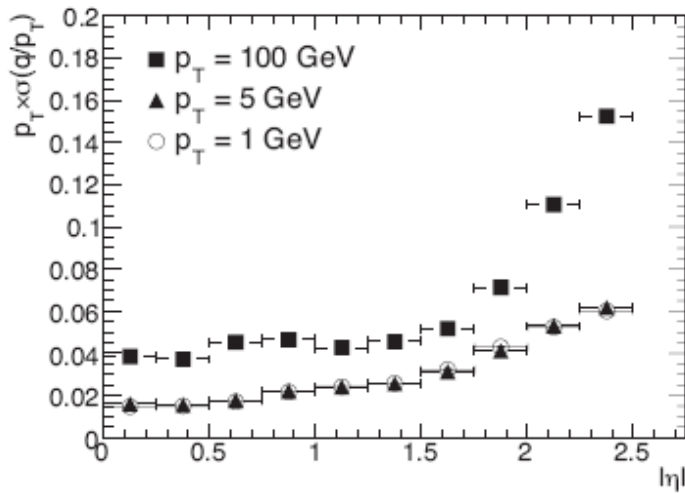


Рис.10.3. Относительное разрешение при измерении поперечных импульсов мюонов при значениях  $p_T = 1, 5$  и  $100$  ГэВ/с в зависимости от псевдобыстроты частицы.

Важной характеристикой является точность восстановления координат точки соударения протонов, найденной по трекам вторичных частиц. На рис.10.4 показаны распределения первичных вершин взаимодействий для событий разных типов в поперечной плоскости и по оси пучка.

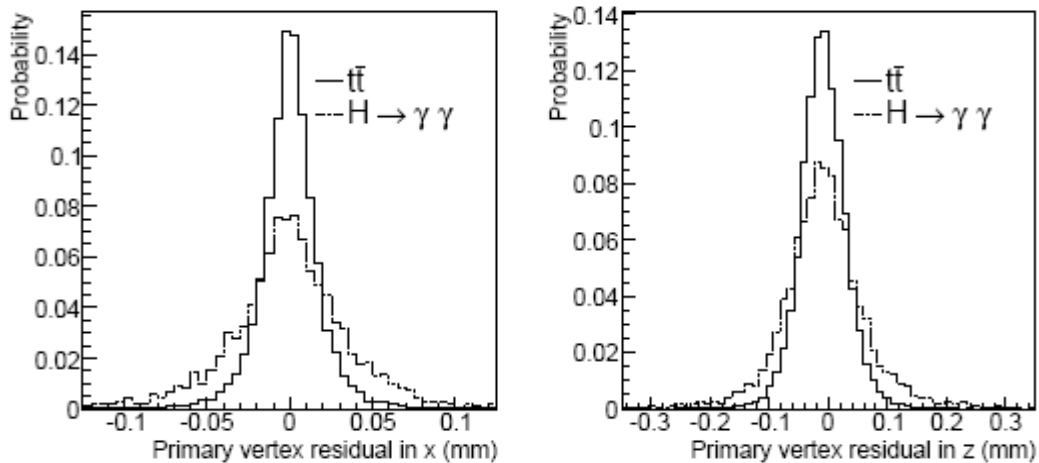


Рис.10.4. Разрешение восстановления координат точки соударения протонов в событиях с рождением пары топ-кварков и бозона Хиггса, распадающегося на два фотона: по переменной  $x$  в поперечной плоскости (слева) и по продольной переменной  $z$  в мм.

Измерение поперечного импульса мюонов по величине прогиба траектории в мюонном спектрометре зависит от точности камер и знания их относительного положения (выстроенности детектора). Разрешение этих измерений показано на рис.10.5. Детектор оптимизирован для мюонов с  $p_T \sim 100$  ГэВ/с. При меньших импульсах одиночных мюонов результаты хуже за счет флуктуаций потерь в калориметре, при больших за счет разрешения камер MDT. Для объединенных треков при малых  $p_T$  разрешение определяется Внутренним детектором, где при  $p_T$  менее 10 ГэВ/с доминирует вклад многократного рассеяния.

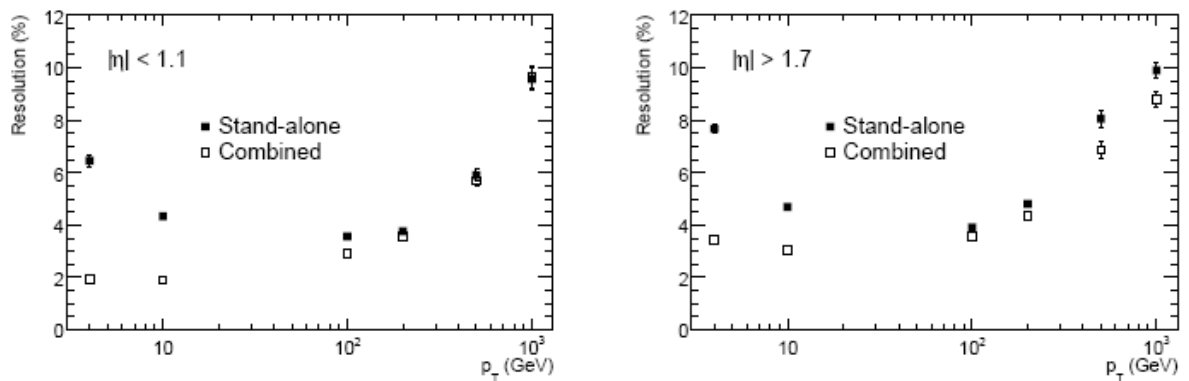


Рис.10.5. Разрешение в % при измерении импульсов одиночных мюонов в мюонном спектрометре (stand-alone) и при объединении данных спектрометра и Внутреннего детектора (combined) для центральной  $|\eta| < 1,1$ (слева) и передней  $|\eta| > 1,7$  областей.

### Измерение энергии электронов и фотонов

Разрешение при измерении энергии электронов и фотонов показано на рис. 10.6.

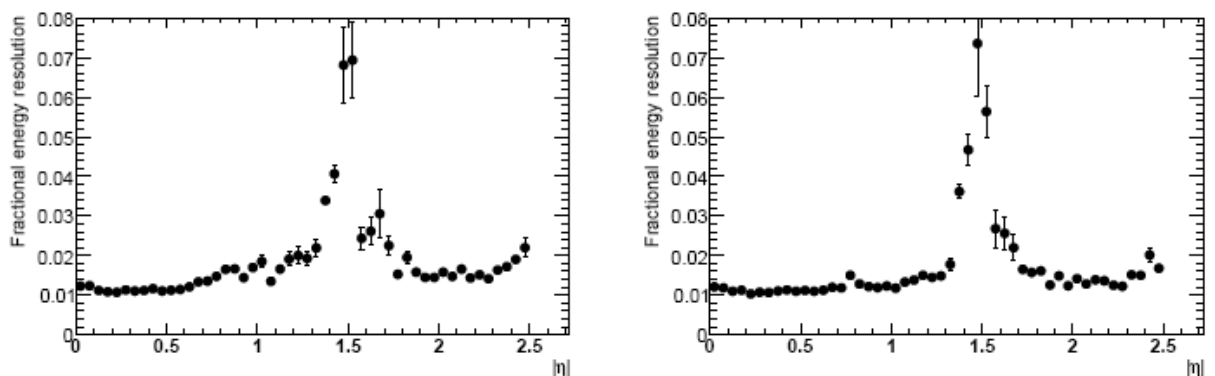


Рис.10.6. Разрешение при измерении энергии электронов и фотонов с энергией 100 ГэВ в зависимости от их псевдобыстроты.

Величина разрешения определяется степенью структурированности EM калориметра и качеством его калибровки. Область ухудшения разрешения при  $|\eta| = 1,5$  соответствует переходу от барреля к торцевой части и исключается при проведении анализа данных. Зависимость разрешения от энергии электронов и фотонов показана на рис. 10.7 для разных значений псевдобыстроты.

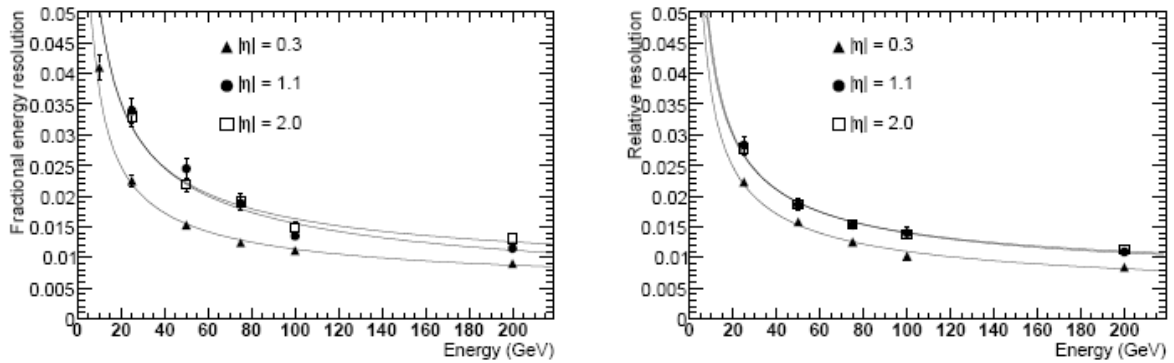


Рис.10.7. Зависимость разрешения при измерении энергии от величины энергии электронов (слева) и фотонов при значениях псевдобыстроты  $|\eta| = 0,3, 1,1$  и  $2,0$ .

### Реконструкция струй

Реконструкция струй использует высокую степень структурированности калориметров ATLAS. Программное обеспечение позволяет применять различные алгоритмы выделения струй и работать с любыми входными объектами, характеризуемыми четырех – импульсами. Два основных алгоритма реконструкции – 1) с фиксированным конусом и 2) с последовательной рекомбинацией. Оба алгоритма используются в двух конфигурациях. В первом случае для выделения узких струй при исследовании спектроскопии  $W$  или  $t\bar{t}$ -рождения, а также кандидатов в события суперсимметрии с большим количеством струй. Во втором случае для выделения широких струй при исследовании КХД процессов, двухструйного рождения и множественного образования струй при светимости  $\leq 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Конусный алгоритм использует два параметра: пороговую поперечную энергию в начальной ячейке  $E_T = 1 \text{ ГэВ}$  и раствор конуса  $\Delta R = 0,4$  для поиска узких струй и  $0,7$  для поиска широких. Величина  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ . В обоих случаях применяется расщепление и объединение струй при пороге на их

перекрытие в 50%. Может использоваться также версия  $k_T$  алгоритма реконструкции струй. Конусный алгоритм вследствие своего быстродействия используется также в триггере высокого уровня.

Все измерения в ячейках калориметра калибруются с использованием весовых функций, зависящих от геометрии и положения ячейки и уровня шумов. Основными требованиями к сигналам от струй после калибровки является линейная зависимость отклика калориметра от энергии струи во всем измеряемом диапазоне энергий, однородность отклика в зависимости от направления струи и стандартное разрешение. Линейность отклика калориметра демонстрируется на рис.10.8(а) для двух интервалов псевдобыстроты: показаны величины отношения энергии, измеренной в калориметре, к истинной энергии струи, нижние точки до калибровки, верхние после глобальной калибровки. Однородность углового отклика в двух интервалах поперечных энергий струй  $E_T$  для конусных алгоритмов с  $\Delta R = 0,4$  и  $0,7$  показана на рис.10.8(б). Нарушения однородности в двух переходных областях по  $|\eta|$  более заметны при меньших энергиях струй. На рис.10.8(в) приведено разрешение по энергии струй в зависимости от теоретического значения псевдобыстроты (или угла) струи  $|\eta|$ . Все результаты получены для процесса рождения двух КХД струй.

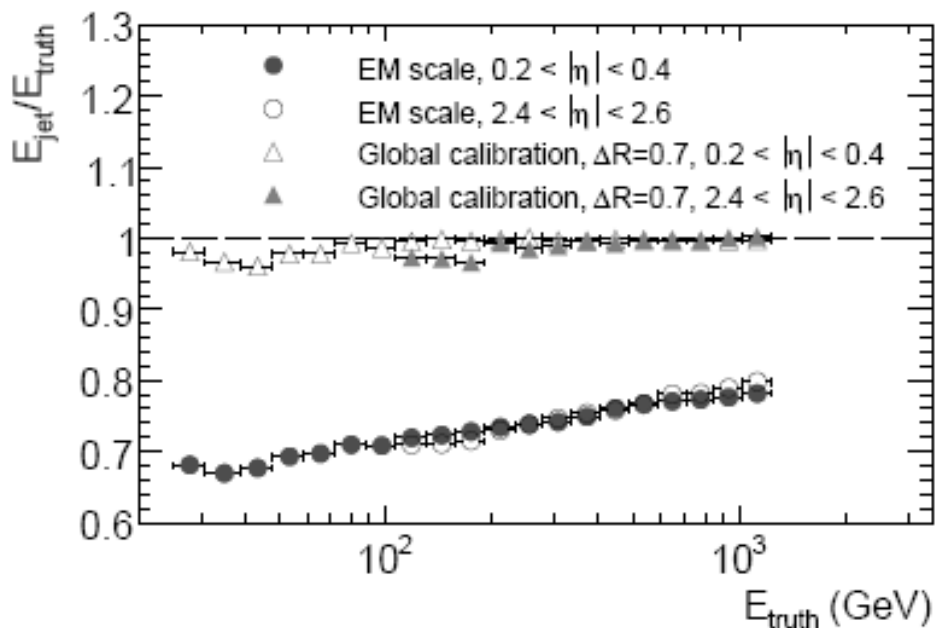


Рис.10.8.(а) Линейность расчетного отклика калориметра в зависимости от энергии струи  $E_{truth}$ .

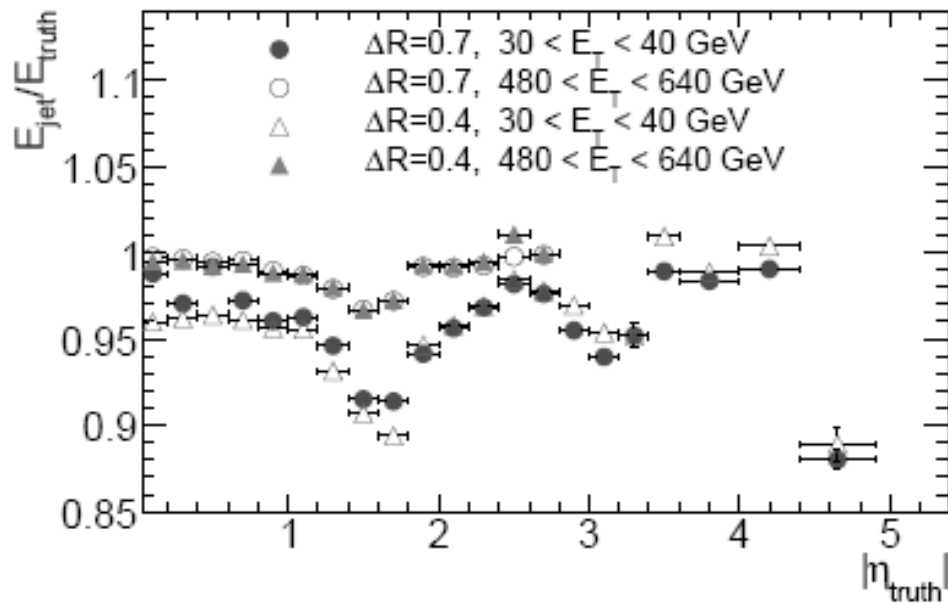


Рис.10.8(б). Однородность углового отклика в двух интервалах поперечных энергий струй  $E_T$  для конусных алгоритмов с  $\Delta R = 0,4$  и  $0,7$ .

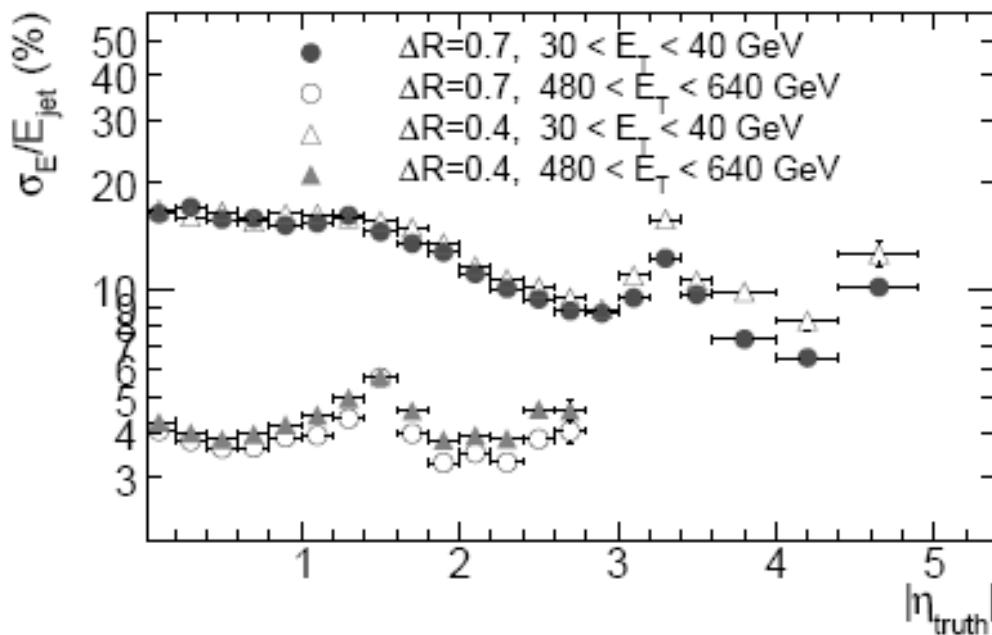


Рис.10.8(в) Разрешение по энергии струй в зависимости от угла  $|\eta|$ .

Кроме представленных параметров, качество реконструкции струй определяется дополнительными требованиями, предъявляемыми в процессе физического анализа.

К ним относятся эффективность выделения струй, чистота набора, применимость вето и определение типа струи, ее принадлежности тому или иному физическому объекту. Определяются эти параметры для конкретных физических процессов.

На рис.10.9 для примера показана эффективность реконструкции струй для двух алгоритмов в процессе рождения бозона Хиггса через механизм слияния векторных бозонов в зависимости от расчетной поперечной энергии струи  $p_T$ . Распад бозона Хиггса с массой 120 ГэВ происходит на два  $\tau$ -лептона. Видно, что для струй с  $p_T$  выше 40 ГэВ оба алгоритма дают близкие результаты. Для меньших энергий их эффективность отличается. При малых энергиях ( $> 10$  ГэВ) примесь ложных струй велика и составляет в центральной области, например, 30% – 45% для указанных алгоритмов.

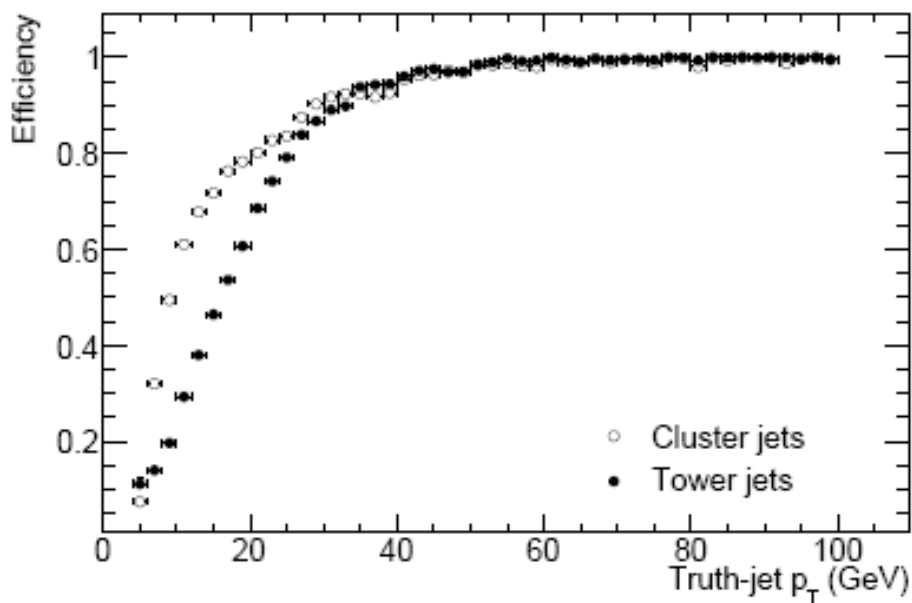


Рис.10.9. Эффективность реконструкции струй для двух конусных алгоритмов с  $\Delta R = 0,7$  в процессе рождения бозона Хиггса через механизм слияния векторных бозонов в зависимости от расчетной поперечной энергии струи  $p_T$ .

### Измерение недостающей поперечной энергии

При измерении недостающей поперечной энергии особую важность имеет линейность отклика калориметров. На



рисунке 10.10 показана эта величина для распада бозона Хиггса с массой 800 ГэВ два  $\tau$ -лептона.

При измерении недостающей энергии особенно важна калибровка калориметра.

Разрешение определения двух компонент вектора недостающей энергии в поперечной плоскости ( $x$ ,  $y$ ) в зависимости от суммарной измеренной поперечной энергии в калориметре  $\Sigma E_T$  для разных физических процессов приведена на рис.10.11. Измерение компонент этого вектора дает возможность определить направление  $E_{Tmiss}$ . Для значений  $E_{Tmiss}$  выше примерно 100 ГэВ погрешность определения угла составляет 100 мрад. В некоторых случаях параметры  $E_{Tmiss}$  могут использоваться для вычисления эффективной массы объектов.

Важной задачей при реконструкции струй является идентификация адронных распадов  $\tau$ -лептонов. Они выделяются путем поиска узкого кластера энергии в калориметре, сопровождаемого малым количеством треков во Внутреннем детекторе. Другим способом идентификации струй является выделение струй  $b$ -кварков.

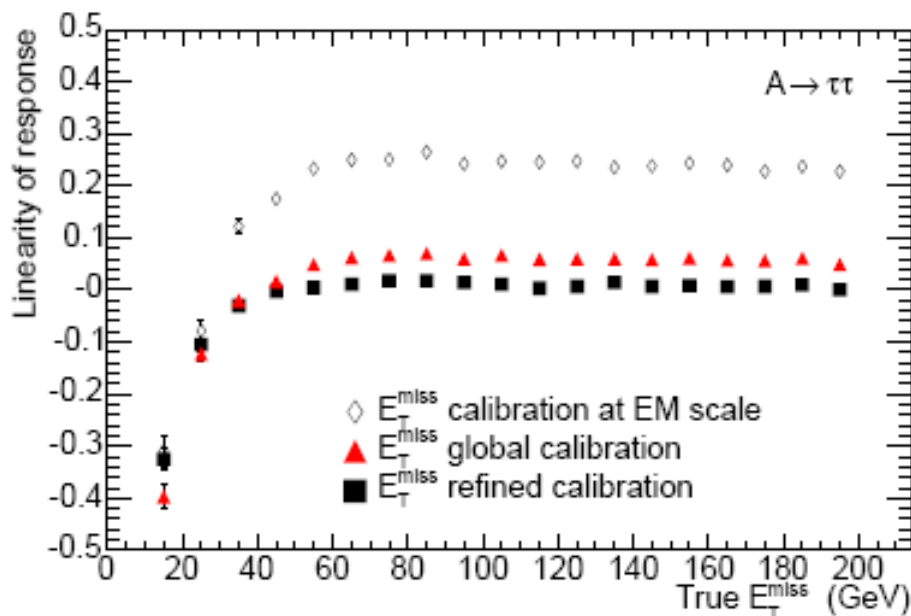


Рис. 10.10. Линейность отклика калориметра при измерении недостающей поперечной энергии в процессе распада бозона Хиггса  $A$  на два  $\tau$ -лептона.

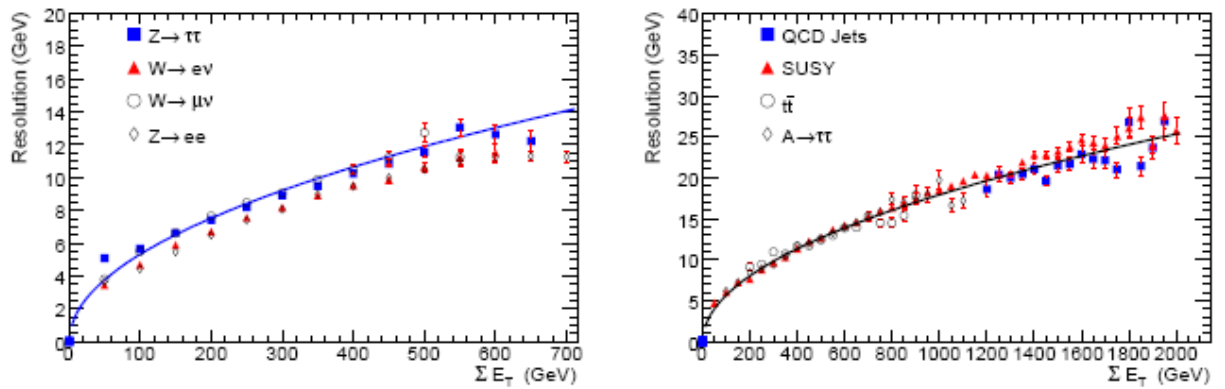


Рис.10.11. Разрешение определения двух компонент вектора недостающей энергии в поперечной плоскости ( $x$ ,  $y$ ) в зависимости от суммарной измеренной поперечной энергии в калориметре  $\Sigma E_T$  для разных физических процессов.

### Идентификация струй $b$ -кварков

Возможность идентификации адронных струй тяжелых кварков необходима для изучения многих процессов: рождения  $t$ -кварков, поиска бозона Хиггса и новой физики вне Стандартной модели. Струи реконструируются в калориметре стандартными алгоритмами. Рассматриваются в качестве кандидатов в струи  $b$ -кварков струи с  $p_T > 15$  ГэВ и  $|\eta| < 2,5$ . Треки во Внутреннем детекторе относятся к струе, если их расстояние от оси струи  $R < 0,4$ . Не учитываются наложения событий. В расчетах модели кварк  $b$  или  $c$  (или  $\tau$ -лептон) считается относящимся к струе, если его поперечный импульс более 5 ГэВ/с и он отстоит от оси струи на  $\Delta R < 0,3$ . Это условие отбирает преимущественно струи  $b$ -кварков от процесса расщепления глюона на два  $b$ -кварка в партонном ливне. Среди треков струи отбираются надежно измеренные трки с  $p_T > 1$  ГэВ и вычисляется их поперечный прицельный параметр  $d_0$  относительно точки соударения протонов. Величина  $d_0$  определяется как наименьшее расстояние от трека до точки взаимодействия и ей приписывается знак в зависимости от направления смещения относительно оси струи, определенной в калориметре. Если трек пересекает ось струи позади точки соударения, то величина  $d_0$  имеет отрицательный знак. На рис. 10.12 показаны распределения параметра  $d_0$  ( $|d_0| < 1$  мм) для треков от разных кварковых струй. Наибольшие положительные значения  $d_0$  присутствуют в струях  $b$ -кварков, наименьшие в струях от легких кварков  $u, d, s$ .

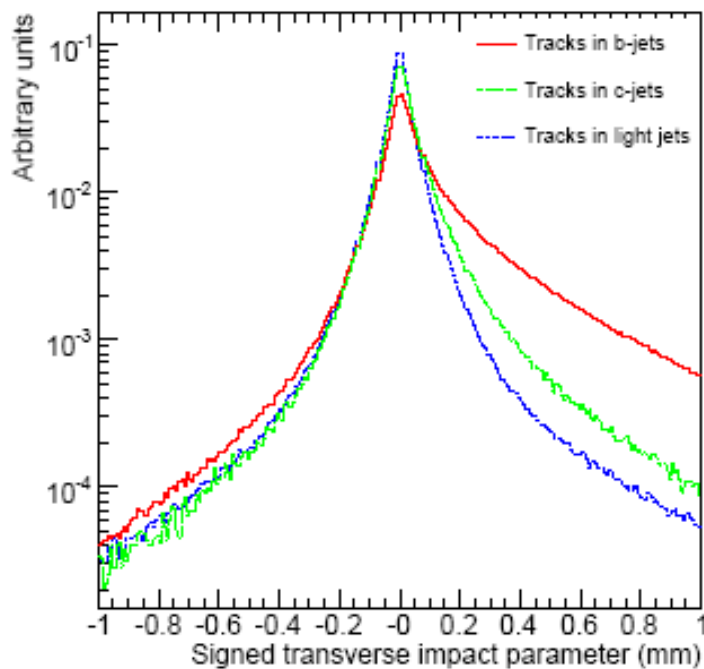


Рис.10.12. Распределения параметра  $d_0$  с приписанным знаком для треков от разных кварковых струй.

Повышение надежности идентификации проводится затем путем поиска вершины от распада  $B$ -адрона в струе, включая распад  $c$ -кварка, возникшего от распада  $B$ -адрона. Для этого комбинируются пары треков с наибольшими значениями прицельного параметра  $d_0$  и реконструируется их общая вершина. Для вершин с хорошим качеством реконструкции определяется эффективная масса частиц, чтобы исключить распады  $K_0$  и  $\Lambda$ -частиц и конверсии фотонов. Оставшиеся вершины объединяются в одну и определяется эффективная масса частиц в вершине и отношение суммарной энергии частиц в вершине к энергии всех частиц в струе, а также полное количество вершин с парами треков. Поведение этих трех параметров показано на рис.10.13 для струй  $b$ -кварков и легких струй.

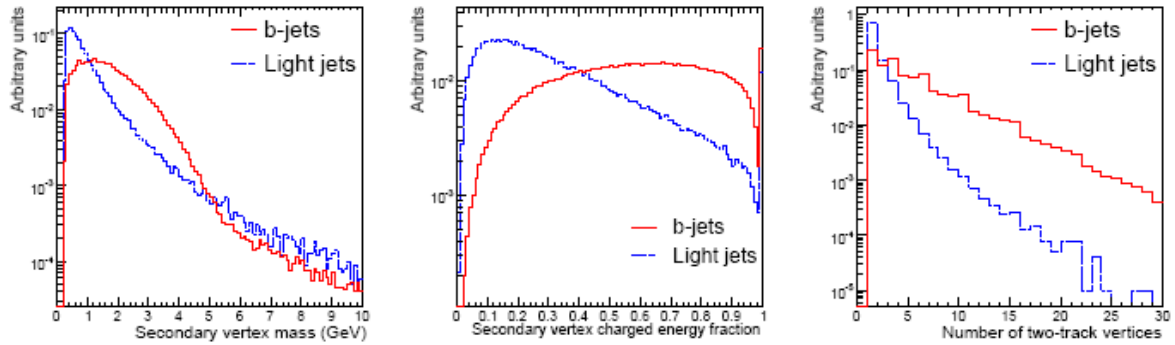


Рис.10.13. Эффективная масса частиц из вторичной вершины в струе (справа), доля энергии струи, уносимая этими частицами, и количество двух частичных вершин в струе (слева). Сплошные линии соответствуют струям  $b$ -кварков, пунктирные – струям от легких кварков.

Эффективность второго алгоритма зависит от топологии события. С применением обоих алгоритмов вычисляются функции максимального правдоподобия и используется многопараметрический анализ для оптимизации фактора подавления струй легких кварков и идентификации  $b$ -струй. Достигнутые соотношения степени подавления легких струй и эффективности выделения  $b$ -струй показаны на рис.10.14 для событий с рождением  $t\bar{t}$  и  $WH$ . Видно, что фактор подавления более 100 достижим при эффективности выделения  $b$ -струй 60%.

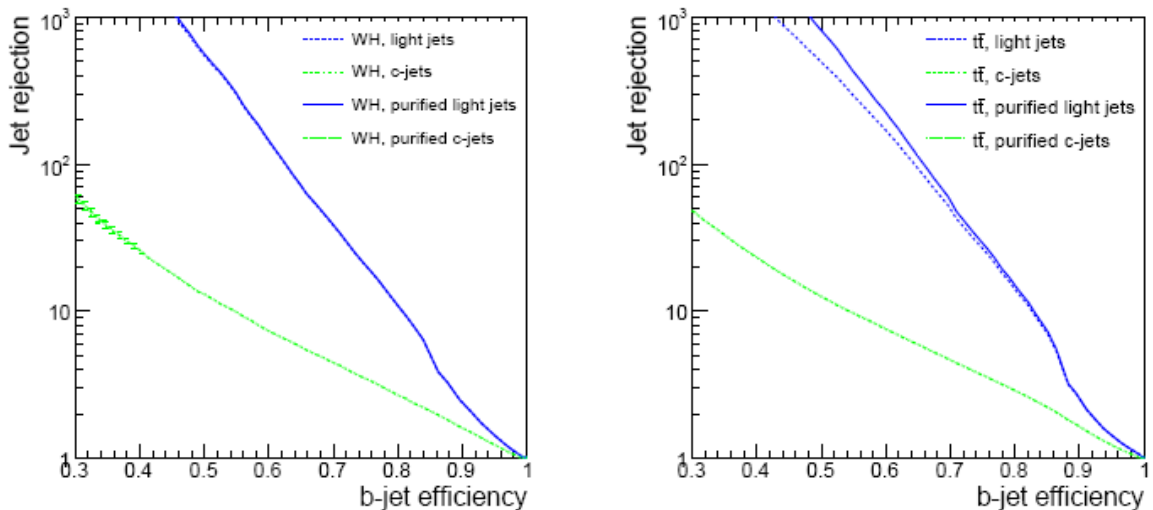


Рис.10.14. Соотношение степени подавления легких струй и эффективности выделения  $b$ -струй для событий с рождением  $t\bar{t}$  (справа) и  $WH$  (слева).

Коэффициент подавления струй легких кварков зависит от  $p_T$  струи и её псевдобыстроты. Это видно из рис. 10.15.

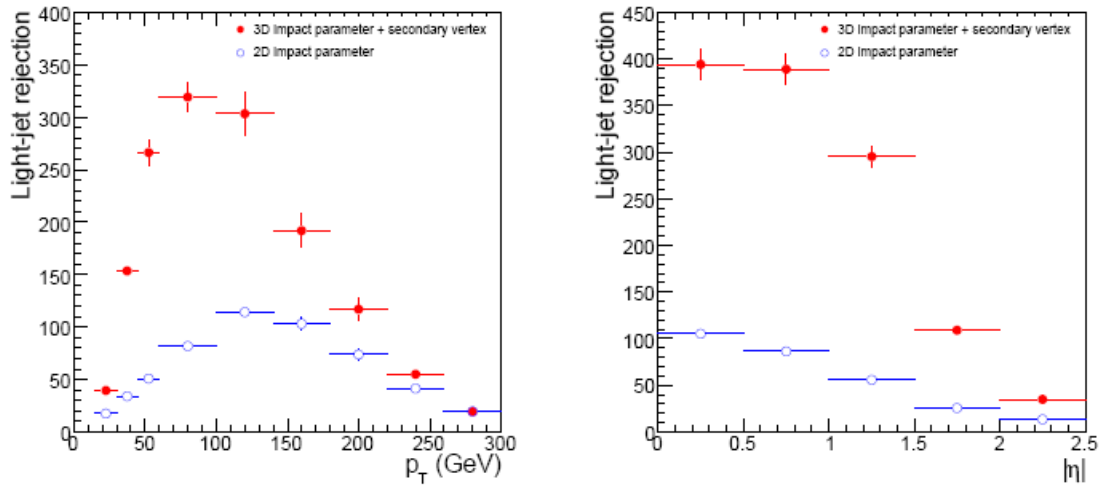


Рис.10.15. Коэффициент подавления (режекции) струй легких кварков в зависимости от  $p_T$  струи (слева) и псевдобыстроты. Разные точки отвечают алгоритмам в двухмерном пространстве прицельного параметра (светлые точки) и в трехмерном пространстве (темные точки).

Наибольший интерес представляют оценки возможностей детектора для достижения основных задач ЛНС: поиска бозона Хиггса, суперсимметричных частиц и возможных экзотических состояний. Результаты моделирования потенциальных возможностей детектора ATLAS в наиболее актуальных областях физики частиц приведены в следующих разделах.

## 11 Физика Стандартной модели.

### Глобальные характеристики pp взаимодействий

На начальной стадии эксперимента в детекторе ATLAS будут проведены измерения полных и неупругих сечений pp-взаимодействий при энергиях ЛНС и распределений заряженных частиц по псевдобыстроте и поперечному импульсу в центральной области. Эти частицы образуются преимущественно в соударениях протонов с малыми переданными импульсами и описываются непертурбативной квантовой хромодинамикой (КХД). Описание свойств таких событий имеет феноменологическую природу. Характеристики полного набора таких событий (minimum bias, MB) важны для понимания фона при выделении редких процессов с большими переданными импульсами. Их знание позволит настроить генераторы событий и правильно воспроизводить характеристики частиц, сопутствующих рождению частиц с большими поперечными импульсами как при совместном с ними образовании, так и вследствие наложения большого числа одновременно регистрируемых событий.

Полное сечение pp-взаимодействий складывается из сечения упругого взаимодействия, дифракционного и недифракционного. Дифракционное взаимодействие может происходить с возбуждением одного протона или двух. В первом случае процесс дифракции называется одновершинным (single diffraction), во втором двухвершинным (double diffraction). Недифракционные взаимодействия относятся к типу «мягких» взаимодействий, что соответствует малым переданным импульсам. Схематически образование частиц в переменных псевдобыстроты  $\eta$  и азимутального угла  $\phi$  для разных типов взаимодействий показано на рис. 11.1. Видно, что в центральную область при малых  $\eta$  попадают в основном частицы неупругих соударений протонов. Зависимость сечений упругих и неупругих взаимодействий от энергии приведена на рис. 11.2 в форме предсказаний двух генераторов мягких взаимодействий PYTHIA и PHOJET. Они имеют разные модели описание мягких процессов [sn057+jurnal]. Количественные различия при энергии

14 ТэВ составляют  $\sim 12$  и  $50\%$  для неупругих и упругих сечений, соответственно.

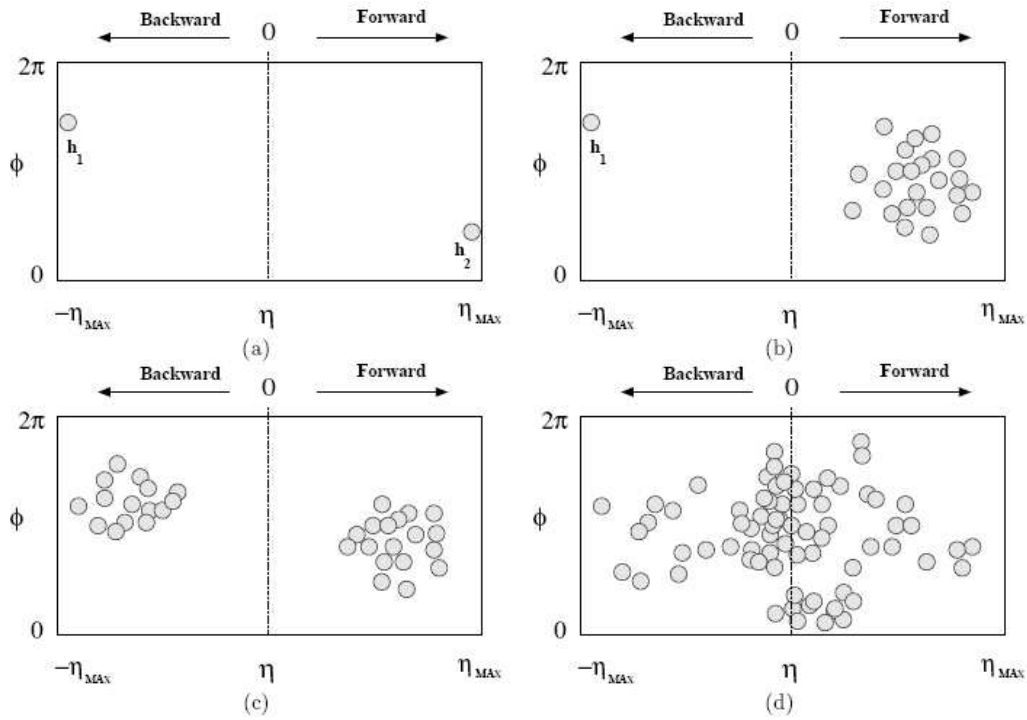


Рис.11.1. Расположение вторичных частиц при упругом взаимодействии протонов (а), в процессах одновершинной (b) и двухвершинной дифракции (c) и неупругом взаимодействии (d) в переменных псевдобыстроты  $\eta$  и азимутального угла  $\phi$ .

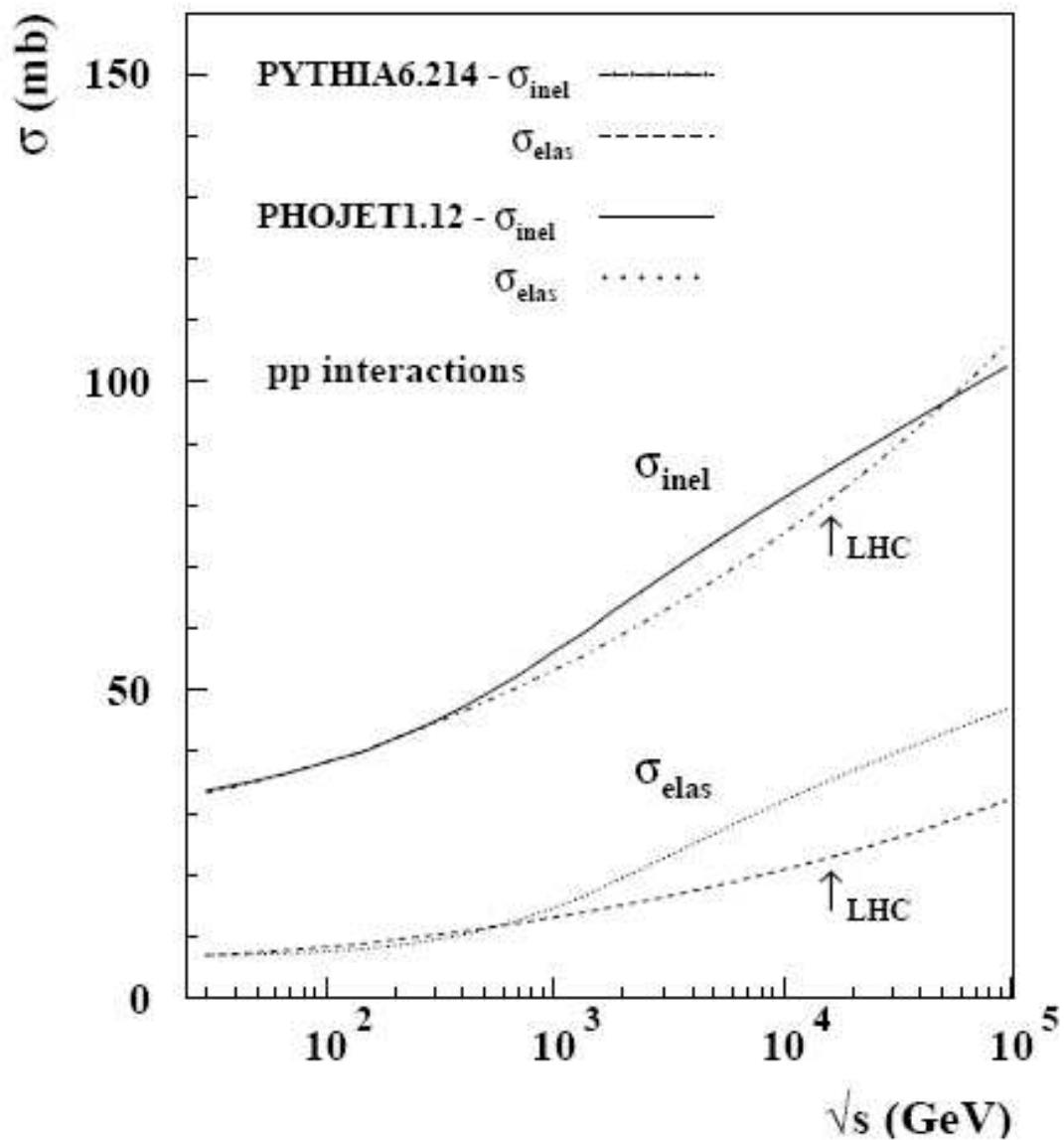


Рис.11.2. Зависимость от энергии сечений неупругих взаимодействий протонов  $\sigma_{inel}$  и упругих  $\sigma_{elas}$ . Стрелками показана номинальная энергия коллайдера 14 ТэВ. Сплошной линией показаны предсказания генератора РYТНIA, штриховыми – генератора РНОJET.

Распределения заряженных частиц по псевдобыстроте  $\eta$  и поперечному импульсу  $p_t$  для различных неупругих процессов, предсказываемые этими генераторами, показаны на рис.11.3. Максимальная плотность частиц в событии  $1/N_{собр}$  ( $dN/d\eta$ ) на левом рисунке наблюдается в недифракционных событиях, рассчитанных в РYТНIA.



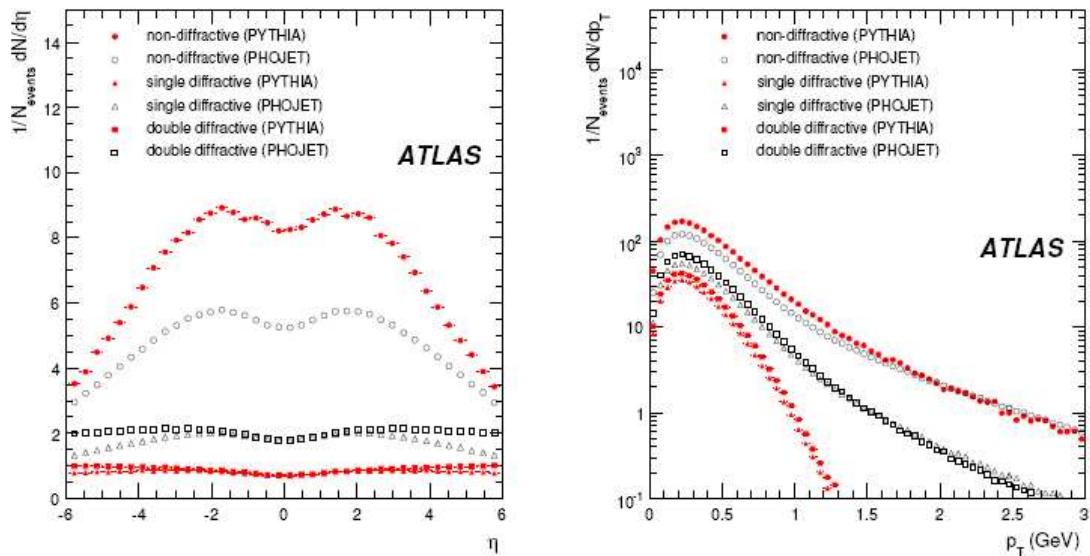


Рис.11.3. Распределения заряженных частиц по псевдобыстроте  $\eta$  (справа) и поперечному импульсу  $p_T$  для различных неупругих процессов недифракционных, одновершинной и лвухвершинной дифракции, предсказанные генераторами PYTHIA и PHOJET.

Распределения заряженных частиц по псевдобыстроте  $\eta$  и поперечному импульсу в детекторе ATLAS измеряются во Внутреннем детекторе при  $|\eta| < 2,5$ . В обычном применении измеряются частицы с поперечными импульсами выше 500 МэВ/с, но возможно провести измерения, продвинувшись до значений поперечных импульсов 150 МэВ/с при использовании только кремниевых детекторов.

При светимости  $> 10^{30}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> отбор неупругих событий производится L1 триггером со случайным выбором событий и с последующим анализом в HLT. При меньшей светимости он не эффективен и измерения проводятся с использованием сцинтилляционного триггера MBTS (minimum bias trigger scintillator). Он размещен на внутренней стороне торцевого аргонового криостата и перекрывает область  $2,12 < |\eta| < 3,85$ . Он считывается электроникой тайл калориметра и обеспечивает быстрый сигнал триггера L1. При увеличении светимости от  $10^{30}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> до  $10^{31}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> и выше количество pp-взаимодействий составляет около одного при пересечении банчей и может применяться триггер L1 со случайной выборкой событий и без использования HLT.

Расчеты показывают, что плотность заряженных частиц в неупругих pp- взаимодействиях по  $\eta$  при  $p_T$  выше 150 МэВ/с

может быть измерена с небольшой погрешностью на статистике  $\sim 75000$  событий, или  $10^{-6}$  пб-1.

Помимо событий МВ, интерес представляет измерение характеристик частиц, сопутствующих процессам с большими переданными импульсами, жестким процессам. В событиях с образованием струй, как типичного жесткого процесса, по азимутальному углу относительно лидирующей струи выделяются области частиц сопровождения струи (1), область с противоположно направленным вылетом частиц (2) и поперечные области азимутальных углов (3). Выбор углов показан на рис.11.4.

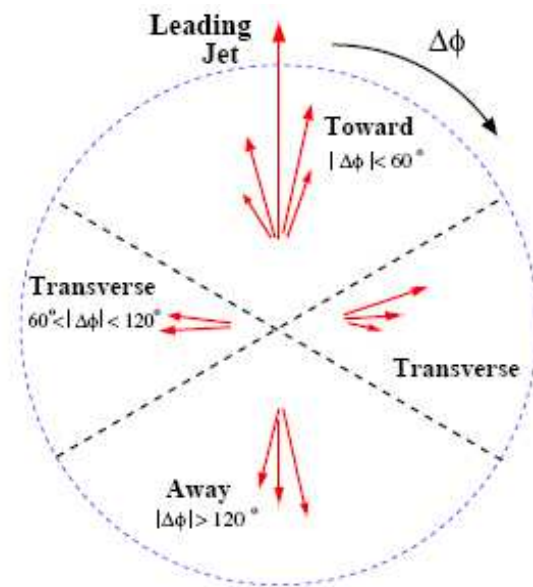


Рис.11.4. Области углов  $\Delta\phi$  относительно направления лидирующей струи. Область сопровождающих струю частиц  $|\Delta\phi| < 60^\circ$ , область компенсирующих частиц  $|\Delta\phi| > 120^\circ$ , и области сопутствующих частиц  $60^\circ < |\Delta\phi| < 120^\circ$  (underlying event).

Данные Тэватрона показали, что множественности и поперечные импульсы сопутствующих частиц практически не зависят от поперечного импульса струи, или жесткости взаимодействия, но превышают значения МВ событий. Измерение свойств сопутствующих событий и их правильное описание в генераторах событий важно для понимания «мягкой» физики и воспроизведения фонов. Предсказания моделей для средней множественности сопутствующих частиц для  $pp$ -взаимодействий ( $p_T > 0,5$  ГэВ/с,  $|\eta| < 1$ ) при 14 ТэВ приведены на рис.11.5.

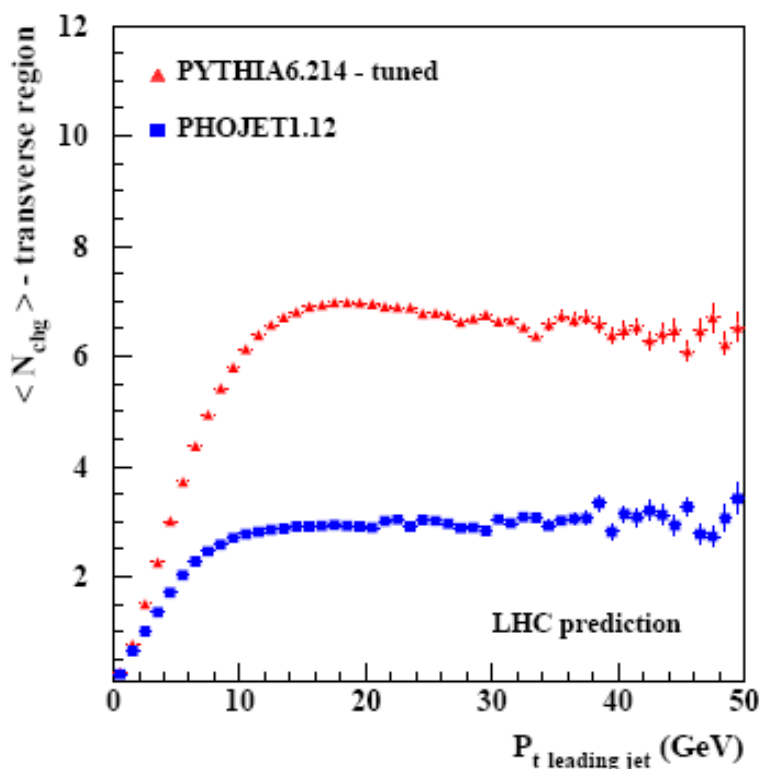


Рис.11.5. Предсказания моделей для средней множественности сопутствующих частиц для  $pp$ -взаимодействий ( $p_t > 0,5$  ГэВ/с,  $|\eta| < 1$ ) при 14 ТэВ.

### Измерение сечений образования $W$ и $Z$ – бозонов

Измерение сечений образования  $W$  и  $Z$  – бозонов имеет фундаментальное значение. Поправки высших порядков к этим состояниям вычисляются с точностью менее 1%, поэтому их измерение служит важной проверкой КХД. Измерение дифференциальных сечений  $Z$  – бозонов по  $\eta$ , благодаря их надежному выделению по лептонным распадам, позволит проверить партонные структурные функции PDF, а распределения по поперечному импульсу непертурбативные аспекты КХД. Многие параметры Стандартной модели могут быть уточнены в измерения с  $W$  и  $Z$  путем долговременных измерений.

Детектор ATLAS при статистике  $50 \text{ пб}^{-1}$  предполагает измерить сечения образования  $W$  и  $Z$  по регистрации их лептонных распадов. На рисунках 11.6 и 11.7 показаны

результаты реконструкции распадов  $Z$  и  $W$  с образованием мюонов, и на рис.11.8 реконструкция распадов  $Z$  на электроны.

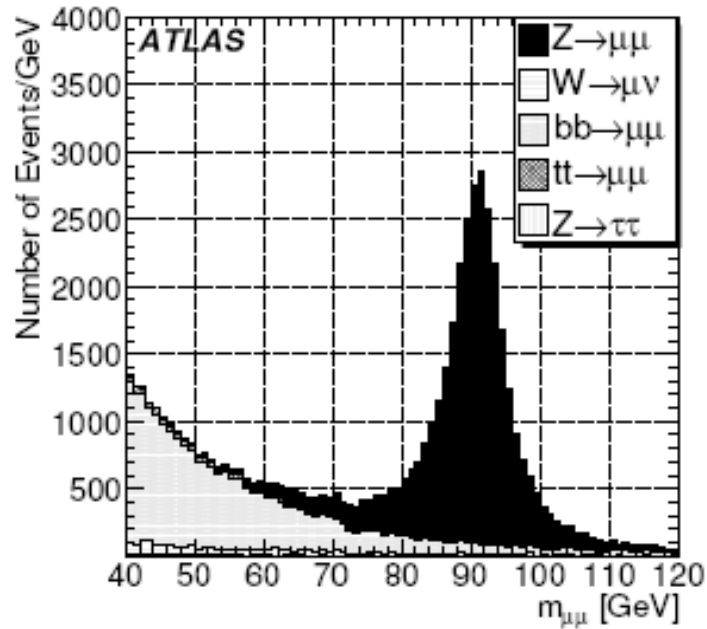


Рис.11.6. Реконструкция MC событий распада  $Z \rightarrow \mu\mu$  на статистике  $50 \text{ pb}^{-1}$  вместе с фоновыми событиями до введения ограничений по величине эффективной массы и критерия изолированности.

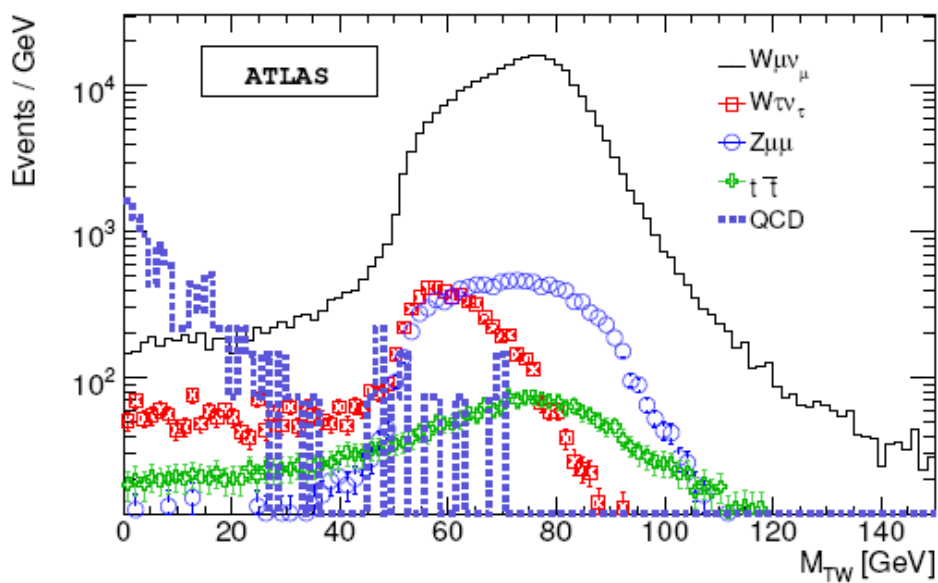


Рис.11.7. Реконструкция МС событий распада  $W \rightarrow \mu\nu$  на статистике  $50 \text{ пб}^{-1}$  вместе с фоновыми событиями до введения ограничений на величину поперечной эффективной массы  $M_T$ .

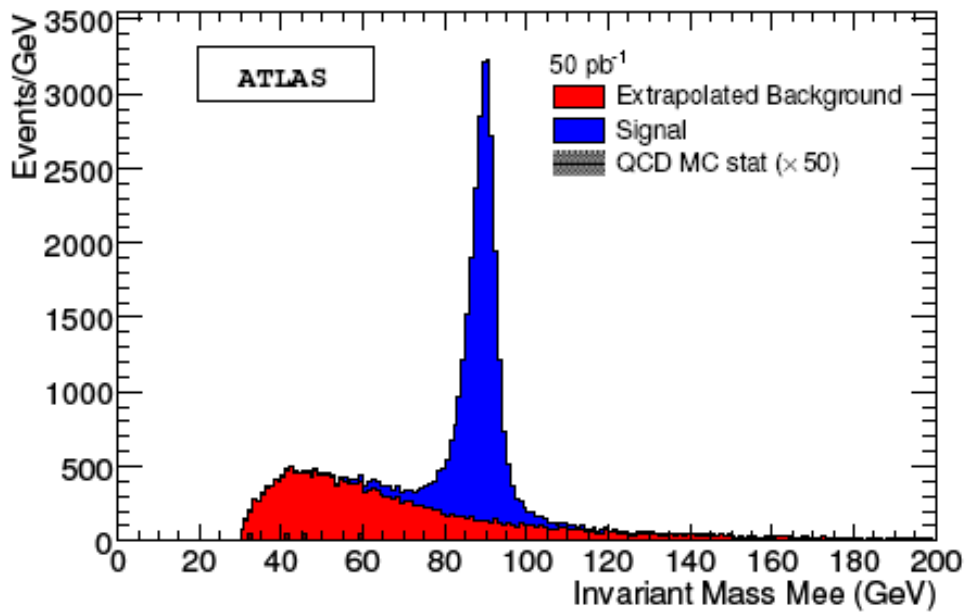


Рис.11.8. Реконструкция МС событий распада  $Z \rightarrow ee$  на статистике  $50 \text{ пб}^{-1}$  вместе с фоновыми событиями до введения ограничений по величину эффективной массы.

Ожидаемое количество событий на статистике  $50 \text{ пб}^{-1}$  составляет 300 (200) тысяч  $W$  распадов с образованием мюона (электрона) и 26 - 27 тысяч для  $Z$  распадов на мюоны и электроны, соответственно.

Дифференциальные распределения  $Z$ -бозонов показаны на рис.11.9 по быстрой и поперечному импульсу, соответствующие интегральной светимости  $200 \text{ пб}^{-1}$ .

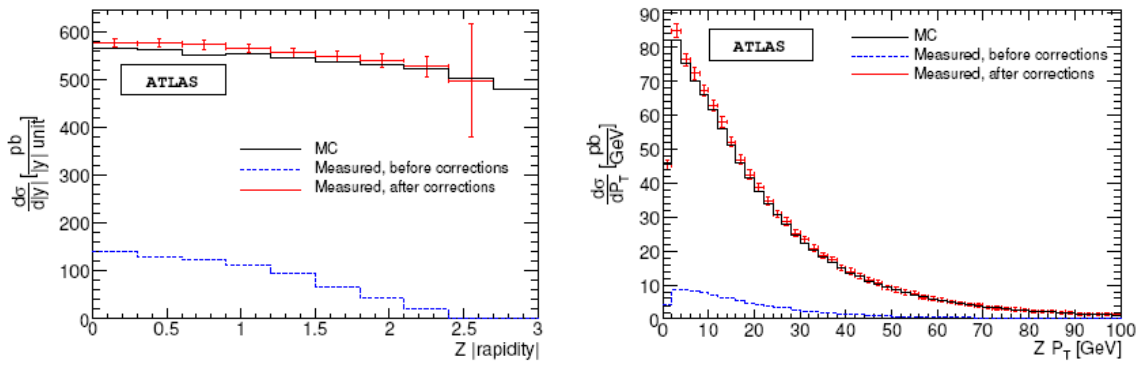


Рис. 11.9. Ожидаемые дифференциальные распределения Z-бозонов по быстроте (слева) и поперечному импульсу, соответствующие интегральной светимости 200пб<sup>-1</sup>. Сплошной линией показаны МС события, пунктиром измеренные, точки с погрешностями соответствуют измерениям после введения необходимых поправок.

Большая программа измерений предстоит для выделения процессов рождения струй совместно с образованием W и Z – бозонов. Результаты измерений могут быть сопоставлены с расчетами в лидирующем (LO) и следующем за лидирующим (NLO) порядком теории возмущений КХД.

На начальной интегральной светимости 15пб<sup>-1</sup> предполагается измерить массу W-бозона со статистической точностью 60 МэВ в канале распада на мюон и 120 МэВ при распаде на электрон. Метод основан на аппроксимации спектра недостающих поперечных масс нейтрино при распаде W с калибровкой по распаду Z – бозонов.

Особый интерес представляет измерение парного образования бозонов. На рис.11.10 приведены фейнмановские диаграммы древесного уровня образования пар векторных бозонов на адронных коллайдерах. Сечение рождения таких пар на ЛНС при энергии 14 ТэВ на порядок превысит такие сечения на Тэватроне. Еще один порядок обеспечит увеличение светимости. Основной интерес связан с процессом в s-канале, где присутствует вершина связи трех бозонов TGC. В Стандартной модели это могут быть лишь вершины WWγ и WWZ.

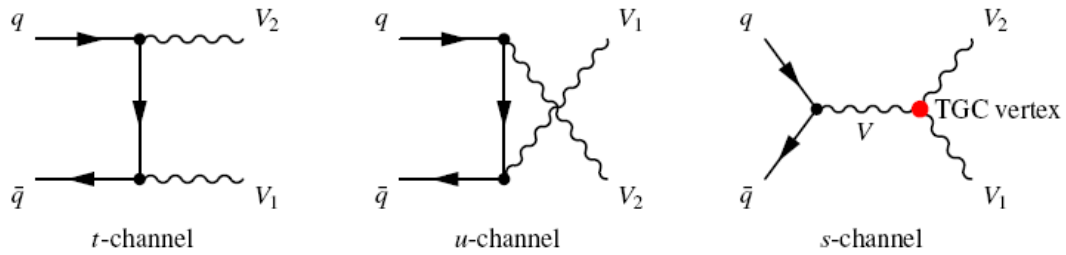


Рис.11.10. Фейнмановские диаграммы древесного уровня образования пар векторных бозонов на адронных коллайдерах.  $V, V_1, V_2 = \{W, Z, \gamma\}$ . В s-канале присутствует вершина связи трех бозонов TGC.

Анализ показывает, что на начальном этапе работы ЛНС благодаря большей энергии при интегральной светимости  $(0,1 - 1) \text{ фб}^{-1}$  детектор ATLAS сможет обеспечить в измерениях высокую статистическую значимость сигнала и хорошее отношение сигнала к фону. Это даст возможность улучшить результаты Тэватрона. При интегральной светимости  $(5-30) \text{ фб}^{-1}$  статистические неопределенности сравниваются с систематическими. При увеличении светимости экспериментальные ограничения на константу связи TGC будут служить важным свидетельством о возможной физике вне рамок Стандартной модели.

## 12 Топ-кварк

Топ-кварк ( $t$ ) был открыт на Тэватроне в 1995г. С его открытием были полностью сформированы три поколения базисных частиц Стандартной модели и появилась новая область физики частиц – физика топ-кварка. Топ-кварк рождается преимущественно в адронных взаимодействиях и быстро распадается, не успевая сформировать адронное состояние. Распад топ-кварка происходит преимущественно по каналу  $t \rightarrow Wb$ , где  $W$  затем распадается на лептоны или адронные струи. Большая масса топ-кварка ставит вопрос, обусловлена ли она механизмом Хиггса Стандартной модели или имеет более фундаментальное значение для механизма нарушения электрослабой симметрии. Физика вне Стандартной модели может с большой вероятностью проявиться как в процессах рождения, так и распада топ-кварка. Дальнейшее продвижение произойдет, когда будет накоплено большое количество пар топ-кварков и станет возможным измерить поляризацию топ-кварка и  $W$ -бозона, связанную с аномалиями  $Wtb$  вершины, редкие распады топ-кварка, чувствительные к физике вне Стандартной модели, или новые резонансы, распадающиеся с образованием пар  $t$ -кварков.

Ускоритель LHC будет фабрикой  $t$ -кварков. Миллионы пар топ-кварков будут зарегистрированы в детекторе ATLAS при интегральной светимости  $10\text{fb}^{-1}$ , ожидаемая за первые годы работы LHC. Регистрация топ-кварков включает в работу практически все системы детектора.

Большая энергия LHC позволит исследовать процесс одиночного образования  $t$ - и анти  $t$ -кварков, осуществляемых через механизм электрослабого взаимодействия, с высокой точностью и исследовать  $Wtb$  вершину.

В протон-протонных взаимодействиях LHC топ-кварк образуется как в глюонном рассеянии, так и рассеянии кварка на антикварке. Относительные вклады процессов зависят от энергии и природы пучков: на LHC доминируют глюонные рассеяния (90% событий), тогда как на Тэватроне преобладают рассеяния кварков. Расчетное сечение рождения  $t$ -кварков на LHC составляет  $833 \pm 100$  пб. Это соответствует образованию 83 тысяч пар  $t$ -кварков на начальной интегральной светимости  $100\text{pb}^{-1}$ ,



или порядка  $10^7$  пар в год. Диаграммы образования t-кварков в лидирующем порядке КХД приведены на рис. 12.1.

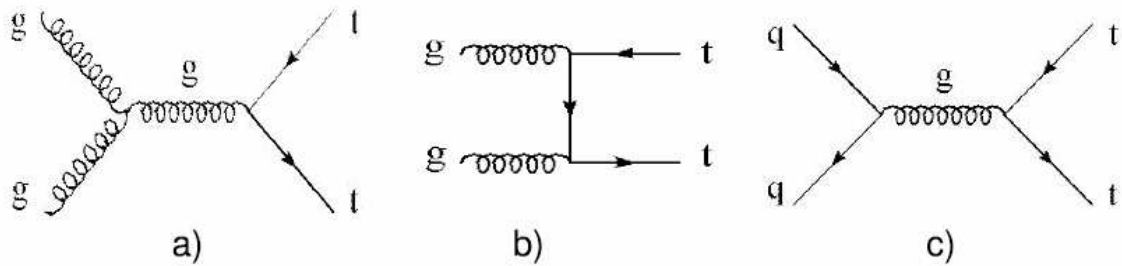


Рис.12.1. Диаграммы образования t-кварков в лидирующем порядке КХД : глюон-глюонное рассеяние (a), (b), кварк-кварковое рассеяние (c).

На рис.12.2 приведена схема распада  $t\bar{t}$  – пары, где один из W распался по адронному каналу с образованием двух струй, другой по лептонному. Вероятность такого канала составляет 43,5%. В 10,3% случаев оба W распадаются по лептонному каналу. В остальных 46,2% образуется состояние из шести струй: четыре от распада топ-кварков и две от b-кварков. Первые два типа распада предпочтительнее для выделения и анализа.

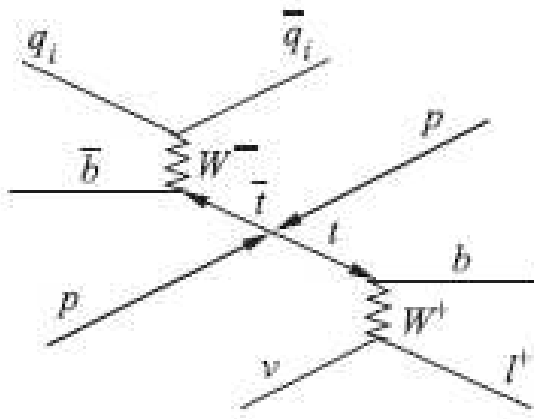


Рис.12.2. Лептон-струйный канал распада  $t\bar{t}$  – пары. За лептоны здесь принимаются только мюон и электрон.

В Стандартной модели существуют три механизма одиночного рождения t-кварка. Диаграммы этих механизмов

приведены на рис.12.3. В  $t$ -канальный механизм дают вклад слияние  $W$  и глюона и  $t$ -канальный обмен. Другие механизмы составляют ассоциированное рождение  $W$  и  $t$  ( $Wt$  канал) и рождение в  $s$ -канале. Сечение одиночного рождения  $t$ -кварка для ЛНС оценивается в 320 пб (NLO, в следующем за лидирующим порядке теории возмущений КХД).

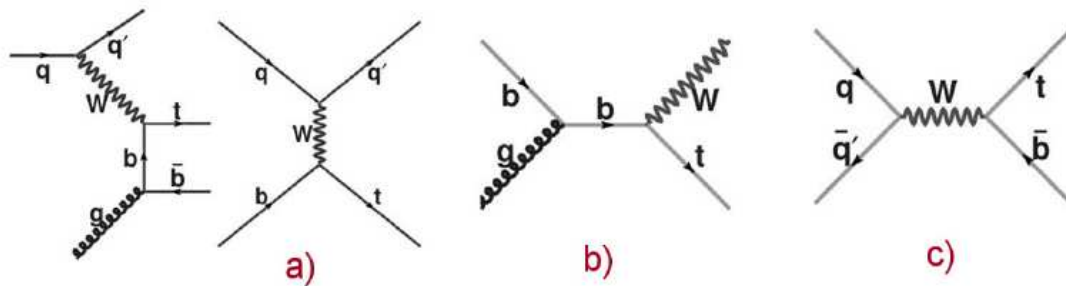


Рис.12.3. Диаграммы трех механизмов одиночного рождения  $t$ -кварка в лидирующем порядке теории возмущений КХД:  $t$ -канальный;  $Wt$  – ассоциированное рождение и  $s$ -канальный.

Монте-Карло моделированный набор событий рождения  $\tilde{t}\bar{t}$ -кварков производился генератором MC@NLO, где учитывался вклад следующего за лидирующим порядка, фрагментация и адронизация моделировались с HERWIG, а сопутствующие события моделировались с помощью Jimmy. Применялись и другие способы моделирования. Для моделирования одиночного рождения  $t$ -кварка использовался генератор AcerMC матричного элемента, а процессы фрагментации и адронизации моделировались с помощью PYTHIA. Отдельно моделировалось много событий различных фоновых процессов.

В качестве триггера образования  $t$ -кварка используются триггеры на электрон, мюон, струю с большими поперечными импульсами, а также большая недостающая поперечная энергия. Большое количество объектов триггера делает выделение событий с рождением топ-кварков эффективным.

Целью ЛНС является измерение массы  $t$ -кварка с точностью 1 ГэВ. Эти измерения предполагается выполнить в трех струйном канале  $\tilde{t}\bar{t} \rightarrow l\nu b q\bar{q}b$ , где требуемую точность

должно обеспечить измерение трех кварковых струй  $qq\bar{b}$ . Для этого нужно уметь надежно измерять энергии струй от легких кварков ( $u, d, s$  и  $c$ ) в области  $t$ -распада. На рис.12.4 показано разрешение определения энергии струй легких кварков для разных алгоритмов выделения струй. Результаты реконструкции массы  $W$  по энергиям двух струй легких кварков приведены на рис.12.5 для сигнальных и фоновых событий. Результаты моделирования показывают, что массу  $W$  при распаде на два легких кварка можно измерить надежно, трудность состоит в правильном измерении струи  $b$ -кварка. Наиболее эффективным представляется алгоритм выделения струи с малым радиусам раскрытия  $R$ .

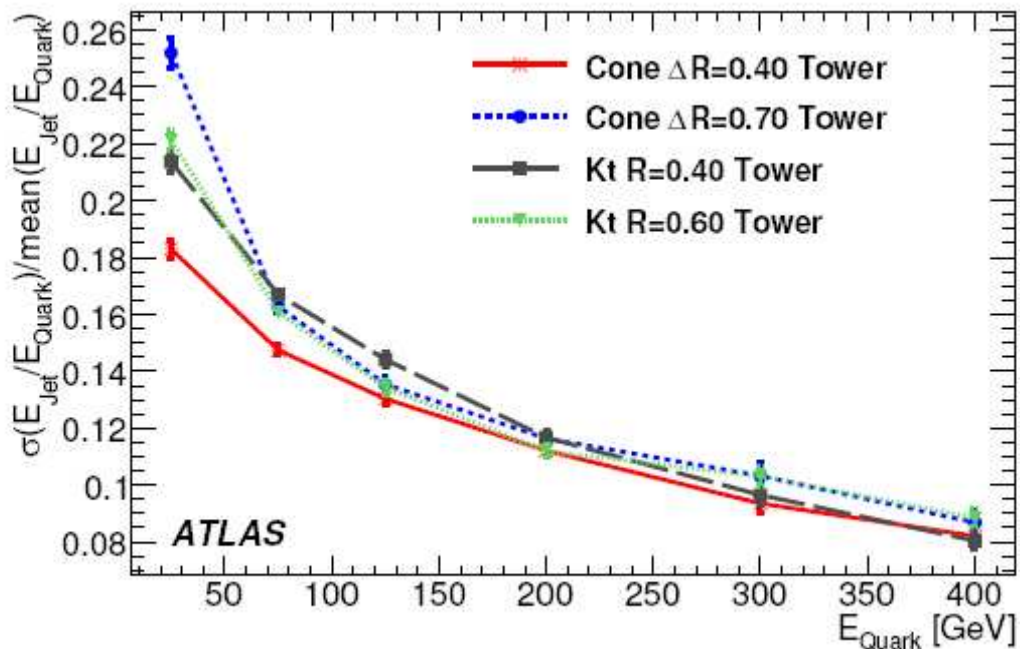


Рис.12.4. Разрешение при определении энергии струй легких кварков для разных алгоритмов выделения струй.

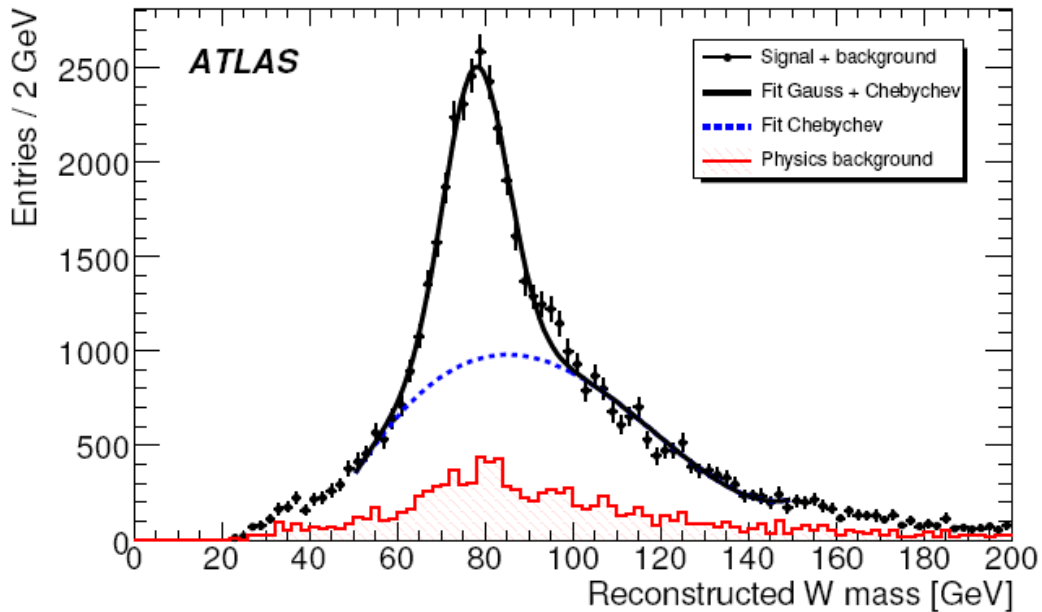


Рис.12.5. Инвариантная масса двух струй, которые отнесены к адронному распаду  $W$ . Сигнал и фон соответствуют интегральной светимости 1 фб<sup>-1</sup>. Для реконструкции струй использовался инклюзивный кт-алгоритм в  $E$  схеме с радиусом струи  $R=0,4$ . Точки соответствуют сигналу с фоном, нижняя гистограмма относится к фоновым событиям.

При использовании разработанных методов идентификации струй от  $b$ -кварков измерение массы топ-кварков осуществляется с требуемой точностью. На рис. 12.6 показан спектр эффективных масс трех струй в событиях с  $t\bar{t}$ , одиночным топ-кварком и фоновыми событиями  $W$ +струя. На рисунке справа те же события, но с условием ограничения массы  $W$ . Эти данные позволяют определить сечение образования пар топ-кварков на начальном этапе работы со статистической точностью 4,5% при интегральной светимости 100 пб<sup>-1</sup>. Систематическая погрешность при этом составляет 4,9%.

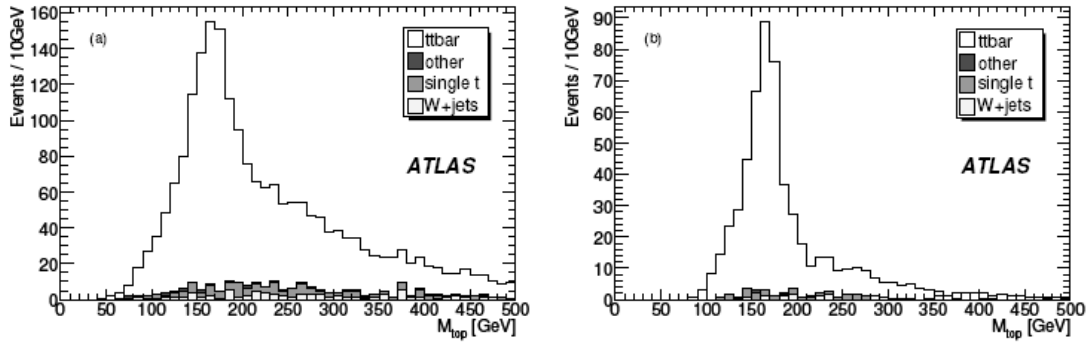


Рис.12.6. Спектр эффективных масс трех струй в событиях с  $t\bar{t}$ , одиночным топ-кварком и фоновыми событиями W+струя. На рисунке справа (b) те же события, но с ограничением на массу W.

Измерение сечения одиночного рождение топ-кварка в t-канале и в Wt-канале станет возможным при интегральной светимости в несколько фб-1. При светимости 10 фб-1 статистическая погрешность с определения сечения составит 20%. Для определения сечения рождения в s-канале потребуется большая светимость.

На светимости 1 фб-1 детектор ATLAS может исследовать свойства топ-кварка и возможный вклад физики вне Стандартной модели. Прежде всего, будут выполнены прямые измерения электрического заряда t-кварка. Он заключается в определении взвешенной суммы зарядов всех адронов в струе b-кварка:

$$Q_{\text{bjet}} = \frac{\sum_i q_i |\vec{j}_i \cdot \vec{p}_i|^k}{\sum_i |\vec{j}_i \cdot \vec{p}_i|^k}, \quad \text{где } q_i \text{ и } p_i -$$

заряд и импульс частиц струи,  $j$  – вектор направления оси струи,  $k$  – коэффициент, оптимизирующий расчеты. Показано, что для детектора ATLAS  $k=0,5$ .

Другой способ определения заряда t-кварка основан на определении заряда струи b-кварка через определение заряда неизолированного лептона внутри этой струи. Этот лептон преимущественно определяется типом распадающегося b- или анти b-кварка, но могут быть отклонения, связанные с осцилляциями нейтральных B-мезонов или присутствием в струе D-мезона, который является продуктом распада B-мезона и может образовать лептон другого заряда при своем распаде. Экспериментальное значение заряда струи b-кварка путем

моделирования с учетом фоновых событий найдено равным  $Q_{комб} = -0,094 \pm 0,0042$  (стат.погр.). Распределение величин  $Q_{комб}$  показано на рис.12.7.

Заряд t-кварка определяется следующим образом. Заряд b-кварка  $Q_b = -1/3$ . используя реконструированный заряд b-струи, можно определить калибровочный коэффициент  $C_b = Q_b / Q_{комб} = 3,54 \pm 0,16$ . Тогда электрический заряд топ-кварка есть  $Q_t = Q(l+) + (Q_b+) \cdot C_b$ , где  $l+$  - заряд лептона и  $Q_b+$  - заряд струи b-кварка. Для анти t-кварка эти заряды имеют отрицательный знак. Реконструированные распределения величины заряда t-кварка показаны на рис.12.7 (b). Реконструированное значение модуля величины заряда t-кварка, с учетом анти t, по этим данным составило  $Q_t комб = 0,67 \pm 0,06$  (стат.)  $\pm 0,08$  (сист.). Таким образом, обеспечивается надежное проведение измерений на интегральной светимости 1 фб<sup>-1</sup>.

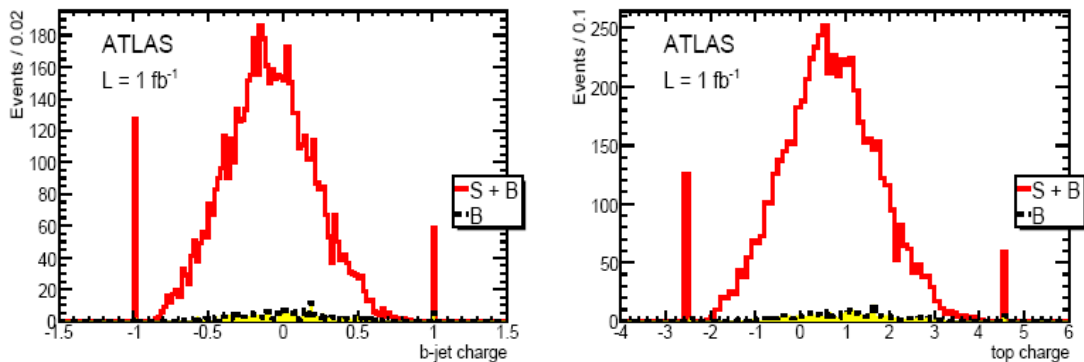


Рис.12.7. Реконструированные распределения величины заряда струи b-кварка (a) и t-кварка (b).

Измерение поляризации W и t кварка в событиях с  $t\bar{t}$  парами кварков служит выяснению природы механизмов образования и распада t-кварка и поиску новой физики за пределами Стандартной модели. Информация о спинах W и t определяется из угловых распределений продуктов их распада в системе покоя W или t-кварка, соответственно. Расчеты показывают, что точность от 1% до 5% в измерении поляризации может быть достигнута при интегральной светимости 10 фб<sup>-1</sup>.

## 13 В-физика

Программа В-физики ATLAS включает многие области изучения физики тяжелых кварков. Измерения сечений рождения как  $b$  и  $c$ -кварков, так и тяжелых кваркониев,  $J/\Psi$  и  $\chi$ , служат проверкой предсказаний квантовой хромодинамики (КХД). Будут исследованы свойства семейства состояний В-адронов:  $B_0^d$ ,  $B^+$ ,  $B_0^s$ ,  $B_c$  – мезонов и зарядово сопряженных им, В-барионов, и слабых распадов В-адронов. В Стандартной модели соотношения между кварками разных ароматов регулируются значениями их масс и четырьмя параметрами матрицы Кобаяши-Маскава, или СКМ - матрицы. При высокой энергии коллайдера существенно возрастают сечения образования  $b$ -кварков. При планируемой светимости коллайдера будет возможно набрать количество событий, которое позволит улучшить результаты предыдущих экспериментов. Если поиск новых частиц на коллайдере даст непосредственные свидетельства новой физики, то измерения в области В-физики должны дать дополнительные косвенные свидетельства о существовании новой физики.

Программу В-физики ATLAS планируется выполнять при светимостях  $10^{33}$  см $^{-2}$ с $^{-1}$  или меньших, в начальный период работы ускорителя. При интегральной светимости  $10$  пб $^{-1}$  при  $14$  ТэВ детектором ATLAS может быть зарегистрировано  $1,3 \cdot 10^5$  событий, содержащих, например, распады  $J/\Psi \rightarrow \mu\mu$ , выделенные с помощью триггера на мюоны с относительно низкими поперечными импульсами. Такие события содержат  $J/\Psi$ -мезоны как непосредственно рожденные в  $pp$ -взаимодействиях, так и от распадов В-адронов.

При интегральных светимостях до  $100$  пб $^{-1}$  в области В-физики будут рассматриваться задачи настройки Внутреннего детектора и триггера мюонов и измерения основных сечений рождения. К ним относятся измерения сечений прямого рождения  $J/\Psi$  и  $\chi$ , сечений непрямого образования  $J/\Psi$  через распады В-адронов и сечений эксклюзивных каналов распадов  $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$ ,  $B_0^d \rightarrow J/\Psi K_0^*$ ,  $B_0^s \rightarrow J/\Psi \phi$ .

При больших интегральных светимостях от  $200$  пб $^{-1}$  до  $1$  фб $^{-1}$  количество событий В-физики, зарегистрированных детектором ATLAS, будет сравнимо с их количеством,

накопленным на Тэватроне, или превысит его. Может стать возможным улучшение измерения характеристик В-адронов и измерение вероятностей редких распадов В-мезонов в случае, если они превышают величины, предсказываемые в Стандартной модели, том числе для очень редкого распада  $B_0 \rightarrow \mu\mu$ .

Наиболее важным периодом изучения В-физики должен стать период интегральной светимости 10-30 фб-1, накопленной в условиях светимости на уровне  $10^{33}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>. На этих данных будет возможно провести широкий спектр исследований вопросов рождения и распадов В-адронов, например, измерения поляризации тяжелых кваркониев и  $\Lambda_b$ -адронов, осцилляций в системе состояний  $B_0$  -  $\bar{B}_0$ , измерения распада  $B_0 \rightarrow \mu\mu$ .

Измерения В-физики опираются на триггер первого уровня L1, выделяющий два мюона или один мюон с поперечным импульсом больше 4 ГэВ/с при светимости  $10^{31}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> и больше 6 – 8 ГэВ/с при светимости  $10^{33}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>. Измерения на уровне триггера второго уровня L2 позволяют более точно определять пороги спектров мюонов и идентифицировать мюоны, совмещая измерения в мюонном спектрометре и Внутреннем детекторе. Сравнение измерений в мюонном спектрометре и Внутреннем детекторе позволяет также подавлять фон мюонов от распадов К-мезонов и пионов, происшедших во Внутреннем детекторе.

Измерения и выделение эффективных масс и вторичных вершин распадов В-адронов позволяют реконструировать эксклюзивные каналы распадов В-адронов, в том числе на уровне триггера отбирая пары мюонов с эффективной массой пары мюонов, близкой массе  $J/\Psi$  или  $B_0$ . Распады В-адронов без мюонов в конечном состоянии реконструируются по характеристикам всех треков во Внутреннем детекторе при начальной малой светимости и трекам в области интересов RoI, сформированной по данным L1 калориметра, при более высокой светимости.

В анализе было использовано около 1 миллиона событий, содержащих В-адроны и рассчитанных с помощью генератора PYTHIA6.4 с использованием структурной функции STEQ6L. Результаты этих расчетов могут рассматриваться как достаточно надежные для области фазового пространства, измеряемой детектором ATLAS. Полученные значения сечений для энергии 14 ТэВ приведены в таблице 13.1 для процессов рождения пар  $b$  и  $c$ -кварков и кваркониев  $J/\Psi$  и  $\chi$  для порогов



поперечного импульса мюонов 4 и 6 ГэВ/с ( $\mu 4$  или  $\mu 6$  в таблице 13.1, соответственно).

Таблица 13.1.

Process ( $\mu 6$ threshold)	Cross-section	Process ( $\mu 4$ threshold)	Cross-section
$bb \rightarrow \mu 6 X$	6.1 $\mu\text{b}$	$bb \rightarrow \mu 4 X$	19.3 $\mu\text{b}$
$cc \rightarrow \mu 6 X$	7.9 $\mu\text{b}$	$cc \rightarrow \mu 4 X$	26.3 $\mu\text{b}$
$bb \rightarrow \mu 6 \mu 4 X$	110.5 nb	$bb \rightarrow \mu 4 \mu 4 X$	212.0 nb
$cc \rightarrow \mu 6 \mu 4 X$	248.0 nb	$cc \rightarrow \mu 4 \mu 4 X$	386.0 nb
$pp \rightarrow J/\psi(\mu 6 \mu 4) X$	23.0 nb	$pp \rightarrow J/\psi(\mu 4 \mu 4) X$	28.0 nb
$pp \rightarrow \Upsilon(\mu 6 \mu 4) X$	4.6 nb	$pp \rightarrow \Upsilon(\mu 4 \mu 4) X$	43.0 nb
$bb \rightarrow J/\psi(\mu 6 \mu 4) X$	11.1 nb	$bb \rightarrow J/\psi(\mu 4 \mu 4) X$	12.5 nb

Прохождение частиц через детектор моделировалось программой GEANT4, реконструкция распадов проводилась с использованием алгоритмов математического обеспечения ATLAS.

### Триггер В-физики

Основным триггером В-физики является мюонный триггер. Сигнал триггера первого уровня L1 поступает с триггерных мюонных камер RPC и TGC. Акцептанс триггера составляет по псевдобыстроте область  $|\eta| \leq 2,4$  и все значения азимутального угла  $\phi$ . Мюоны с относительно низкими поперечными импульсами (4 – 6) ГэВ/с регистрируются по совпадению сигналов в двух уровнях мюонных камер. Мюоны с высокими поперечными импульсами ( $\geq 10$  ГэВ/с) создают совпадения во всех трех уровнях триггерных мюонных камер.

Существует два алгоритма триггера двух мюонов для регистрации состояний  $J/\Psi$  и  $\Upsilon$  на уровне триггера второго уровня L2. Схемы обоих алгоритмов приведены на рис.13.1.

В первом варианте топологического триггера оба мюона регистрируются триггером L1 со своими областями интереса RoI. Во втором алгоритме поиск второго мюона проводится в области RoI первого мюона среди треков во Внутреннем детекторе. Он имеет преимущества в эффективности поиска второго мюона с относительно низким поперечным импульсом ( $\sim 4$  ГэВ/с).

Эффективность триггера L1 регистрации мюонов с низкими поперечными импульсами приведена на рис.13.2. Значения эффективности совпадают с соответствующими значениями для мюонов в области высоких  $p_T$ .

Полная эффективность триггера двух мюонов на  $J/\Psi$  в зависимости от  $\Delta R$ , радиуса RoI первого мюона L1, показана на рис.13.3. Алгоритм триггера второго уровня TrigDiMuon эффективно выделяет состояния двух мюонов на уровне триггера L2, соответствующих распадам  $J/\Psi$  и других подобных с эффективностью 73% для порога мюона 4 ГэВ/с и 60% для порога 6 ГэВ/с. Соответствующие значения эффективности топологического триггера составляют 33% и 15%, соответственно. Поток ложных триггеров (мюоны от распадов  $K$  и  $\pi$ -мезонов) составляет 2 Гц для светимости  $10^{31}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> при пороге 4 ГэВ/с и 90 Гц для светимости  $10^{33}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> при пороге 6 ГэВ/с. Снижение потока ложных триггеров для исследования В-адронов возможно путем измерения пробега частицы до точки распада. При использовании имеющихся алгоритмов триггеров при интегральной светимости 100 пб<sup>-1</sup> для  $pp$ -взаимодействий при 14 ТэВ может быть зарегистрировано около 300 тысяч событий с рождением  $J/\Psi$ .

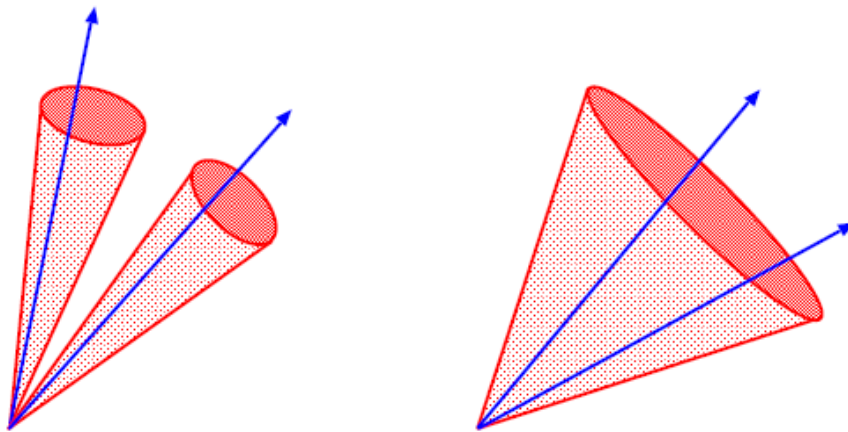


Рис.13.1. Схемы двух алгоритмов триггера второго уровня для двух мюонов.

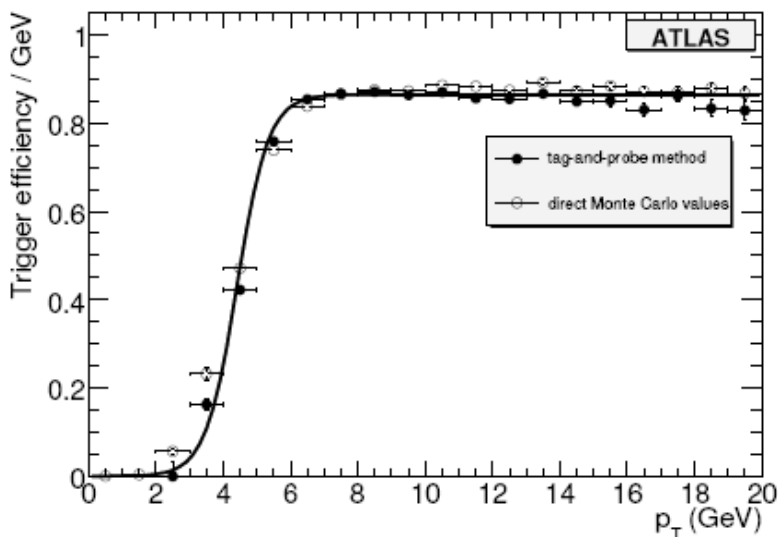


Рис.13.2. Эффективность триггера L1 регистрации мюонов с низкими поперечными импульсами. Темные точки получены методом tag-and-probe, светлые соответствуют МС расчетам эффективности.

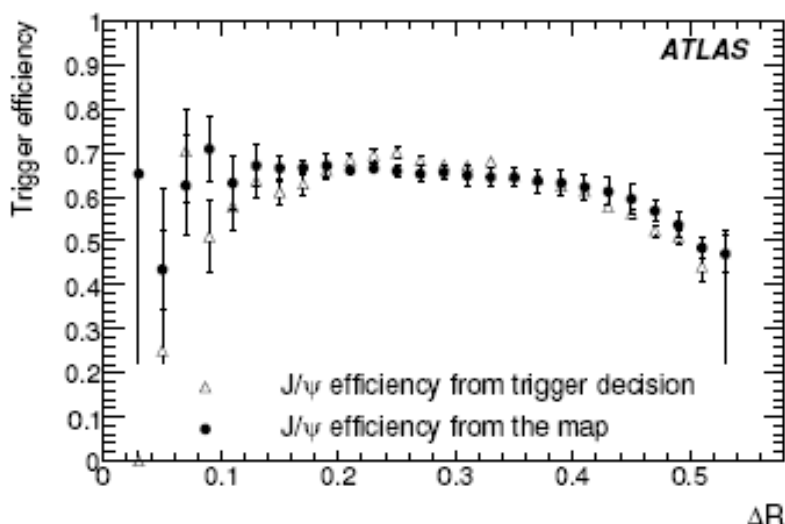


Рис.13.3. Полная эффективность триггера двух мюонов на J/Ψ в зависимости от ΔR, радиуса RoI первого мюона L1.

### Исследования тяжелых кваркониев

Регистрация большого количества J/Ψ и  $\chi$  в эксперименте ATLAS имеет большое значение по нескольким причинам. Во-первых, благодаря узости этих резонансных

состояний они легко выделяются и могут быть использованы для выстраивания и калибровки триггера, трековой системы и мюонного спектрометра. Во-вторых, процессы прямого рождения тяжелых кваркониев служат важной проверкой расчетов КХД. В-третьих, эти состояния тяжелых кваркониев сами могут быть продуктами распада более тяжелых частиц, которые в свою очередь служат знаками многих интересных физических процессов, в том числе редких. Для этих редких процессов точное знание процессов рождения  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  позволит правильно оценить фоны.

Анализ свойств  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  осложняется влиянием порогов регистрации. Пример эффективности триггера для измерения важного параметра механизмов рождения (угла поляризации) при разных порогах показан на рис.13.4. На нем показана эффективность триггера для разных значений величины угла поляризации  $\theta^*$  ( $\cos \theta^*$ ) в системе кваркония при разных порогах на рт мюонов. Определение угла  $\theta^*$  показано на рис.13.5.

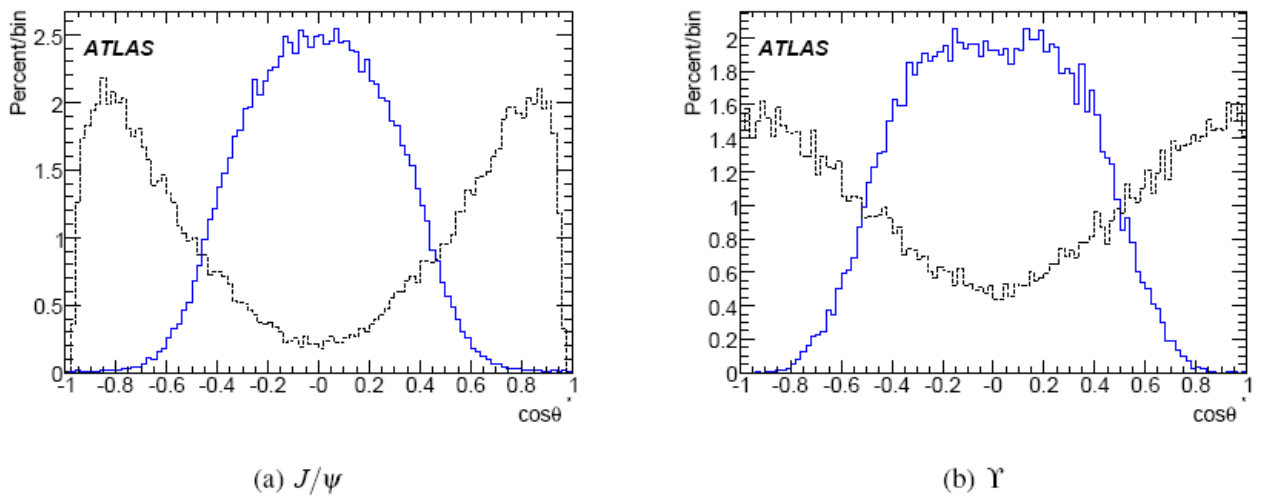


Рис. 13.4. Распределения реконструированных углов поляризации  $\cos \theta^*$  для  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  при пороге рт мюонов  $\mu\mu 4$  (сплошная гистограмма) и пороге  $\mu 10$  (штриховая гистограмма).

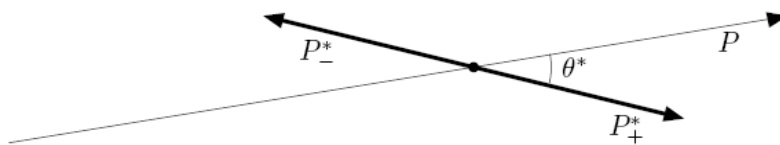


Рис.13.5. Графическое представление угла поляризации  $\theta^*$  между направлением вылета  $J/\psi$  или  $\Upsilon$  в лабораторной системе и

направлением вылета мюона с положительным зарядом в системе покоя распавшейся частицы.

Пороги регистрации влияют и на значение реконструированной массы  $J/\Psi$ .

Разделение  $J/\Psi$  прямого рождения в  $pp$ -взаимодействиях и от распада  $B$ -адронов может быть проведено по измерению поперечного смещения вторичной вершины  $J/\Psi$  относительно первичной вершины  $L_{xy}$ . Через величину этого смещения определяется «псевдо-собственное» время жизни частицы:

$$\text{Pseudo-proper time} = \frac{L_{xy} \cdot M_{J/\Psi}}{p_T(J/\Psi) \cdot c},$$

где  $p_T(J/\Psi)$  и  $M(J/\Psi)$  – поперечный импульс и массы  $J/\Psi$ -частицы. Термин «псевдо» оправдывает отрицательные значения этой переменной, обусловленные погрешностями измерений, и применимость её к пряморожденным  $J/\Psi$ -частицам. Реконструированные значения этой переменной для моделированных распадов  $J/\Psi$ -частиц приведены на рис.13.6 для статистики 6 пб-1. Отбирая распады  $J/\Psi$ -частиц с «псевдо-временем жизни» менее 0,2 пс, можно получить набор пряморожденных  $J/\Psi$  с эффективностью 93% и чистотой 92% (8% примеси не прямых  $J/\Psi$ ). Соответственно при временных интервалах свыше 0,2 пс выделяются случаи рождения  $J/\Psi$  в распадах  $B$ -адронов.

Распределения эффективных масс двух мюонов, рожденных в разных процессах, с отбором по «псевдо-времени жизни» менее 0,2 пс показано на рис.13.7. Там же приведено распределение до введения этого критерия отбора.

При интегральной светимости 1пб-1 и триггере  $\mu\mu 4$  может быть зарегистрировано 15 000 событий с  $J/\Psi$  и 2 500 событий с  $\square$ .

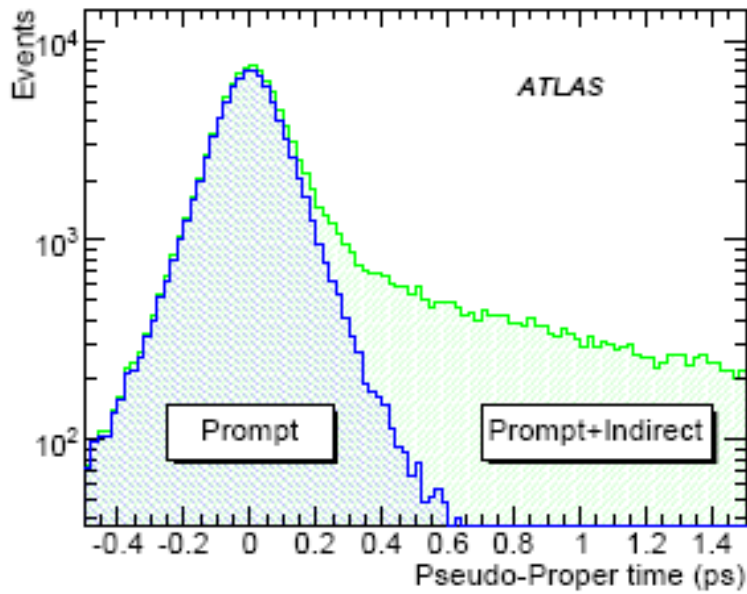


Рис.13.6. Распределение реконструированных значений «псевдо-времени жизни»  $J/\Psi$ -частиц. Темная штриховка показывает пряморожденные  $J/\Psi$ -частицы.

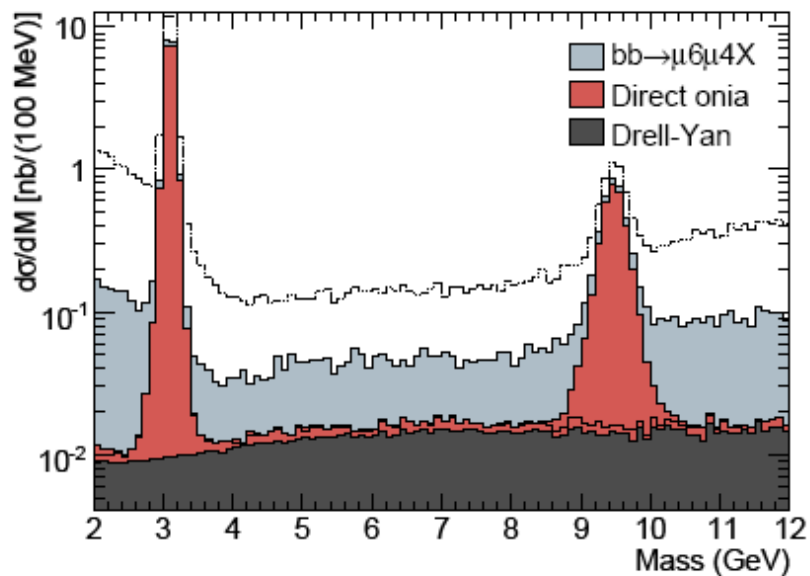


Рис.13.7. Распределения эффективных масс пар мюонов, образованных в первичной вершине с применением условия «псевдо-времени жизни» менее 0,2 пс. Виден сплошной темный фон от процесса Дрелла-Яна, пики прямого рождения кваркониев и светлый фон от вклада распадов  $b$ -кварков. Верхняя штриховая гистограмма показывает суммарное распределение до

применения условий на восстановление вторичной вершины и условия «псевдо-времени жизни» менее 0,2 пс.

Ожидается, что от 30 до 40%  $J/\Psi$  и  $\chi$  образуются от распадов  $\chi_s \rightarrow J/\Psi \gamma$  и  $\chi_b \rightarrow \chi \gamma$ . Энергии этих фотонов малы, но могут быть измерены. На рис.13.8 слева светлым фоном показаны распределения по поперечным импульсам фотонов, измеренных в событиях с реконструированными  $J/\Psi$ . Фотоны от радиационных распадов  $\chi_s$  имеют малое значение угла вылета  $\alpha$  относительно направления  $J/\Psi$  (распределение по  $\cos\alpha$  показано слева на рисю13.8). После ограничения  $\cos\alpha > 0,97$  получаем распределение рт фотонов, показанное темной гистограммой слева. Данные соответствуют интегральной светимости 6 пб-1.

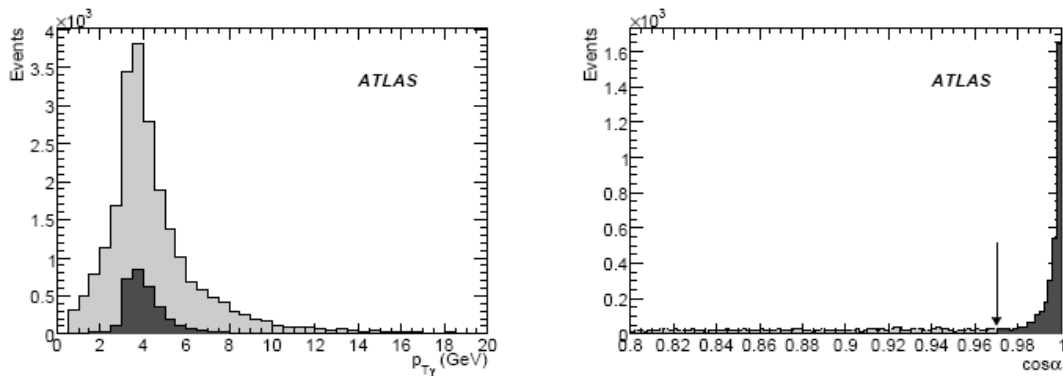
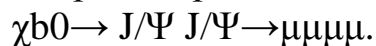


Рис.13.8. Распределения по рт фотонов в событиях с рождением  $J/\Psi$  (слева) и по  $\cos\alpha$  угла вылета фотонов относительно направления  $J/\Psi$  (справа). Пояснения см. текст.

Измерение выхода  $\chi_b0$  может быть выполнено не только по измерению радиационных фотонов, как это показано для  $\chi_s$ , но и по измерению распада



Ожидаемое сечение рождения  $\chi_b0$  при энергии ЛНС составляет  $\sim 1,5$  мкбн. С учетом вероятности распада на два  $J/\Psi$  с их последующим распадом на мюоны и эффективности триггеров сечение канала с четырьмя мюонами составляет около 25 фб. Это означает, что на интегральной светимости 10 фб-1 можно будет зарегистрировать 100 распадов  $\chi_b0 \rightarrow J/\Psi \quad J/\Psi \rightarrow \mu\mu\mu$ .

## Измерение сечений рождения и свойств эксклюзивного распада $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$

Используя триггер на  $J/\psi$  можно реконструировать эксклюзивный распад  $B^+$ -мезона  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ . Этот канал имеет относительно большую вероятность ( $10^{-3}$ ) и сравнительно легко может быть выделен путем поиска  $K$ -мезона среди адронов с  $p_T$  выше 1 ГэВ/с при условии восстановления вторичной вершины распада и требования равенства эффективной массы частиц массе  $B^+$ -мезона. Измерение сечения этого канала на начальной интегральной светимости  $10 \text{ пб}^{-1}$  может определить сечение рождения  $b$ -кварков при энергиях ЛНС. Из-за сложности теоретических расчетов величина этого сечения имеет большую неопределенность ( $\geq 20\%$ ). Знание его необходимо для правильной оценки фоновых событий для многих других новых процессов. Измерения эффективной массы  $B^+$ -мезона, его времени жизни поможет осуществить точную настройку геометрии детектора и правильность его математической модели.

На рисунке 13.9 показаны распределения эффективных масс  $J/\psi K^+$  для событий сигнала ( $B^+$ -распадов по данному каналу) и фоновых событий процесса  $bb \rightarrow \mu\mu 4X$ . Видно, что фон в области сигнала мал и может быть аппроксимирован гладкой функцией. Измерение сечения канала  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$  является одной из первоочередных задач эксперимента. Одновременно будет измерен и аналогичный распад  $B^-$ -мезона. Известно, что величина прямого  $CP$ -нарушения в этом распаде пренебрежимо мала и методические различия в измерениях могут быть вызваны только разной вероятностью взаимодействия  $K^+$  и  $K^-$ -мезонов с веществом детектора. Измерения этого канала важны также потому, что позволят провести нормировку при измерении вероятностей редких каналов распадов  $B$ -мезонов.

Статистическая точность измерения сечения распада  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$  при интегральной светимости  $10 \text{ пб}^{-1}$  составит менее 5%.



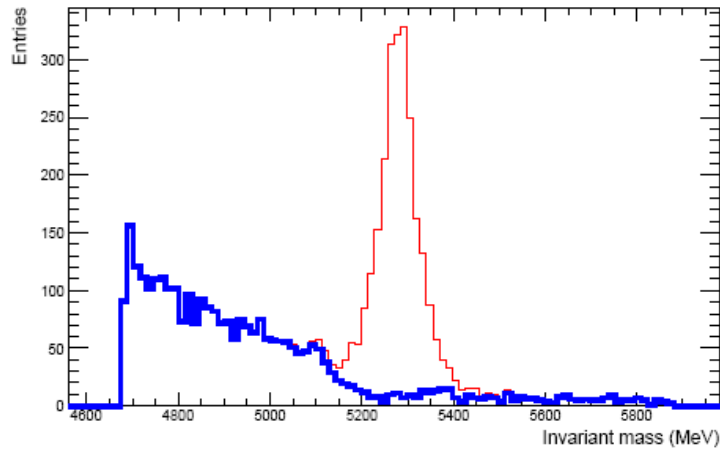


Рис.13.9. Распределение эффективных масс  $J/\psi K^+$  для сигнальных событий распада  $B^+$ -мезона (центральный пик) и комбинаторного фона от процессов  $b\bar{b} \rightarrow \mu\bar{\mu}4X$ . Поперечные импульсы мюонов  $> 6$  ГэВ/с для первого и  $> 4$  ГэВ/с для второго. Расстояние от точки рождения до точки распада  $\lambda > 0,1$  мм

### Измерение эксклюзивных каналов распада $B^0_s$ и $B^0_d$ -мезонов.

Распад  $B^0_s \rightarrow J/\psi\phi$  может быть измерен на ЛHC уже при интегральной светимости  $150$  пб $^{-1}$ , а при  $1$  фб $^{-1}$  точности измерений могут превысить общемировые данные. Особое значение имеют физические задачи, связанные с характеристиками этого канала. Аналогичные измерения могут быть проведены для распада  $B^0_d \rightarrow J/\psi K^0$ . Ожидаемое количество событий для этого канала в  $15$  раз превышает число событий распада  $B^0_s \rightarrow J/\psi\phi$ . Моделированные ожидаемые распределения эффективных масс для сигнальных событий этих распадов и фоновых событий показаны на рисунках 13.10 и 13.11. Видно, что события распада  $B^0_s \rightarrow J/\psi\phi$  требуют большей статистики, что объясняется присутствием странного кварка в составе  $B^0_s$ -мезона.

Система  $B^0_s\bar{B}^0_s$  имеет два собственных массовых состояния, различающихся временем жизни. Масштаб этого различия составляет  $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s \sim 10^{-1}$ . На начальной статистике в несколько сотен пб $^{-1}$  различить эти состояния и величина  $\Delta\Gamma_s$  принимается равной нулю. Такой анализ показан на рис.13.11.

Исследования CP-нарушения требует методики определения аромата нейтрального  $B$ -мезона, возможности

отличить его от  $\tilde{B}^0$ -мезона. При этом нужно уметь определять тип  $B^0$  и в момент рождения ( $t=0$ ), и в момент распада. В небольшой доле случаев природу нейтрального мезона в момент рождения можно определить по знаку электрического заряда лептона с большим поперечным импульсом в том же событии, если он относится к распаду другого  $B$ -адрона. Для основной доли событий применяется метод определения заряда кварковой струи. В соответствии с фрагментационной моделью импульсы частиц в струе упорядочены относительно направления кварка и соответственно упорядочены электрические заряды адронов в струе, следуя условию сохранения электрического заряда. Таким образом, измерение заряда струи  $b$ -кварка позволяет определить тип нейтрального  $B$ -мезона в момент его рождения.

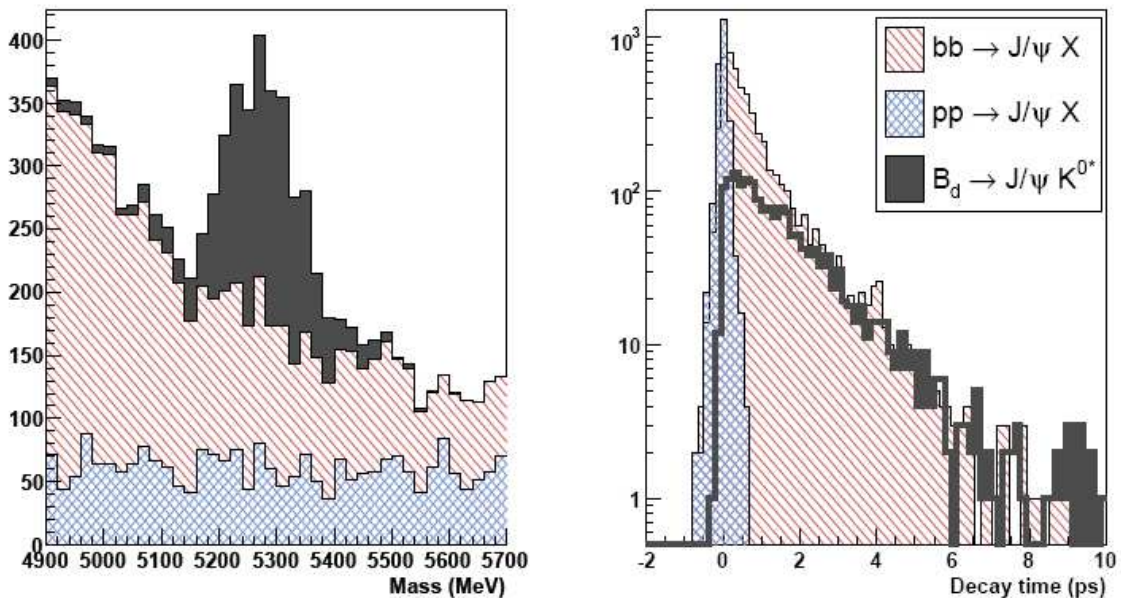


Рис.13.10. Распределение реконструированных масс  $B^0_d$  (слева) и собственного времени жизни  $B$ -мезонов в распаде  $B^0_d \rightarrow J/\psi K^{0*}$  при интегральной светимости  $10 \text{ пб}^{-1}$  для моделированных событий сигнала (темная область) и фоновых событий  $pp \rightarrow J/\psi X$  и  $bb \rightarrow J/\psi X$ .

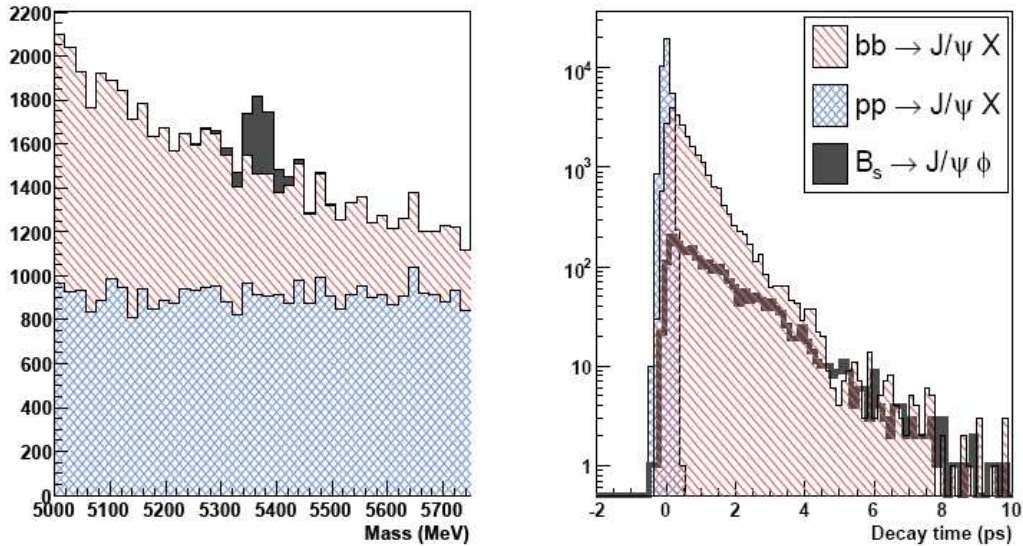


Рис.13.11. Распределения, аналогичные рисунку 13.11, для канала  $B_0^s \rightarrow J/\psi \phi$ , где  $\phi \rightarrow K^+K^-$ ,  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ . Интегральная светимость распределений 150 пб-1.

Заряд кварковой струи определяется выражением

$$Q_{\text{jet}} = \frac{\sum_i q_i p_i^K}{\sum_i |p_i|^K}$$

где суммирование ведется по трекам струи, как это описано в разделе о Топ-кварке. Заряд  $Q_{\text{jet}}$  положителен для  $\bar{b}$ -струи и отрицателен для  $b$ -струи. Процедура определения типа кварка при рождении характеризуется эффективностью  $\epsilon_{\text{tag}}$  и чистотой  $D_{\text{tag}}$  (*Delution*).

На начальном этапе эксперимента выделение эксклюзивных каналов распада будет осуществляться в условиях, когда триггер на  $J/\psi$  не будет использовать условие на смещение вершины распада. Будут измерены характеристики распадов и разработана методика определения типа кварка в момент рождения по электрическому заряду его струи. Все это позволит впоследствии исследовать эффекты CP-нарушения в распадах нейтральных В-мезонов.

## Перспективы измерения спиновых характеристик барионов $\Lambda_b \rightarrow J/\Psi(\mu\mu) \Lambda(p\pi)$

Особое внимание заслуживает оценка возможности измерения  $\Lambda_b$ -барионов в детекторе ATLAS. Канал распада  $\Lambda_b \rightarrow J/\Psi(\mu\mu) \Lambda(p\pi)$  имеет четыре трека заряженных частиц и смещенную вершину распада и малый ожидаемый фон событий. Поляризация и параметр нарушения четности  $\alpha_{\Lambda_b}$  могут быть извлечены из угловых распределений частиц, образованных в этом распаде. Ожидается, что при интегральной светимости 30 фб-1 будет зарегистрировано 13000 таких распадов и столько же аналогичных распадов  $\bar{\Lambda}_b$ .

Барион  $\Lambda_b$  является самым легким из барионов, имеющих в своем составе  $b$ -кварк. Он был открыт в 1991г. коллаборацией UA1 и с этих пор привлекает большой интерес теоретиков. Кроме задачи времен жизни  $\Lambda_b$ , с этим барионом связаны проблемы измерения CP-нарушения, нарушения T-симметрии, эффектами новой физики, измерения корреляций спинов топ-кварков и извлечения параметра слабой фазы  $\gamma$  СКМ-матрицы. Эффект нарушения четности в распадах  $\Lambda_b$  имеет особый интерес, так как служит проверкой многих факторизационных моделей тяжелых кварков и пертурбативной кварковой хромодинамики (PQCD). Исследования  $\Lambda_b$  важны также для понимания того, почему гипероны демонстрируют высокую степень поляризации даже рождаясь во взаимодействиях пучка в несколько сотен ГэВ при больших  $p_T$ , где большинство моделей предсказывают отсутствие поляризации. До сих пор неясно, есть ли это эффект новой физики или существует еще не найденное объяснение в рамках известной физики. Измерение  $\Lambda_b$  поляризации может пролить свет на рождение поляризованных  $b$ -кварков и на проблему рождения фермионов в pp-взаимодействиях в целом.

Интерес к измерению времени жизни  $\Lambda_b$ -бариона связан с вопросом, насколько дольше живет  $b$ -кварк в составе мезона, чем в составе гиперона. Тэватрон не дал пока четкого ответа на этот вопрос. Поскольку ожидаемая статистика LHC в 100 раз превышает статистику этих частиц на Тэватроне, может быть удастся ответить на этот вопрос и также поставить ограничения на расчеты PQCD и модели тяжелых кварков.

Возможности детектора ATLAS в измерении поляризации  $\Lambda_b$  определялись путем моделирования наборов

событий  $\Lambda_b$  с разными величинами поляризации, моделируя амплитуды распада в детекторе по предсказаниям моделей и проводя реконструкцию характеристик распадов стандартными программными пакетами ATLAS. Задача моделирования состоит в том, чтобы убедиться в возможности измерения начальной поляризации и амплитуд распада. Для моделирования распада поляризованных частиц использовался адаптированный к программному обеспечению ATLAS программный пакет EVTGEN.

В кварковой модели  $\Lambda_b$  представляет собой фермион, где  $b$ -кварк связан с  $(ud)$ -дикварком со спином, равным нулю. В этой модели поляризация  $\Lambda_b$  полностью определяется поляризацией  $b$ -кварка. Расчеты КХД предсказывают малую поляризацию  $b$ -кварка. Однако существуют модели, где поляризация  $\Lambda_b$  может быть довольно большой.

Изучение поляризации предполагает исследовать не только процесс рождения  $\Lambda_b$ , но и характеристики частиц от его распада. Диаграмма слабого распада  $\Lambda_b$  показана на рис.13.12. На рис.13.13 показаны измеряемые углы для измерения поляризации.

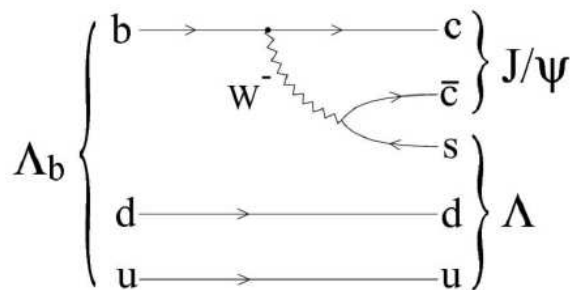


Рис.13.12. Диаграмма слабого распада  $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$ .

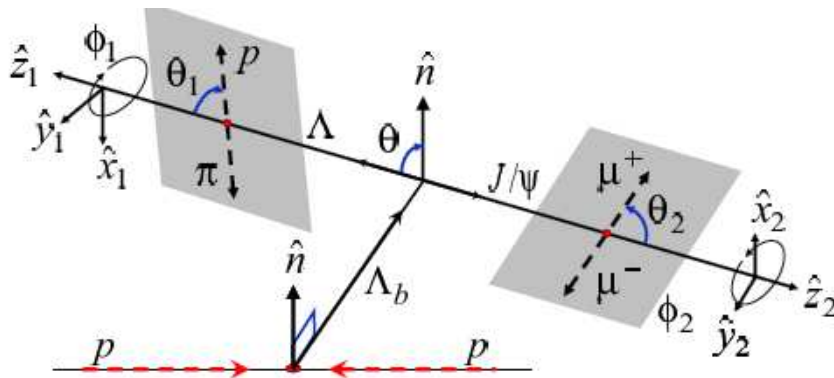


Рис.13.13. Схема представления углов для описания распада  $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$ .

Для трех вариантов поляризации  $\Lambda_b$  были рассчитаны распределения углов, характеризующих распад:  $\cos\theta$ ,  $\cos\theta_1$ ,  $\cos\theta_2$ ,  $\phi_1$ ,  $\phi_2$ . Результаты расчетов приведены на рис.13.14. Следует отметить, что отмечается хорошее согласие с предсказаниями распределений угловых переменных при моделировании распадов с помощью генераторов EVTGEN и RUTHIA.

Условия наблюдения распада  $\Lambda_b \rightarrow J/\psi(\mu\mu) \Lambda(p\pi)$  в детекторе ATLAS показаны на рис.13.15. Приведены распределения эффективных масс частиц  $J/\psi \Lambda (\mu\mu\Lambda)$ . Полная эффективность реконструкции  $\Lambda_b \rightarrow J/\psi(\mu\mu) \Lambda(p\pi)$  распадов составляет от 3,5 до 6% в зависимости от типа триггера на два мюона. Внешнее поле распределения на рисунке относится к событиям после реконструкции и требования смещенной вершины. Яркое поле относится к событиям, отобранным триггером L1 – L2. Точками показаны события, отвечающие всем критериям отбора событий. Видно, что фоновые условия измерения распада  $\Lambda_b$  благоприятны для измерения характеристик распада.

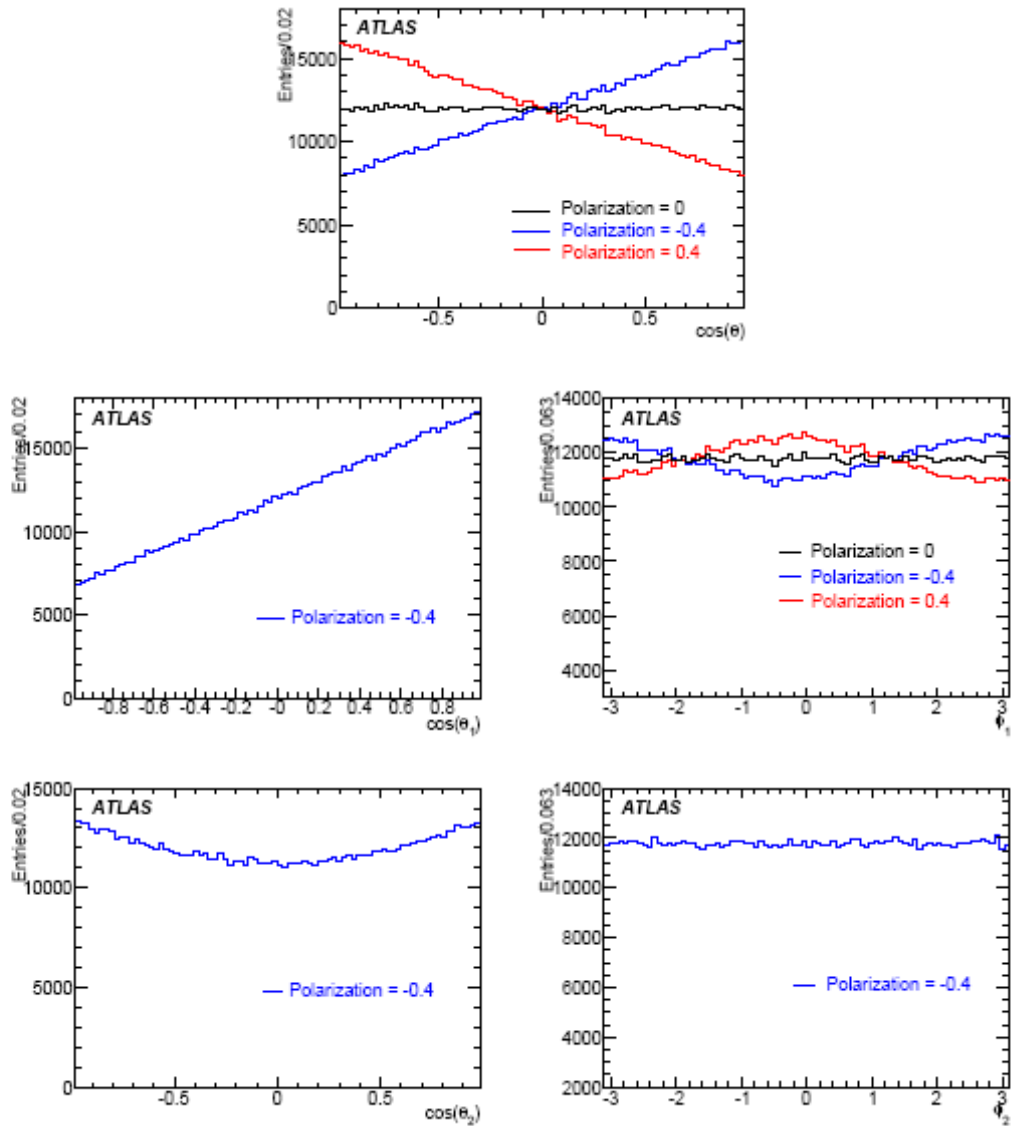


Рис. 13.14. Распределения пяти углов, характеризующих распад  $\Lambda_b \rightarrow J/\Psi \Lambda$ :  $\cos\theta$ ,  $\cos\theta_1$ ,  $\cos\theta_2$ ,  $\phi_1$ ,  $\phi_2$ , для трех вариантов поляризации  $\Lambda_b$ : 40%, 0% и -40%. Распределения параметров  $\cos\theta_1$ ,  $\cos\theta_2$ ,  $\phi_2$  не различаются для всех трех вариантов, поэтому для них приведено по одному распределению.

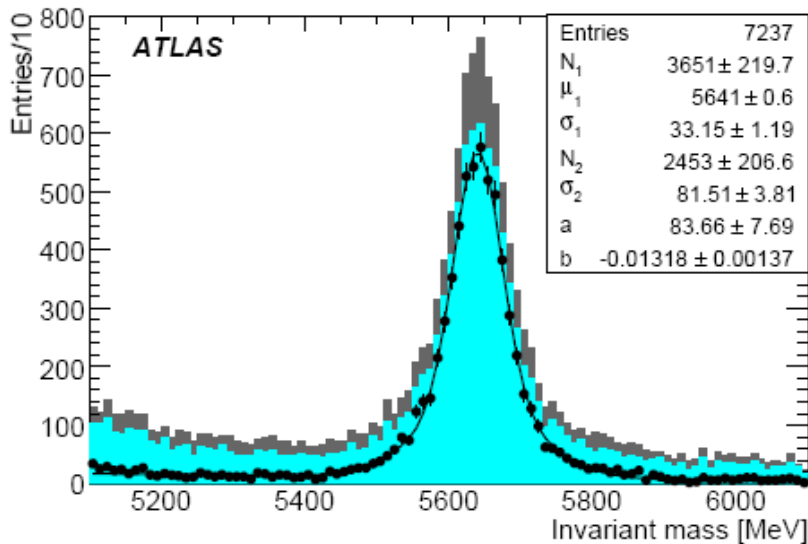


Рис.13.15. Распределения эффективных масс  $\mu\Lambda$ . Точками показано распределение после применения всех критериев отбора.

### Перспективы измерения редкого распада $B_0s \rightarrow \mu\mu$

Распад нейтрального В-мезона на два лептона  $B_0 \rightarrow l+l^-$ , где в качестве лептона  $l$  подразумевается мюон, электрон или  $\tau$ -лептон, может происходить только за счет процессов с обменом нейтральными токами, изменяющими аромат кварков (FCNC), которые запрещены на уровне ведущих (древесных) диаграмм в Стандартной модели. Допустимые диаграммы таких распадов в Стандартной модели приведены на рис.13.16.

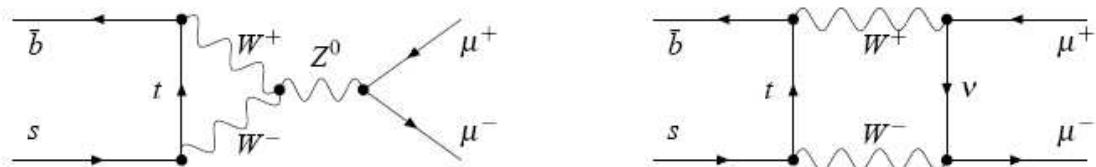


Рис.13.16. Диаграммы низшего порядка Стандартной модели для распада  $B_0s \rightarrow \mu+\mu^-$ .

Поскольку  $B_0s$ -мезон является псевдоскаляром и имеет положительную С-четность, а обмен происходит при значении углового момента  $l=0$ , электромагнитные диаграммы этого типа запрещены. Существует дополнительное подавление этого



процесса по спиральности. В итоге вероятность распада такого типа в Стандартной модели оказывается очень малой. Выражения для вероятностей распада  $B_0s$  и  $B_0d$ -мезонов в Стандартной модели имеют вид:

$$Br(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.86 \pm 0.15) \times \frac{\tau_{B_s^0}}{1.527 \text{ ps}} \frac{|V_{ts}^* V_{tb}|^2}{1.7 \times 10^{-3}} \frac{f_{B_s}}{240 \text{ MeV}} \times 10^{-9},$$

$$Br(B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (1.06 \pm 0.04) \times \frac{\tau_{B_d^0}}{1.527 \text{ ps}} \frac{|V_{td}^* V_{tb}|^2}{6.7 \times 10^{-5}} \frac{f_{B_d}}{200 \text{ MeV}} \times 10^{-10}.$$

В расширенных моделях вне Стандартной модели, таких как модель суперсимметрии, модели с хиггсовскими дублетами или дополнительными калибровочными бозонами, могут осуществляться дополнительные обмены скалярными, псевдоскалярными и аксиальными векторными токами за счет новых частиц в петлях диаграмм. Поскольку скалярные и псевдоскалярные операторы не подавлены по спиральности, они могут привести к существенному увеличению вероятности этих распадов. В общем случае проявление новой физики может увеличить или уменьшить эту вероятность. Например, в минимальной суперсимметричной стандартной модели (MSSM) вероятность таких распадов может значительно вырасти за счет того, что она оказывается пропорциональной  $(\tan\beta)^6$ , где  $\tan\beta$  параметр модели (см. раздел суперсимметрии).

В условиях большого сечения рождения  $b$ -кварков и большой светимости ЛHC даже на начальном этапе ( $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ) детектор ATLAS может зарегистрировать некоторое количество событий распада  $B_0s \rightarrow \mu\mu$ . Вероятность распада  $B_0d \rightarrow \mu\mu$  предсказывается примерно в 40 раз меньше, чем для распада  $B_0s \rightarrow \mu\mu$ , поэтому этот канал распада пока не рассматривается.

Для выделения распада  $B_0s \rightarrow \mu^+ \mu^-$  используется триггер на два мюона с условием противоположного заряда в паре. Нормировка вероятности распада осуществляется по характеристикам распада  $V^+ \rightarrow J/\Psi K^+$ . Критичным является эффективность реконструкции мюонов в требуемом диапазоне поперечных импульсов мюонов. Оценка этой эффективности и спектр поперечных импульсов мюонов для распада  $B_0s \rightarrow \mu\mu$  показаны на рис.13.17.

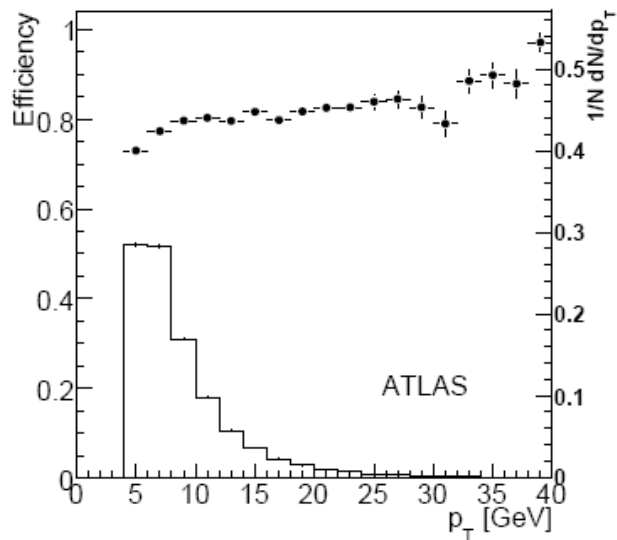


Рис.13.17. Эффективность реконструкции мюонов (левая шкала) и спектр поперечных импульсов мюонов (правая шкала) для распада  $B_{0s} \rightarrow \mu\mu$ . Триггер  $p_{T1(2)} \geq 6$  (4) ГэВ/с.

Важным условием наблюдения этого распада является эффективное подавление фоновых комбинаций мюонов от процесса  $b\bar{b} \rightarrow \mu\mu X$ . Для этого используется критерий на качество восстановления вершины распада ( $\chi^2 < 10$ ), длина поперечного пробега до точки распада должна составлять более 0,5 мм и менее 20 мм, угол между векторами суммарного импульса двух мюонов и вектора, связывающего точки распада и первичного взаимодействия, должен быть менее 0,017 рад. Должно также выполняться условие изолированности мезона, т.е., например, отсутствие треков на малых угловых расстояниях от направления В-мезона. После применения всех этих критериев распределения эффективных масс пар мюонов для сигнальных и фоновых событий имеют вид, представленный на рисунке 13.18.

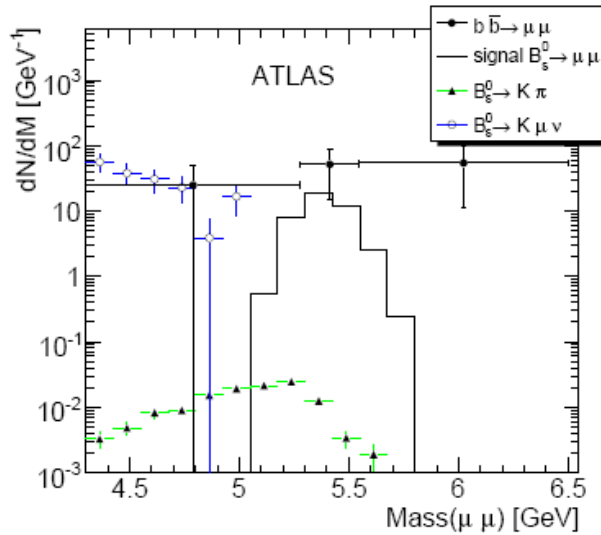


Рис.13.18. Распределения эффективных масс пар мюонов для сигнальных (гистограмма) и фоновых событий для распада  $B_0^s \rightarrow \mu\mu$ . Количество событий соответствует интегральной светимости 10 фб-1.

Из рисунка следует, что комбинаторный фон от процесса  $b\bar{b} \rightarrow \mu\mu X$  превышает вклад событий распада, если его сечение соответствует предсказаниям Стандартной модели. Вклад от событий других эксклюзивных каналов, имеющих ту же топологию распада с двумя треками, незначителен. Окно массы для выделения сигнала выбрано асимметричным {4 – 7 ГэВ}, чтобы отсечь возможный вклад от распадов  $B_0^d \rightarrow \mu\mu$ . При светимости 10фб-1 ожидается 5,7 событий сигнала при 14+13-10 фоновых событиях. Необходимо продолжать работу по измерению фона и характеристик калибровочного канала  $V^+ \rightarrow J/\Psi K^+$ .

### Перспективы измерения осцилляций $B_0^s$ – мезонов по адронным каналам В-распадов

Для проверки Стандартной модели с высокой точностью (порядка 1%) будут измерены параметр CP-нарушения  $\sin(2\beta)$  и свойства системы  $B_0^s$  – мезонов, такие как разность масс собственных CP-состояний  $\Delta m_s$ , разность времен жизни  $\Delta \Gamma_s / \Gamma_s$  и слабая фаза смешивания  $\phi_s$ , связанная с CP-нарушением в Стандартной модели. В параметризации Вольфенштейна эта фаза определяется как  $\phi_s \approx 2\lambda^2 \eta$ . Разность масс CP-четных и CP-

нечетных состояний  $B_s$  приводит к появлению  $B_s$  –смешивания. Физически наблюдаемые состояния  $B^0_s$  и  $\tilde{B}^0_s$  являются линейной комбинацией собственных CP-состояний. Переходы между ними разрешены вследствие несохранения ароматов во взаимодействиях слабых токов и происходят с частотой, пропорциональной величине разности масс собственных состояний  $\Delta m_s$ . Такие осцилляции наблюдались на Тэватроне в эксперименте CDF с величиной параметра  $\Delta m_s = (17,77 \pm 0,10$  (стат.)  $\pm 0,07$  (сист.)) пс-1. В эксперименте D0 были установлены границы этого параметра  $17 \text{ пс-1} < \Delta m_s < 21 \text{ пс-1}$ . Оба результата согласуются с предсказаниями Стандартной модели. В ATLAS ставится задача измерения величины  $\Delta m_s$  и возможно более точного определения фазы смешивания  $\varphi_s$ . CP-нарушения в  $B^0_s$  -  $\tilde{B}^0_s$  смешивании являются приоритетным измерением для обнаружения эффектов новой физики вне пределов Стандартной модели. Для распада  $B^0_s \rightarrow J/\Psi\phi$  эффекты CP-нарушения в асимметрии, предсказываемые Стандартной моделью, очень малы. Измерение любого заметного эффекта CP-нарушения, (обусловленной слабым взаимодействием фазы  $\varphi_s$  СКМ матрицы), выходящего за пределы предсказаний Стандартной модели, будет прямым указанием на вклад физики вне Стандартной модели. Измерение параметра смешивание в системе  $B^0_s$ -мезонов важно также для динамики ароматов в Стандартной модели и её расширениях.

Анализ моделированных событий в детекторе ATLAS показал, что при интегральной светимости 10 фб-1 может быть достигнута чувствительность измерения частоты осцилляций 29,6 пс-1. Измерения на уровне пяти стандартных отклонений возможны до частоты 20,5 пс-1. Тип кварка при рождении определяется по заряду лептона парного кварка, как это показано на рис.13.19.

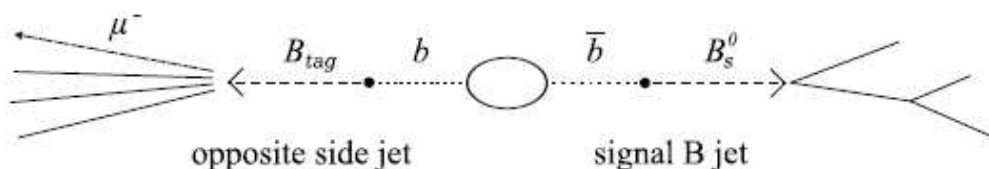


Рис.13.19. См. текст.

Реконструируются каналы распадов  $B_0 \rightarrow D\pi^+$  и  $B_0 \rightarrow D\pi^0$ . По характеристикам частиц распада определяется тип кварка в момент распада.

В обоих каналах присутствует  $D\pi^+$ -мезон, распадающийся на  $\pi^+\pi^0$ , а  $\pi^0$  распадается на пару  $K^+K^-$ . В распаде  $B_0 \rightarrow D\pi^+$  к трем трекам от  $D\pi^+$ -мезона добавляется один трек  $\pi^+$ -мезона. В распаде  $B_0 \rightarrow D\pi^0$  мезон  $\pi^0$  распадается на  $\rho$ -мезон и  $\pi^0$ ,  $\rho$ -мезон распадается на два заряженных  $\pi$ -мезона. Таким образом, в вершине присутствует шесть треков заряженных частиц.

Триггером таких событий служит мюон от  $b$ -кварка. Поиск адронного распада  $B$ -мезона от второго  $b$ -кварка осуществляется среди треков во Внутреннем детекторе. Применимы для метода поиска. В первом случае происходит полное сканирование Внутреннего детектора. Во втором определяются области поиска RoI в пространстве углов по регистрации струи в калориметре. Важно так задать условия отбора струи, чтобы их количество было невелико, в идеале одна или две. Оба метода дают близкие эффективности выделения требуемых адронных распадов. Эффективности выделения распадов велики, от 96% и выше. Примесь событий с неправильным определением типа распада составляет от 20 до 24%. Все это учитывается в процедуре определения параметра смешивания. Применяется метод максимума правдоподобия. Функция правдоподобия имеет в качестве параметра время жизни частицы  $t$  и смешиваемое состояние  $\mu$ , определяемое через параметры  $\Delta m_s$  и  $\Delta \Gamma_s$ . Эта функция правдоподобия применяется к пяти наборам событий: смешиваемые и несмешиваемые состояния  $B_0$  и  $B_d$ , и фоновые события с нулевым параметром смешивания. Для состояний  $B_0$  и  $B_d$  учитывается доля ложно идентифицированных событий. Путем поиска максимума функции правдоподобия определяются параметры смешивания.

Для оценки статистической достоверности в  $5\sigma$  и исключения областей значений параметра смешивания  $\Delta m_s$  на 95% уровне достоверности используется метод аппроксимации амплитуд, так как метод максимума правдоподобия в этом случае имеет недостатки.

На рисунке 13.20 показано, как выглядят осцилляции сигнальных событий  $B_0$  с параметром смешивания  $\Delta m_s = 17,77$  пс<sup>-1</sup> (рисунок (а), распределение по  $t_0$ ). Фактор конечного разрешения при измерении собственного времени жизни

превращает это распределение в распределение, показанное на рисунке (b). Учет фона и эффекта неправильного определения типа кварка при рождении приводит к форме распределения, приведенного на рисунке (c). Пунктиром на этом рисунке показан вклад фоновых событий. Результаты соответствуют интегральной светимости 10 фб-1.

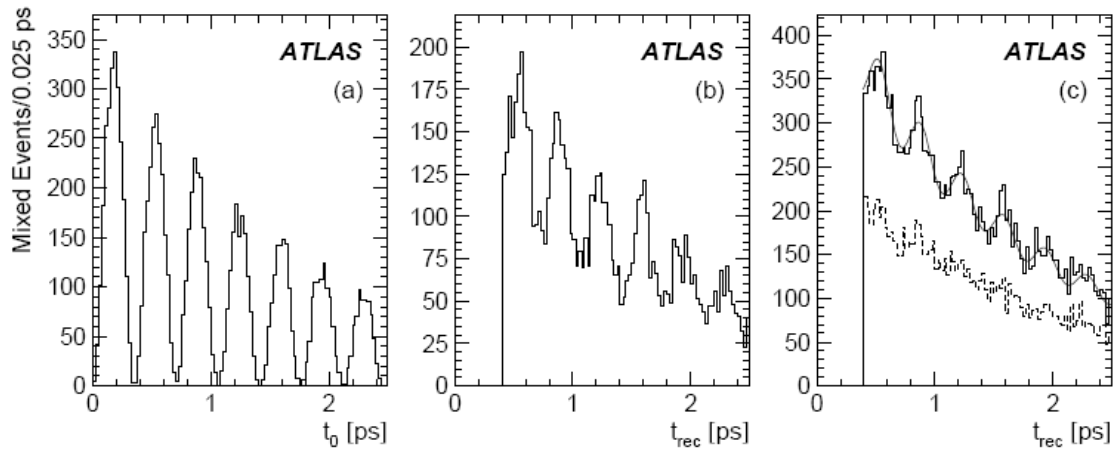


Рис. 13.20. Распределение  $B_0s$  смешиваемых состояний с параметром  $\Delta m_s = 17,77$  пс-1 (a), то же распределение при учете конечного разрешения при измерении собственного времени жизни (b) и фоновых и неверно меченых событий (c). Пунктир – вклад фоновых событий без смешивания.

Результаты анализа позволяют ожидать, что измерение параметра  $\Delta m_s$  совместно с исследованиями распада  $B_0s \rightarrow J/\Psi\phi$ , описанного выше, позволит повысить точность данных путем совместной аппроксимации в слабом секторе  $B_0s - \tilde{B}_0s$  системы.

## 14 Бозон Хиггса

Поиск динамики, ответственной за нарушение электрослабой симметрии является одной из приоритетных задач экспериментов физики частиц на существующих и будущих коллайдерах. Стандартная модель электрослабых и сильных взаимодействий описывает многочисленные экспериментальные результаты, однако механизм нарушения электрослабой симметрии остается неизвестным. Коллайдер LHC при энергии 14 ТэВ дает возможность экспериментам ATLAS и CMS провести поиск бозона Хиггса, как предсказываемого Стандартной моделью, так и моделями с расширением Стандартной модели, во всей области значений его массы.

В рамках Стандартной модели бозон Хиггса является единственной неоткрытой частицей. Современная теория не дает указаний на величину его массы. Из соображений унитарности верхний предел массы бозона Хиггса составляет  $\sim 1$  ТэВ. Дальнейшие ограничения могут быть получены, если предположить, что Стандартная модель справедлива лишь до некоторого масштаба  $\Lambda$ , за пределами которого появится новая физика. Из условия стабильности электрослабого вакуума и что Стандартная модель *может рассматриваться как теория возмущений* (?), можно установить верхний и нижний пределы массы бозона Хиггса. При масштабе  $\Lambda$  порядка массы Планка ( $10^{19}$  ГэВ?), масса бозона Хиггса  $M_H$  должна находиться в пределах  $130 < M_H < 180$  ГэВ. Если новая физика появляется на меньшем масштабе масс, ограничения становятся слабее. При  $\Lambda = 1$  ТэВ масса бозона Хиггса оказывается в пределах  $50 < M_H < 800$  ГэВ.

Стандартная модель с минимальным суперсимметричным расширением (MSSM) содержит два комплексных дублета, обуславливающих существование пяти физических бозонов Хиггса: трех нейтральных (два CP-четных  $h$  и  $H$  и один CP-нечетный  $A$ ) и двух заряженных  $H^\pm$ . На древесном уровне хиггсовский сектор MSSM полностью определяется двумя параметрами, обычно выбираемых в виде  $m_A$ , массы CP-нечетного бозона Хиггса, и  $\tan\beta$ , отношения вакуумных средних двух хиггсовских дублетов. Радиационные поправки существенно изменяют соотношения, определенные на

древесном уровне. Это особенно существенно для массы самого легкого CP-четного бозона Хиггса, который на древесном уровне должен иметь массу меньше, чем масса Z-бозона. Петлевые поправки зависят от массы топ-кварка, масс скалярных частиц и особенно смешивания в стоп секторе. Здесь стоп обозначает суперсимметричного партнера топ-кварка.

Если легкий нейтральный бозон Хиггса  $h$  может быть трудно отличить от бозона Хиггса Стандартной модели, то открытие других более тяжелых бозонов Хиггса будет служить прямым свидетельством физики вне Стандартной модели.

Масса заряженного бозона Хиггса менее чувствительна к радиационным поправкам и на древесном уровне связана с значением  $m_A$  через соотношение

$$M_{H^\pm}^2 = m_W^2 + m_A^2.$$

Большая энергия LHC позволит продвинуться в новую кинематическую область по сравнению с экспериментами на LEP и на Тэватроне. Ниже будут показаны возможности детектора ATLAS в обнаружении бозона Хиггса Стандартной модели и бозона Хиггса MSSM, полученные путем модельных расчетов. Они основаны на теоретических предсказаниях для сечений образования бозона Хиггса с разными значениями масс и с разными механизмами рождения. Рассмотрены каналы распада, в которых можно зарегистрировать бозон Хиггса.

### **Бозон Хиггса в Стандартной модели**

Для моделирования в детекторе ATLAS рождение бозон Хиггса в Стандартной модели рассматривается в нескольких механизмах: слияния глюонов (VBF), ассоциированного рождение с векторным бозоном (WH и ZH) в ведущем порядке теории возмущений (LO) и в следующем за лидирующем порядке (NLO). Обсуждается также ассоциированное рождение с  $t\bar{t}$ -парой кварков.

Расчеты выполнены с использованием CTEQ6L1 и CTEQ6M функций распределения партонов в протоне (PDF) для LO и NLO расчетов, соответственно.



В таблице 1 приведены значения параметров Стандартной модели, использованные в расчетах.

Таблица 1.

$M_{uds} = 190 \text{ MeV}$	$M_c = 1.40 \text{ GeV}$	$M_b = 4.60 \text{ GeV}$
$M_t = 172 \text{ GeV}$	$M_Z = 91.187 \text{ GeV}$	$M_W = 80.41 \text{ GeV}$
$G_F = 1.16639 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$	$N_F = 5$	$\Lambda_{QCD}^{LO} = 165 \text{ MeV}$
$\Lambda_{QCD}^{NLO} = 226 \text{ MeV}$	$\alpha_s^{LO}(M_Z) = 0.130$	$\alpha_s^{NLO}(M_Z) = 0.118$

Вероятности различных каналов распада бозона Хиггса рассчитывались программой HDECAY. На рис.14.1.1a приведены вероятности распада бозона Хиггса и сечения рождения в Стандартной модели в зависимости от массы бозона Хиггса.

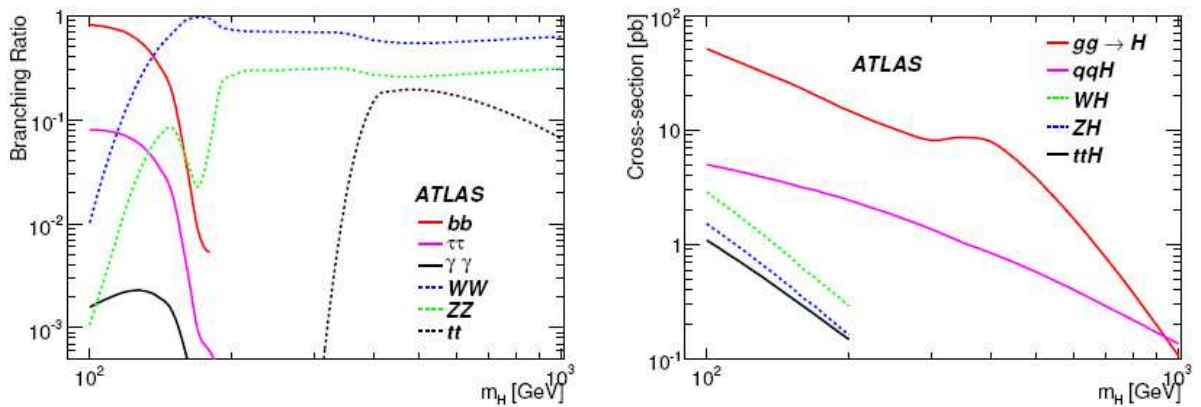


Рис.14.1.1а. Вероятности различных мод распада бозона Хиггса (слева) и сечений рождения бозона Хиггса в Стандартной модели для разных механизмов в пикобарнах в зависимости от массы бозона Хиггса.

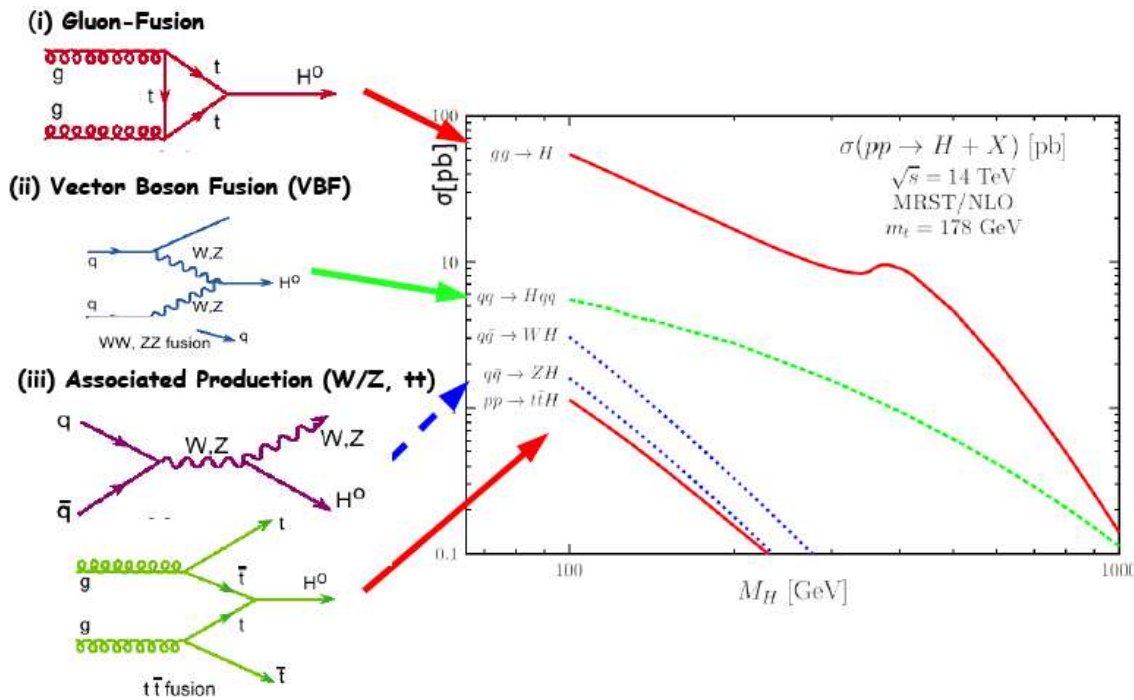


Рис.14.1.1б. Диаграммы, соответствующие различным механизмам образования H-бозона на рис.14.1.1а: (i)слияния глюонов, (ii) слияние векторных бозонов (VBF), (iii) ассоциированное рождение (в сопровождении W, Z или  $\tilde{t}$ ). (C.Weiser, ATL-PHYS-SLIDE-2009-234).

В анализе использовались следующие каналы распада бозона Хиггса:

- $pp \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$
- $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ(*) \rightarrow 4l$  ( $l = e, \mu$ )
- $pp \rightarrow qqH \rightarrow qqt + \tau^-$
- $pp \rightarrow H \rightarrow W^+ W^- \rightarrow l\nu l\nu, lvqq$
- $pp \rightarrow \tilde{t} H \rightarrow \tilde{t} b\bar{b}$
- $pp \rightarrow \tilde{t} H \rightarrow \tilde{t} W^+ W^-$ ,
- $pp \rightarrow ZH \rightarrow l+l^- W^+ W^-$ .

## Распад бозона Хиггса на два фотона

Ожидается, что в интервале масс  $110 < m_H < 140$  ГэВ бозон Хиггса распадается на два фотона с вероятностью, достаточной для его наблюдения на ЛНС. Рождение его сопровождается адронными струями с большим поперечным импульсом  $p_T$ . *Глюоны от излучения в начальном состоянии в  $gg \rightarrow H$  и  $qq \rightarrow qqH$  дают основной вклад в механизм глюонного слияния и VBF при рождении бозона Хиггса в сопровождении таких струй.* ? Поэтому поиск распадов бозона Хиггса в событиях с рождением адронных струй с большими  $p_T$  рассматривается как перспективный. Поиск бозона Хиггса в ассоциативном рождении с  $W$ ,  $Z$ ,  $t\bar{t}$  – парами кварков также служит дополнением к поиску ассоциированного рождения бозона Хиггса совместно с адронными струями больших  $p_T$ .

Фотоны для анализа отбираются в электромагнитном калориметре. В случае распада бозона Хиггса на два фотона в пределах псевдобыстроты  $|\eta| < 2,5$  около 57% таких событий имеют конверсию фотона во внутреннем детекторе на радиусах менее 80 см. Используются возможности детектора для регистрации таких фотонов. На рис. 14.1.2 показано распределение эффективных масс двух фотонов для распадов бозона Хиггса с массой 120 ГэВ при учете дополнительного вещества в детекторе. Темная область соответствует вкладу фотонов с конверсией. Видно, что измерения воспроизводят сигнал бозона Хиггса.

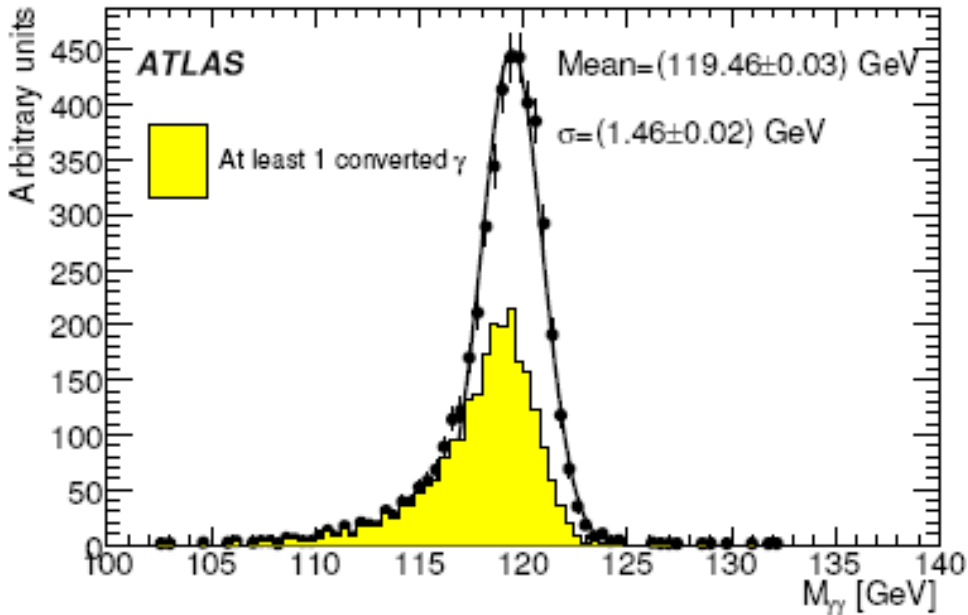


Рис. 14.1.2 Распределение эффективных масс двух фотонов для распада бозона Хиггса с массой 120 ГэВ при учете дополнительного вещества в детекторе. Темная область соответствует вкладу фотонов с конверсией в детекторе.

Если попытаться провести поиск бозона Хиггса в инклюзивном анализе, построив распределение эффективных масс двух фотонов, результат будет малоинформативным. Слишком велик оказывается вклад фоновых событий. Такое распределение показано на рис. 14.1.3 при порогах поперечного импульса фотонов 40 ГэВ для лидирующего и 25 ГэВ для следующего за лидирующим. Здесь фоновые события с двумя реальными фотонами обозначены как неуменьшаемый фон (*irreducible bkg*), а события с, по крайней мере, одним ложным (*fake*) фотоном обозначаются как сокращаемый фон (*reducible bkg*). Доля второго фона составляет 39% от полного сечения фоновых событий. Для бозона Хиггса с массой 120 ГэВ в массовом окне, определяемом по ширине  $\pm 1,4\sigma$  вокруг центрального значения, содержится 26% сигнальных событий распада. Сечения различных механизмов генерации бозона Хиггса с массой 120 ГэВ и сечения различных фоновых событий в этом массовом окне приведены в таблице 14.1.2. Наложение других событий не учитывалось.

Таблица 14.1.2.

Signal Process	Cross-section (fb)	Background Process	Cross-section (fb)
$gg \rightarrow H$	21	$\gamma\gamma$	562
VBF $H$	2.7	Reducible $\gamma j$	318
$ttH$	0.35	Reducible $jj$	49
$VH$	1.3	$Z \rightarrow e^+e^-$	18

Ситуация значительно улучшается, если выбрать события с одной или двумя адронными струями. На рис.14.1.4 показано распределение эффективных масс двух фотонов для событий с дополнительным рождением двух струй, в которых выполнялись следующие условия отбора: два фотона имеют  $|\eta| < 2,7$ ; их поперечные импульсы выше 50 ГэВ и 25 ГэВ для лидирующего и следующего за ним; в событии присутствуют, по крайней мере, две адронные струи с  $|\eta| < 5$  и поперечными импульсами выше 40 и 20 ГэВ для лидирующей и следующей за ней, эти струи находятся в разных полусферах по  $\eta$  и интервал между ними по псевдобыстроте  $\Delta\eta > 3,6$ . Фотоны должны находиться в промежутке между струями, а эффективная масса двух струй должна быть больше 500 ГэВ. События, имеющие третью струю с  $p_T > 20$  ГэВ и  $|\eta| < 3,2$ , исключались из анализа. В отобранных таким образом событиях сигнал от распада бозона Хиггса виден значительно лучше. Ожидаемое сечение образования бозона Хиггса с массой 120 ГэВ для окна по массе шириной  $\pm 2$  ГэВ составляет 1,28 фб.

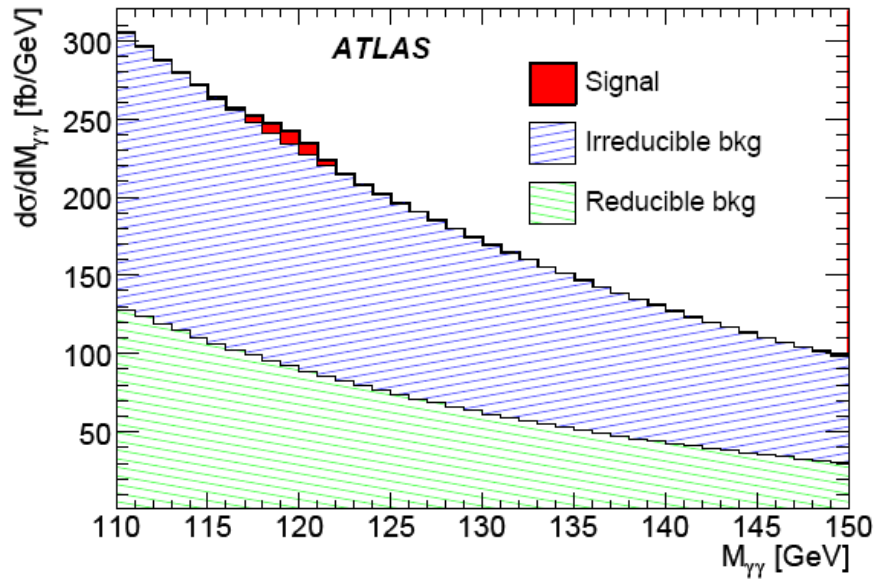


Рис. 14.1.3. Инклюзивный анализ эффективных масс пар фотонов при отборе лидирующего фотона с поперечным импульсом выше 40 ГэВ и выше 25 ГэВ для следующего за лидирующим.

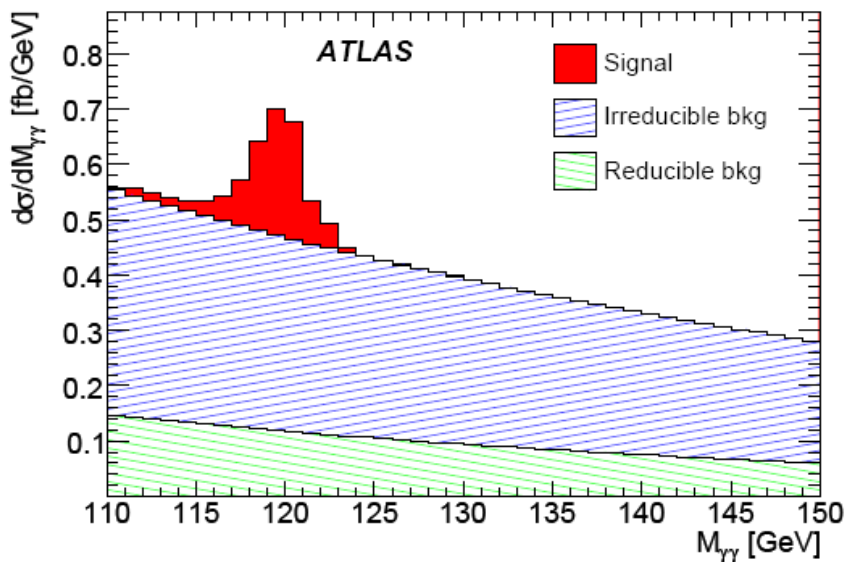


Рис. 14.1.4. Спектр эффективных масс пар фотонов в событиях, имеющих дополнительно две адронные струи. Параметры отбора событий приведены в тексте.

Если использовать в качестве объектов сопровождения для двухфотонного распада бозона Хиггса сигнал недостающей поперечной энергии  $E_T$  нед и лептон, то относительная доля сигнальных событий станет ещё выше. В этих событиях преобладает образование бозона Хиггса через состояния  $WH \rightarrow l\nu\gamma\gamma$  и  $t\bar{t}H$ . Результаты такого анализа показаны на рис 14.1.5. Из-за недостатка статистики результаты приводятся лишь для отдельного использования сопровождающих объектов на отдельных рисунках (а) и (б). Для отбора событий используются пороги поперечных импульсов лидирующего и более мягкого фотонов 60 и 30 ГэВ, поперечный импульс лептона, мюона или электрона, и недостающей поперечной массы выше 30 ГэВ. В случае реконструированного электрона исключаются события, когда эффективная масса электрона и одного из отобранных фотонов близка к массе  $Z$ -бозона (находится между 80 и 100 ГэВ). Сечение отобранных сигнальных событий образования бозона Хиггса с массой 120 ГэВ в окне по массе 110-150 ГэВ составляет 0,12 фб (последний критерий для  $Z$ -бозона не применялся). Оценка сечения фоновых событий составляет 0,067 фб. Однако, фоновые условия выделения таких событий могут быть недооценены.

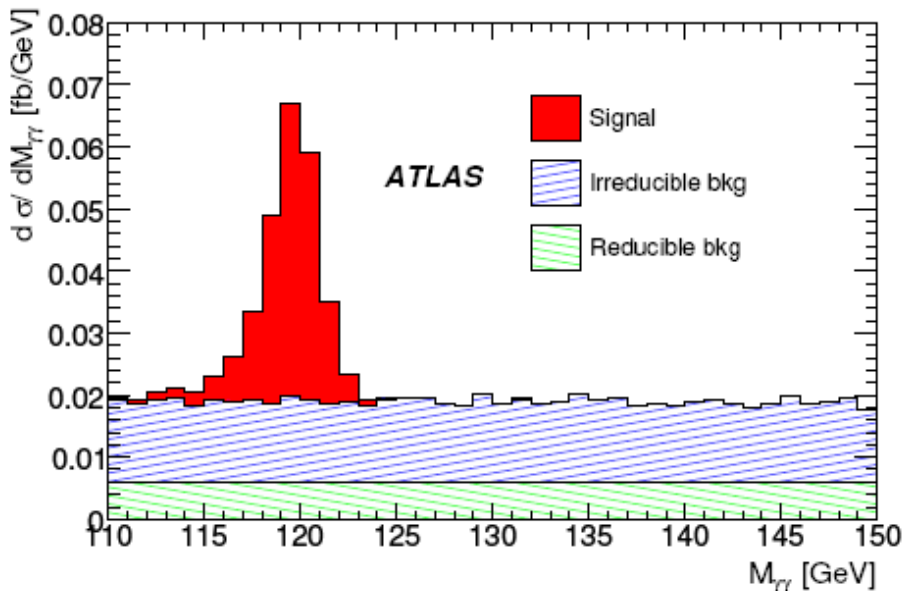


Рис.14.1.5(а). Сигнал и фон для реконструкции бозона Хиггса массой 120 ГэВ при распаде на два фотона в сопровождении лептона с большим поперечным импульсом.

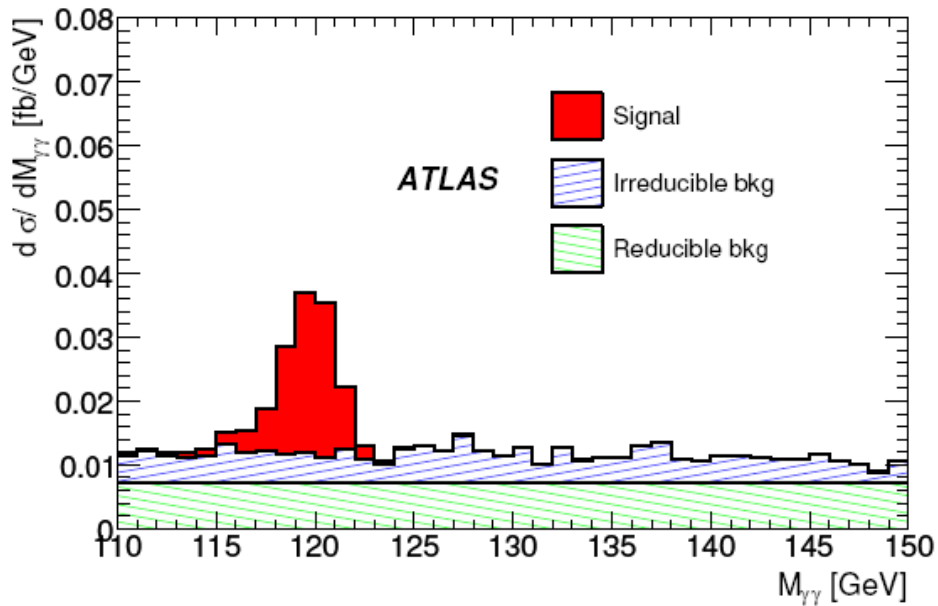


Рис.14.1.5(б). Сигнал и фон для реконструкции бозона Хиггса массой 120 ГэВ при распаде на два фотона в сопровождении большой недостающей поперечной массы.

Кроме анализа на основе критериев отбора, для выделения сигнала бозона Хиггса используется метод максимума правдоподобия. При этом, кроме эффективной массы двух фотонов, учитывается поперечный импульс бозона Хиггса и угол вылета фотона в его системе покоя относительно направления движения бозона Хиггса в лабораторной системе. Этот анализ улучшает условия выделения сигнала.

Значимость выделения сигнала бозона Хиггса с массой 120 ГэВ при распаде на два фотона для интегральной светимости 10 фб<sup>-1</sup> при суммировании всех методов составляет величину 3,3 – 3,6. Второе значение обеспечивает применение метода максимума правдоподобия.

### Поиск бозона Хиггса по распаду $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

Наиболее четкий сигнал бозона Хиггса в Стандартной модели ожидается от его распада на четыре лептона, мюона или электрона,  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ . Хорошее разрешение в измерении энергии лептонов и линейность реконструкции обеспечивает появление узкого резонансного пика над гладким фоном. Основной фон происходит от канала распада двух  $Z$ -бозонов:  $ZZ \rightarrow 4l$ . Наиболее благоприятным для поиска является диапазон



масс между 120 и 150 ГэВ, где один из  $Z$ -бозонов находится вне массовой поверхности, образуя при распаде лептоны с более низкими значениями поперечного импульса. Важны также фоны от событий  $Zb\bar{b} \rightarrow 4l$  и  $t\bar{t} \rightarrow 4l$ . Для их подавления применяется условие изолированности лептонов.

Набор моделированных событий распада бозона Хиггса  $H \rightarrow 4l$  перекрывал область масс от 120 до 600 ГэВ. Анализ этих событий чувствителен к неопределенностям в учете распределения материала в детекторе ATLAS, неоднородности магнитного поля детектора, точности знания пространственного положения Внутреннего детектора и Мюонного Спектрометра. События моделировались как для процессов лидирующего порядка LO, так и NLO.

На рисунке 14.1.6 приведены полученные распределения реконструированных масс распадов бозона Хиггса на 4 лептона при разных значениях массы  $H$ -бозона. Видно, что распределения сигнальных и фоновых событий существенно меняются в зависимости от массы  $H$ -бозона. Ожидаемая значимость при регистрации бозона Хиггса на четыре лептона в зависимости от его массы для разных наблюдаемых лептонов показана на рис.14.1.7 для интегральной светимости 30 фб-1. Её величина превышает 10 для части значений масс. На ранней стадии эксперимента важно экспериментально определить вклад фоновых событий  $Zb\bar{b} \rightarrow 4l$  и  $t\bar{t} \rightarrow 4l$ .

### **Поиск бозона Хиггса в распадах $H \rightarrow \tau\tau$ .**

Как следует из рис.14.1.1, в области малых масс вероятность распада  $H$ -бозона на два фотона существенно превышает более вероятными модами распада на два  $\tau$ -лептона или два  $b$ -кварка. Последние, несмотря на большое сечение благодаря механизму глюонного слияния и высокой вероятности распада, достаточно трудно наблюдать из-за большого фона процессов квантовой хромодинамики. Более результативным может быть поиск бозона Хиггса в распадах на два  $\tau$ -лептона, особенно в случае, когда  $H$ -бозон рождается в сопровождении двух адронных струй с большими поперечными импульсами. Такие состояния образуются в основном через механизм слияния

векторных бозонов VBF. С другой стороны, в MSSM вероятность распада  $H \rightarrow \gamma\gamma$  подавлена и это также делает актуальным измерение распадов  $H \rightarrow \tau\tau$ .

Для изучения возможности наблюдать распад  $H \rightarrow \tau\tau$  на начальной стадии эксперимента было выполнено моделирование в полном объеме распадов с двумя лептонами ( $ll$ ), лептоном и адроном ( $lh$ ) и двумя адронами ( $hh$ ) для VBF механизма образования  $H$ . Вследствие малого сечения сигнала идентификация наблюдаемых частиц в этом анализе очень важна. Кроме того, важен триггер на лептоны с малым поперечным импульсом и специальный триггер на  $\tau$ -лептон.

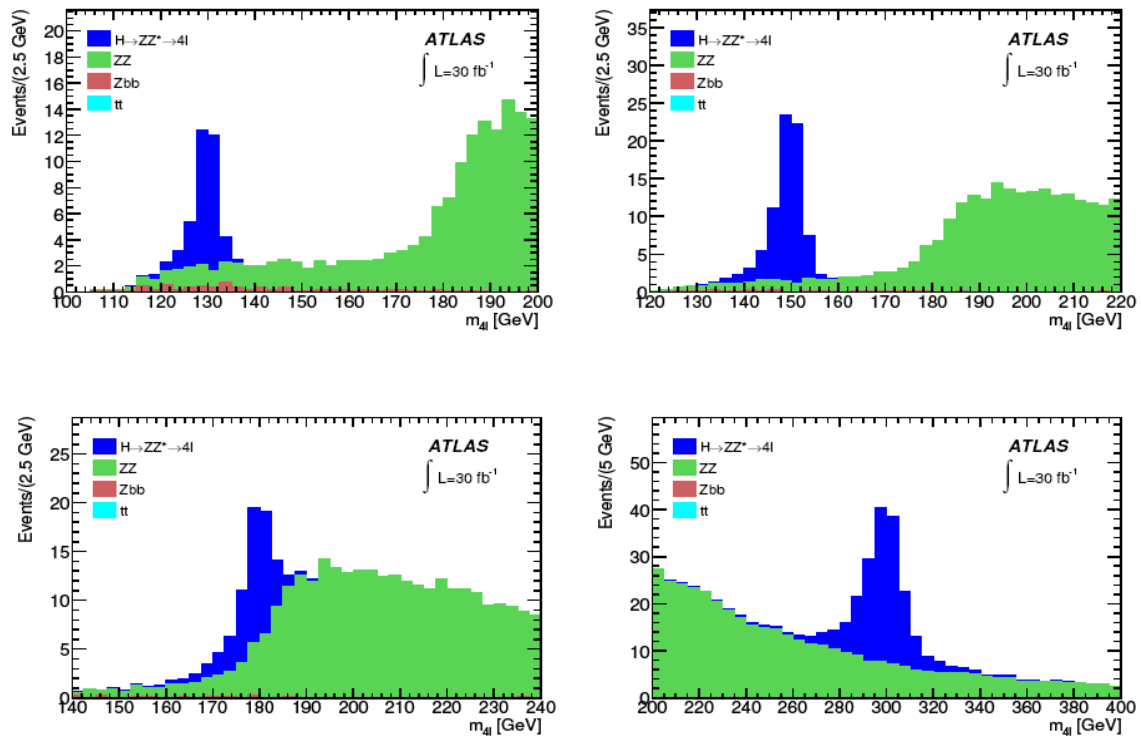


Рис 14.1.6. Распределения эффективных масс для сигнала бозона Хиггса при распаде на четыре лептона и фона при интегральной светимости  $30\text{fb}^{-1}$  для разных масс бозона Хиггса: 130 ГэВ (слева сверху), 150 ГэВ (справа сверху), 180 ГэВ (слева внизу) и 300 ГэВ (слева внизу).

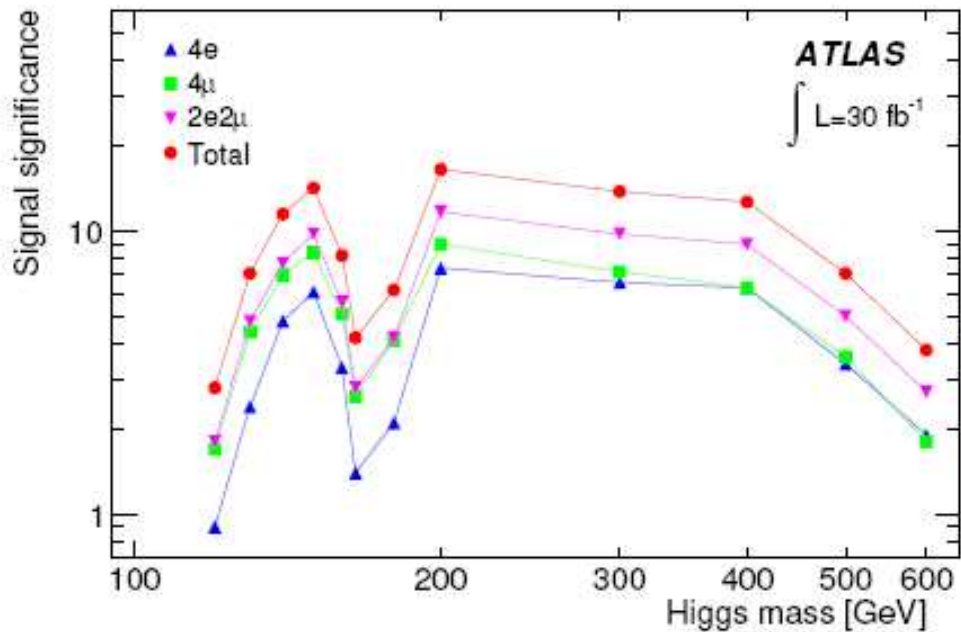


Рис.14.1.7. Ожидаемая значимость при регистрации бозона Хиггса на четыре лептона в зависимости от его массы для разных наблюдаемых лептонов для интегральной светимости 30 фб-1.

Для выбора состояний с двумя лептонами ( $ll$ ) и лептоном и адроном ( $lh$ ) использовался простейший триггер на изолированный электрон с  $p_T \geq 22$  ГэВ и изолированных мюон с  $p_T \geq 20$  ГэВ, хотя в детекторе ATLAS существуют возможности использования более сложных конфигураций триггера.

Механизм VBF обеспечивает специфические свойства струй, многие из которых позволяют эффективно выделять события сигнала и подавлять фоновые события. Наиболее важной особенностью этого механизма служит присутствие двух кварковых струй, «меченых» струй, с большими поперечными импульсами в передней области, разделенных большим интервалом по псевдобыстроте. Такие события уже рассматривались выше при отборе событий с распадом на два фотона в сопровождении двух струй. В таком электрослабом механизме из-за цветовой когерентности между «мечеными» струями КХД излучение подавлено и может применяться вето на активность в центральной области. На рис.14.1.8а показано распределение по псевдобыстроте  $\eta$  струи с максимальным  $p_T$  (слева) и второй по величине  $p_T$  струи (справа) для сигнала VBF

рождения бозона Хиггса с массой 120ГэВ и его распада на два мюона(сплошная линия) и фоновых событий. Видно, что струи в событиях сигнала и фона имеют разное распределения. Для фоновых событий струи находятся в основном в центральной области, для сигнальных событий – при больших  $\eta$ . Промежуток по псевдобыстроте между струями для сигнальных событий оказывается больше, как это демонстрирует рис.14.1.8б. Распределения по эффективной массе этих же струй показаны на том же рисунке. Видно, что ограничивая величину эффективной массы струй, можно отсеять большую часть фоновых событий.

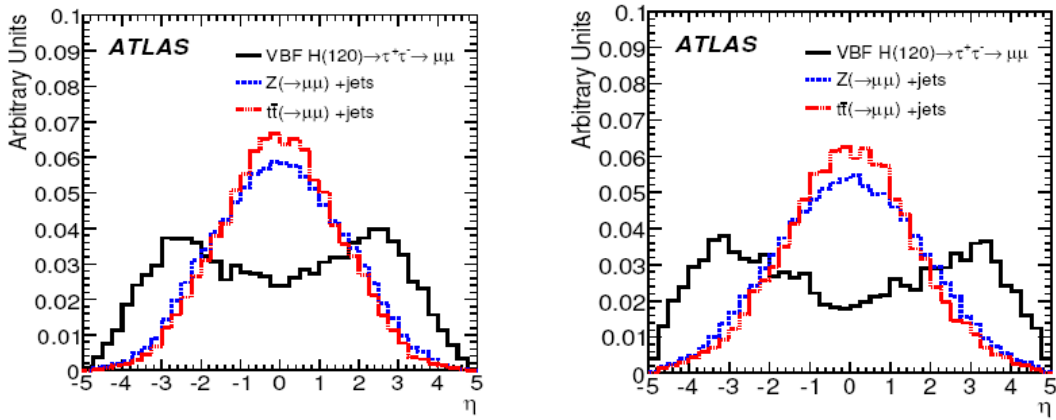


Рис.14.1.8а. Распределение по псевдобыстроте  $\eta$  струи с максимальным  $p_T$  (слева) и второй по величине  $p_T$  струи (справа) для сигнала (сплошная линия) и фоновых событий.

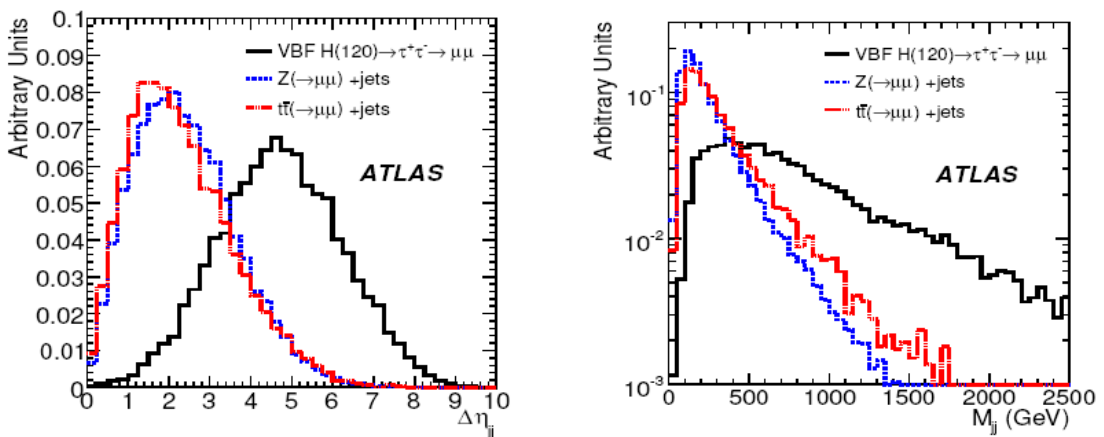


Рис.14.1.8б. Распределение по величин интервала псевдобыстроты  $\Delta\eta$  (слева) между струями с максимальными  $p_T$  и по эффективной массе этих двух струй (справа) для тех же событий.

При выделении распадов  $H \rightarrow \tau\tau$  большое значение имеет также ограничение на величину поперечной недостающей энергии, так как при распаде  $\tau$ -лептонов часть энергии уносят нейтрино.

Для выделения событий  $H \rightarrow \tau\tau$ , где оба лептона распадаются по лептонному каналу, критерии выделения сигнала таковы. После триггера на изолированный лептон требуется наличие двух лептонов одного типа с противоположными знаками заряда и недостающей поперечной энергией в событии более 40 ГэВ. Обе струи  $\tau$ -лептона должны смотреть в противоположные стороны по азимутальному углу, чтобы выполнялось условие коллинеарности ( $\cos(\Delta\phi) > -0,9$ ). В событии должны быть по крайней мере одна струя с  $p_T > 40$  ГэВ, и вторая с  $p_T > 20$  ГэВ. Струи при больших  $\eta$  должны быть в разных полусферах и не быть образованы  $b$ -кварками. Промежуток псевдобыстроты между струями при больших  $\eta$  больше 4,4, а эффективная масса этих струй больше 700 ГэВ. Не должно быть других струй в центральной области  $|\eta| < 3,2$  с  $p_T \geq 20$  ГэВ. Массовое окно для сигнала эффективной массы двух  $\tau$ -лептонов  $\pm 15$  ГэВ относительно массы  $H$ -бозона.

Совместная аппроксимация распределений сигнальных и фоновых событий при выделении сигнала  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  для мод распада  $\tau$ -лептонов ( $ll$ ) приведена на рис.14.1.9.

Значимость сигнала распада  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  . ожидаемая для нескольких значений массы бозона Хиггса при интегральной светимости 30 фб-1 для типов распада  $\tau$ -лептонов ( $lh$ ) и ( $ll$ ) показана на рис.14.1.10. Наложение других событий не учитывалось.

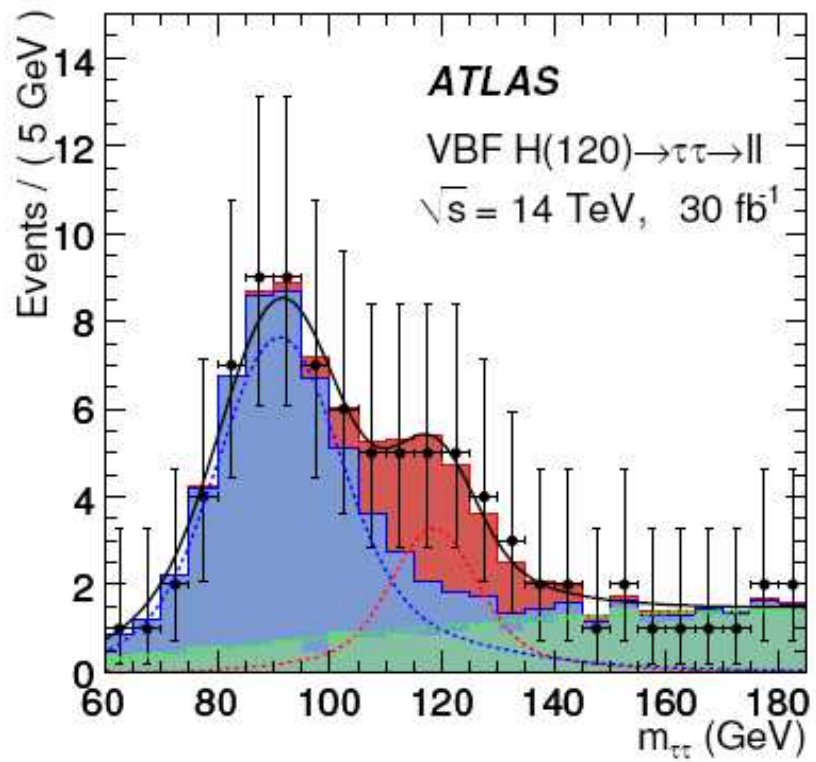


Рис.14.1.9. Совместная аппроксимация распределений сигнальных и фоновых событий при выделении сигнала  $H \rightarrow \tau + \tau$  для мод распада  $\tau$ -лептонов ( $ll$ ).

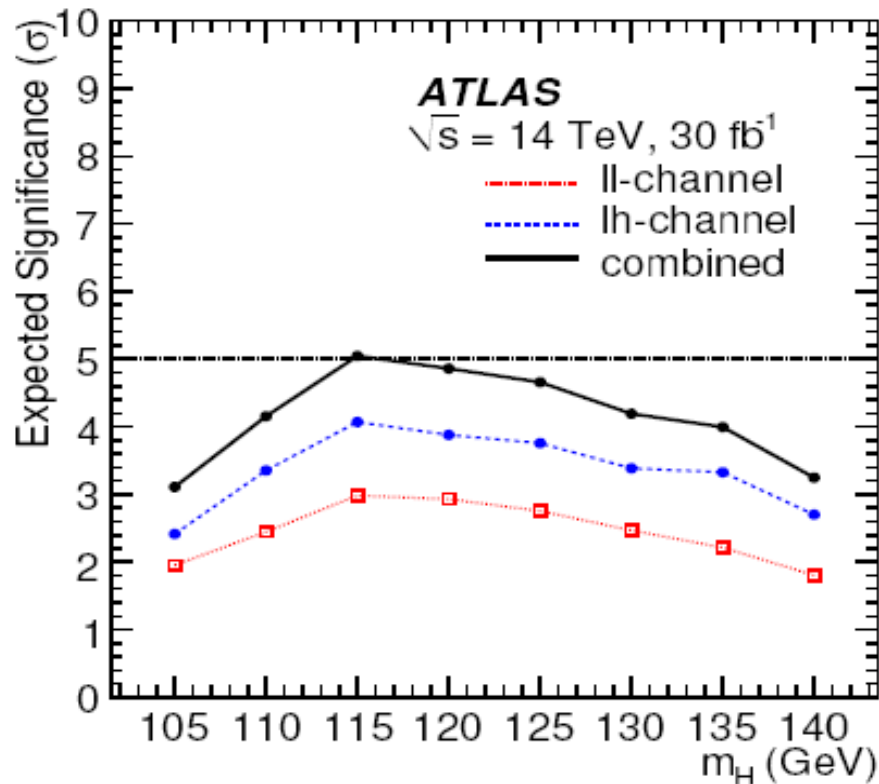


Рис.14.1.10. Значимость сигнала распада  $H \rightarrow \tau + \tau$  . ожидаемая для нескольких значений массы бозона Хиггса при интегральной светимости  $30 \text{ fb}^{-1}$  для типов распада  $\tau$ -лептонов ( $lh$ ) и ( $ll$ ).

Возможен поиск  $H$ -бозона в каналах распада  $H \rightarrow WW$  с рождением  $H$ -бозона за счет слияния глюонов и механизма VBF, а также распадов  $H \rightarrow WW$  (\*) при ассоциированном рождении  $H$  с  $W$  или  $t\bar{t}$ .

## 14.2 Перспективы поиска бозона Хиггса MSSM

При минимальном суперсимметричном расширении Стандартной модели MSSM возникают два дублета хиггсовских бозонов с тремя нейтральными наблюдаемыми состояниями и двумя заряженными. Рождение и распад нейтральных хиггсовских бозонов в MSSM и Стандартной модели (SM) отличаются. Если в SM для масс  $M_H > 2M_W$  доминируют распады на  $WW$  или  $ZZ$ , то в MSSM с большими значениями  $\tan\beta$

они или подавлены (в случае  $h$  и  $H$ ), или отсутствуют (в случае  $A$ ). И наоборот, константа связи с фермионами третьего поколения оказывается большой для всей области параметров MSSM.

## Рождение нейтральных бозонов Хиггса MSSM

Основными механизмами рождения бозона Хиггса служат два, прямое рождение или ассоциативное, в сопровождении  $b$ -кварка. На рис.14.2.1 показаны диаграммы этих процессов образования бозона Хиггса. Символ  $\Phi$  обозначает один из трех нейтральных бозонов  $A$ ,  $H$  или  $h$ .

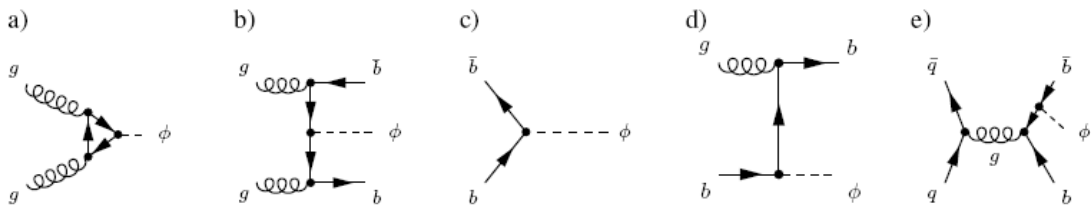


Рис.14.2.1. Фейнмановские диаграммы, дающие вклад в образование MSSM бозонов Хиггса. Диаграмма а) соответствует «прямому» рождению, диаграммы от б) до е) дают вклад в ассоциативное рождение с  $b$ -кварком. Символ  $\Phi$  обозначает один из трех нейтральных бозонов  $A$ ,  $H$  или  $h$ .

Механизм «прямого» рождение, диаграмма а), доминирует для области малых значений  $\tan\beta$  и его сечения значительно больше, чем в СМ. Для области больших  $\tan\beta$  он также преобладает для малым значений масс бозона  $A$ . Сечения этого процесса для моделирования были вычислены до NLO порядка.

Применяются разные теоретические подходы к вычислению сечений рождения бозона Хиггса ассоциативно с  $b$ -кварком, каждый из них использует одну из диаграмм от б) до е) в качестве лидирующего приближения LO.

- Сечение процесса  $gg \rightarrow b\bar{b}\Phi$  рассчитано с точностью до NLO для случая, когда оба  $b$ -кварка имеют большие поперечные импульсы, где такие расчеты надежны. Если один или нет  $b$ -кварка с большим  $p_T$ , сечения в NLO получены



интегрированием по импульсу одного или обоих  $b$ -кварков с малыми  $p_T$ .

- Для  $b\bar{b} \rightarrow \Phi$  расчеты выполнены для NLO и NNLO приближения. Они считаются надежными в случае, когда не требуется наблюдать  $b$ -кварк.
- Процесс  $bg \rightarrow b\Phi$  является смешанным случаем двух предыдущих. Он рассчитан с точностью NLO и надежность высока, если наблюдается один  $b$ -кварк с большим поперечным импульсом в конечном состоянии.
- Процесс  $qq \rightarrow b\bar{b}\Phi$  по сравнению с  $gg \rightarrow b\bar{b}\Phi$  при энергии ЛНС имеет вклад на уровне 1% и приведен лишь для полноты изложения.

Сравнение расчетов для инклюзивных и эксклюзивных сечений показаны на рис 14.2. В диапазоне масс бозона Хиггса от 100 до 400 ГэВ сечения уменьшаются на два порядка по величине.

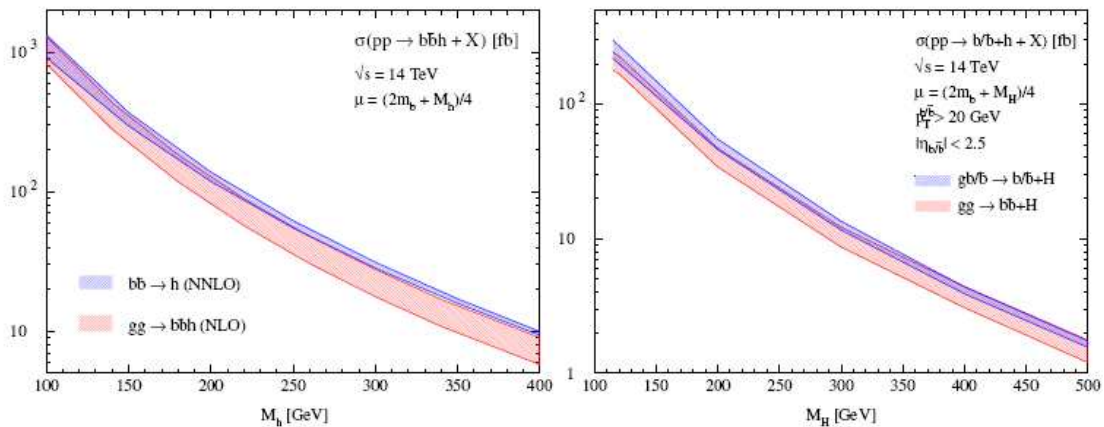


Рис.14.2.2. Инклюзивные сечения для процесса  $b\bar{b} \rightarrow \Phi$  (голубая, или более темная область) и процесса  $gg \rightarrow b\bar{b}\Phi$  (красная, или светлая область) на рисунке справа. Эксклюзивные сечения  $bg \rightarrow b\Phi$  (голубая, или более темная область) и  $gg \rightarrow b\bar{b}\Phi$  (красная, или светлая область) на рисунке слева. Ширина полос соответствует теоретической неопределенности в выборе шкал ренормализации и факторизации.

## Рождение и распад заряженных бозонов Хиггса

Стратегия поиска заряженного бозона Хиггса зависит от величины его массы, которая определяет как сечения, так и наблюдаемые моды распада. Для области масс  $H$ -бозона ниже массы  $t$ -кварка основным механизмом образования служит распад  $t$ -кварка

$t \rightarrow H+b$ , и доминирует канал распада  $H$ -бозона с образованием  $\tau$ -лептона  $H \rightarrow \tau+\nu$ . Выше области масс  $t$ -кварка рождение  $H$ -бозона происходит в основном за счет слияния глюона  $g$  и  $b$ -кварка ( $g\tilde{b} \rightarrow \tilde{t}H$ ). В этой области больших масс  $H$ -бозона доминирует распад на  $t$  и  $b$ -кварк  $H \rightarrow t\tilde{b}$ . Распад на  $\tau+\nu$  остается значимым и более удобным для выделения.

Процесс  $gg \rightarrow \tilde{t}bH$  является важным для области масс  $H$ -бозона вблизи массы  $t$ -кварка. Поскольку ЛHC служит «фабрикой»  $\tilde{t}\tilde{t}$ -рождения, легкий бозон Хиггса может также рождаться через процессы  $q\tilde{q}, gg \rightarrow \tilde{t}\tilde{t} \rightarrow \tilde{t}bH$ . Помимо доминирующих механизмов рождения, другие процессы также могут давать вклад в рождение легкого бозона Хиггса. Например, процесс одиночного образования  $t$ -кварка или диаграммы с  $\tilde{t}bH$  в конечном состоянии, но не использующих образование  $\tilde{t}\tilde{t}$ -пары. В последующих результатах моделирования вклад одиночного рождения  $t$ -кварка не учитывался.

Сечения рождения заряженного бозона Хиггса оценивались для двух сценариев MSSM: сценарий А, где распад  $H$  - бозона с образованием суперсимметричных частиц (SUSY-частиц) подавлен, и сценарий В, в котором масса самого легкого бозона Хиггса  $h$  максимальна. Параметры этих сценариев приведены ниже.

### Scenario A:

- $m_t = 175$  GeV
- $M_{\text{SUSY}} = 500$  GeV
- $A_t = 1000$  GeV
- $\mu = 200$  GeV
- $M_2 = 1000$  GeV
- $M_3 = 1000$  GeV

### Scenario B (“ $m_h$ -max”):

- $m_t = 170$  GeV
- $M_{\text{SUSY}} = 1000$  GeV
- $X_t = 2000$  GeV, where  $A_t = X_t + \mu/\tan\beta$
- $\mu = 200$  GeV
- $M_2 = 200$  GeV
- $M_3 = 800$  GeV

Здесь  $M_{SUSY}$  обозначает мягкий массовый параметр нарушения SUSY в секторе сфермионов,  $\mu$  параметр смешивания хиггсина,  $M_2$  и  $M_3$  мягкие массовые параметры нарушения SUSY в SU(2) секторе глюино и gaugino, соответственно.

Рассчитанные сечения рождения конечного состояния  $tbH^+$  как функция величины  $\tan\beta$  приведены на рис. 14.2.3 для сценариев А и В. Сечения имеют минимум при  $\tan\beta \approx 7$ . Промежуточная область параметров  $4 < \tan\beta < 10$  обусловлена минимумом в значении Юкавской константы связи вершины  $tbH^+$  и экспериментально мало доступна.

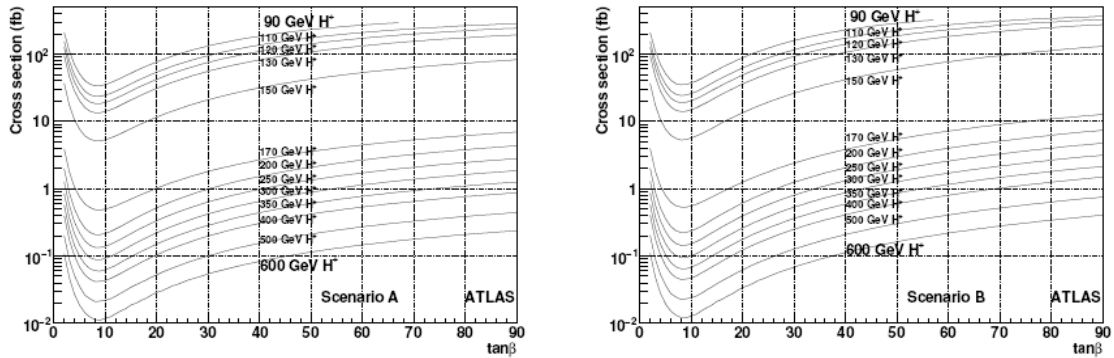


Рис.14.2.3. Ожидаемые сечения рождения заряженного бозона Хиггса для сценария А (слева) и сценария В для областей малых и больших масс бозона.

На рис. 14.2.4 показаны вероятности различных каналов распада заряженного бозона Хиггса. Для области масс ниже массы  $t$ -кварка заряженный бозон распадается преимущественно на  $\tau$ -лептон и нейтрино. При  $\tan\beta > 5$  вероятность этого канала распада составляет  $\sim 100\%$ . Моды распада с  $c\tilde{s}$  и  $Wh$  присутствуют, но, в зависимости от величины  $\tan\beta$ , они на один или два порядка ниже, чем мода  $t\nu$ . Распад  $W$ -бозона, образующегося от ассоциированного  $t$ -кварка, добавляет вариативности в наблюдаемые конечные состояния для выделения заряженного бозона Хиггса и способствует его реконструкции и подавлению фона, что особенно важно.

Выше порога массы топ-кварка вероятность канала распада  $H^+ \rightarrow t\tilde{b}$  быстро растет. Он становится доминирующим,

как видно из рисунка 14.2.4. В противоположность легкому заряженному бозону Хиггса, для которого распад на  $\tau$ -лептон и нейтрино доминирует, тяжелый заряженный бозон Хиггса распадается не только на  $\tilde{t}b$ , но с заметной вероятностью на другие конечные состояния:  $\tau+\nu$ ,  $c\tilde{s}$ ,  $W+h$  или SUSY-частицы, где это доступно по кинематике. На рис. 14.2.4 показаны рассчитанные вероятности распадов для двух масс заряженного бозона Хиггса как функция  $\tan\beta$ , легкого 130 ГэВ и тяжелого 600 ГэВ.

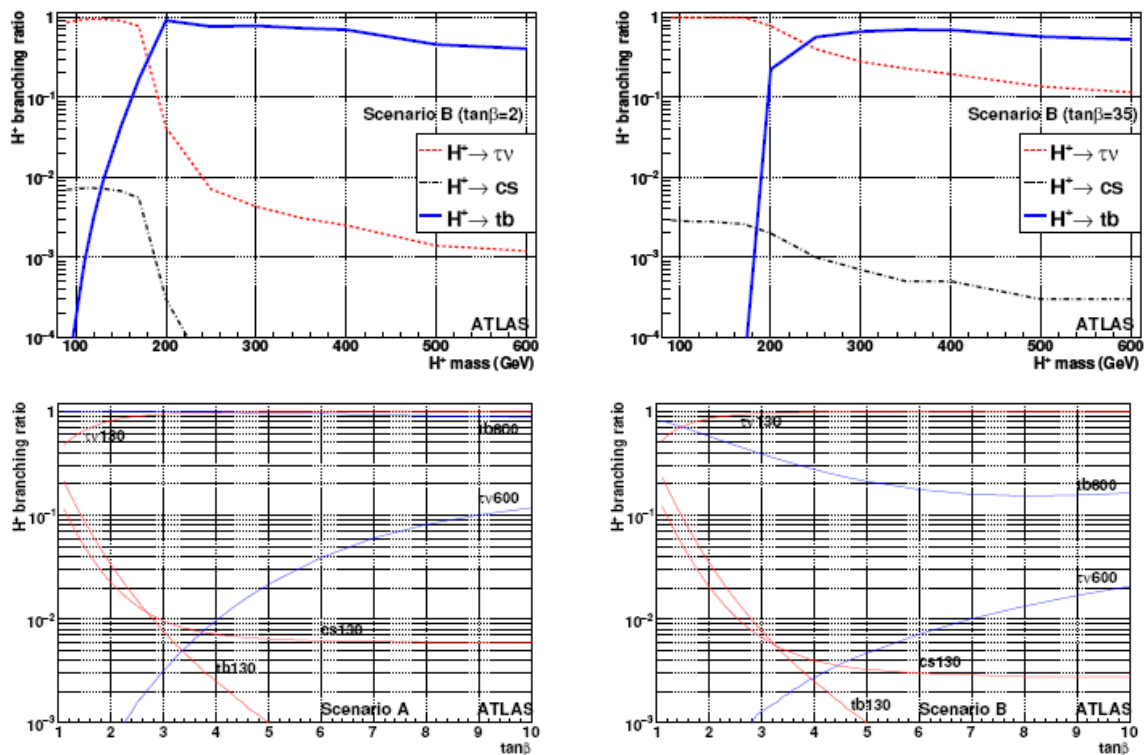


Рис. 14.2.4. Рассчитанные вероятности различных каналов распада заряженного бозона Хиггса как функция его массы для сценария В на верхних рисунках, для сценария А (слева) и сценария В на нижних в зависимости от  $\tan\beta$ .

Результаты моделирования наблюдения нейтрального MSSM бозона Хиггса  $A/H/h \rightarrow \mu\mu$

В Стандартной модели такой распад бозона Хиггса очень мало вероятен. В MSSM при больших значениях он имеет большую вероятность и поэтому может быть использован или для его наблюдения, или исключения большой области в пространстве параметров  $m_A$ - $\tan\beta$ . Аналогичный распад на два  $\tau$ -

лептона также является перспективным для анализа, но мюоны в детекторе ATLAS имеют преимущества при регистрации по точности измерений и идентификации.

На рис. 14.2.5 показаны моделированные спектры мюонов от распада А-бозона при разных значениях массы вместе с оценками фона. Видно, что сигнал А-бозона хорошо выделяется при больших поперечных импульсах мюонов, по крайней мере, для значений масс больше 110 ГэВ. Условие изолированности мюонов эффективно подавляет фон от рождения  $t\bar{t}$  – пар. Применяются дополнительные требования подавления адронной активности в отбираемых событиях с использованием выделенных b-струй в количестве 0 или 1. На рис.14.2.6 показаны спектры эффективных масс пар мюонов в отобранных событиях сигнала и фона для двух значений массы нейтрального бозона Хиггса.

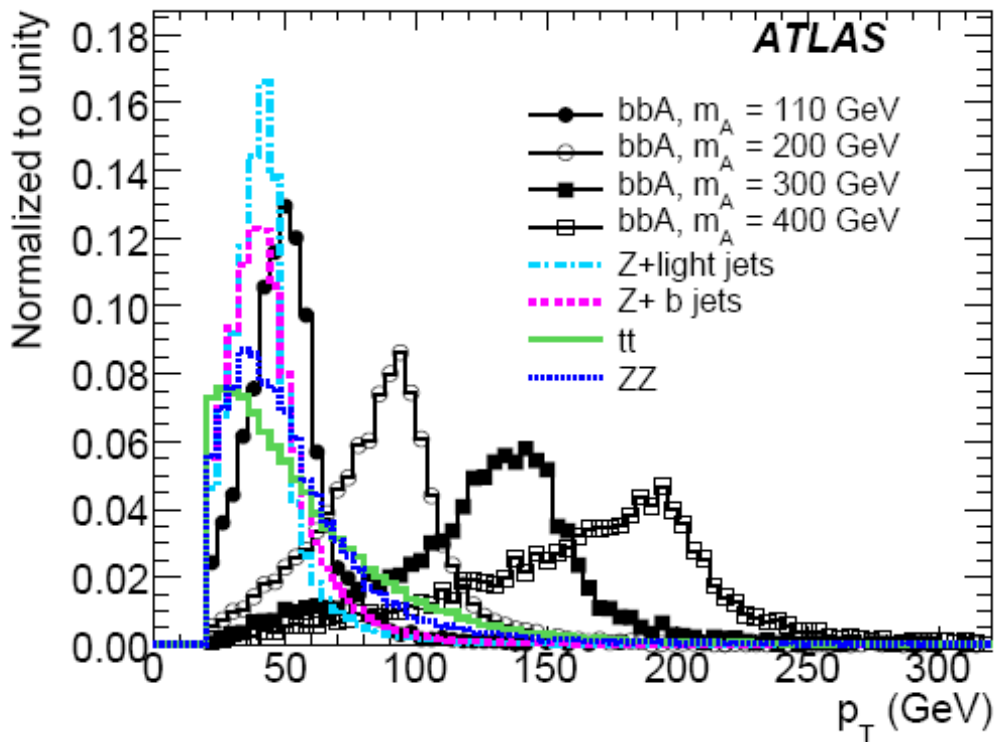


Рис. 14.2.5. Расчетные спектры мюонов от распада А-бозона при разных значениях массы вместе с оценками фона.

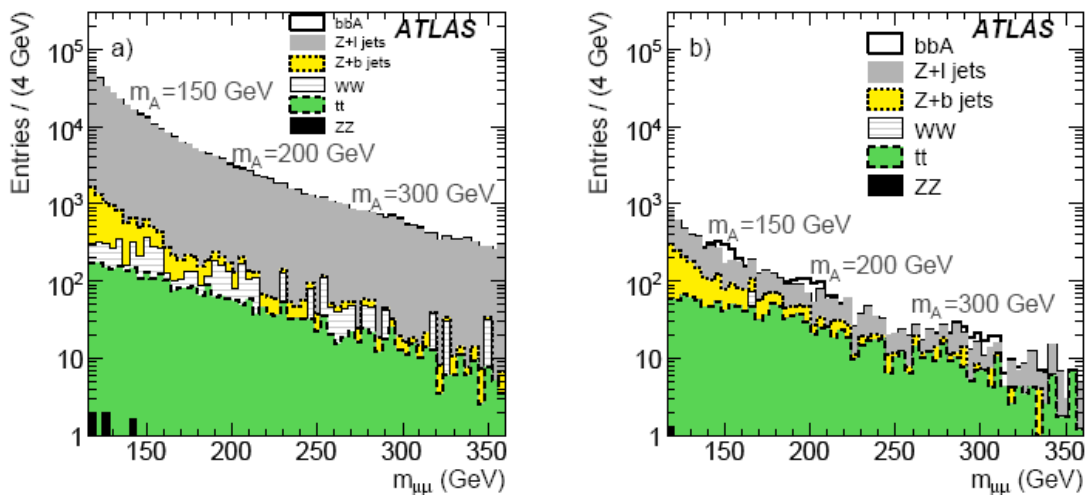


Рис.14.2.6. Спектры эффективных масс пар мюонов в событиях сигнала и фона для двух значений массы нейтрального бозона Хиггса с триггером на выделенную  $b$ -струю (0 или одна) для масс бозона Хиггса 150, 200 и 300 ГэВ и значением  $\tan\beta=30$ .

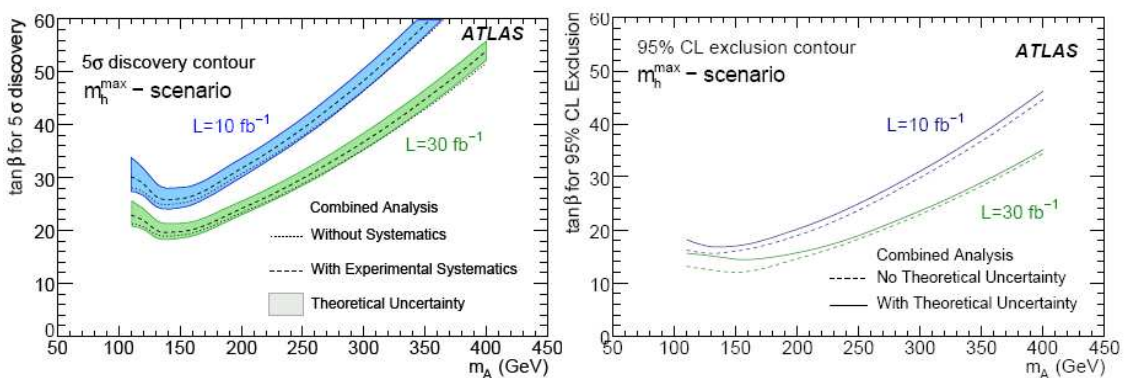


Рис. 14.2.7. Значения  $\tan\beta$ , при которых возможно наблюдения нейтрального бозона Хиггса на уровне  $5\sigma$  при соответствующих значениях параметра  $m_A$  для интегральной светимости  $10 \text{ fb}^{-1}$  и  $30 \text{ fb}^{-1}$  (слева). Области исключения соответствующих параметров на 95% уровне достоверности – справа.

Регистрация невидимого распада нейтрального бозона Хиггса MSSM

Многие расширения Стандартной модели включают распад бозона Хиггса на невзаимодействующие частицы, например, наиболее легкие SUSY-частицы (LSP), такие как нейтралино, гравитино, гравитоны и другие. В случае MSSM, при

сохранении R-четности, распад бозона Хиггса на пару нейтралино будет в некоторых случаях доминировать. Поскольку в рождение бозона Хиггса при энергии LHC дают вклад разные механизмы, то для выделения невидимого распада H-бозона можно выбрать варианты с характерными особенностями событий. Такую возможность дает механизм слияния векторных бозонов (VBF)  $qqH$ ,  $\tilde{t}\tilde{t}H$  и процесс ассоциативного рождения  $ZH$  и  $W\pm H$ . Механизм слияния глюонов предсказывает значительно большие сечения, но не дает характеристик для выделения невидимого распада H-бозона.

Диаграмма процесса VBF приведена на рис.14.2.8 для  $qqH$  механизма рождения H-бозона. Он характеризуется присутствием в событии двух кварковых струй, образованных при взаимодействии кварков, и большой недостающей энергии от распада H-бозона.

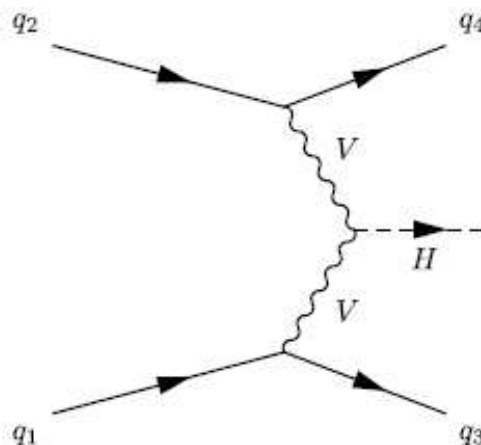


Рис.14.2.8. Диаграмма процесса VBF. Символ V обозначает Z или W.

Оценки наблюдения H-бозона получены для значений его массы в интервале между 110 и 250 ГэВ. Триггерный отбор использует комбинацию триггеров на большую недостающую поперечную энергию  $E_{\text{нед}} > 70$  или 100 ГэВ, в зависимости от светимости, и центральную и переднюю струи с  $p_T$  больше 23 ГэВ.

Для выделения сигнала используется два метода. Первый основан на применении критериев отбора, второй на анализе формы события. Оба метода включают условие большой разности азимутальных углов для меченых струй.

Процедура отбора событий выделяет две меченых струи от процесса VBF с  $PT > 40$  ГэВ в области  $|\eta_j| < 5$ . Струи должны находиться в разных полусферах и разность  $\Delta\eta > 4,4$ . Величина недостающей энергии должна быть больше 100 ГэВ. На рис.14.2.9 показаны эффективная масса двух меченых струй и величина недостающей поперечной энергии для сигнала невидимого бозона Хиггса с массой 130 ГэВ и трех типов фоновых событий. Отмечены критерии отбора событий.

На рис.14.2.10 показаны переменная изолированности недостающей энергии  $I$ , определенной как минимальное значение разности азимутальных углов между недостающей энергией и струей, и разность азимутальных углов  $\phi_{jj}$  струй для сигнала невидимого бозона Хиггса с массой 130 ГэВ и трех типов фоновых событий.

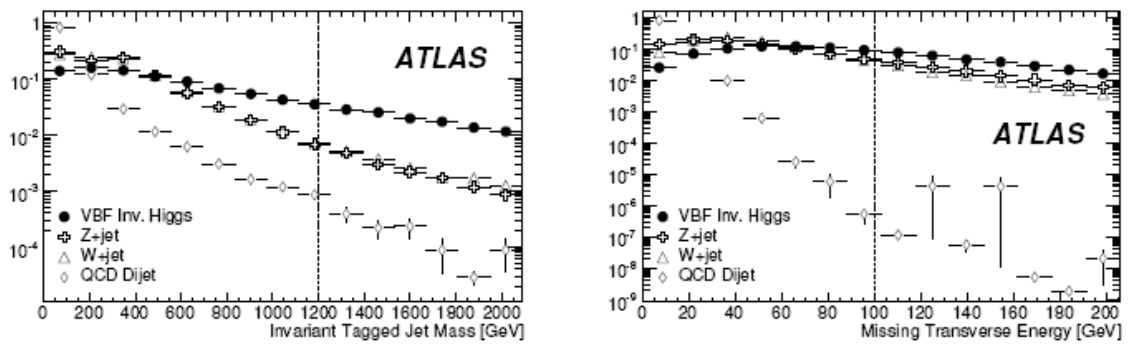


Рис.14.2.9. См.текст.

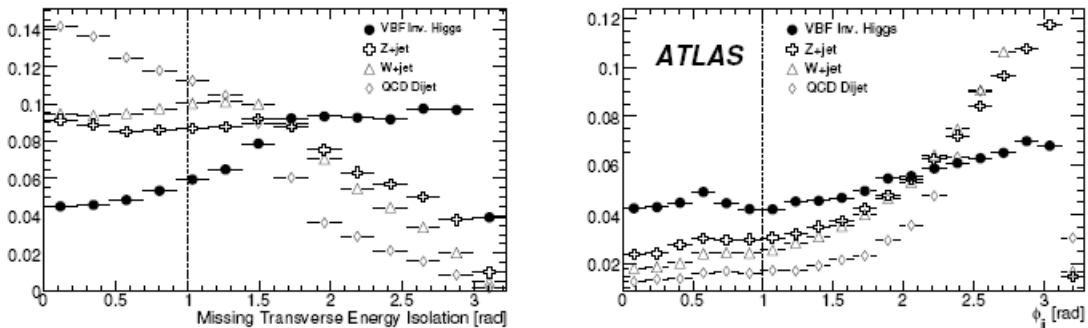


Рис.14.2.10. Переменная изолированности недостающей энергии  $I$  (слева) и разность азимутальных углов  $\phi_{jj}$  для сигнала



невидимого бозона Хиггса с массой 130 ГэВ и трех типов фоновых событий. Распределения нормированы на единицу.

Важной особенностью поиска VBF бозона Хиггса служит электрослабая природа сигнала. Это означает, что на древесном уровне отсутствует цветовой обмен между взаимодействующими кварками. Хотя  $W + \text{jet}$  и  $Z + \text{jet}$  фоны включают и электрослабую, и КХД составляющие, в сечении доминирует КХД вклад. Поэтому, в отличие от сигнала, большая часть фоновых событий имеет КХД струи в центральной области. Присутствие этого дополнительного КХД излучения между мечеными струями служит мощным фактором подавления фона. На деле эта особенность маскируется вкладом сопутствующих событий и наложением других протонных взаимодействий и эффективность его применения снижается. Можно использовать запрет на присутствие лептонов в центральной области. Оставшийся фон обусловлен событиями  $Z \rightarrow \nu\nu$ . Но лептоны выделяются лишь для области  $|\eta| < 2,5$ . Область с  $|\eta| > 2,5$  оставляет ложные события.

Анализ показал, что при интегральной светимости 30 фб-1 возможно зарегистрировать VBF невидимый бозон Хиггса в широком интервале масс, если его сечение за счет вклада процессов вне Стандартной модели составляет не менее 60% от сечения Стандартной модели.

Диаграмма процесса ассоциативного рождения  $ZH$  показана на рис.14.2.11 (слева). Сигнал невидимого бозона Хиггса может быть зарегистрирован за счет двух лептонов от распада  $Z$ - бозона  $Z \rightarrow ll$ . Присутствие невидимого Н-бозона регистрируется за счет большой недостающей поперечной энергии.

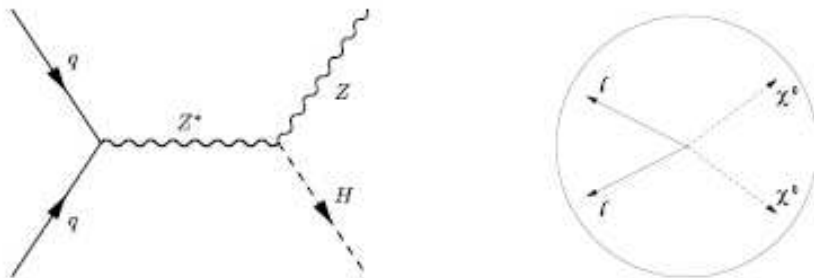


Рис.14.2.11. См. текст.

На рис.14.2.11 (справа) показана схема такого распада  $H$  на два нейтралино. Частицы  $\chi_0$ , обозначающие этот распад, компенсируют поперечные импульсы лептонов от распада  $Z$ -бозона.

Для анализа используются стандартные критерии для лептонов и условие на величину недостающей поперечной энергии  $E_{\text{нед}} > 100$  ГэВ. Кроме этого, применяются критерии условия компенсации поперечных импульсов лептонов и недостающей энергии и другие. Процедура анализа использует многопараметрический метод анализа BDT (Boosted Decision Tree).

Чувствительность наблюдения невидимого распада бозона Хиггса для обоих случаев (VBF и  $ZH$  рождения) показана на рис.14.2.12.

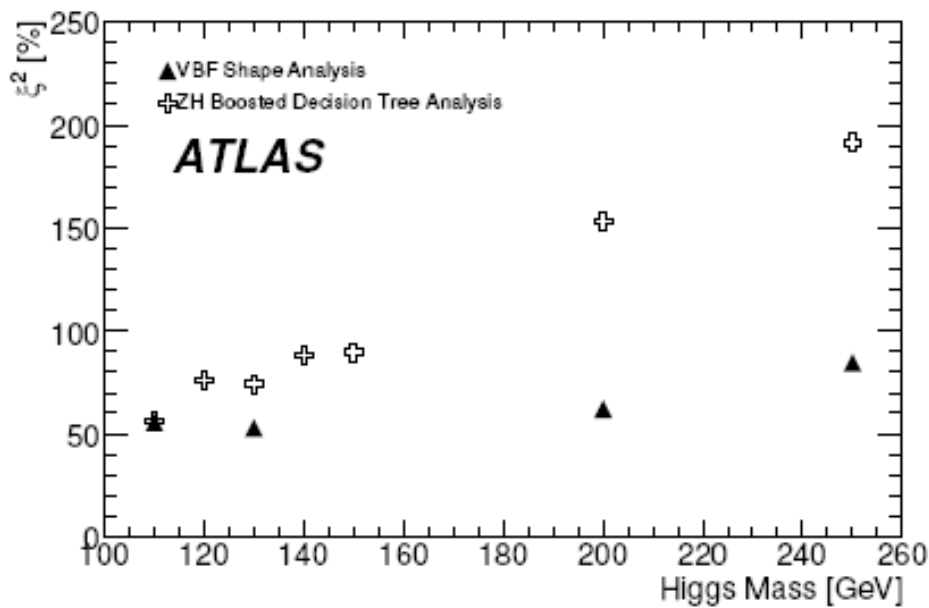


Рис.14.2.12. Чувствительность наблюдения невидимого распада бозона Хиггса для случаев VBF (темные символы) и  $ZH$  рождения (открытые символы) для 30 фб-1 на уровне достоверности 95%. Учтен фон Стандартной модели и систематические погрешности. Величина чувствительности  $\xi^2$  определена как число сигнальных событий, необходимых, чтобы увеличить полное количество событий (счет) на фактор, в 1,64 раза превышающий неопределенность в числе фоновых событий:

$1.64 \sigma_b = N_c \xi^2$ , здесь  $N_c$  – число сигнальных событий после отбора,  $\sigma_b = \sqrt{NB}$ , где  $NB$  – число фоновых событий.

### Поиск заряженного бозона Хиггса.

Заряженный бозон Хиггса предсказывается многими моделями с расширенным хиггсовским сектором, например, модель с двумя хиггсовскими дублетами (2HDM), модели с хиггсовскими триплетами, включая модель малого Хиггса (Little Higgs Models).

Его открытие было бы убедительным сигналом физики вне Стандартной модели, первым экспериментальным свидетельством справедливости модели MSSM, если она реализуется в природе, и масштаб масс суперсимметричных частиц достаточно велик, чтобы сделать их ненаблюдаемыми.

Стратегия поиска заряженного бозона Хиггса зависит от предположения о его массе, которая определяет сечение его рождения и вероятные каналы распада. В области масс ниже массы  $t$ -кварка основным механизмом рождения является распад массы  $t$ -кварка,  $t \rightarrow H + b$ , а доминирующим каналом распада  $H \rightarrow \tau\nu$ . Положительный заряд бозона Хиггса имеет условное значение, отрицательный заряд присутствует на равных правах. В области больших масс основной вклад в рождение дает процесс слияния глюона и  $b$ -кварка,  $gb \rightarrow tH$ , а основным каналом распада служит распад на  $t$  и  $b$ -кварки,  $H \rightarrow tb$ .

Поиск заряженного  $H$ -бозона использует несколько объектов, реконструируемых на высоком уровне, таких как электроны, мюоны, струи, образованные  $b$ -кварком или  $\tau$ -лептоном. Эти объекты реконструируются специально разработанными алгоритмами ATLAS. Конечные состояния, отбираемые триггером, содержат от двух до четырех  $b$ -струй, легкие струи от адронных распадов  $W$ -бозонов, одно или более нейтрино от  $W$  или  $H$  распадов,  $\tau$ -лептоны, распадающиеся с образованием адронов или на электрон, или мюон, и нейтрино.

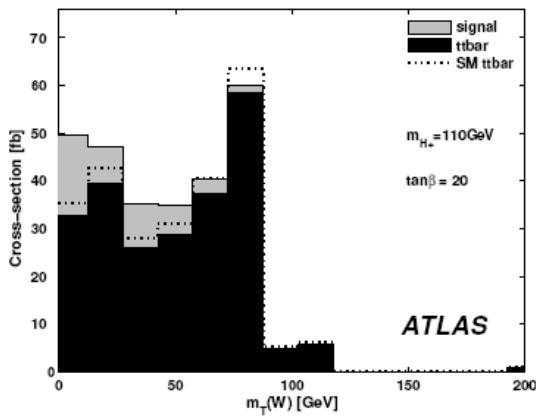
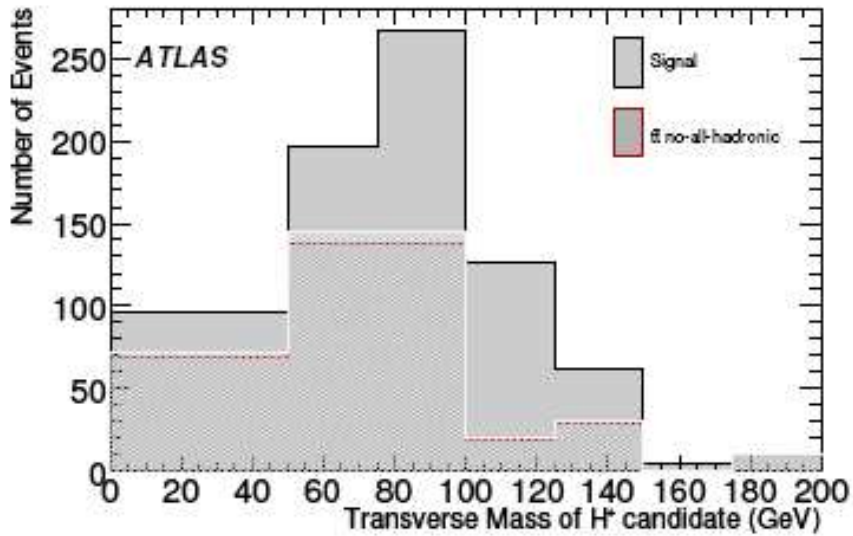
## Поиск легкого заряженного бозона Хиггса.

В случае, если заряженный бозон Хиггса имеет малую массу, то вероятность распада  $t \rightarrow bW$  не близка к единице, как это предсказывает Стандартная модель. Это означает, что основной ожидаемый фон от распадов  $\tilde{t}\tilde{t}$ -пар Стандартной модели меньше на вклад распадов заряженного бозона Хиггса. Этот эффект учитывается в анализе. Рассматривались три канала распада легкого  $H^\pm$ -бозона:

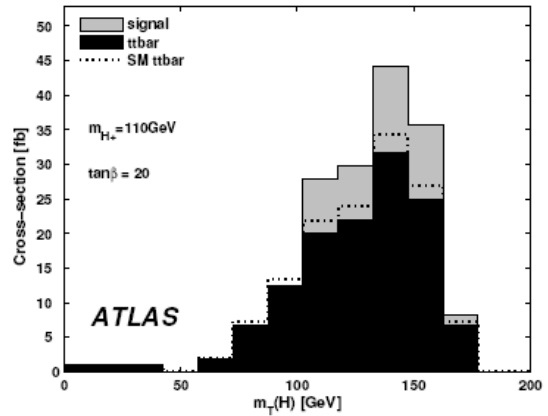
- $\tilde{t}\tilde{t} \rightarrow bH^\pm bW \rightarrow b\tau(adp) vbqq$
- $\tilde{t}\tilde{t} \rightarrow bH^\pm bW \rightarrow b\tau(lenm) vbqq$
- $\tilde{t}\tilde{t} \rightarrow bH^\pm bW \rightarrow b\tau(adp) vb lv$

где  $\tau$ -лептон распадается по адронному каналу  $\tau(adp)$  или лептонному  $\tau(lenm)$ ,  $l$  обозначает электрон или мюон.

Анализ приводился для светимости  $10^{33}$  см $^{-1}$ с $^{-1}$  для сценария В модели MSSM. После применения оптимизированных критериев отбора для каждого канала были получены распределения событий сигнала и фона. На рис. 14.2.13 на верхнем рисунке показаны распределения поперечных масс  $H^\pm$  для первого канала и для второго канала на нижнем. Масса  $H^\pm$  в первом случае 130 ГэВ, сечение соответствует значению  $\tan\beta = 20$ , нижняя заштрихованная область гистограммы соответствует только фону Стандартной модели. На нижних рисунках приведены распределения поперечных масс  $W$  (а) и  $H^\pm$  бозона (б) для значения его массы 110 ГэВ и величине  $\tan\beta = 20$ . Темная область и пунктир на рисунках соответствуют фоновым событиям. Статистическая значимость сигнала оценивается по совместной аппроксимации двух этих распределений.



(a)



(b)

Рис.14.2.13. Распределения реконструированных поперечных масс  $H^+$  бозона для канал  $t\bar{t} \rightarrow bH + bW \rightarrow b\tau(adp) vbqq$  (вверху) и  $t\bar{t} \rightarrow bH + bW \rightarrow b\tau(lenm) vbqq$  (внизу) (См. текст).

Для третьего канала количество отобранных событий сигнала мало и оценка эффективности его наблюдения вычислялась путем многопараметрической аппроксимации, с учетом распределений по недостающей поперечной энергии, множественности струй, поперечного импульса  $\tau$ -лептона. На рис. 14.2.14 на верхних рисунках показаны контуры областей параметров модели (масса  $H^+$  и  $\tan\beta$ ), где возможно наблюдение этого канала на уровне  $5\sigma$  (слева) и области, которые можно будет исключить на уровне 95% достоверности в случае отсутствия сигнала (справа), при разных значениях интегральной светимости. Канал два имеет аналогичные предсказания.

Наибольшую область параметров перекрывает первый канал. Его ожидаемые результаты приведены на нижних рисунках.

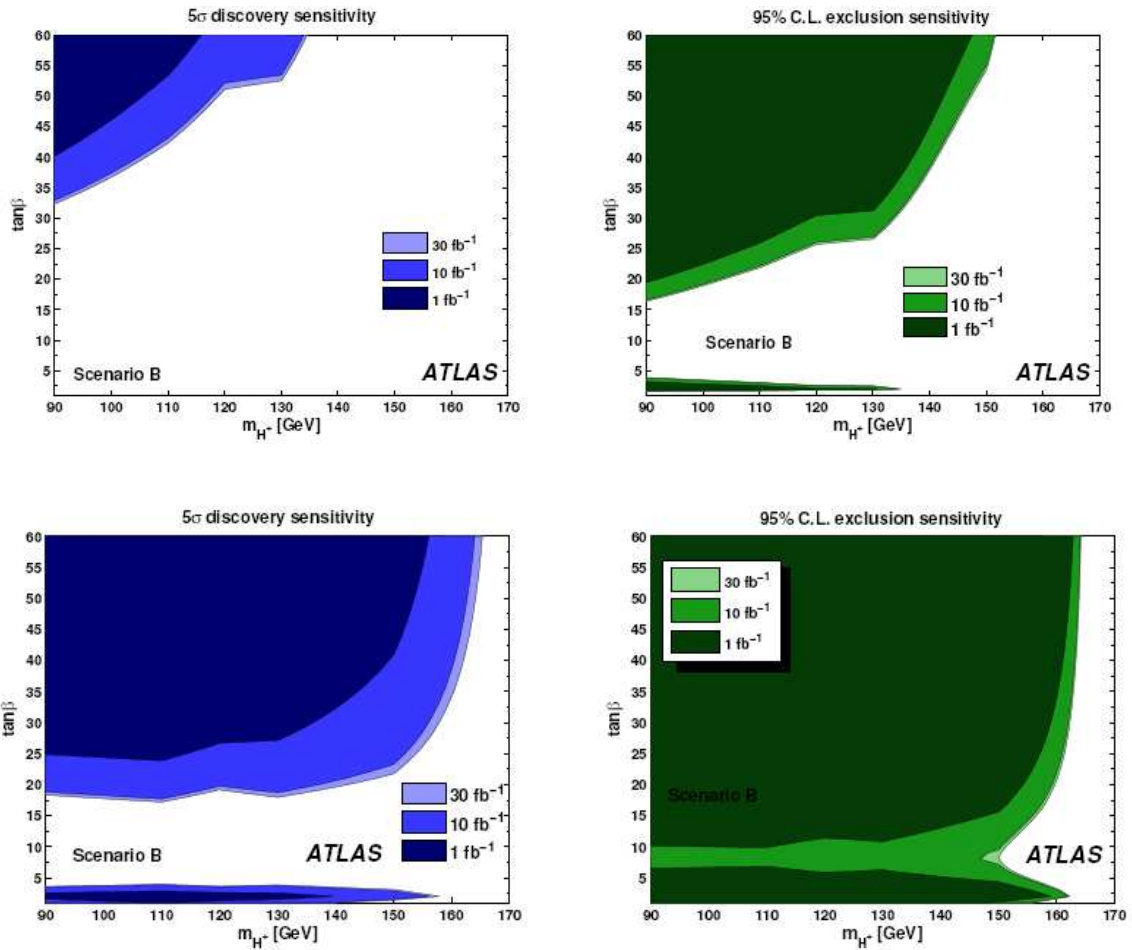


Рис.14.2.14. Ожидаемые результаты для канала  $t\bar{t} \rightarrow bH+bW \rightarrow b\tau(adp) \nu b lv$  (вверху) и канала  $t\bar{t} \rightarrow bH+bW \rightarrow b\tau(adp) \nu b qq$  (внизу). См. текст.

### Поиск тяжелого $H^+$ бозона.

Для анализа рождения  $H^+$  бозона с массой, превышающей массу  $t$ -кварка, были выбраны два канала распада:

- $gg/ gb \rightarrow t [b] H^+ \rightarrow bqq[b] \tau(adp) \nu$
- $gg/ gb \rightarrow t [b] H^+ \rightarrow t [b] tb \rightarrow bW[b]bWb \rightarrow blv[b]bqqb$ .

Символ  $[b]$  обозначает дополнительный  $b$ , присутствующий в механизме рождения  $gg \rightarrow tb H^+$ , и

отсутствующий в канале рождения  $gb \rightarrow t H^+$ . Анализ выполнен для светимости  $10^{33} \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$  в сценарии В.

Сигнал в случае распада  $H^+ \rightarrow \tau \nu$  характеризуется жесткой струей  $\tau$ -лептона, большой недостающей поперечной энергией из-за присутствия нейтрино, одной или двух  $b$ -струй, двух легких струй,  $W$  и  $t$ , которые должны быть реконструированы в событии. Основным фоном составляют события с рождением  $t\bar{t}$ -пар кварков, в особенности когда один из них распадается в образованием  $\tau$ -струи и нейтрино,  $t \rightarrow b \tau(\text{адр}) \nu$ , а другой по адронному каналу,  $t \rightarrow bqq$ . Другими источниками фона служат одиночное рождение  $t$ -кварка,  $W^+$ -струи и многоструйные КХД события. Реконструкция  $W$  и  $t$  позволяет подавить эти фоны. Распределения событий сигнала и фона по поперечной массе  $H^+$  после всех отборов приведены на рис.14.2.15 для трех значений массы  $H^+$  170, 250 и 400 ГэВ. Сечения сигнала и фона соответствуют значению  $\tan\beta = 35$ . Более темные (или голубые) области соответствуют событиям сигнала.

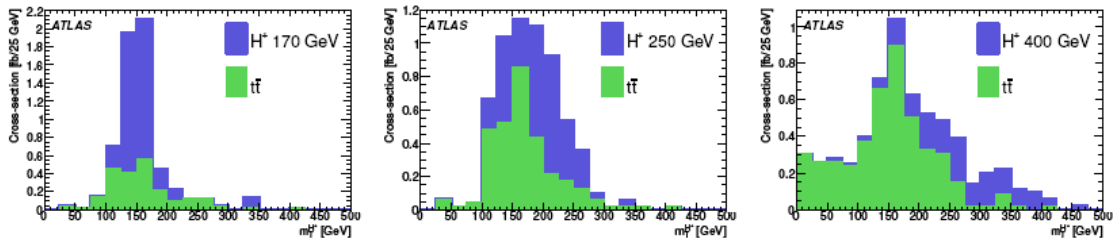


Рис.14.2.15. Распределения поперечных масс  $H^+$  для канала  $gg/ gb \rightarrow t [b] H^+ \rightarrow bqq[b] \tau(\text{адр}) \nu$  для трех значений массы  $H^+$  170, 250 и 400 ГэВ. Фон соответствует значению  $\tan\beta = 35$ .

Сечения выделенных событий составляют 14,7 фб, 2,9 фб и 0,58 фб для трех значений массы  $H^+$ , соответственно. Для массы 600 ГэВ выделяемое сечение составляет 0,1 фб, также для значения  $\tan\beta = 35$ . Соответствующие значения параметров для случая наблюдения сигнала и его исключения показаны на рис. 14.2.16.

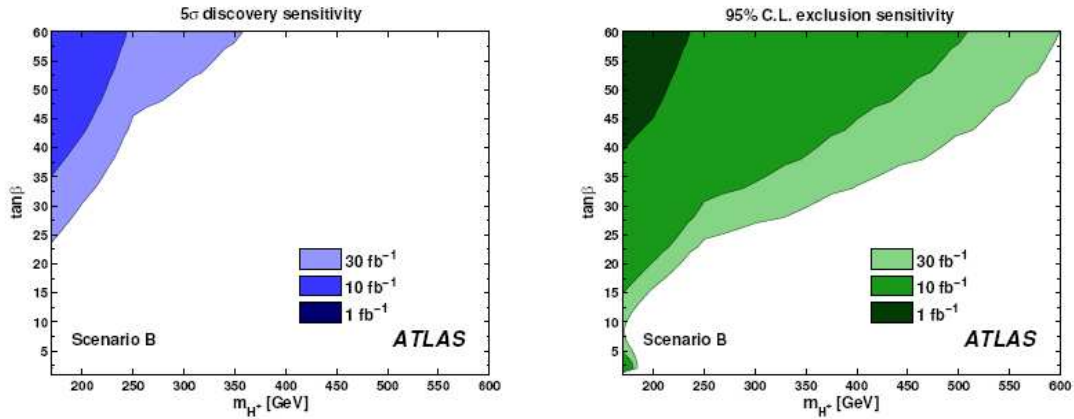


Рис.14.2.16. Ожидаемые результаты для открытия (слева) и контуры исключения для канала  $gg/ gb \rightarrow t [b] H^+ \rightarrow bqq[b] \tau(adp) \nu$ .

Поиск сигнала в канале  $gg/ gb \rightarrow t [b] H^+ \rightarrow t [b] tb \rightarrow bW[b]bWb \rightarrow bl\nu[b]bqqb$  требует регистрации трех (или четырех) струй от  $b$ -кварков, двух струй от легких кварков одного лептона с большим поперечным импульсом и нейтрино. Кроме того, при реконструкции дают вклад дополнительные струи сопутствующих событий, что приводит к увеличению множественности струй. Анализ включает ограничения параметров отбора и многопараметрический анализ максимума правдоподобия. Реконструированные события сигнала и фона показаны на рис.14.2.17 для масс  $H^+$  200, 250, 400 и 600 ГэВ. Значения параметра  $\tan\beta$  выбиралось таким, чтобы статистическая значимость сигнала в распределениях составляла 5. Распределения для суммы сигнала и фона показано точками, темные области соответствуют фоновым событиям.



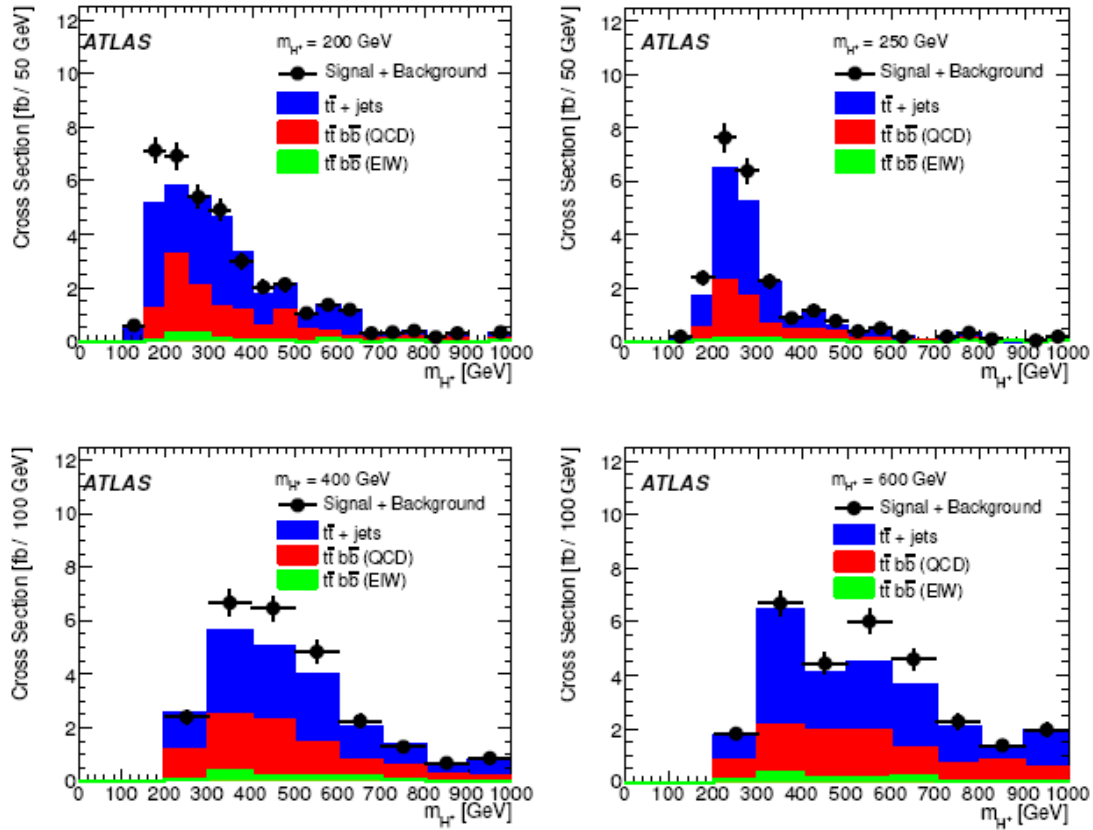


Рис 14.2.17. Реконструированные события сигнала и фона для масс  $H^+$  200, 250, 400 и 600 ГэВ в канале  $gg/gb \rightarrow t[b]H^+ \rightarrow t[b]tb \rightarrow bW[b]bWb \rightarrow b\ell\nu[b]bqqb$ . Пояснения см. текст.

В качестве примера ниже приведена таблица 10 результатов выделения сигнала и фона этого процесса. В ней показаны сечения наблюдаемого сигнала  $H^+$  в фб и эффективности выделения для разных значений масс  $H^+$ . Приведены также сечения фоновых событий разных процессов с соответствующими эффективностями регистрации. Результаты соответствуют значению  $\tan\beta = 35$ .

Table 10:  $gg/gb \rightarrow t[b]H^+ \rightarrow t[b]tb \rightarrow bW[b]bWb \rightarrow b\ell\nu[b]bqqb$ : Event selection results. The cross-sections after all cuts are given in fb and for  $\tan\beta = 35$  as well as the global selection efficiencies.

Channel	Signal		$t\bar{t}$ + jets		$t\bar{t} b\bar{b}$ (QCD)		$t\bar{t} b\bar{b}$ (EW)	
	[fb]	[ $\ell$ ]	[fb]	[ $\ell$ ]	[fb]	[ $\ell$ ]	[fb]	[ $\ell$ ]
200 GeV	0.16	0.0015	21.0	0.00019	12.2	0.0054	1.05	0.0043
250 GeV	0.65	0.0038	11.7	0.00010	6.76	0.0030	0.74	0.0030
400 GeV	0.26	0.0039	15.9	0.00014	8.91	0.0040	1.05	0.0043
600 GeV	0.18	0.0084	19.8	0.00018	10.5	0.0047	1.21	0.0049

Как и в других расчетах, для этих результатов большое значение имеет оценка систематических погрешностей наблюдения сигнала.

В итоге, анализ для пяти значений массы заряженного бозона Хиггса, выполненный в ATLAS, показал, что уже при интегральной светимости 1 фб-1 можно будет улучшить контуры областей, исключая рождение  $H^\pm$ . Более значимые результаты требуют реконструкции объектов высокого уровня и, соответственно, большей светимости.

Объединенные данные для трех каналов распада легкого  $H^\pm$  могут обеспечить наблюдение  $H^\pm$  при 10 фб-1, что перекроет все значения параметра  $\tan\beta$  от 20 до 4 во всем диапазоне масс  $H^\pm$  до примерно 150 ГэВ. Для промежуточных значений  $\tan\beta \approx 7$  рождение  $H^\pm$  может быть исключено. Использование большей статистики моделированных событий может улучшить результаты и для промежуточных значений  $\tan\beta$ .

Наблюдение тяжелого  $H^\pm$  более вероятно в  $t\nu$  канале распада, где, несмотря на меньшую вероятность такого распада, возможно более эффективное подавление фона.

Потенциал открытия в сценарии B MSSM зависит от значения массы  $H^\pm$ , и возможен в области параметров от массы 200 ГэВ и  $\tan\beta=28$  до массы 350 ГэВ и  $\tan\beta=58$  при интегральной светимости 30 фб-1.

Разработаны для применения процедура, позволяющие комбинаторно учесть разные каналы распадов бозона Хиггса для суммарной оценки его сечения или областей исключения его образования. Эти процедуры позволяют также объединять результаты разных экспериментов с учетом систематических погрешностей и вклада фонов.

## 15 Исследования суперсимметрии

Теория суперсимметрии (SUSY) представляет собой наиболее привлекательный вариант физики вне Стандартной модели. Основной задачей такой теории является предотвратить квадратичную расходимость радиационных поправок к массе бозона Хиггса в условиях, когда Стандартная модель справедлива только для большого масштаба  $\Lambda$ . Предлагаемое решение постулирует инвариантность теории при преобразованиях симметрии, которые переводят фермионы в бозоны и наоборот. Основное предсказание SUSY состоит в том, что для каждой частицы Стандартной модели существует суперпартнер, спин которого отличается на  $\frac{1}{2}$ . В ненарушенной SUSY партнеры имеют одинаковые квантовые числа и массы, соответствующие частицам Стандартной модели. Поскольку такие партнеры не найдены, суперсимметрия должна быть нарушенной. Общепринятый феноменологический подход к исследованию суперсимметрии состоит в предположении о минимальном количестве новых частиц и введению в лагранжиан нарушенной суперсимметрии членов, не приводящих квадратичную расходимость в теорию. Такой моделью является MSSM. Она характеризуется большим числом параметров ( $\sim 100$ ). Для того, чтобы обеспечить сохранение барионного и лептонного квантовых чисел, вводится новое мультипликативное квантовое число  $R$ ,  $R$ -четность, равное 1 для частиц и -1 для SUSY-партнеров. Существуют модели с нарушением  $R$ -четности, но в приведенных здесь исследованиях использованы модели, сохраняющие  $R$ -четность.

Следствием сохранения  $R$ -четности является тот факт, что SUSY частицы рождаются парами и что каждая распадается до состояния самой легкой SUSY-частицы (LSP), которая стабильна. Космологические данные требуют предположить, что LSP-частицы должны взаимодействовать слабо и не регистрироваться детектором ATLAS. Это означает, что основной особенностью событий SUSY должна быть большая величина недостающей поперечной энергии в детекторе *Emned*. Дополнительные критерии обеспечивают чувствительность к широкому классу моделей. Целью моделирования, выполненного в ATLAS, является возможность показать, что уже при интегральной светимости 1 фб-1 при 14 ТэВ эксперимент

позволит провести быструю проверку большой группы SUSY моделей и разработать общую стратегию будущих исследований.

Поскольку невозможно охватить всё пространство параметров MSSM с размерностью 100, делаются предположения о природе нарушения суперсимметрии. Это приводит к формулированию моделей с малым числом параметров на масштабе нарушения суперсимметрии. Далее исследуются две таких модели: mSUGRA, где нарушение суперсимметрии осуществляется гравитационным взаимодействием, и GMSB, где оно происходит за счет взаимодействия калибровочных полей ?. (самодействия?)

Эти две модели предсказывают различные топологии событий из-за разной природы LSP-частицы, которыми служат самое легкое нейтралино в mSUGRA и гравитино в GMSB. Для каждой модели были определены точки в пространстве параметров, для которых было проведено моделирование событий и выполнен их анализ.

Анализ выполнен совместно многими группами, как экспериментаторов, так и теоретиков, и использует общие определения моделей и физических объектов, наблюдаемых в ATLAS. Далее приведены результаты анализа в mSUGRA.

Точки в пространстве параметров mSUGRA были выбраны в виде:

- SU1  $m_0 = 70 \text{ GeV}$ ,  $m_{1/2} = 350 \text{ GeV}$ ,  $A_0 = 0$ ,  $\tan\beta = 10$ ,  $\mu > 0$ . Coannihilation region where  $\tilde{\chi}_1^0$  annihilate with near-degenerate  $\tilde{\ell}$ .
- SU2  $m_0 = 3550 \text{ GeV}$ ,  $m_{1/2} = 300 \text{ GeV}$ ,  $A_0 = 0$ ,  $\tan\beta = 10$ ,  $\mu > 0$ . Focus point region near the boundary where  $\mu^2 < 0$ . This is the only region in mSUGRA where the  $\tilde{\chi}_1^0$  has a high higgsino component, thereby enhancing the annihilation cross-section for processes such as  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow WW$ .
- SU3  $m_0 = 100 \text{ GeV}$ ,  $m_{1/2} = 300 \text{ GeV}$ ,  $A_0 = -300 \text{ GeV}$ ,  $\tan\beta = 6$ ,  $\mu > 0$ . Bulk region: LSP annihilation happens through the exchange of light sleptons.
- SU4  $m_0 = 200 \text{ GeV}$ ,  $m_{1/2} = 160 \text{ GeV}$ ,  $A_0 = -400 \text{ GeV}$ ,  $\tan\beta = 10$ ,  $\mu > 0$ . Low mass point close to Tevatron bound.
- SU6  $m_0 = 320 \text{ GeV}$ ,  $m_{1/2} = 375 \text{ GeV}$ ,  $A_0 = 0$ ,  $\tan\beta = 50$ ,  $\mu > 0$ . The funnel region where  $2m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx m_A$ . Since  $\tan\beta \gg 1$ , the width of the pseudoscalar Higgs boson  $A$  is large and  $\tau$  decays dominate.
- SU8.1  $m_0 = 210 \text{ GeV}$ ,  $m_{1/2} = 360 \text{ GeV}$ ,  $A_0 = 0$ ,  $\tan\beta = 40$ ,  $\mu > 0$ . Variant of coannihilation region with  $\tan\beta \gg 1$ , so that only  $m_{\tilde{\tau}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$  is small.
- SU9  $m_0 = 300 \text{ GeV}$ ,  $m_{1/2} = 425 \text{ GeV}$ ,  $A_0 = 20$ ,  $\tan\beta = 20$ ,  $\mu > 0$ . Point in the bulk region with enhanced Higgs production

Спектр масс суперсимметричных частиц для каждой такой точки приведен в таблице 15.1.

Таблица 15.1.

Particle	SU1	SU2	SU3	SU4	SU6	SU8.1	SU9
$\tilde{d}_L$	764.90	3564.13	636.27	419.84	870.79	801.16	956.07
$\tilde{u}_L$	760.42	3563.24	631.51	412.25	866.84	797.09	952.47
$\tilde{b}_1$	697.90	2924.80	575.23	358.49	716.83	690.31	868.06
$\tilde{t}_1$	572.96	2131.11	424.12	206.04	641.61	603.65	725.03
$\tilde{d}_R$	733.53	3576.13	610.69	406.22	840.21	771.91	920.83
$\tilde{u}_R$	735.41	3574.18	611.81	404.92	842.16	773.69	923.49
$\tilde{b}_2$	722.87	3500.55	610.73	399.18	779.42	743.09	910.76
$\tilde{t}_2$	749.46	2935.36	650.50	445.00	797.99	766.21	911.20
$\tilde{e}_L$	255.13	3547.50	230.45	231.94	411.89	325.44	417.21
$\tilde{\nu}_e$	238.31	3546.32	216.96	217.92	401.89	315.29	407.91
$\tilde{\tau}_1$	146.50	3519.62	149.99	200.50	181.31	151.90	320.22
$\tilde{\nu}_\tau$	237.56	3532.27	216.29	215.53	358.26	296.98	401.08
$\tilde{e}_R$	154.06	3547.46	155.45	212.88	351.10	253.35	340.86
$\tilde{\tau}_2$	256.98	3533.69	232.17	236.04	392.58	331.34	416.43
$\tilde{g}$	832.33	856.59	717.46	413.37	894.70	856.45	999.30
$\tilde{\chi}_1^0$	136.98	103.35	117.91	59.84	149.57	142.45	173.31
$\tilde{\chi}_2^0$	263.64	160.37	218.60	113.48	287.97	273.95	325.39
$\tilde{\chi}_3^0$	466.44	179.76	463.99	308.94	477.23	463.55	520.62
$\tilde{\chi}_4^0$	483.30	294.90	480.59	327.76	492.23	479.01	536.89
$\tilde{\chi}_1^+$	262.06	149.42	218.33	113.22	288.29	274.30	326.00
$\tilde{\chi}_2^+$	483.62	286.81	480.16	326.59	492.42	479.22	536.81
$h^0$	115.81	119.01	114.83	113.98	116.85	116.69	114.45
$H^0$	515.99	3529.74	512.86	370.47	388.92	430.49	632.77
$A^0$	512.39	3506.62	511.53	368.18	386.47	427.74	628.60
$H^+$	521.90	3530.61	518.15	378.90	401.15	440.23	638.88
$t$	175.00	175.00	175.00	175.00	175.00	175.00	175.00

Видно, что диапазон масс частиц составляет от  $\sim 100$  до  $1000$  ГэВ. Сечения рождения частиц также представляют интерес и приведены в таблице 15.2 для лидирующего порядка LO, следующего за лидирующим NLO. Приведены также количества сгенерированных событий  $N$  и соответствующее значение интегральных светимостей  $L$  для точек анализа SUSY, выбранных ATLAS.

Таблица 15.2.

Label	$\sigma^{\text{LO}}$ (pb)	$\sigma^{\text{NLO}}$ (pb)	N	L (fb <sup>-1</sup> )
SU1	8.15	10.86	200 K	18.4
SU2	5.17	7.18	50 K	7.0
SU3	20.85	27.68	500 K	18.1
SU4	294.46	402.19	200 K	0.50
SU6	4.47	6.07	30 K	4.9
SU8.1	6.48	8.70	50 K	5.7
SU9	2.46	3.28	40 K	12.2

Фоновыми процессами Стандартной модели (СМ) для поиска SUSY служат рождение пар t-кварков, W+струи, Z+струи и множественное рождение в КХД и рождении пар векторных бозонов.

События SUSY характеризуются несколькими струями с большими поперечными импульсами и недостающей поперечной энергией. Лептоны (электроны и мюоны) и  $\tau$ -лептоны также присутствуют в большом количестве в процессах, отвечающих выбранным точкам анализа в пространстве параметров mSUGRA. Из-за большого количества струй в событиях используется алгоритм их реконструкции с малым раскрытием конуса.

Для характеристики событий используются глобальные переменные: эффективная масса  $M_{\text{эфф}}$ , поперечная сферичность  $ST$ , поперечная масса  $MT$  и с-поперечная масса  $mT2$ .

Эффективная масса  $M_{\text{эфф}}$  характеризует полную активность события и определяется как

$$M_{\text{эфф}} \equiv \sum_{i=1}^4 p_T^{\text{jet},i} + \sum_{i=1} p_T^{\text{lep},i} + E_T^{\text{miss}}$$

где сумма берется по четырем струям в центральной области  $|\eta| < 2,5$  с максимальными поперечными импульсами и всем идентифицированным лептонам и добавляется значение недостающей поперечной энергии. Эта переменная помогает отделить события SUSY от фоновых событий СМ. Кроме того,

она обладает интересным свойством иметь максимумы при значениях, коррелированными с массами пар SUSY частиц, рожденных в pp-взаимодействиях, и очень полезна для определения масштаба масс этих событий.

Поперечная сферичность  $S_T$  определяется так:

$$S_T \equiv \frac{2\lambda_2}{(\lambda_1 + \lambda_2)}$$

Где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  собственные значения сферического тензора размерности  $2 \times 2$   $S_{ij} = \sum_k p_{ki} p_{kj}$ . Тензор включает все струи с  $|\eta| < 2,5$  и  $p_T > 20$  ГэВ и всем отобраным лептонам. События SUSY имеют форму, близкую к сферической ( $S_T \sim 1$ ), поскольку начальные тяжелые частицы образуются в детекторе почти покоящимися и частицы от их каскадных распадов в разных направлениях. В КХД событиях частицы разлетаются преимущественно по двум противоположным направлениям ( $S_T \sim 0$ ).

Поперечная масса  $M_T$  определяется следующим образом:

$$M_T^2(\mathbf{p}_T^\alpha, \mathbf{p}_T^{\text{miss}}, m_\alpha, m_\chi) \equiv m_\alpha^2 + m_\chi^2 + 2(E_T^\alpha E_T^{\text{miss}} - \mathbf{p}_T^\alpha \cdot \mathbf{p}_T^{\text{miss}})$$

$$E_T^\alpha \equiv \sqrt{(\mathbf{p}_T^\alpha)^2 + m_\alpha^2}, \quad E_T^{\text{miss}} \equiv \sqrt{(\mathbf{p}_T^{\text{miss}})^2 + m_\chi^2},$$

$m_\alpha$  и  $p_{T\alpha}$  – масса и поперечный импульс видимой частицы и  $p_T^{\text{miss}}$  двумерный вектор недостающего поперечного импульса. Параметр  $m_\chi$  есть масса невидимой частицы, обычно принимаемой равной нулю. Эта переменная полезна, когда одна из родительских частиц распадается на одну видимую и одну невидимую частицы, например  $W \rightarrow e\nu$ , где массой невидимой частицы нейтрино действительно можно пренебречь.

Переменная с-поперечной массы  $m_{T2}$  определяется через поперечную массу  $M_T$  как

$$m_{T2}^2(\mathbf{p}_T^\alpha, \mathbf{p}_T^\beta, \mathbf{p}_T^{\text{miss}}, m_\alpha, m_\beta, m_\chi) \equiv \min_{\mathbf{q}_T^{(1)} + \mathbf{q}_T^{(2)} = \mathbf{p}_T^{\text{miss}}} \left[ \max \left\{ M_T^2(\mathbf{p}_T^\alpha, \mathbf{q}_T^{(1)}; m_\alpha, m_\chi), M_T^2(\mathbf{p}_T^\beta, \mathbf{q}_T^{(2)}; m_\beta, m_\chi) \right\} \right]$$

где  $m_\chi$  есть *trial* масса самой легкой SUSY частицы и  $p_{T\alpha\beta}$  поперечные импульсы двух видимых частиц (каждая из которых является кандидатом продукта распада одной из двух

родительских SUSY частиц). Векторная сумма переменных  $q_1$  и  $q_2$  ограничивается равной полному двумерному вектору недостающего поперечного импульса  $p_T^{\text{miss}}$ . Величина недостающего поперечного импульса таким образом участвует в определении  $m_{T2}$ . Переменную  $m_{T2}$  можно рассматривать как образованную путем деления  $p_T^{\text{miss}}$  на две части во всех возможных комбинациях, удовлетворяющих кинематике события (для некоторых  $m_{T2}$ , здесь принятой нулю) и вычислением поперечной массы для любых ветвей распада. Результирующее значение служит наилучшим нижним пределом для массы парно рожденной SUSY частицы, которая может распадаться на наблюдаемое конечное состояние с заданными значениями  $p_{T\alpha}$ ,  $p_{T\beta}$  и  $p_T^{\text{miss}}$ .

Исходное назначение переменной  $m_{T2}$  состояло в информации о массах парами образованных SUSY частиц, распадающихся наполовину невидимо в «простых» двух частичных распадах, таких как двух струйные или двух лептонные конечные состояния, но может применяться и в более сложных случаях, особенно если удастся определить, какая частица принадлежит какой ветви распада.

### Инклюзивный анализ

Разработаны два подхода инклюзивного анализа, первый из которых рассматривает выборки событий типа струи  $+0, 1, \dots$  лептонов. Во втором найденные критерии выделения SUSY событий для ряда точек параметров применены к быстрому поиску по большому полю значений параметров моделей, что поможет по первым данным определить стратегию дальнейшего поиска.

В SUSY событиях на LHC доминирует образование скварков и глюино. При условии сохранения R-четности на конечной стадии распада частиц присутствуют две невидимые LSP частицы, что означает присутствие в событии многих струй и большой  $E_{T\text{miss}}$ .

Для случая отсутствия лептонов применялись критерии: по крайней мере, четыре струи в событии имеют  $p_T > 50$  ГэВ и одна из них  $p_T > 100$  ГэВ,  $E_{T\text{miss}} > 100$  ГэВ и  $> 0,2$  Meff, сферичность  $ST > 0,2$ , разность азимутальных углов струй и потерянной энергии  $> 0,2$ ,  $\text{Meff} > 800$  ГэВ. Распределения по величине Meff показаны на рис. 15.1 для точки SU3 (слева) и для



остальных точек. Сплошной гистограммой показан фон СМ. Видно, что SUSY события надежно выделяются при выбранных критериях отбора. Аналогичные распределения получены для выборки событий с одним лептоном (рис.15.2). На рис.15.2 более детально показаны оценки разных типов фона.

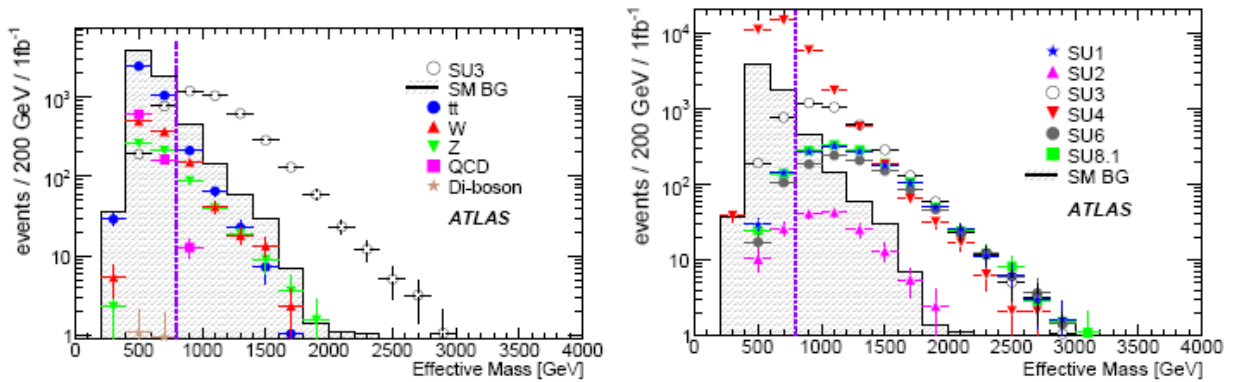


Рис.15.1. См. текст.

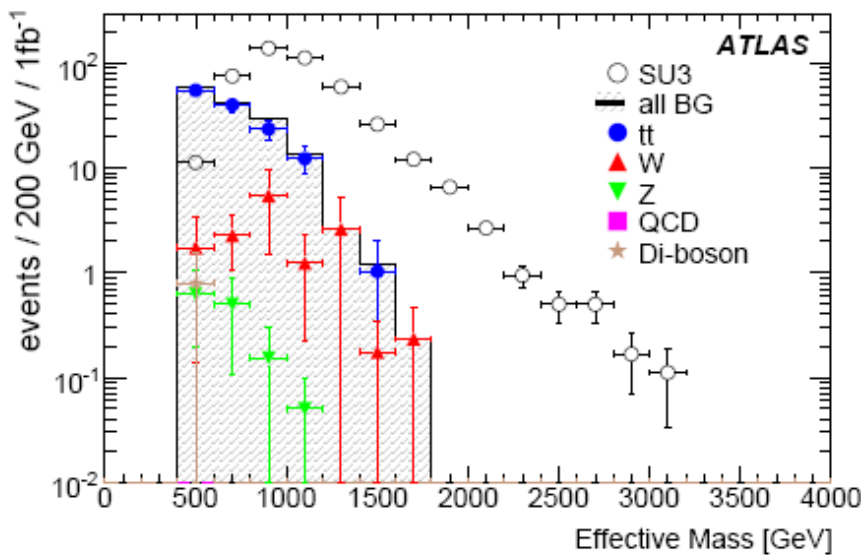


Рис.15.2. См. текст.

Если изменить условия выборки, сделав их более жесткими (струи в событии имеют  $p_T > 100$  ГэВ и лидирующая с  $p_T > 150$  ГэВ,  $E_{Tmiss} > \max(100 \text{ ГэВ и } 0,3 \text{ Meff})$  и  $E_{Tmiss} > \max(100 \text{ ГэВ и } 0,25 \text{ Meff})$  для случаев 2-х и трех струй, соответственно. Распределение после всех ограничений по величине  $M_{eff}$  показаны на рис. 17.3. Видно, что анализ с более жесткими

критериями на параметры события при меньшем количестве струй эффективен. Только фон от  $t\bar{t}$ -событий присутствует в выборке.

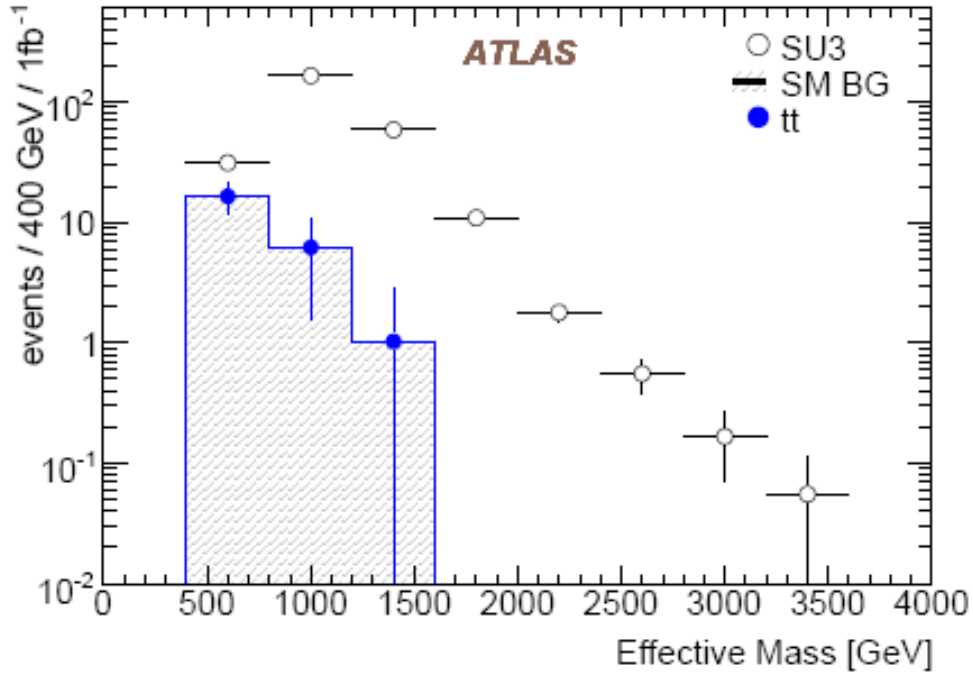


Рис.15.3. См.текст.

Аналогичные результаты получены для событий с двумя лептонами и  $\tau$ -лептонами. На рис.17.4 показаны области параметров mSUGRA, которые могут быть установлены при значимости  $5\sigma$  на интегральной светимости 1 фб<sup>-1</sup> при анализе событий с четырьмя струями и разным количеством лептонов для величин  $\tan\beta=10$  (слева) и  $\tan\beta=50$ . Горизонтальные и кривые пунктирные линии показывают контуры масс глюино и скварка, соответственно, с шагом 500 ГэВ.

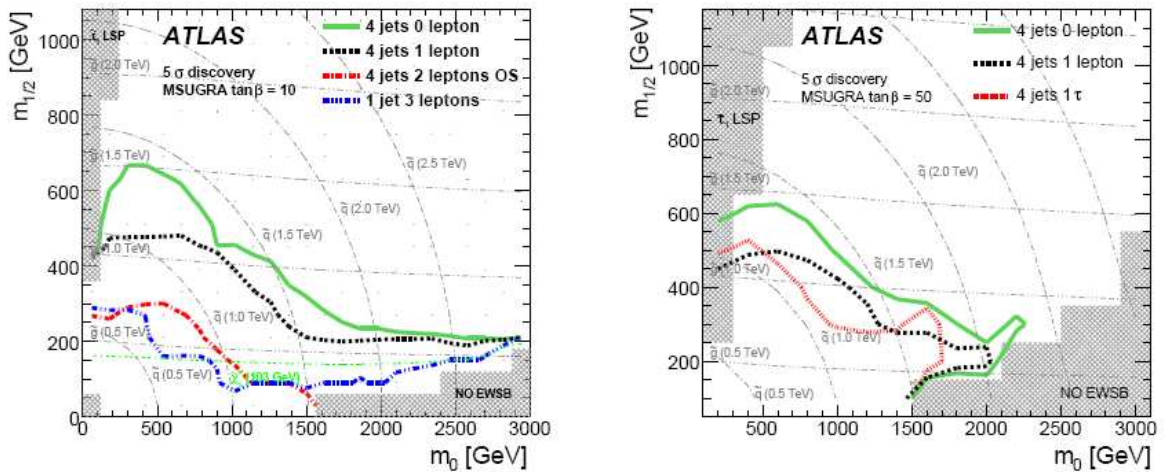


Рис.15.4. См.текст.

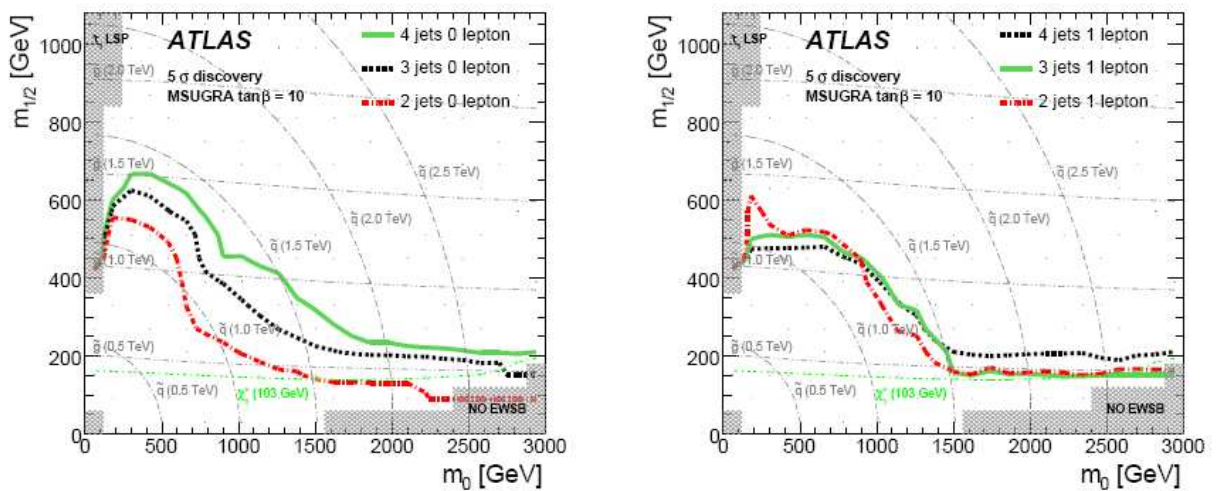


Рис.15.5. Предсказания, аналогичные рис.17.4, но для событий с разным количеством струй и отсутствием лептонов.

### Измерения характеристик SUSY событий

В ATLAS разработаны методы, позволяющие реконструировать распады SUSY частиц и определять их свойства, применимые на начальной стадии эксперимента при интегральной светимости 1 фб-1.

Распады SUSY частиц имеют, как правило, большую величину недостающей энергии из-за присутствия недетектируемых нейтрино. В этом случае спектры

эффективных масс двух лептонов, двух струй или струи и лептона имеют характерные пороги или края спектра. Существуют и другие особенности SUSY событий, которые могут измеряться в детекторе.

В случае обнаружения сигнала SUSY, анализ должен определить массы новых частиц и установить параметры модели. Поскольку при условии сохранения R-четности конечные состояния LSP не измеряются в детекторе, края спектров эффективных масс более информативны для определения масс частиц, чем максимумы. При нарушении R-четности новые частицы могут иметь большое время жизни и распадаться в детекторе налету. В этих случаях могут наблюдаться специфические характеристики объектов, регистрируемых в детекторе.

При изучении цепочки распада

$$\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 q (\rightarrow \tilde{\ell}^\pm \ell^\mp q) \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell^+ \ell^- q$$

Символ  $\tilde{q}_L$  обозначает суперпартнеров легких u и d-кварков, которых, как ожидается, различить по массе не удастся. Аналогично используется символ  $\tilde{q}_R$ . Переменная с-поперечной массы  $m_{T2}$  чувствительна к массе правого скварка в событиях, где рождается параскварков и каждый распадается подобно

$$\tilde{q}_R \rightarrow q \tilde{\chi}_1^0$$

Для определения массы стоп кварка используется край спектра эффективных масс bt-кварков в распаде

$$\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm bt$$

В таблице 15.4 приведены рассчитанные значения краев спектров эффективных масс для трех выделенных точек пространства параметров SU1, SU3 и SU4.

Таблица 17.4.

Mass Distribution	SU1 end point (GeV)	SU3 end point (GeV)	SU4 end point (GeV)
$m_{\ell\ell}^{\text{edge}}$	56.1, 97.9	100.2	53.6
$m_{\tau\tau}^{\text{edge}}$	77.7, 49.8	98.3	53.6
$m_{\ell\ell q}^{\text{edge}}$	611, 611	501	340
$m_{\ell\ell q}^{\text{thr}}$	133, 235	249	168
$m_{lq}^{\text{max}}$	180, 298	325	240
$m_{lq}^{\text{max}}(\text{low})$			
$m_{lq}^{\text{max}}(\text{high})$	604, 581	418	340

На рисунке 15.6 показаны распределения эффективных масс двух лептонов в событиях SUSY сигнала и фона СМ после применения критериев отбора для точек SU3 при 1 фб-1 (левый рисунок) и SU4 при 0,5 фб-1. Сплошная гистограмма относится к СМ, точки обозначают сумму сигнала и фона. Аппроксимация распределения для точки SU3 показала положение края спектра двух лептонов при массе  $99,7 \pm 1,4$  (стат.)  $\pm 0,3$ (сист.) ГэВ, что согласуется с истинным значение 100,2 ГэВ. Аппроксимация на правом рисунке дает величину края спектра  $52,5 \pm 2,4$  (стат.)  $\pm 0,2$ (сист.) ГэВ при теоретическом значении 53,6 ГэВ.

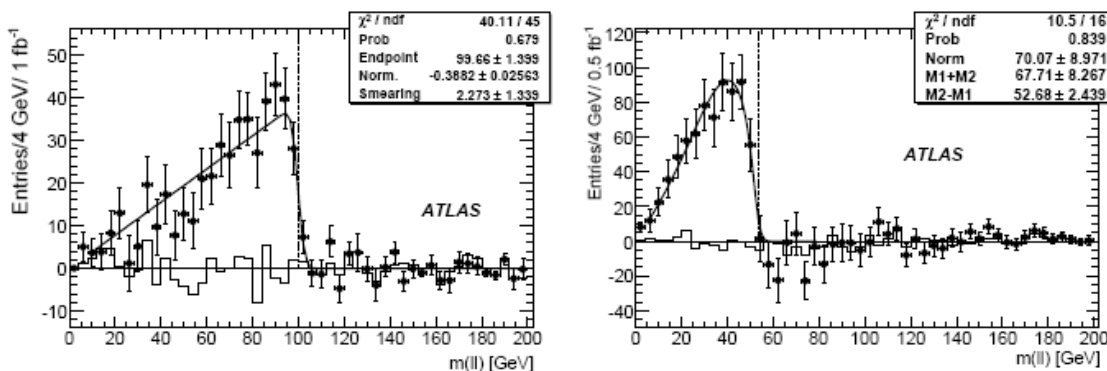


Рис.15.6. См. текст.

Более сложные методы применяются для анализа событий с несколькими лептонами и других типов.

## Измерения фотонов и долгоживущих частиц в детекторе

Для некоторых сценариев нарушения суперсимметрии в событиях SUSY не обязательно присутствие таких общих свойств, как множественное образование струй с большими поперечными импульсами и большая недостающая поперечная энергия. Такими характеристиками SUSY событий могут быть, например, фотоны с большим поперечным импульсом, как рожденные при взаимодействии протонов, так и от распада долгоживущих части, долгоживущие заряженные с-лептоны и R-адроны. Такие процессы могут иметь очень малый фон Стандартной модели и, таким образом, их исследование может установить пределы параметров некоторых моделей нарушения суперсимметрии.

В ATLAS выполнено моделирование потенциала открытия эффектов Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking (GMSB) модели, модели Split Supersymmetry (Split-SUSY) и модели LSP гравитино при интегральной светимости 1 фб-1.

Четыре характерных признака событий исследовано: два фотона с большим  $p_T$  и большая потерянная энергия, фотон, не связанный с первичной вершиной взаимодействия, стабильный с-лептон и стабильный R-адрон.

В модели GMSB следующая за самой легкой частицей NLSP является частица  $\tilde{\chi}_0^1$  и от распадов двух этих частиц в  $\tilde{G}$  и фотон появляются два изолированных фотона с большим  $p_T$  и большая потерянная энергия. Диаграмма такого распада показана на рис. 15.7. Фон Стандартной модели для таких событий очень мал и поэтому потенциал открытия для больших эффективных масс велик при малой интегральной светимости. Эксперименты установили нижнюю границу массы частица  $\tilde{\chi}_0^1$  в 93 ГэВ и частицы частица  $\tilde{\chi}_{\pm 1}^0$  в 167 ГэВ.

В некоторых сценариях GMSB частица  $\tilde{\chi}_0^1$  является относительно долгоживущей. Если длина её пробега сопоставима с размерами Внутреннего детектора ATLAS, то фотоны от её распадов могут образовывать каскады в калориметре, не направленные на первичную вершину взаимодействия. В этом случае, однако, может снижаться и точность реконструкции фотона, поэтому здесь требуются дополнительные исследования. Современные значения нижней границы для массы и времени жизни с-лептонов составляют 101 ГэВ и 5нс, соответственно.

Под стабильными частицами здесь понимаются такие, время жизни которых позволяет им вылететь за пределы детектора ATLAS. Такие стабильные тяжелые с-лептоны могут существовать в некоторых сценариях GMSB. Они образуют трек, подобный треку мюона, но с большим временем полета до своего распада. Мюонный спектрометр детектора ATLAS позволяет измерять времена пролета с высокой точностью ( $\sigma_{tof} \approx 0,7$  нс), что обеспечивает возможность прецизионного измерения массы для медленных частиц. Критичным здесь является осуществление триггера на такие частицы в условиях большой частоты пересечений банчей в ускорителе. Более ранние эксперименты установили нижнюю границу массы с-лептонов 105 ГэВ.

Стабильный массивный суперсимметричный адрон (R-адрон) предсказывается моделями Split-SUSY или сценарии SUGRA моделей с гравитино в качестве LSP. Сигнал R-адрона в детекторе подобен сигналу с-лептона. Отличия составляют множественные ядерные взаимодействия в детекторе до достижения адроном мюонной системы. Эти взаимодействия приводят к появлению в мюонной системе треков с большими поперечными импульсами, у которых нет продолжения во Внутреннем детекторе или знак электрического заряда трека различается в мюонной системе и во Внутреннем детекторе. Существующая нижняя граница масс для таких частиц составляет 200 ГэВ.

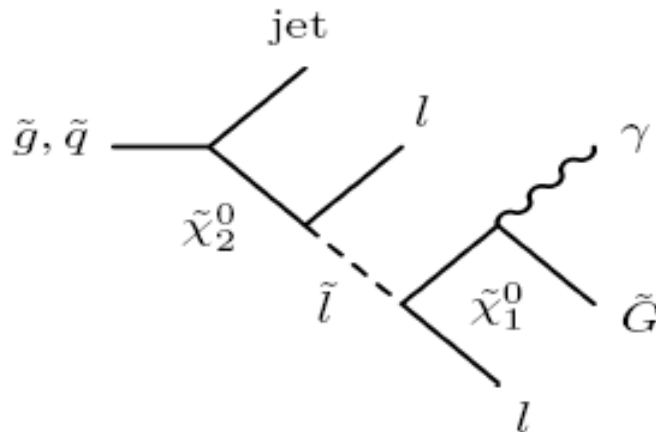


Рис.15.7. Диаграмма распада самого легкого нейтралино NLSP  $\tilde{\chi}_1^0$  на гравитино  $\tilde{G}$  и фотон. Процесс возможен в модели GMSB с  $N_5=1$  и малой величиной  $\tan\beta$ , когда нейтралино является в основном фотино. В этом случае стандартный распад

SUSY скварков и глюино выглядит, как показано на диаграмме  $\tilde{\chi}_{01} \rightarrow \tilde{G} \gamma$ . В ветви распада могут присутствовать струи.

Для моделирования первого случая использовался вариант модели GMSB с вероятностью распада легчайшего нейтралино на гравитино и фотон  $\sim 97\%$  и полное сечением рождения SUSY составляет  $\sim 7,8$  пб. После применения критериев отбора распределение по числу фотонов с поперечным импульсом  $p_T > 20$  ГэВ и  $|\eta| < 2,5$  получено в виде, представленном на рис. 15.8.

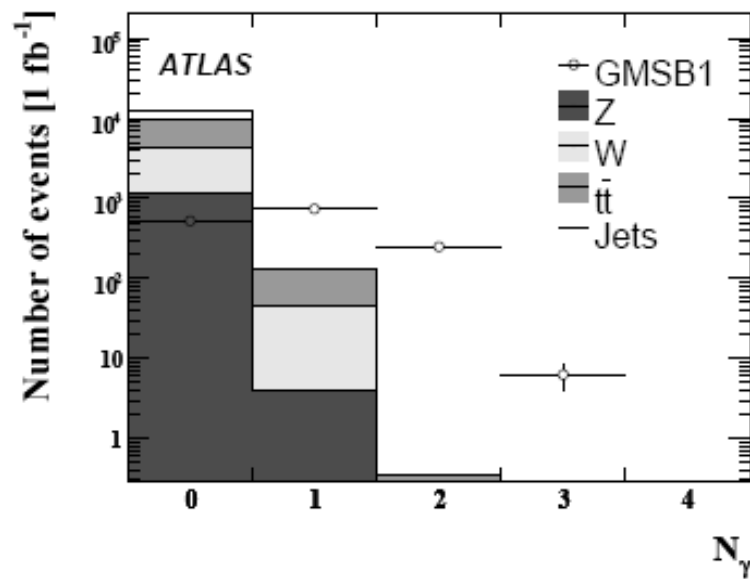


Рис.15.8. См.текст.



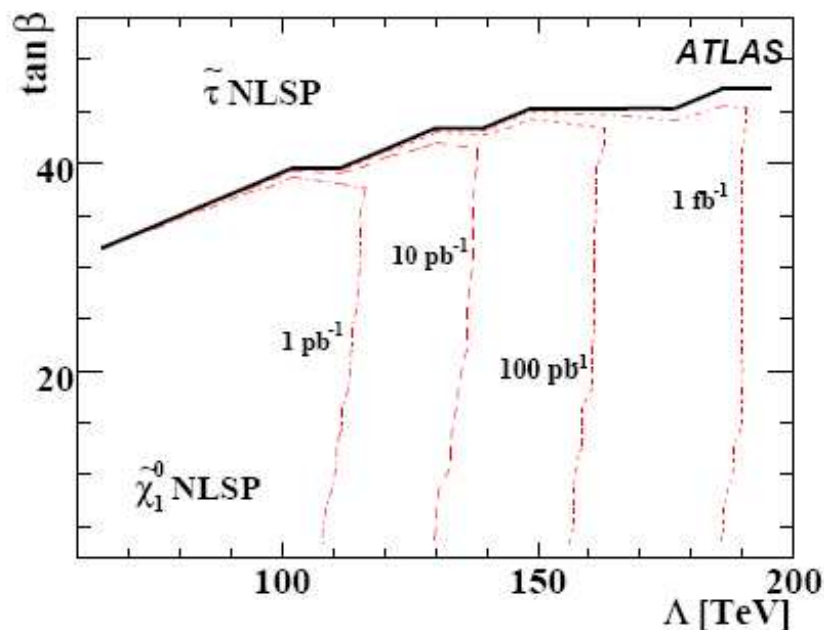


Рис.15.9. Значимость открытия на уровне  $5\sigma$  в модели GMSB SUSY в поле параметров  $\Lambda$ -  $\tan\beta$  для разных значений интегральной светимости. Для области выше сплошной линии не определено значимости в канале с регистрацией двух фотонов с большими рт. Значимость сигнала определяется как  $\text{Sig} = S/\sqrt{B}$ , где  $S$  – число событий сигнала,  $B$ - число фоновых событий, отобранных по критериям.

Принцип регистрации фотонов от распада долгоживущих суперсимметричных частиц в электромагнитном калориметре показан на рис.15.10.

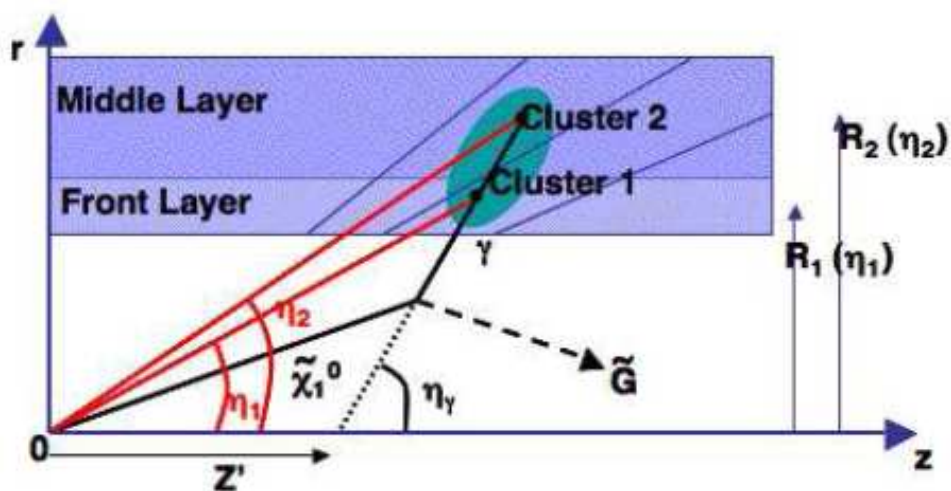


Рис.15.10.Схема регистрации фотона от распада долгоживущей суперсимметричной частицы  $\tilde{\chi}_1^0$ .

Первый слой ЕМ измеряет величину  $\eta$  (кластер 1), второй значения  $\eta$  и  $\phi$  (кластер 2 на рисунке). Вектор фотона реконструируется в плоскости (R-Z) и может быть экстраполирован до пересечения с осью пучка в точке Z'. Каскад такого фотона будет зарегистрирован большим количеством ячеек, чем сигнал фотона из области столкновения пучков. В случае, если нейтралино имеет среднее время жизни более 0,05 нс, его можно будет измерить по значению координаты Z'. Поскольку нейтралино массивная частица, фотоны от её распада будут приходить в ЕМ калориметр позже, чем фотоны от взаимодействия первичных протонов. Измерение этого времени также может служить для поиска таких «непрямых» фотонов.

Моделировались два метода измерения – пространственная реконструкция и временной сигнал. Оба метода модельно зависимы, требуют дополнительной калибровки. При обнаружении сигнала совместное их использование может установить границы областей параметров моделей.

Тяжелый заряженный с-лептон  $\tilde{l}$  существует в разных моделях. Моделирование выполнено для модели GMSB SUSY, где при больших значениях  $\tan\beta$  присутствует NLSP с-лептон  $\tilde{l}$ , слабо связанный с гравитино. Его скорость значительно меньше скорости света  $\beta < 1$ . Импульсный спектр, а следовательно и  $\beta$ ,  $\tilde{l}$  частиц является модельно зависимым. В случае большой скорости  $\beta$  такие частицы неотделимы от мюонов. При малых  $\beta < 1$  их можно выделить в детекторе. Компоненты детектора ATLAS привязаны к моменту пересечения банчей BCID в предположении, что скорости рожденных частиц близки к скорости света  $\beta \approx 1$ . Сигналы медленных частиц в детекторе могут быть потеряны в детекторе или отнесены к другому моменту пересечения BCID. Для выделения таких событий должен быть разработан специальный триггер и система сбора данных.

Модельные события соответствовали GMSB точке 5 с параметрами:  $A=50$  ТэВ,  $M_t=250$  ТэВ,  $N_5=3$ ,  $\tan\beta=5$ ,  $\text{знак}(\mu)=+$ ,  $S_{\text{грав}}=5000$ . В этой точке массы скварков и глюино составляют около 700 ГэВ, масса нейтралино 114 ГэВ,  $\tilde{\tau}$  и  $\tilde{l}$  имеют массы 102 и 100 ГэВ, соответственно. Сечение в этой точке 23 пб,  $\tilde{\tau}$  и  $\tilde{e}, \tilde{\mu}$  являются co-NLSP частицами и образуются в распадах  $\tilde{\chi}_0 \rightarrow \tilde{l} l$ .

Вследствие малого различия масс нейтралино и с-лептона,  $\tilde{l}$  и лептон примерно коллинеарны. Распределения по  $p_T$  (слева) и по скорости  $\beta$  для  $\tilde{l}$  и сопровождающего лептона (мюона) в модельных событиях показаны на рис. 15.11.

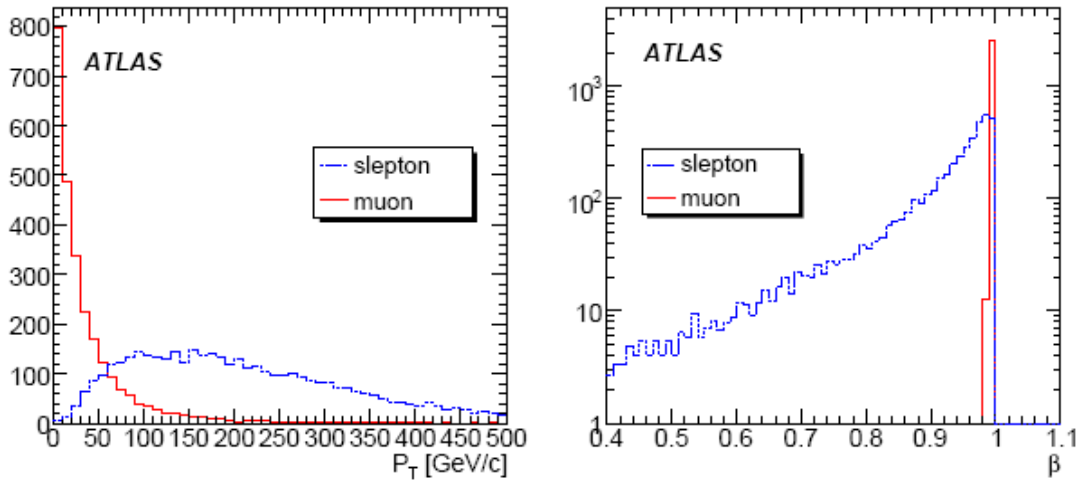


Рис.15.11. См.текст.

Для того, чтобы расширить характеристики событий, соответствующих GMSB5, были использованы события с  $\tilde{\tau}$ , с разными  $\beta$  и равномерно распределенные по псевдобыстроте. Split-SUSY события с долгоживущими глюино массой 300 и 1000 ГэВ также использовались для анализа.

На рис.15.12 показано распределение по массам событий GMSB5, отобранных разработанным триггером L2 (темная область), вместе с распределением фоновых мюонов (пунктирная гистограмма). Сумма распределений показана сплошной гистограммой. Количество событий соответствует светимости 500 пб<sup>-1</sup>.

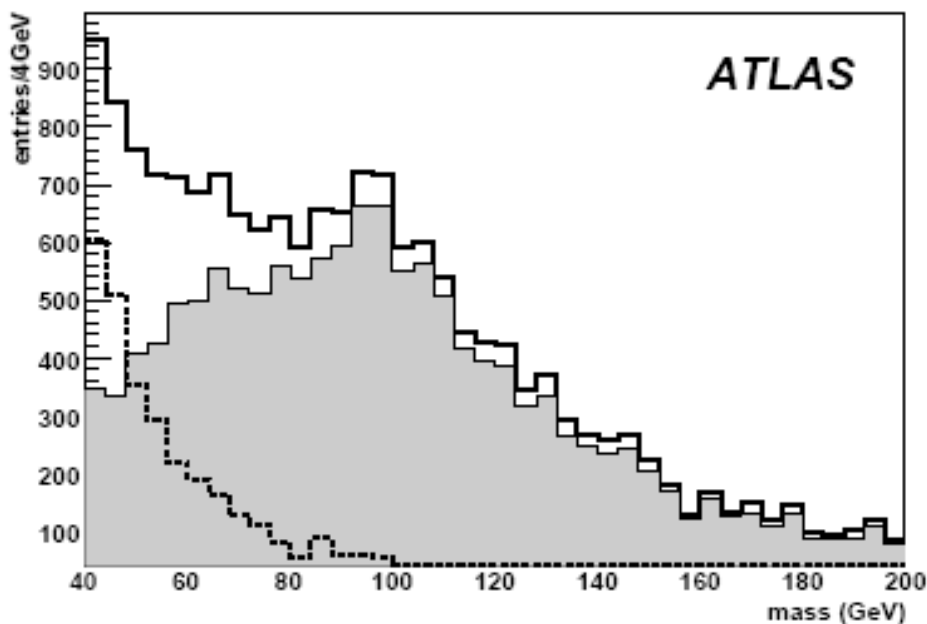


Рис.15.12. См. текст.

Точности, достигнутые при реконструкции событий с медленными частицами GMSB5 (с помощью алгоритма реконструкции мюонов MuGirl), показаны на рис. 15.13. Тяжелые долгоживущие с-лептоны могут быть измерены в детекторе ATLAS, если они существуют, уже на начальной интегральной светимости эксперимента.

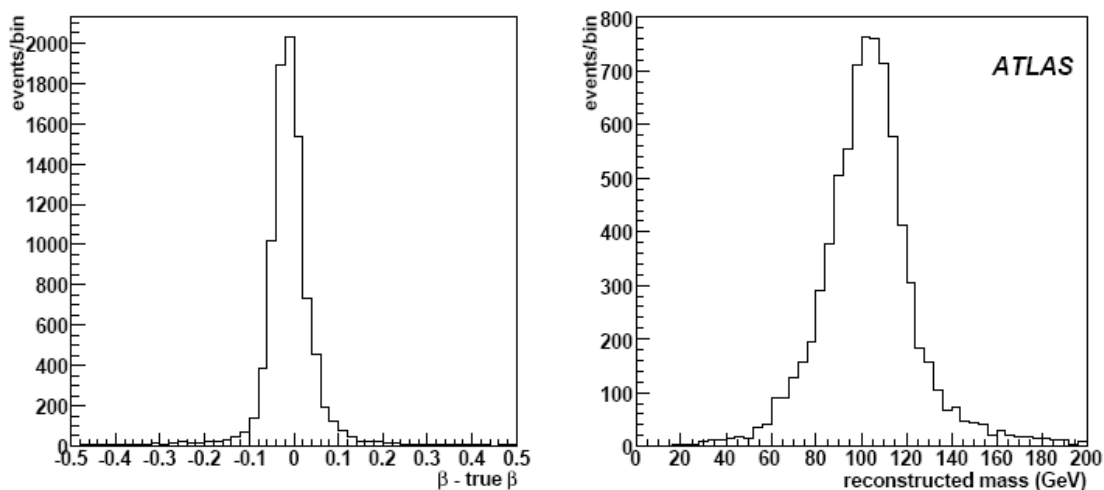


Рис.15.13. Разрешение при измерении скорости  $\beta$  и массы с-лептонов GMSB5.

## Поиск $R$ -адронов в детекторе ATLAS.

Стабильные цветные адронные состояния с большой массой предсказываются многими моделями SUSY. Анализ выполнен для  $R$ -адронов, образованных или стабильными глюино  $R\tilde{g}$  или стоп  $R\tilde{t}$  в рамках модели Split-SUSY (stop NLSP/gravitino LSP, стоп NLSP/гравитино LSP сценарий), но может быть применен и для других сценариев.

Диаграммы рождения  $R\tilde{g}$  или  $R\tilde{t}$  в лидирующем порядке приведены на рис.15.14.

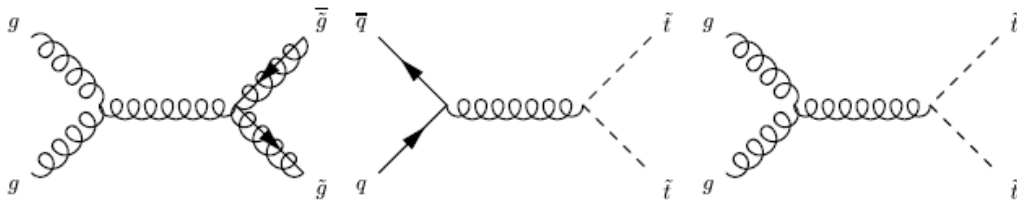


Рис. 15.14. Диаграммы рождения  $R\tilde{g}$  или  $R\tilde{t}$  в лидирующем порядке.

Рассеяние  $R$ -адронов в веществе было учтено в помощью GEANT4. Типичные потери энергии во взаимодействиях  $R$ -адронов невелики, порядка нескольких ГэВ на взаимодействие, поскольку только легкий кварк из состава  $R$ -адронов должен взаимодействовать с веществом, оставляя тяжелый скварк или глюино наблюдателем. Это означает, что доля  $R$ -адронов, которая будет выделена триггером ( $\beta \geq 0,6$ ) или остановится в детекторе, пренебрежимо мала. В дополнение к энергетическим потерям, особенностью  $R$ -адронов служит то, что они могут изменять заряд или барионное число. Вследствие многократного рассеяния в веществе  $R\tilde{g}$  или  $R\tilde{t}$ -адроны, не содержащие анти-стоп кварк, в основном достигают мюонный спектрометр в виде барионов. Это происходит из-за перехода мезонов в барионы, тогда как обратный переход запрещен. Антибарионы, как ожидается, должны активно аннигилировать в веществе и  $R\tilde{t}$ -адроны, содержащие анти-стоп кварк, достигают спектрометр в виде мезонов.

На рис.15.15 показаны спектры треков  $R$ -адронов для разных масс и интегральной светимости 1фб-1. Как и следовало ожидать, события сигнала имеют значительно более высокие

поперечные импульсы, достигающие величин  $\sim 1$  ТэВ. Фоновых события имеют более мягкие спектры.

Дополнительная идентификация  $R$ -адронов возможна, в частности, с помощью детектора переходного излучения TRT. На рис.15.16 показано отношение числа сигналов TRT с высоким и низким порогом, позволяющее выделять  $R\tilde{g}$ -адроны с массой 1000 ГэВ, их распределение показано сплошной гистограммой. Мюоны составляют фоновые события. Разные пороги ( $\sim 200$  МэВ низкий и  $\sim 6,5$  кэВ высокий) выделяют  $R\tilde{g}$ -адроны, которые из-за большой массы имеют ограниченные значения скорости  $\beta$  и, соответственно, меньшее число сигналов переходного излучения, выделяемых высоким порогом. Существуют также другие особенности, позволяющие выделять треки  $R$ -адронов.

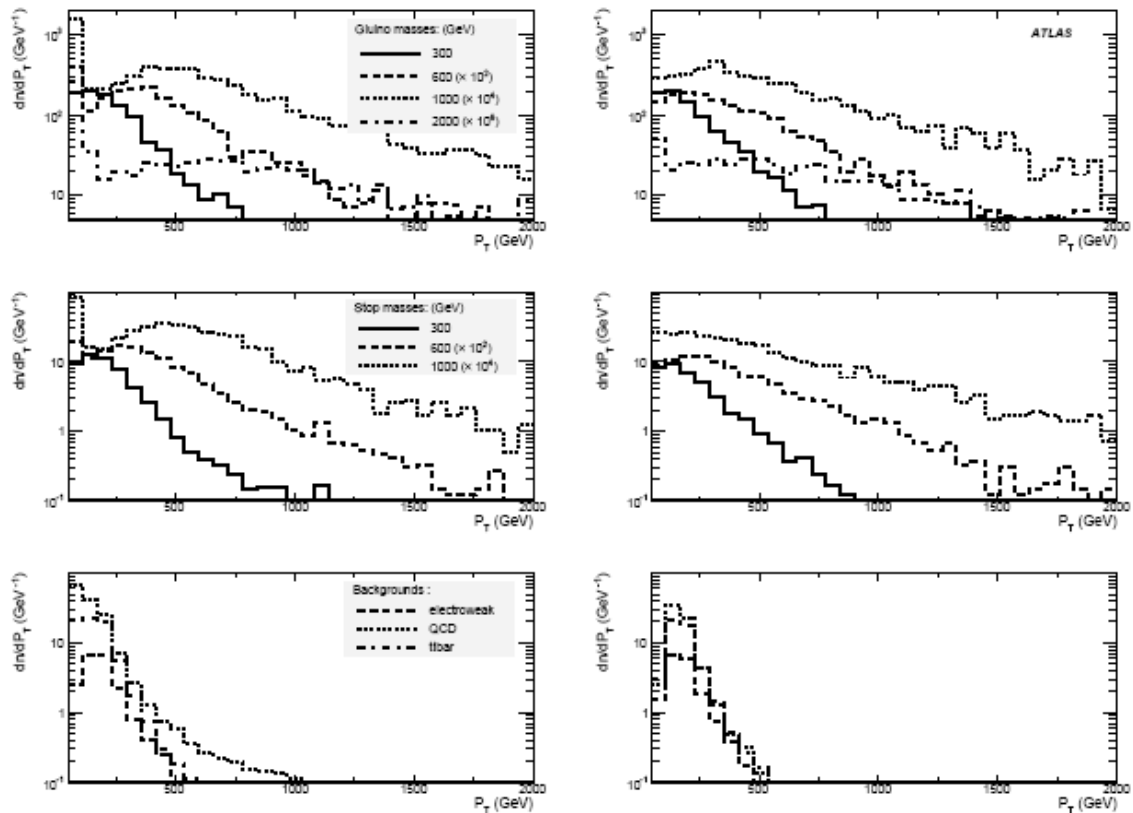


Рис.15.15. Распределения треков  $dn/dp_T$  по поперечному импульсу для  $p_T > 50$  ГэВ во Внутреннем детекторе (слева) и мюонном спектрометре (справа). Верхние, средние и нижние рисунки, соответственно, для  $R\tilde{g}$ ,  $R\tilde{t}$  –адронов и фоновых треков. Распределения для разных масс  $R$ -адронов имеют масштабные множители  $10^x$ , приведенные на рисунках.

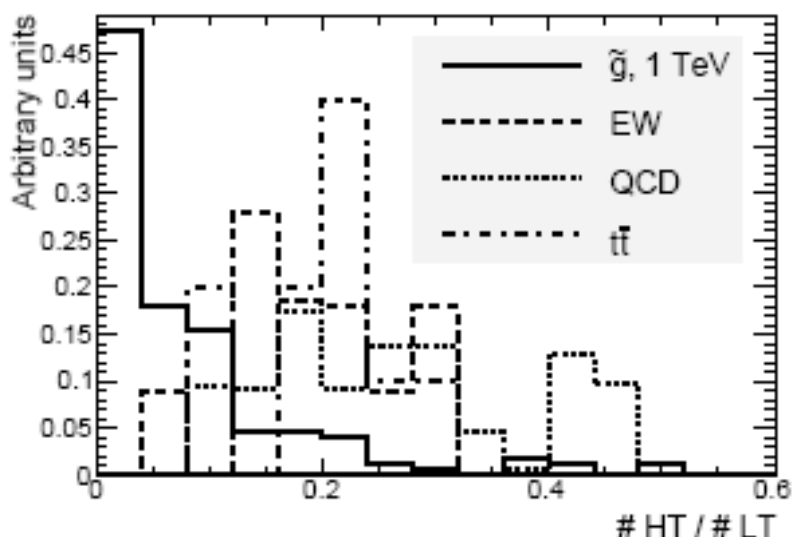


Рис.15.16. Отношение числа сигналов TRT детектора переходного излучения с высоким и низким порогом, позволяющее выделять  $R$ -адроны ( $R\tilde{g}$ ).

Результаты анализа показывают, что стабильные массивные экзотические адроны ( $R$ -адроны) могут быть открыты в детекторе ATLAS в диапазоне масс до 1 ТэВ при начальной светимости  $1\text{fb}^{-1}$ .

Общий анализ показал, что при начальной светимости  $\sim 1\text{fb}^{-1}$  детектор ATLAS сможет наблюдать многие эффекты суперсимметричных моделей, если они существуют. Разработанные для суперсимметричных моделей, методы анализа могут выделить практически любые проявления новой физики за пределами Стандартной модели.

## Заключение

В 2010г. Большой адронный коллайдер ЦЕРН начал систематическую работу по ускорению протонных пучков и их столкновениях в точках расположения детекторов. Первые данные для соударений протонов при энергии соударения 900 ГэВ и 2,36 ТэВ были получены уже в конце 2009г. Эти самые первые результаты могли сравниваться с существующими данными ЦЕРНа для соударений протонов при 900 ГэВ и данными Тэватрона, работающего при энергии соударений протонов и антипротонов около 2 ТэВ. Следующий набор данных с интегральной светимостью чуть выше  $1 \text{ фб}^{-1}$  будет получен в течение 2010-2011гг. для взаимодействий протонов при энергии 7 ТэВ.

Результаты, характеризующие детектор ATLAS и систематизированные в труде CERN-OPEN-2008-020, относятся к энергии соударений 14 ТэВ, проектной энергии Большого адронного коллайдера LHC. Объем этого труда составляет более 1800 страниц и только малая часть результатов работ сотрудничества ATLAS представлена в нем.

Выше приведенные данные соответствуют результатам этого труда и относятся также к энергии соударений 14 ТэВ. Большая часть приведенных результатов может быть получена при интегральной светимости  $1 \text{ фб}^{-1}$ . Временные рамки получения результатов составляют несколько лет, в зависимости от того, при какой энергии и светимости будет работать коллайдер. В перспективе планируется высокий темп накопления статистики в десятки и сотни  $\text{фб}^{-1}$  за год. Результаты при энергии 7 ТэВ, если не приведут к открытию новых частиц, позволят значительно расширить пространство исключенных параметров моделей новой физики.

В данной работе приведено описание подсистем детектора ATLAS, характеристик работы детектора и методов решения главных физических задач современной физики частиц, для которых предназначен этот детектор. Задача пособия предполагает продемонстрировать сложную многоступенчатую структуру современного эксперимента физики частиц. Эта структура включает создание и поддержание работоспособности самых разных детектирующих подсистем детектора. Программная математическая часть детектора должна собирать,



анализировать данные подсистем и передавать отобранную и преобразованную информацию для дальнейшего физического анализа сообществом участников эксперимента, распределенных по странам, университетам, институтам разных континентов. Оптимизация затрат на получение результата и контроль их правильности, согласованности также являются необходимыми этапами работы.

Россия внесла значительный вклад в создание Большого адронного коллайдера и его детекторов. Хочется надеяться, что и в обработке и анализе результатов российские физики проявят себя на высоком уровне.

# Приложение А.

## Основные параметры калориметрической системы детектора ATLAS.

	Barrel		End-cap	
<b>EM calorimeter</b>				
<b>Number of layers and <math> \eta </math> coverage</b>				
Presampler	1	$ \eta  < 1.52$	1	$1.5 <  \eta  < 1.8$
Calorimeter	3	$ \eta  < 1.35$	2	$1.375 <  \eta  < 1.5$
	2	$1.35 <  \eta  < 1.475$	3	$1.5 <  \eta  < 2.5$
			2	$2.5 <  \eta  < 3.2$
<b>Granularity <math>\Delta\eta \times \Delta\phi</math> versus <math> \eta </math></b>				
Presampler	$0.025 \times 0.1$	$ \eta  < 1.52$	$0.025 \times 0.1$	$1.5 <  \eta  < 1.8$
Calorimeter 1st layer	$0.025/8 \times 0.1$	$ \eta  < 1.40$	$0.050 \times 0.1$	$1.375 <  \eta  < 1.425$
	$0.025 \times 0.025$	$1.40 <  \eta  < 1.475$	$0.025 \times 0.1$	$1.425 <  \eta  < 1.5$
			$0.025/8 \times 0.1$	$1.5 <  \eta  < 1.8$
			$0.025/6 \times 0.1$	$1.8 <  \eta  < 2.0$
			$0.025/4 \times 0.1$	$2.0 <  \eta  < 2.4$
			$0.025 \times 0.1$	$2.4 <  \eta  < 2.5$
		$0.1 \times 0.1$	$2.5 <  \eta  < 3.2$	
Calorimeter 2nd layer	$0.025 \times 0.025$	$ \eta  < 1.40$	$0.050 \times 0.025$	$1.375 <  \eta  < 1.425$
	$0.075 \times 0.025$	$1.40 <  \eta  < 1.475$	$0.025 \times 0.025$	$1.425 <  \eta  < 2.5$
			$0.1 \times 0.1$	$2.5 <  \eta  < 3.2$
Calorimeter 3rd layer	$0.050 \times 0.025$	$ \eta  < 1.35$	$0.050 \times 0.025$	$1.5 <  \eta  < 2.5$
<b>Number of readout channels</b>				
Presampler	7808		1536 (both sides)	
Calorimeter	101760		62208 (both sides)	
<b>LAr hadronic end-cap</b>				
$ \eta $ coverage			$1.5 <  \eta  < 3.2$	
Number of layers			4	
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$			$0.1 \times 0.1$	$1.5 <  \eta  < 2.5$
			$0.2 \times 0.2$	$2.5 <  \eta  < 3.2$
Readout channels			5632 (both sides)	
<b>LAr forward calorimeter</b>				
$ \eta $ coverage			$3.1 <  \eta  < 4.9$	
Number of layers			3	
Granularity $\Delta x \times \Delta y$ (cm)			FCa1: $3.0 \times 2.6$	$3.15 <  \eta  < 4.30$
			FCa1: ~ four times finer	$3.10 <  \eta  < 3.15,$ $4.30 <  \eta  < 4.83$
			FCa2: $3.3 \times 4.2$	$3.24 <  \eta  < 4.50$
			FCa2: ~ four times finer	$3.20 <  \eta  < 3.24,$ $4.50 <  \eta  < 4.81$
			FCa3: $5.4 \times 4.7$	$3.32 <  \eta  < 4.60$
			FCa3: ~ four times finer	$3.29 <  \eta  < 3.32,$ $4.60 <  \eta  < 4.75$
Readout channels			3524 (both sides)	
<b>Scintillator tile calorimeter</b>				
	Barrel		Extended barrel	
$ \eta $ coverage	$ \eta  < 1.0$		$0.8 <  \eta  < 1.7$	
Number of layers	3		3	
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$	$0.1 \times 0.1$		$0.1 \times 0.1$	
	Last layer $0.2 \times 0.1$		$0.2 \times 0.1$	
Readout channels	5760		4092 (both sides)	

## Приложение Б.

### Распределение вещества в калориметрах ATLAS

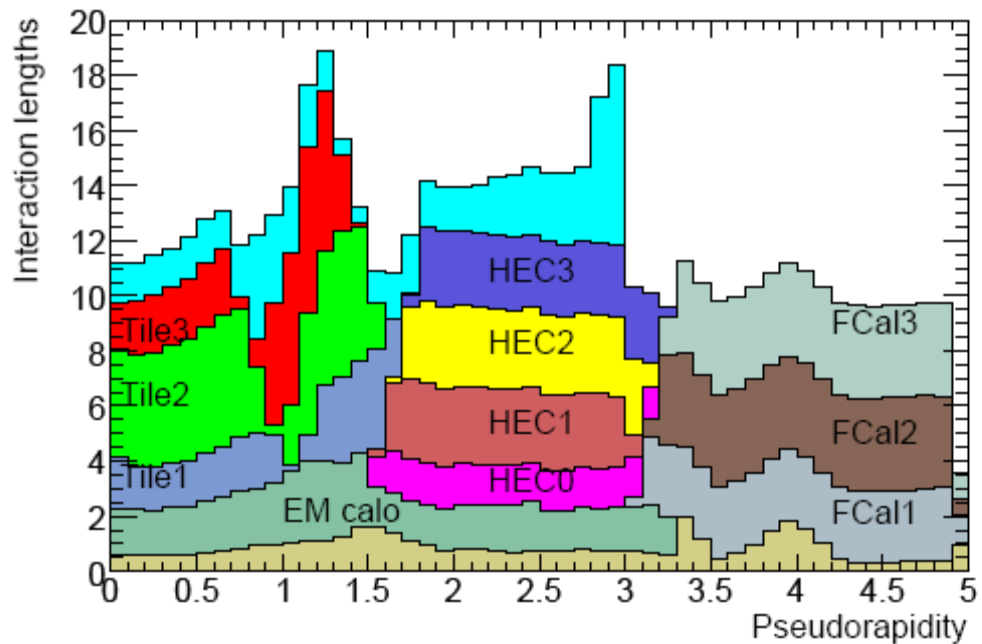


Рис.Б. Количество вещества в единицах длины взаимодействия  $\lambda_{\text{вз}}$  при разных значениях псевдобыстроты  $|\eta|$  в детекторе ATLAS. Показано количество вещества до EM калориметра, отдельно в каждом блоке калориметров и полное количество вещества перед первым активным слоем мюонного спектрометра (при  $|\eta| < 3$ ).

## Приложение В.

Характеристики камер магнитного спектрометра ATLAS.

<b>Monitored drift tubes</b> - Coverage - Number of chambers - Number of channels - Function	<b>MDT</b> $ \eta  < 2.7$ (innermost layer: $ \eta  < 2.0$ ) 1088 (1150) 339 000 (354 000) Precision tracking
<b>Cathode strip chambers</b> - Coverage - Number of chambers - Number of channels - Function	<b>CSC</b> $2.0 <  \eta  < 2.7$ 32 31 000 Precision tracking
<b>Resistive plate chambers</b> - Coverage - Number of chambers - Number of channels - Function	<b>RPC</b> $ \eta  < 1.05$ 544 (606) 359 000 (373 000) Triggering, second coordinate
<b>Thin gap chambers</b> - Coverage - Number of chambers - Number of channels - Function	<b>TGC</b> $1.05 <  \eta  < 2.7$ (2.4 for triggering) 3588 318 000 Triggering, second coordinate

# Детектор ATLAS Большого адронного коллайдера

## Оглавление

	стр.
1. Введение: место положения, статус, основные задачи, измеряемые объекты.	3
2. Структура детектора ATLAS	11
3. Структура элементов детектора ATLAS. Магнитная система	13
4. Внутренний детектор ATLAS	22
5. Калориметры ATLAS	39
6. Мюонный спектрометр детектора ATLAS	50
7. Передние детекторы ATLAS	65
8. Триггер детектора ATLAS	70
9. Характеристики триггера для начального периода работы детектора ATLAS	76
10. Реконструкция основных объектов в триггере детектора ATLAS	82
11. Характеристики исполнения детектора ATLAS	95
12. Физика Стандартной модели	110
13. Топ-кварк	120
14. В-физика	127
15. Бозон Хиггса	151
16. Исследования Суперсимметрии	187
17. Приложение А	210
18. Приложение Б	211
19. Приложение В	212
20. Оглавление	213