

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ИМ. Г.И. БУДКЕРА СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

СКОВПЕНЬ Кирилл Юрьевич

**ПОИСК W_R -БОЗОНА И ТЯЖЕЛОГО НЕЙТРИНО
НА ДЕТЕКТОРЕ ATLAS**

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
Тихонов Юрий Анатольевич —
доктор физ.-мат. наук, профессор

Новосибирск-2012



Содержание

Введение	4
Глава 1. Модель LRSM	7
1.1. Модель лево-правой симметрии	7
1.2. Осцилляции нейтрино	13
Глава 2. Экспериментальные поиски W_R-бозона и тяжелого нейтрино	16
2.1. Поиски W_R -бозона	16
2.2. Поиски тяжелого нейтрино	17
2.3. Поиски W_R -бозона и тяжелого нейтрино на малой интегральной светимости в экспериментах на LHC	19
Глава 3. Эксперименты на Большом Адронном Коллайдере	23
3.1. Ускорительный комплекс	23
3.2. Детекторы и задачи экспериментов	26
Глава 4. Описание детектора ATLAS	28
4.1. Магнитная система	31
4.2. Трековый детектор	32
4.3. Калориметр	36
4.4. Мюонный детектор	39
4.5. Триггер и система сбора данных	41
4.6. Система контроля детектора	46
4.7. Набор и обработка данных	47

Глава 5. Моделирование	53
5.1. Процесс $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell \ell j j$	57
5.2. Процесс Дрелла-Яна	58
5.3. Рождение пары векторных бозонов	63
5.4. Процессы с рождением t -кварка	65
Глава 6. Условия отбора $\ell \ell j(j)$ событий	66
6.1. Базовые условия отбора	66
6.2. Дополнительные условия отбора	83
6.3. Оценка систематических ошибок в реконструкции лептонов и струй	91
Глава 7. Изучение фоновых событий	97
7.1. Изучение фоновых событий с рождением пары t -кварков	97
7.2. Измерение фона от КХД процессов	111
7.3. Смена знака заряда у лептона	119
7.4. Сравнение данных и предсказаний для фоновых событий	125
Глава 8. Методы вычисления пределов для физических процессов	142
8.1. Классический метод и определение CL_s	146
8.2. Байесовский предел	148
8.3. Метод Фельдмана-Коузinsa	149
Глава 9. Результаты	150
Заключение	159
Литература	161

Введение

После более чем десяти лет строительства, в 2009 году начал свою работу Большой Адронный Коллайдер (LHC) — ускоритель, построенный в ЦЕРНе. К концу 2011 года была набрана интегральная светимость $\simeq 5 \text{ фб}^{-1}$ при суммарной энергии сталкивающихся пучков 7 ТэВ. Объем записанных данных позволяет сделать проверки большого количества гипотез о существовании новых частиц, предсказываемых в рамках различных расширений Стандартной модели, а также более точно измерить параметры уже известных частиц и константы связи их взаимодействий. Одной из важных задач экспериментов на LHC является поиск бозона Хиггса, существование которого предсказывается в рамках Стандартной модели, и который ответственен за генерацию масс всех известных частиц.

Стандартная модель является очень успешной моделью для объяснения огромного количества экспериментальных наблюдений, однако, существует ряд вопросов, на которые нельзя получить ответ в ее рамках. Одним из таких вопросов является объяснение иерархии масс элементарных частиц. В Стандартной модели массы частиц являются свободными параметрами, а массы нейтрино равны нулю. Ненулевую массу нейтрино можно получить введением правых стерильных нейтрино или расширением калибровочной группы. Например, в рамках модели Left-Right Symmetric Model (LRSM) предсказывается существование новых частиц: право-поляризованных тяжелого нейтрино и заряженного калибровочного векторного бозона W_R , а также нейтрального калибровочного векторного бозона Z' . Для объяснения малости массы легких нейтрино был предложен механизм See-Saw, который может быть реализован в рамках модели LRSM.

Одним из наиболее перспективных каналов поиска этих новых ча-

стиц является рождение W_R -бозона и его распад на тяжелое нейтрино и лептон, с последующим распадом тяжелого нейтрино на лептон и два кварка. Отличительной особенностью данного процесса является наличие резонансов рождения W_R -бозона и тяжелого нейтрино. Данные резонансы соответствуют относительно большим массам, которые находятся в области малого фона от процессов Стандартной модели.

В настоящей работе представлены результаты по поиску тяжелого нейтрино и W_R -бозона в рамках модели LRSM на детекторе ATLAS с набранной интегральной светимостью 2.1 фб^{-1} [1]. Поиск данных частиц проводился также в инклюзивном анализе с двумя лептонами одинакового знака [2], а первые результаты при полном восстановлении конечного состояния были получены на данных 2010 года с интегральной светимостью 34 нб^{-1} [3]. Следует заметить, что в анализе данных 2010 года приводятся лишь некоторые варианты интерпретации данных, например, предполагалось, что тяжелое нейтрино может обладать только майорановской массой.

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

Изучены условия отбора для поиска W_R -бозона и тяжелого нейтрино в конечном состоянии $\ell\ell j(j)$.

Изучены фоновые процессы для конечного состояния $\ell\ell j(j)$ в области инвариантных масс до 2.9 ТэВ при рекордной суммарной энергии сталкивающихся пучков 7 ТэВ.

Получены пределы на массы W_R -бозона и тяжелого нейтрино в предположении дираковской или майорановской массы тяжелого нейтрино.

Впервые при анализе и интерпретации данных в рамках модели LRSM, получены результаты для пределов на массы W_R -бозона и тяжелого нейтрино при учете возможного смешивания тяжелых нейтрино первого и второго поколений.

Разработано программное обеспечение для проверки стабильности работы модулей электроники жидко-аргонового калориметра детектора ATLAS.

Глава 1

Модель LRSM

1.1. Модель лево-правой симметрии

В квантовой теории поля лагранжиан для 4-х компонентного спинора Ψ , обладающего дираковской массой, записывается в следующем виде:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} - m_D)\Psi, \quad (1.1)$$

где $\gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ и $\gamma_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}$, σ_i — матрицы Паули. Определив поляризационные операторы $P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$ и $P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$, где $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, выражение для массового члена в лагранжиане можно представить в следующем виде:

$$\mathcal{L} = m_D(\bar{\Psi}_L\Psi_R + \bar{\Psi}_R\Psi_L), \quad (1.2)$$

где $\Psi_L = P_L\Psi$, $\Psi_R = P_R\Psi$. Так как в Стандартной модели есть только лево-поляризованное нейтрино и право-поляризованное антинейтрино, нейтрино должно обладать нулевой массой.

Многочисленные экспериментальные проверки Стандартной модели до настоящего времени не обнаружили отклонений от ее предсказаний, однако, существует ряд фактов, не находящих объяснения в ее рамках. Одним из таких фактов является наблюдение осцилляций нейтрино. Наблюдение осцилляций нейтрино указывает на наличие ненулевой массы у этих частиц и, тем самым, является прямым указанием на то, что механизм

возникновения масс является другим, либо должно существовать также и право-поляризованное нейтрино.

Существует также ряд других вопросов, ответы на которые не могут быть получены в рамках Стандартной модели. Например, массы частиц являются свободными параметрами в данной модели, и нет предсказаний для наблюдаемой иерархии масс. Факт наличия дробного заряда у кварков не имеет объяснения, также как и тот факт, что лево- и право-поляризованные частицы ведут себя совершенно по-разному во взаимодействиях. Параметры смешивания кварков и лептонов также не предсказываются в рамках Стандартной модели. Возможным решением этих и других вопросов является построение еще более сложной модели фундаментальных взаимодействий, описываемых общей калибровочной группой и имеющей единую константу связи в пределе больших энергий. Такие теории, которые обычно содержат калибровочную группу фундаментальных взаимодействий Стандартной модели $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ в качестве подгруппы, называют Теориями Великого Объединения. Примером такой более общей модели может быть модель, построенная на группе $SU(5)$, или, например, $SO(10)$.

Настоящие теории взаимодействия элементарных частиц базируются на описании взаимодействия калибровочными полями, связанными с группами симметрии и спонтанным нарушением симметрии. Механизм спонтанного нарушения симметрии был предложен Гольдстоуном [4] и заключается в том, что, например, лагранжиан изначально симметричен при преобразовании $\Phi \rightarrow -\Phi$:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial x^\mu} \frac{\partial \Phi}{\partial x_\mu} - V(\Phi), \quad (1.3)$$

где $V(\Phi)$ — потенциальная энергия. Пусть $V(\Phi) = \frac{\mu}{2}\Phi^2 + \frac{\beta}{4}\Phi^4$ и $\mu < 0$, тогда потенциальная энергия имеет три положения равновесия $\Phi = 0$ и $\Phi = \eta = \pm\sqrt{\frac{|\mu|}{\beta}}$, первое из которых является неустойчивым. Разложение $V(\Phi)$ около одного из устойчивых положений равновесия с точностью до квадратичных членов имеет вид: $V(\Phi) = -\mu(\Phi - \eta)^2$. Таким образом, это соответствует частицам с массой $m = \sqrt{2|\mu|}$. Этот эффект называется спонтанным нарушением симметрии.

Существование скалярного поля с отличным от нуля вакуумным значением может приводить к появлению массы взаимодействующих с этим полем частиц. Например, лагранжиан безмассовых частиц со спином $1/2$ имеет вид $\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu\frac{\partial}{\partial x^\mu}\Psi$. Пусть имеется взаимодействие этих частиц со скалярным полем $\mathcal{L}_{int} = g\Phi\bar{\Psi}\Psi$. Из-за спонтанного нарушения симметрии получаем, что $\mathcal{L}_{int} = g\eta\bar{\Psi}\Psi + g(\Phi - \eta)\bar{\Psi}\Psi$, то есть $\mathcal{L} = i\hbar\bar{\Psi}\gamma^\mu\frac{\partial}{\partial x^\mu}\Psi + m\bar{\Psi}\Psi$, где $m = g\eta$. Это означает, что первоначально частицы были безмассовыми, но в результате спонтанного нарушения симметрии превратились в частицы с ненулевой массой.

Стандартная модель электрослабого взаимодействия содержит три поколения лептонов и в качестве исходных полей лептонов для каждого поколения имеются ℓ_L , ℓ_R и ν_L , которые объединяются в левый дублет $\Psi_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ \ell_L \end{pmatrix}$ и правый синглет $\Psi_R = \ell_R$. Скалярное поле выбирается в виде изоспинора Φ с вакуумным значением $\langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix}$. Взаимодействие спинорного поля со скалярным выглядит следующим образом: $\mathcal{L} = g\bar{\Psi}_L\Psi_R\Phi + \text{к.с.}$ В результате спонтанного нарушения симметрии получаем $\mathcal{L} = g\eta\bar{\ell}_L\ell_R + \text{к.с.}$, то есть лептон приобретает массу, а нейтрино остается безмассовым.

В настоящее время модель содержит три поколения кварков. Каждое

поколение включает левый дублет $\Psi_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$ и два правых синглета u_R и d_R . Таким образом, все кварки могут иметь массу.

Если нейтрино имеет массу, тогда в рамках этой модели должны быть введены и правые синглеты для нейтринного поля, и аналогичным образом нейтрино может получить массу в результате взаимодействия со скалярным полем. Для нейтринных полей, имеющих ненулевую массу, возможно смешивание, то есть, лептонные числа $L(e)$, $L(\mu)$ и $L(\tau)$ по отдельности не сохраняются. Однако, при этом имеет место сохранение полного лептонного числа $L(e) + L(\mu) + L(\tau)$.

Одним из возможных минимальных расширений Стандартной модели, которое бы включало нейтрино с массой, является модель лево-правой симметрии ($LRS M$), базирующаяся на калибровочной группе $G_{LR} = SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ [5–7]. Эта модель, дополнительно к Стандартной модели, включает массивное правое нейтрино и правые заряженные токи, переносчиком которых является W_R бозон, а также новый нейтральный бозон Z' .

Если предположить существование стандартного Хиггсовского механизма с одним дублетом Хиггсовских полей, которые отвечают за генерацию масс кварков и лептонов, то естественно предположить, что масса нейтрино является величиной такого же порядка, как и массы лептонов и кварков. Хотя массы лептонов и кварков отличаются на несколько порядков, масса нейтрино выделяется своей аномальной малостью.

Для объяснения малой массы был предложен так называемый механизм See-Saw [8], который предполагает, что нейтрино является майорановской частицей, и в этом случае уже нет сохранения и полного лептонного числа. В Стандартной модели нейтрино является дираковской частицей.

Для нейтральной частицы со спином $1/2$, кроме дираковского массового члена, возможен массовый член, который называется майорановским и имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}_M = \frac{1}{2}m_M\bar{\Psi}\Psi^c + h.c., \quad (1.4)$$

где Ψ^c — зарядово-сопряженное состояние Ψ . Используя левые и правые проекции спиноров, можно определить два массовых члена:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^L &= \frac{1}{2}m_L(\bar{\Psi}_L\Psi_R^c + \bar{\Psi}_R^c\Psi_L) = \frac{1}{2}m_L\bar{\Psi}_L\Psi_R^c + h.c. \\ \mathcal{L}^R &= \frac{1}{2}m_R(\bar{\Psi}_L^c\Psi_R + \bar{\Psi}_R\Psi_L^c) = \frac{1}{2}m_R\bar{\Psi}_L^c\Psi_R + h.c. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Используя собственные массовые функции $\phi_1 = \Psi_L + \Psi_R^c$ и $\phi_2 = \Psi_R + \Psi_L^c$ для двух майорановских частиц, лагранжиан можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^L &= \frac{1}{2}m_L\bar{\phi}_1\phi_1, \\ \mathcal{L}^R &= \frac{1}{2}m_R\bar{\phi}_2\phi_2, \end{aligned} \quad (1.6)$$

где ϕ_1 и ϕ_2 — майорановские поля, $\phi_1^c = \phi_1$ и $\phi_2^c = \phi_2$. Таким образом, для LRSM, используя обозначения: $\Psi_L = \nu_L$, $\Psi_R^c = \nu_R^c$, $\Psi_R = N_R$ и $\Psi_L^c = N_L^c$, можно переписать массовый член лагранжиана в виде:

$$\begin{aligned}
2\mathcal{L} &= m_D(\overline{\Psi}_L\Psi_R + \overline{\Psi}_L^c\Psi_R^c) + m_L\overline{\Psi}_L\Psi_R^c + m_R\overline{\Psi}_L^c\Psi_R + h.c. = \\
&= (\overline{\Psi}_L, \overline{\Psi}_L^c) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_R^c \\ \Psi_R \end{pmatrix} + h.c. = \\
&= (\overline{\nu}_L, \overline{N}_L^c) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_R^c \\ N_R \end{pmatrix} + h.c., \quad (1.7)
\end{aligned}$$

где включены как дираковский, так и майорановский массовые члены. Собственные массовые состояния можно представить в следующем виде, введя угол смешивания θ :

$$\begin{aligned}
\Psi_{1L} &= \cos\theta\Psi_L - \sin\theta\Psi_L^c \\
\Psi_{2L} &= \sin\theta\Psi_L + \cos\theta\Psi_L^c \\
\Psi_{1R}^c &= \cos\theta\Psi_R^c - \sin\theta\Psi_R \\
\Psi_{2R}^c &= \sin\theta\Psi_R^c + \cos\theta\Psi_R, \quad (1.8)
\end{aligned}$$

где $\tan 2\theta = \frac{2m_D}{m_R - m_L}$. Если:

- $m_D \gg m_L, m_R$ ($\theta \simeq 45^\circ$), псевдо-дираковское нейтрино;
- $m_D = 0$ ($\theta = 0^\circ$), майорановское нейтрино;
- $m_R \gg m_D, m_L, \theta = \frac{m_D}{m_R} \ll 1$, механизм See-Saw.

После диагонализации массовых матриц в лагранжиане можно получить следующее выражение для связи масс лево-поляризованного и право-поляризованного нейтрино в механизме See-Saw:

$$m(\nu) \sim m_D^2/m_R, \quad (1.9)$$

где $m(\nu)$ — масса лево-поляризованного нейтрино, m_D — дираковская масса частицы, m_R — масса право-поляризованного нейтрино. Как видно из данного выражения, при характерной дираковской массе $\simeq 100$ МэВ и массе легкого нейтрино $\simeq 0.1$ кэВ, право-поляризованное нейтрино должно обладать массой $\simeq 1$ ТэВ.

1.2. Осцилляции нейтрино

Если нейтрино обладает массой, то возможны осцилляции нейтрино, механизм которых можно представить кратко в следующем виде. Запишем связь для нейтринных состояний с определенным типом и массой:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, \quad (1.10)$$

где $|\nu_\alpha\rangle$ — собственное состояние нейтрино определенного типа (e, μ, τ), $U_{\alpha i}$ — унитарная матрица, $|\nu_i\rangle$ — собственное состояние нейтрино с определенной массой. Следующее выражение связывает два разных состояния определенного типа нейтрино с импульсом p и энергией E_i :

$$|\nu_\alpha(x, t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{ipx - iE_i t} |\nu_\beta\rangle \quad (1.11)$$

Далее, в предположении малости массы нейтрино, по сравнению с ее энергией, можно записать выражение для вероятности перехода одного типа нейтрино в другой:

$$\begin{aligned} P(\alpha \rightarrow \beta)(t) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(x, t) \rangle|^2 = \\ &= \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\alpha j} U_{\beta i}^* U_{\beta j} \exp(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}), \end{aligned} \quad (1.12)$$

где $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$, $L = ct$. В случае двух поколений нейтрино (e и μ), данное выражение можно переписать с использованием угла смешивания θ в виде:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) = 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha). \quad (1.13)$$

Важно заметить, что переход нейтрино из одного типа в другой возможен только при ненулевой разнице масс между различными поколениями нейтрино, а также угла смешивания, отличного от $0, \pi/2, \dots$. В случае рассмотрения смешивания между тремя поколениями нейтрино выражение для вероятности перехода нейтрино из состояния, соответствующего одному типу в другое состояние, в общем виде можно записать следующим образом [9]:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j=1}^3 \operatorname{Re}(K_{\alpha\beta,ij}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) + \\ & + 4 \sum_{i>j=1}^3 \operatorname{Im}(K_{\alpha\beta,ij}) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \cos\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right), \end{aligned} \quad (1.14)$$

где $K_{\alpha\beta,ij} = U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}$.

Описанное явление осцилляций нейтрино наблюдается экспериментально для легких нейтрино. Можно выделить несколько основных категорий экспериментов для наблюдения осцилляций легких нейтрино: Солнце — ν_e , реакторы — $\bar{\nu}_e$, ускорители — $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$, атмосфера — $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$.

Аналогично легким нейтрино, для тяжелых нейтрино также могут существовать осцилляции. В силу малости времени жизни тяжелых нейтрино, наблюдение зависимости $P(\nu_i \rightarrow \nu_j)$ от длины пролета, естественно, невозможно. Но осцилляции будут приводить к распадам $W_R \rightarrow e\mu jj$, в дополнение к распадам $W_R \rightarrow ee jj$ и $W_R \rightarrow \mu\mu jj$. Кроме того, осцилляции

будут приводить к изменению вероятности процессов $W_R \rightarrow eejj$ и $W_R \rightarrow \mu\mu jj$.

Глава 2

Экспериментальные поиски W_R -бозона и тяжелого нейтрино

2.1. Поиски W_R -бозона

Результаты по прямому поиску W_R -бозона в распаде $W_R \rightarrow tb$ получены на экспериментах DØ и CDF. Результаты эксперимента DØ для интегральной светимости 2.3 фб^{-1} показаны на рис. 2.1, нижний предел на массу W_R -бозона составил 885 ГэВ [10]. Аналогичные поиски W_R -бозона были проведены на детекторе CDF [11] на интегральной светимости 1.9 фб^{-1} , нижний предел на массу W_R -бозона составил 800 ГэВ. Результаты показаны на рис. 2.2.

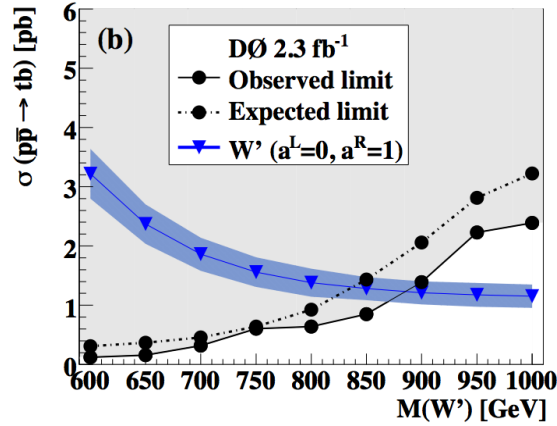


Рис. 2.1. Предсказываемое сечение $\sigma_{W_R} \times B(W_R \rightarrow tb)$ и установленные пределы (95% C.L.) на эту величину, в зависимости от массы W_R -бозона, полученные в эксперименте DØ [10].

Нижний предел на массу W_R -бозона можно получить из результатов

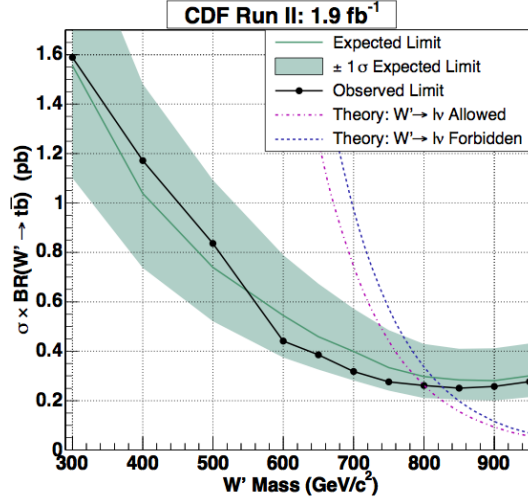


Рис. 2.2. Предсказываемое сечение $\sigma_{W_R} \times B(W_R \rightarrow t\bar{b})$ и установленные пределы (95% C.L.) на эту величину, в зависимости от массы W_R -бозона, полученные в эксперименте CDF [11].

экспериментов по измерению разницы масс K_S и K_L мезонов. В предположении, что в диаграмме, представленной на рис. 2.3, кроме W_L -бозона, также участвует W_R -бозон, можно получить, что $m(W_R) > 1.6$ ТэВ [12].

Предел на массу W_R -бозона также можно получить из анализа потока частиц от вспышки сверхновой SN1987A [13–15]. Область исключенных масс для W_R -бозона составляет $0.5 < m(W_R) < 22.4$ ТэВ, в предположении, что право-поляризованные нейтрино рождаются в реакции $e_R^- p \rightarrow \nu_R n$, $m(\nu_R) < 10$ МэВ, и отсутствует интерференция между W_L и W_R бозонами.

2.2. Поиски тяжелого нейтрино

Прямые поиски парного рождения тяжелых нейтрино в процессе $e^+e^- \rightarrow L^0 \bar{L}^0 (L^0 \rightarrow \ell^\pm W^\mp)$ проводились на экспериментах L3 [16], ALEPH [17] и DELPHI [18]. В эксперименте L3 были установлены следующие пределы

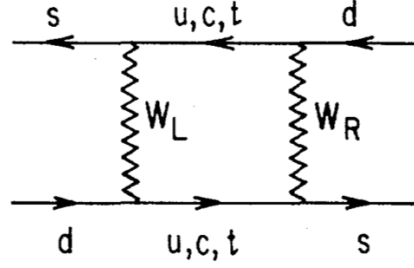


Рис. 2.3. Диаграмма для перехода $\bar{s}d \rightarrow s\bar{d}$ с обменом W_L и W_R бозонами [12].

(95% C.L.) на массу тяжелого нейтрино:

- $L^0 \rightarrow eW, m(L_{Dirac}^0) > 100.8 \text{ ГэВ}, m(L_{Majorana}^0) > 89.5 \text{ ГэВ}$
- $L^0 \rightarrow \mu W, m(L_{Dirac}^0) > 101.0 \text{ ГэВ}, m(L_{Majorana}^0) > 90.7 \text{ ГэВ}$
- $L^0 \rightarrow \tau W, m(L_{Dirac}^0) > 90.3 \text{ ГэВ}, m(L_{Majorana}^0) > 80.5 \text{ ГэВ}$

Пределы на массу тяжелого нейтрино, полученные в эксперименте ALEPH, следующие (95% C.L.):

- $L^0 \rightarrow e(\mu)W, m(L_{Dirac}^0) > 63 \text{ ГэВ}, m(L_{Majorana}^0) > 54.3 \text{ ГэВ}$
- $L^0 \rightarrow \tau W, m(L_{Dirac}^0) > 63.6 \text{ ГэВ}, m(L_{Majorana}^0) > 55.2 \text{ ГэВ}$

Предел (95% C.L.) на массу тяжелого нейтрино был также получен в эксперименте DELPHI:

- $L^0 \rightarrow eW, m(L^0) > 76.5 \text{ ГэВ}$
- $L^0 \rightarrow \mu W, m(L^0) > 79.5 \text{ ГэВ}$
- $L^0 \rightarrow \tau W, m(L^0) > 60.5 \text{ ГэВ}$

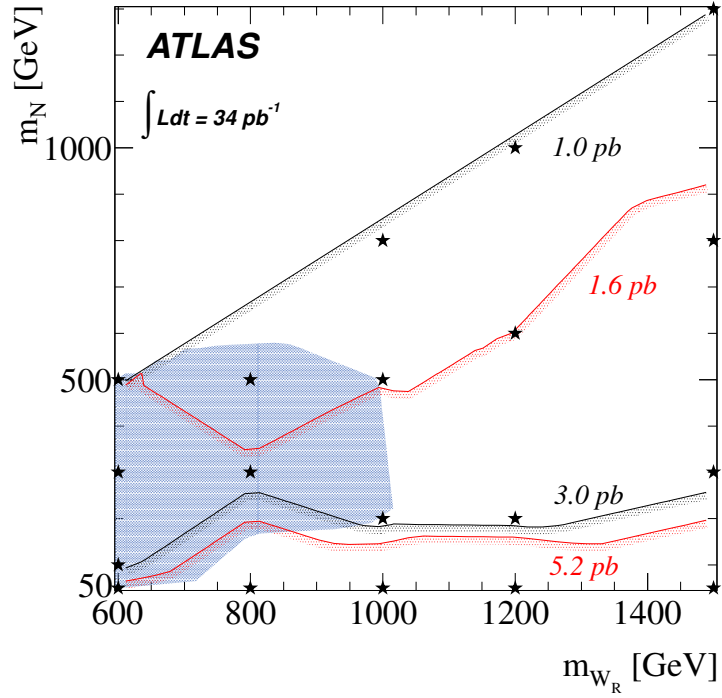
2.3. Поиски W_R -бозона и тяжелого нейтрино на малой интегральной светимости в экспериментах на LHC

В настоящее время в экспериментах на LHC ведутся поиски W_R -бозона и тяжелого нейтрино. На детекторе ATLAS поиск данных частиц проводился в рамках анализа по инклюзивному изучению событий с двумя лептонами одинакового заряда на данных, соответствующих интегральной светимости 34 пб^{-1} [2]. В данном анализе были получены пределы на массы W_R -бозона и тяжелого нейтрино, показанные на рис. 2.4. Результаты приведены для суммы каналов, $e^\pm e^\pm$ и $\mu^\pm \mu^\pm$, в предположении отсутствия смешивания между тяжелыми нейтрино.

По данным 2010 года (34 пб^{-1}) на детекторе ATLAS были получены пределы на массы рассматриваемых новых частиц при анализе событий с двумя лептонами и числом струй ≥ 1 . На рис. 2.5 представлены результаты в предположении отсутствия смешивания между тяжелыми нейтрино (а), и (б) — в предположении максимального смешивания между электронным и мюонным тяжелыми нейтрино.

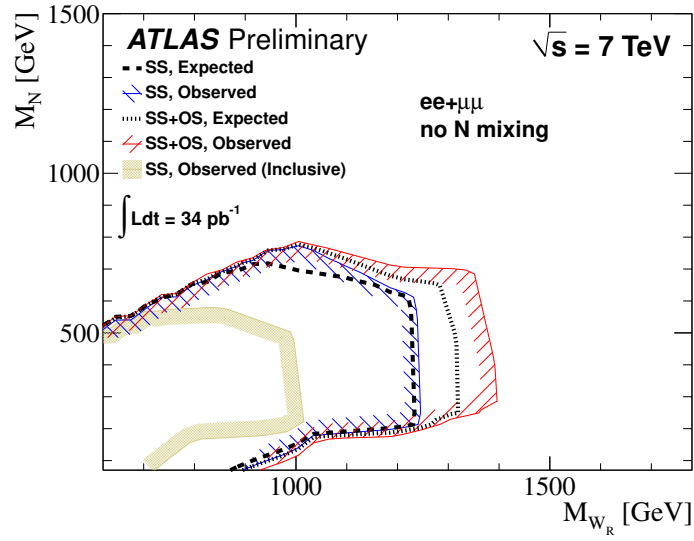
Автором была получена часть результатов для инклюзивного анализа, а также результаты в анализе данных 2010 года.

На рис. 2.6 представлены результаты поиска тяжелого нейтрино и W_R -бозона в канале $W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell \ell jj$ на детекторе CMS, в предположении отсутствия смешивания между тяжелыми нейтрино [19]. Результаты приведены для интегральной светимости 240 пб^{-1} .

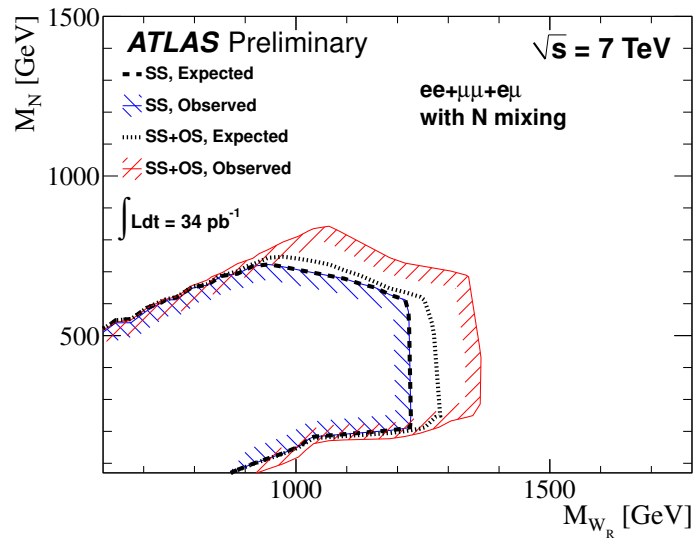


(a)

Рис. 2.4. Установленные пределы (95% C.L.) на массы W_R -бозона и тяжелого нейтрино в инклюзивном анализе с двумя лептонами одинакового заряда на детекторе ATLAS [2]. Исключенная область масс находится внутри контура. На рисунке также показаны области верхних пределов (95% C.L.) на измеренное сечение процесса.



(a)



(б)

Рис. 2.5. Установленные пределы (95% C.L.) на массы W_R -бозона и тяжелого нейтрино на детекторе ATLAS по данным 2010 года [3] (a) — при отсутствии смешивания и (б) — при наличии смешивания между электронным и мюонным тяжелыми нейтрино. Исключенная область масс находится внутри контура.

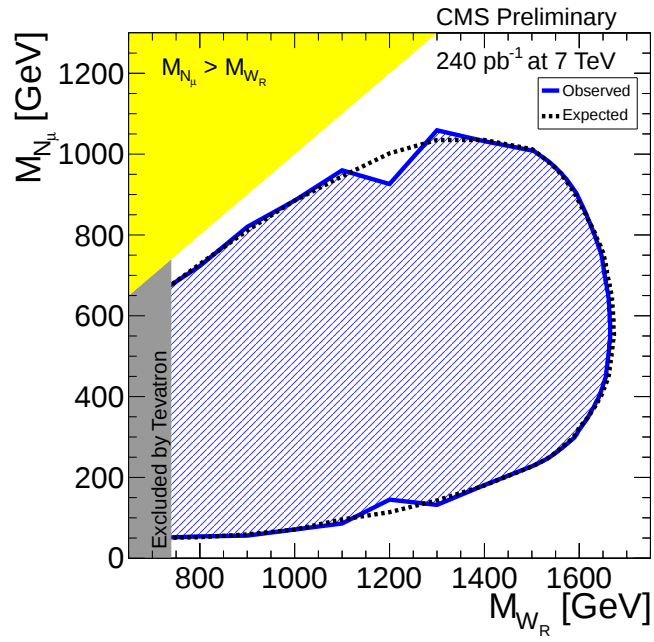
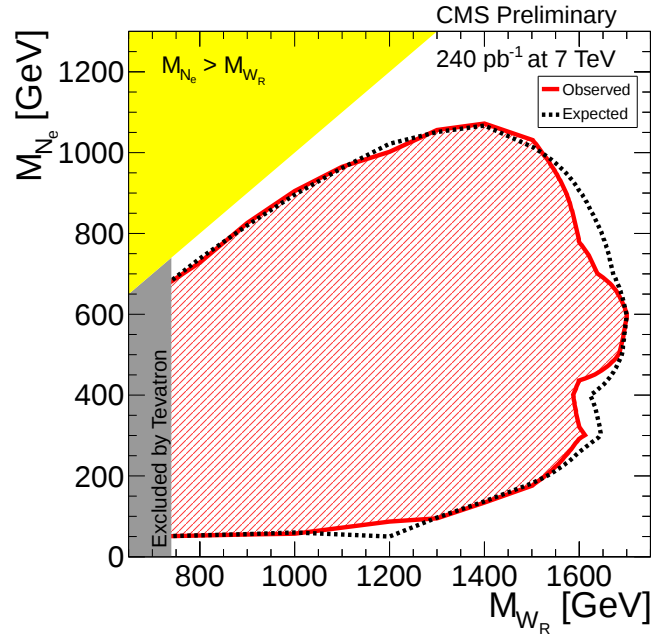


Рис. 2.6. Установленные пределы (95% C.L.) на массы W_R -бозона и тяжелого нейтрино в (а) ee и (б) $\mu\mu$ каналах [19] на детекторе CMS. Исключенная область масс находится внутри контура.

Глава 3

Эксперименты на Большом Адронном Коллайдере

3.1. Ускорительный комплекс

Большой адронный коллайдер (ЛHC) является двухкольцевым ускорителем протонов с периметром кольца $\simeq 27$ км, расположенным в туннеле диаметром 3 м на глубине 100 м под землей. На ЛHC работают четыре основных эксперимента по изучению элементарных частиц: ATLAS, CMS, LHCb и ALICE. На рис. 3.1 показан внешний вид кольца ускорительного комплекса и обозначены места расположения детекторов.

На первом этапе протоны ускоряются до энергии 750 кэВ (RFQ). После этого протоны ускоряются в линейном ускорителе LINAC3 до энергии 160 МэВ и попадают в Proton Synchrotron Booster (PSB), представляющий собой четыре ускорительных кольца, каждое из которых имеет периметр 157 м. В PSB пучок протонов разгоняется до энергии 1.4 ГэВ. Дальнейшее ускорение протонов до энергии 25 ГэВ осуществляется в Proton Synchrotron (PS), периметр которого составляет 628 м. В PS формируются начальные сгустки протонов с временным промежутком 25 нс. Следующий этап ускорения протонов до энергии 430 ГэВ производится с помощью Super Proton Synchrotron (SPS), имеющего периметр 7 км. После прохождения данного этапа ускорения пучки отправляются в основное кольцо ЛHC, где они достигают максимальной энергии 3.5 ТэВ. Время жизни протонных пучков составляет около 10 часов.

Детекторы ATLAS и CMS являются детекторами, предназначенными

для работы при высокой светимости $\simeq 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$. Проектная рабочая светимость ЛНС для детектора LHCb составляет $\simeq 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$, для детектора ALICE — $\simeq 10^{27} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ (режим столкновения ионов свинца). Места встречи пучков для детекторов ATLAS и CMS организованы одинаковым образом, за исключением того факта, что угол столкновения пучков лежит в вертикальной плоскости для ATLAS, а для CMS — в горизонтальной плоскости.

Кроме протон-протонных столкновений в экспериментах на ЛНС, для изучения состояния кварк-глюонной плазмы проводились столкновения ионов свинца ^{208}Pb при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 574 \text{ ТэВ}$, что соответствует энергии нуклона в пучке — 1.38 ТэВ .

Светимость ЛНС определяется параметрами пучка [20]:

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F, \quad (3.1)$$

где N_b — число протонов в сгустке, n_b — число сгустков в пучке, f_{rev} — частота обращения пучков, γ_r — релятивистский фактор, ϵ_n — поперечный эммиттанс пучка, β^* — β -фактор в месте встречи пучков, F — фактор уменьшения светимости из-за наличия ненулевого угла между сталкивающимися пучками:

$$F = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*}\right)^2}}, \quad (3.2)$$

где θ_c — угол между пучками, σ_z — продольный разброс в пучке, σ^* — поперечный разброс в пучке в месте встречи. Проектные параметры ЛНС представлены в таблице 3.1.

Дипольный магнит является одной из основных частей ЛНС. Биполярное магнитное поле создается токами, протекающими в сверхпроводящей

периметр кольца	26658.883 м
энергия протона	7000 ГэВ
число протонов в пучке	$1.15 \cdot 10^{11}$
число сгустков	2808
ток в пучке	0.582 А
пиковая светимость	$1.0 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1}$

Таблица 3.1. Проектные параметры ЛНС.

обмотке магнитов. Магниты находятся при температуре сверхтекучего гелия -271 градус Цельсия. Каждый дипольный магнит имеет длину 15 м.

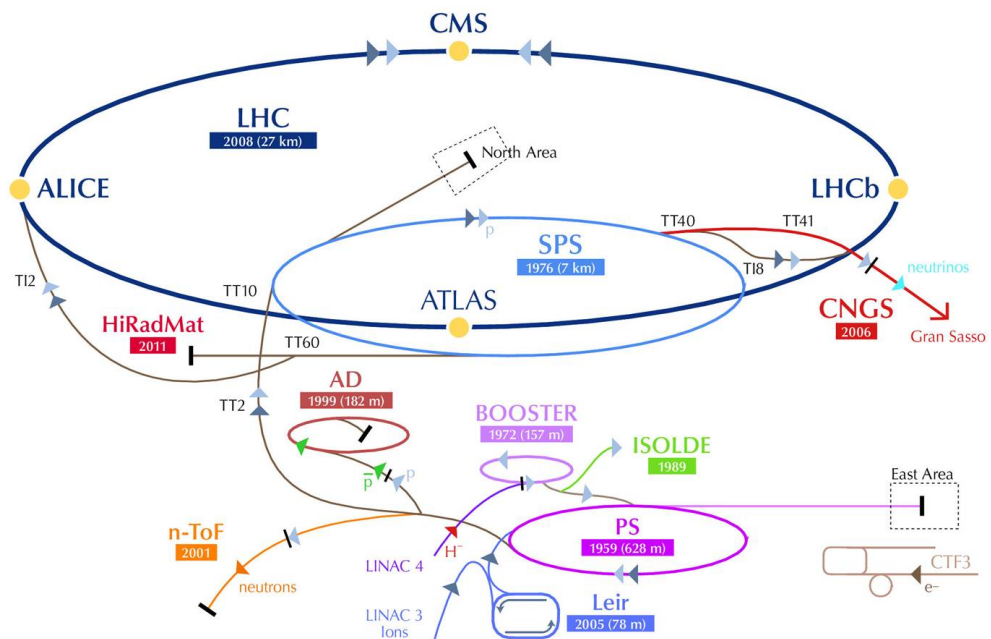


Рис. 3.1. Схема ускорительного комплекса ЦЕРНа и расположение детекторов.

3.2. Детекторы и задачи экспериментов

Детектор ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) является самым большим детектором элементарных частиц для изучения широкого спектра задач. Среди задач эксперимента можно выделить поиск бозона Хиггса, дополнительных размерностей пространства, суперсимметричных частиц, а также проверку предсказаний других расширений Стандартной модели и др. Детектор имеет форму цилиндра длиной 46 м и диаметром 25 м. Вес детектора составляет 7000 тонн. Детальное описание детектора приводится в главе 4.

Детектор CMS (Compact Muon Solenoid) [21] является детектором элементарных частиц, и, также как и детектор ATLAS, предназначен для широкого спектра изучаемых задач. Одной из основных частей детектора является сверхпроводящий соленоид длиной 13 м и диаметром 6 м для получения магнитного поля $\simeq 4$ Т. Детектор имеет цилиндрическую форму с длиной 21 м и диаметром 15 м. Вес детектора составляет 12500 тонн.

Детектор ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [22] является детектором для исследования взаимодействия тяжелых ионов, и основной целью эксперимента является изучение материи в состоянии кварк-глюонной плазмы, механизма удержания кварков в нуклонах. По предсказаниям термодинамики КХД, при достаточно больших значениях плотности частиц возможен переход адронной материи к ее плазменному состоянию со свободными кварками и глюонами, — переход, который имел место быть при зарождении Вселенной в течение первых 100 мксек после момента Большого взрыва. Детектор имеет форму цилиндра длиной 26 м и диаметром 16 м с весом 10000 тонн.

Основной задачей эксперимента LHCb (Large Hadron Collider beauty

experiment) [23] является изучение механизма CP-нарушения в распадах В-мезонов, а также других тяжелых адронов. Данные исследования можно рассматривать как поиск новой физики за пределами Стандартной модели, так как величина CP-нарушения в электрослабой модели не способна объяснить наблюдаемую асимметрию между материей и антиматерией, и, не исключено, что существуют новые источники CP-нарушения, в том числе, и в распадах тяжелых адронов. Детектор LHCb представляет собой одноплечевой спектрометр, имеет длину 21 м, высоту 10 м и ширину 13 м.

Глава 4

Описание детектора ATLAS

Детектор ATLAS является крупнейшим детектором элементарных частиц для изучения широкого спектра задач по поиску новых частиц и проверке предсказаний Стандартной модели [24]. Для решения таких задач необходимо, чтобы детектор был способен работать в условиях набора данных при высокой светимости pp столкновений $\mathcal{L} \simeq 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$, что, в свою очередь, определяет основные требования к качеству работы подсистем детектора для надежной идентификации частиц, рожденных в результате pp взаимодействия. Основными особенностями детектора ATLAS для решения подобных задач являются:

- электромагнитный калориметр для идентификации электронов и фотонов, а также адронный калориметр для идентификации струй, обладающие высокой герметичностью для реконструкции энергии слабо-взаимодействующих частиц;
- мюонная система для идентификации мюонов и подавления космических событий;
- высокая эффективность реконструкции треков и вершин взаимодействия в трековой системе в условиях высокой светимости pp столкновений;
- высокая эффективность триггера.

В столкновениях адронов происходит большое количество взаимодействий с малыми передачами поперечного импульса, и поэтому более удобно

характеризовать подобные взаимодействия величиной, инвариантной относительно преобразований Лоренца вдоль оси пучков. В качестве такой переменной можно использовать величину, называемой “быстротой”, которая зависит от направления вылета частицы в детекторе и ее энергии. Быстрота для частицы определяется следующим образом:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E + p_z}{E - p_z} \right] \quad (4.1)$$

и является инвариантом относительно преобразований Лоренца.

При описании результатов взаимодействия сталкивающихся адронов в детекторе часто используют “псевдо-быстроту”, которая не зависит от энергии и импульса частицы [25]:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right] = \ln \left[\frac{1 + \cos(\theta)}{1 - \cos(\theta)} \right]^{1/2} = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (4.2)$$

Использование “псевдо-быстроты”, вместо полярного угла, представляется более удобным в физике столкновений адронных пучков при наличии детекторов на малых углах, так как распределение частиц по данному параметру выглядит намного более равномерным, чем с использованием θ .

Схема детектора ATLAS показана на рис. 4.1. На детекторе используется правая система координат с началом отсчета в месте столкновения пучков. Ось x направлена к центру ускорительного кольца, а ось y направлена вверх перпендикулярно плоскости земли. Ось z направлена вдоль оси пучков.

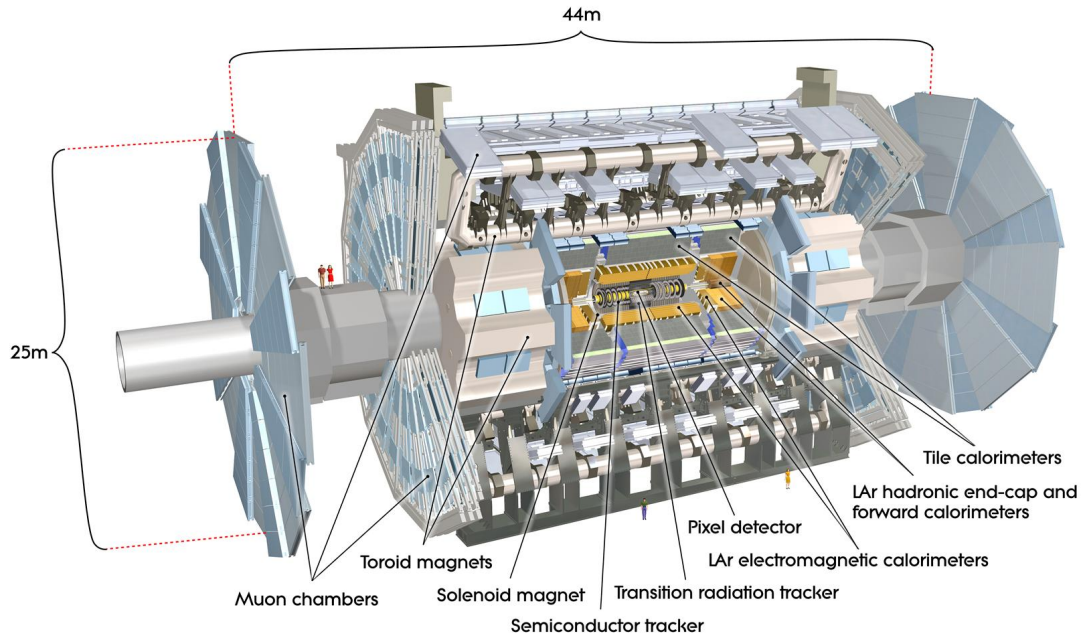


Рис. 4.1. Схема детектора ATLAS.

Основные характеристики подсистем детектора представлены в таблице 4.1.

Детектор	Разрешение	Область по η	
		Измерение	Триггер
Трековая система	$\sigma_{P_T}/P_T = 0.05\% / P_T \oplus 1\%$	± 2.5	
Электромагнитный калориметр	$\sigma_E/E = 10\% / \sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.5	± 2.5
Адронный калориметр			
Баррельные и торцевые модули	$\sigma_E/E = 50\% / \sqrt{E} \oplus 3\%$	± 3.2	± 3.2
Форвард калориметр	$\sigma_E/E = 100\% / \sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
Мюонная система	$\sigma_{P_T}/P_T = 10\%$ при $P_T = 1$ ТэВ	± 2.7	± 2.4

Таблица 4.1. Основные характеристики подсистем детектора АТЛАС.

4.1. Магнитная система

Магнитная система детектора [26] состоит из четырех сверхпроводящих магнитов:

- центральный соленоид (CS) для создания магнитного поля в трековом детекторе;
- баррельный тороид (BT) и два торцевых тороида (ECT) с воздушным ярмом для создания поля в мюонной системе.

Основные характеристики магнитной системы представлены в таблице 4.2. Для охлаждения магнитов до сверхнизких температур (4.5 K) используется жидкий гелий.

	Соленоид	Баррельный тороид	Торцевой тороид
внутренний диаметр	2.44 м	9.4 м	1.65 м
внешний диаметр	2.63 м	20.1 м	10.7 м
длина	5.3 м	25.3 м	5 м
число обмоток	1	8	8
полный вес	5.7 тонн	830 тонн	239 тонн
ток в обмотке	7.6 кА	20.5 кА	20 кА
макс. магнитное поле	2.6 Т	3.9 Т	4.1 Т

Таблица 4.2. Основные характеристики магнитной системы детектора АТЛАС.

Центральный соленоид обеспечивает однородное магнитное поле $\simeq 2\text{Т}$ в области расположения трекового детектора. Соленоид расположен перед электромагнитным калориметром и находится в криостате жидкоаргонного

калориметра. Продольный размер центрального соленоида составляет 5.3 м, с размером внутреннего отверстия 2.4 м.

Баррельный тороид является самым большим компонентом магнитной системы детектора и состоит из восьми сверхпроводящих обмоток, каждая из которых помещена в индивидуальный криостат. Данная конструкция баррельного тороида позволяет разместить мюонные камеры между его обмотками. Продольный размер баррельного тороида составляет 26 м, внешний диаметр — 20 м. Максимальное значение магнитного поля в баррельном тороиде составляет 3.9 Т.

Два тороида, расположенные в торцевых частях детектора, создают магнитное поле в области больших значений псевдо-быстроты. Торцевой тороид состоит из восьми секторов, сверхпроводящих обмоток, расположенных вплотную к друг другу. Длина торцевого тороида составляет 5 м с внешним диаметром 10.7 м, и диаметром внутреннего отверстия 1.65 м. Максимальное значение магнитного поля составляет 4.1 Т.

4.2. Трековый детектор

Задачей трекового детектора является реконструкция треков и вершин взаимодействия с максимально высокой эффективностью и точностью, что позволяет идентифицировать частицы с малым временем жизни. Трековый детектор покрывает область $|\eta| < 2.5$ и обеспечивает высокую точность измерения параметров треков с использованием дополнительной информации о реконструкции события в калориметре и мюонной системе.

Схема детектора представлена на рис. 4.2 и 4.3. Геометрически трековый детектор состоит из трех частей: центральной (баррельной) и двух торцевых частей. Трековый детектор включает в себя пиксельный де-

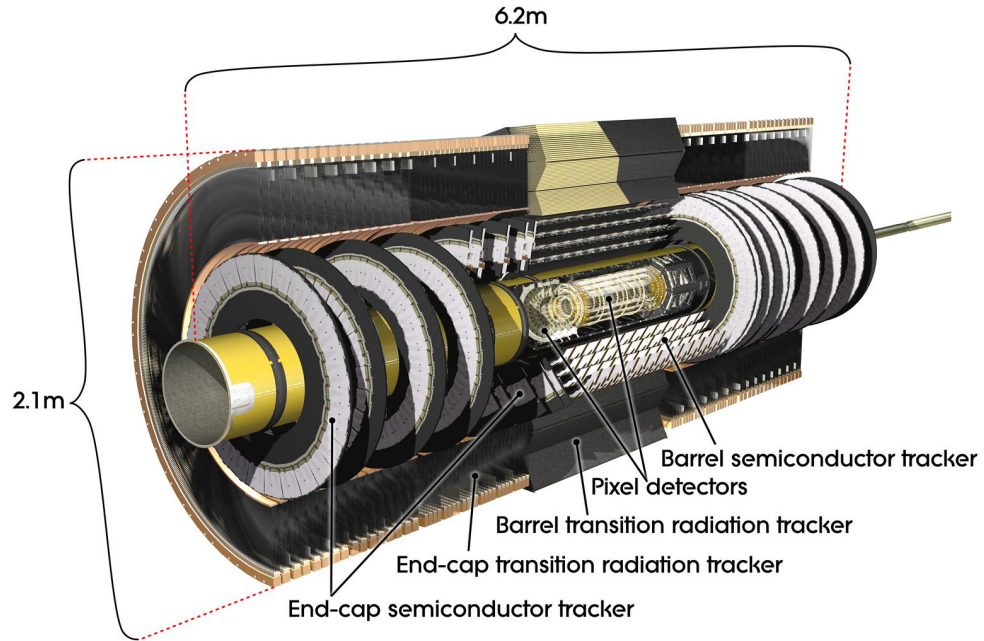


Рис. 4.2. Схема трекового детектора.

тектор (PIX), полупроводниковый трековый детектор (SCT) и детектор переходного излучения (TRT). Магнитное поле в трековой системе создается соленоидом и составляет 2 Т. Внешний радиус системы равен 115 см и определяется внутренним размером криостата, в котором расположен электромагнитный калориметр на основе жидкого аргона. Полная длина детектора составляет 7 м. Баррельная часть детектора представляет собой концентрические цилиндры вокруг оси пучков в области $\eta < 1$. Торцевые модули расположены перпендикулярно оси пучков. Часть детектора SCT, состоящая из пиксельных элементов, представляет собой слои, сегментированные по $R - \phi$ и z . Подсистема детектора SCT состоит из кремниевых полосок, расположенных под углом (40 мрад) для измерения двух координат. Схема PIX и SCT детекторов в $R - \phi$ плоскости показана на рис. 4.4(а). Пропорциональные газовые трубки в детекторе TRT расположены параллельно оси пучков. В торцевой части трекового детектора регистрирующие

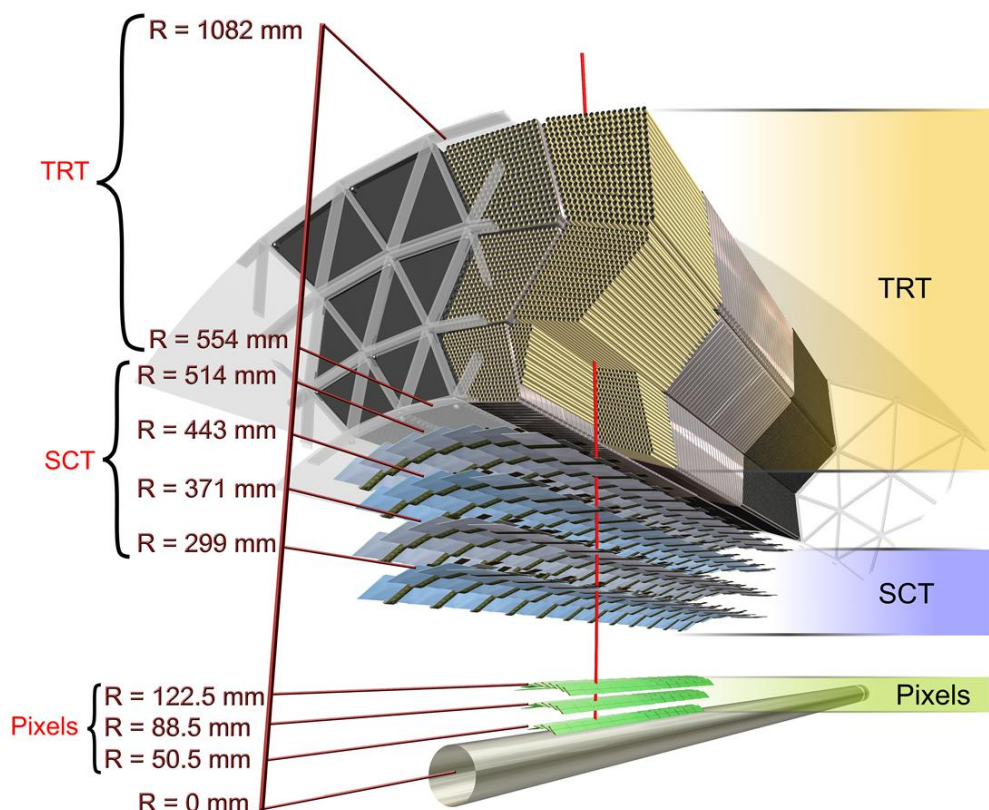


Рис. 4.3. Радиальные размеры подсистем трекового детектора.

элементы расположены в плоскости, перпендикулярной оси пучков.

4.2.1. Пиксельный детектор

Пиксельный детектор расположен максимально близко к оси пучков и, в значительной степени, определяет пространственное разрешение в измерении прицельных параметров треков, а также возможность идентификации короткоживущих частиц, таких как b -кварки и τ -лептоны. Полное число чувствительных элементов, размером $50 \times 300 \mu\text{m}^2$, в детекторе составляет приблизительно $140 \cdot 10^6$. Пиксельный детектор состоит из трех баррельных

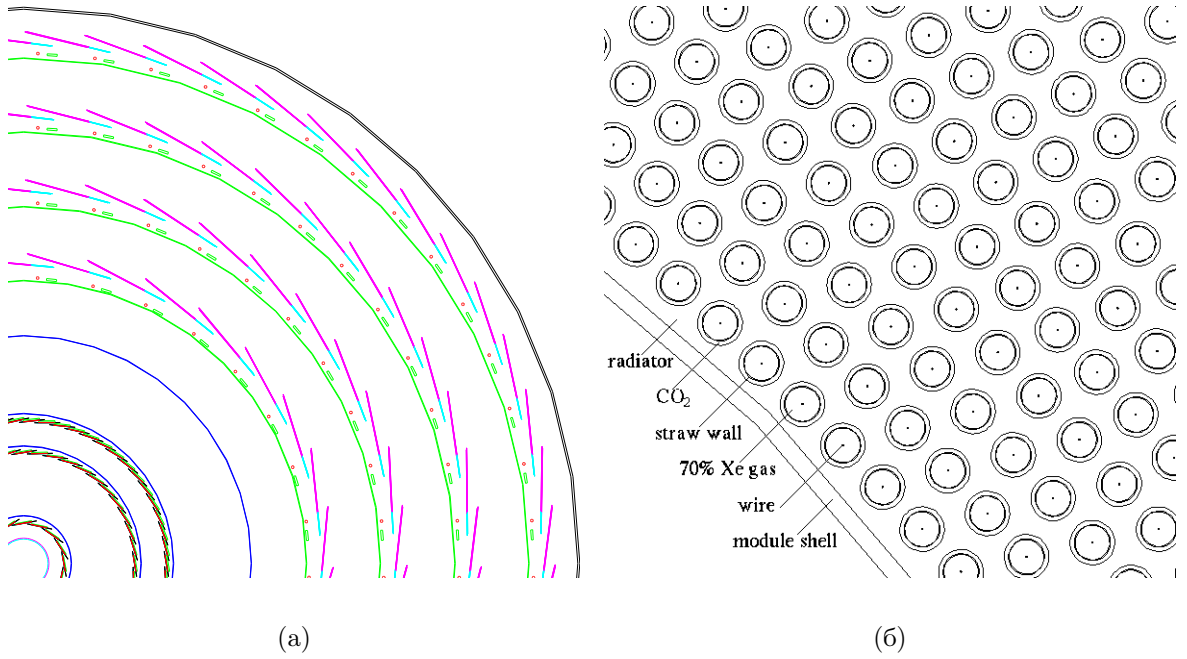


Рис. 4.4. (а) — схема PIX и SCT детекторов в $R - \phi$ плоскости, (б) — схема расположения газовых трубок в детекторе TRT.

частей с радиусами 4, 11 и 14 см, а также четырех дисков с внутренним и внешним радиусами 11 и 20 см соответственно.

4.2.2. Стриповый детектор

Детектор SCT представляет собой баррельный модуль, состоящий из четырех цилиндрических слоев кремниевых полупроводниковых детекторов с радиусами 300, 373, 447 и 520 мм. Детектор обеспечивает измерение координат четырех точек на треке в $R - \phi$ плоскости и по z координате. Каждый полупроводниковый сегмент детектора представляет собой область $6.36 \times 6.40 \text{ см}^2$ с 786-ю считывающими полосками с шагом $80 \text{ }\mu\text{м}$. Полное число считывающих каналов составляет $6.2 \cdot 10^6$. Пространственное разрешение детектора составляет $\simeq 16 \text{ }\mu\text{м}$ в $R - \phi$ плоскости и $\simeq 580 \text{ }\mu\text{м}$ по z -координате. Два трека могут быть идентифицированы, если расстояние

между ними составляет $\gtrsim 200 \mu\text{м}$.

4.2.3. Детектор переходного излучения

Детектор TRT состоит из пропорциональных газовых камер-трубок, в которых рабочим газом является ксенон. Идентификация электронов происходит по регистрации фотонов переходного излучения, возникающего в результате взаимодействия электронов с веществом-радиатором, находящимся между газовыми трубками (рис. 4.4(б)). Диаметр каждой трубки составляет 4 мм, а максимальная длина — 150 см. В баррельной части детектора находится примерно $50 \cdot 10^3$ трубок, каждая из которых разделена на две части для увеличения быстродействия при считывании. В торцевых модулях TRT содержится примерно $320 \cdot 10^3$ радиальных трубок. Для каждого считывающего канала производится измерение времени дрейфа, дающее пространственное разрешение $\simeq 170 \mu\text{м}$ на канал.

Детектор переходного излучения позволяет улучшить точность измерения импульса трека, реконструированного в трековой системе, так как измерение координат точки взаимодействия частицы в данном детекторе производится с точностью $50 \mu\text{м}$, а также обеспечивает начальное подавление событий с π -мезонами на уровне от 15 до 200 раз при эффективности регистрации электронов $\simeq 90\%$.

4.3. Калориметр

Калориметр, схема которого показана на рис. 4.5, состоит из электромагнитной части, расположенной в области $|\eta| < 3.2$, баррельного адронного калориметра в области $|\eta| < 1.7$, адронного торцевого калориметра в $1.5 < |\eta| < 3.2$ и форвард калориметра в $3.1 < |\eta| < 4.9$. Электромагнитный

калориметр является детектором на основе свинца и жидкого аргона с геометрией “аккордеон”. В области $|\eta| < 1.5$ и $1.7 < |\eta| < 1.8$ находится предливневый детектор (“пресэмплер”), который используется для определения энергии частицы с коррекцией на энергетические потери частицы в веществе перед калориметром. Баррельная часть адронного калориметра представляет собой цилиндр, разделенный на три секции: центральная и две расширенные баррельные части, и состоит из пластиковых сцинтилляционных плит, помещенных в железный поглотитель. Для области больших значений η используется технология на основе жидкого аргона: адронный торцевой и форвард калориметры.

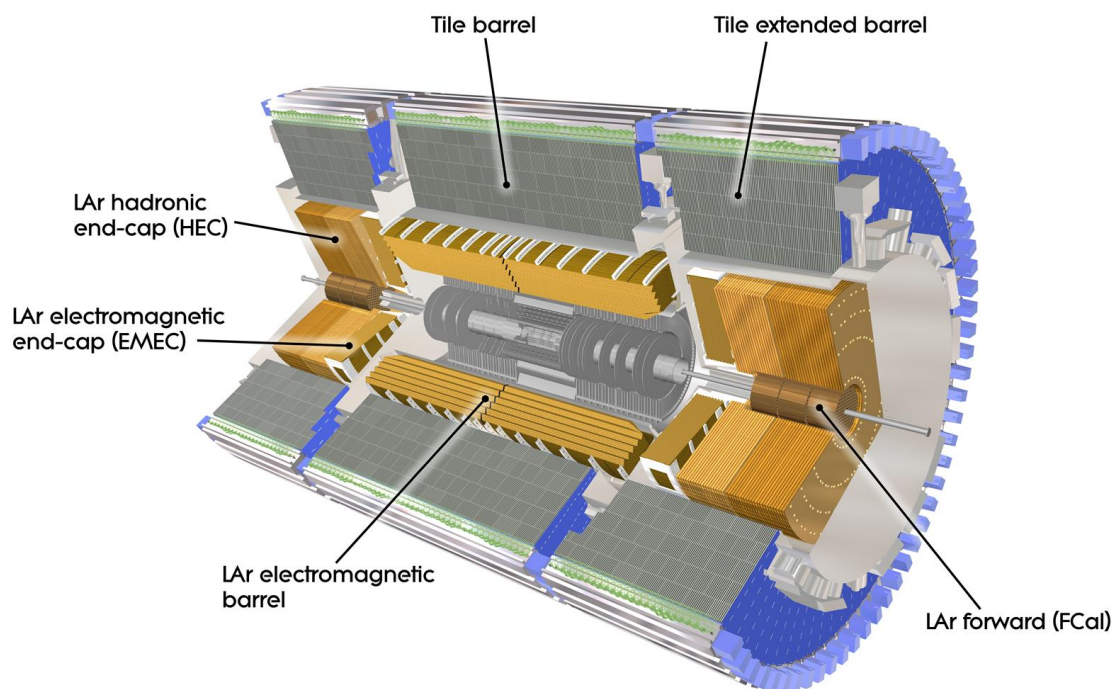


Рис. 4.5. Схема калориметра.

4.3.1. Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр состоит из баррельной ($|\eta| < 1.475$) и двух торцевых частей ($1.375 < |\eta| < 3.2$). Баррельная часть состоит из двух одинаковых частей, разделенных между собой промежутком 6 мм при $z = 0$. Каждая из двух торцевых частей представляет собой два коаксиальных колеса: внешнее и внутреннее колеса в области $1.375 < |\eta| < 2.5$ и $2.5 < |\eta| < 3.2$ соответственно. В электромагнитном калориметре с геометрией электродов “аккордеон” (рис. 4.6) используется технология на основе жидкого аргона, а также свинец в качестве поглощающего материала в баррельной (ЕМВ) и торцевых (ЕМЕС) частях. Частицы, попадая в свинцовые пластины, рождают гамма-кванты и электрон-позитронные пары. В результате образуется электромагнитный ливень. Ионизация, вызванная вторичными заряженными частицами в жидком аргоне, порождает электроны низкой энергии, которые дрейфуют к электроду из-за приложенного электрического поля между электродом и поглотителем. Время дрейфа составляет $\simeq 400$ нс. Токовые сигналы оцифровываются на АЦП с тактовой частотой 40 МГц.

4.3.2. Адронный калориметр

Адронный калориметр расположен в области $|\eta| < 5$ и состоит из нескольких основных частей, в которых используется различная методика для измерения энергосвечения частиц. В области $|\eta| < 1.6$, в баррельной и расширенных баррельных частях, используется технология на основе пластических сцинтилляторов и железного поглотителя, так называемый “Tile” калориметр (рис. 4.7). В области $1.5 < |\eta| < 3.2$ в торцевых частях используется технология на основе жидкого аргона. В области $3.2 < |\eta| <$

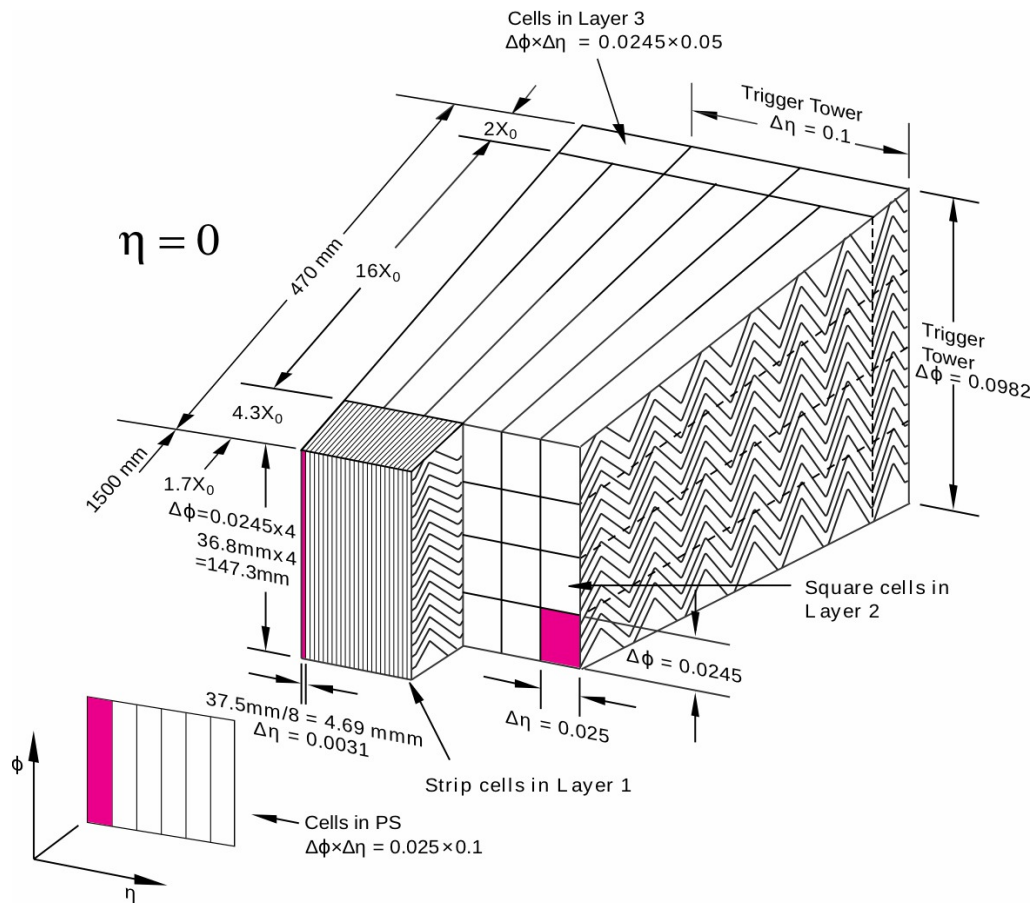


Рис. 4.6. Схема элемента электромагнитного LAr калориметра с геометрией “аккордеон”.

4.9 расположен форвард калориметр.

4.4. Мюонный детектор

Мюонный детектор состоит из баррельной и торцевых частей, в которых реализовано четыре вида технологии регистрации частиц при помощи газовых камер. Структура мюонного детектора позволяет измерять три точки на треке при практически любом телесном угле начальной частицы. Баррельная часть детектора помещена в область магнитного поля, что позволяет измерять импульс частицы по кривизне ее траектории. Магнитное

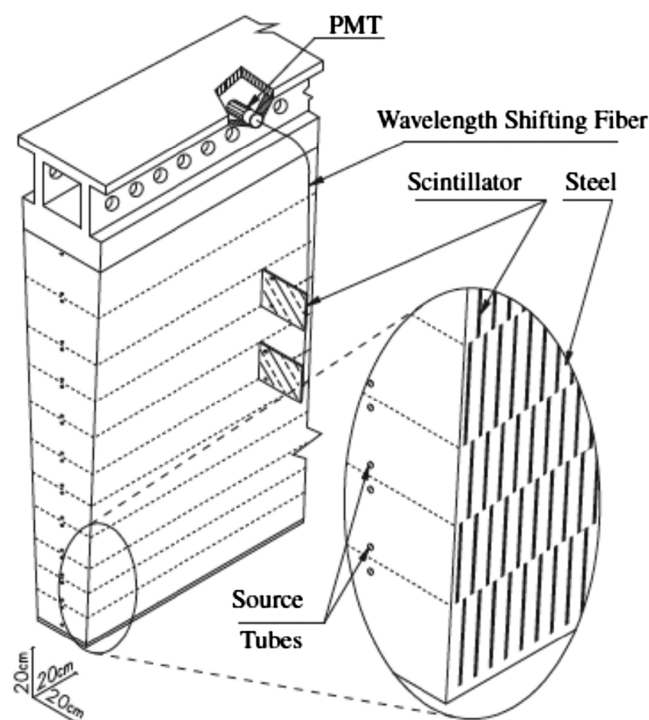


Рис. 4.7. Схема модуля “Tile” калориметра.

поле в торцевой части детектора отсутствует, главной задачей данной системы является определение точки вылета частицы.

Баррельная часть мюонной системы состоит из трех концентрических цилиндров вокруг оси пучков с радиусами 5, 7.5 и 10 м, и соответствует области $|\eta| < 1$. Торцевой детектор соответствует области $1 < |\eta| < 2.7$, каждая из двух частей которого состоит из четырех дисков.

Monitoring Drift Tubes (MDT) используются в баррельной и торцевых частях, кроме торцевого диска, ближайшего к месту встречи. В области $2 < |\eta| < 2.7$ используются Cathode Strip Chambers (CSC). Организация триггера реализована с помощью Resistive Plate Chambers (RPC) и Thin Gap Chambers (TGC) в баррельной и торцевых частях соответственно.

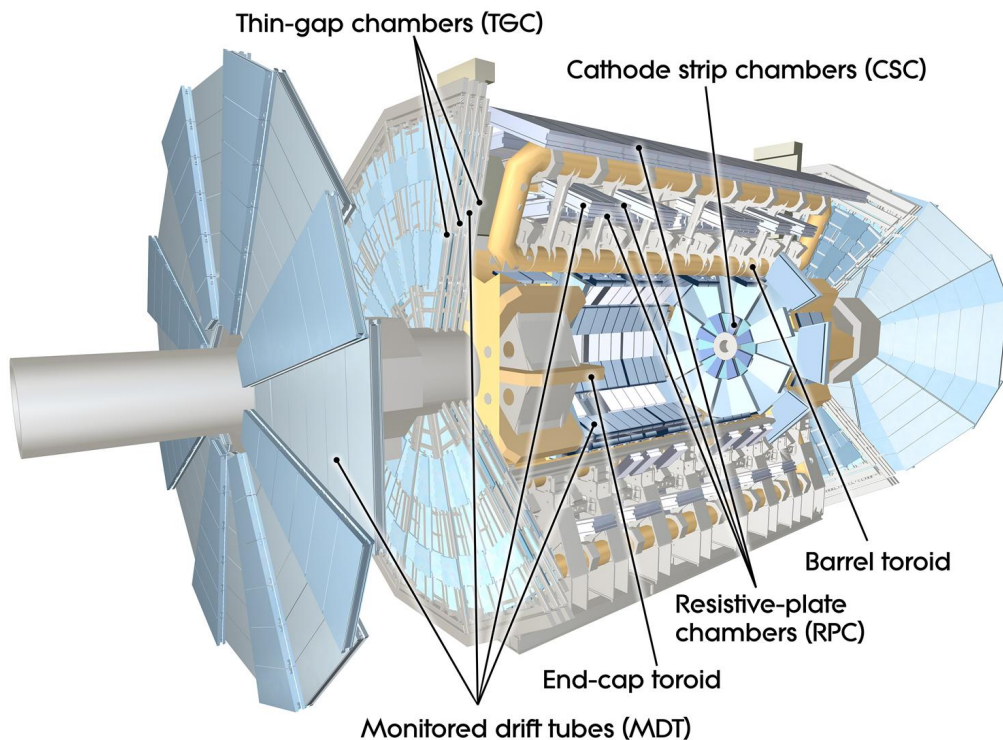


Рис. 4.8. Схема мюонного детектора.

4.5. Триггер и система сбора данных

Задачей системы сбора данных является оцифровка сигналов с детектора и начальная отбраковка фоновых событий с последующей записью отобранных данных на дисковый массив. Триггер представляет собой трехуровневую систему по первичному отбору событий: “Level 1”, “Level 2” и “Event Filter” (EF). Level 2 и EF объединены в High Level Trigger (HLT) [27]. Триггер первого уровня “Level 1” представляет собой организацию логики отбора событий на уровне оцифровки сигналов с детектора, в то время, как триггер HLT является набором высокоуровневых программ с использованием информации о предварительной реконструкции событий в детекторе. Схематическое изображение основной организации триггера и системы сбора данных представлено на рис. 4.9.

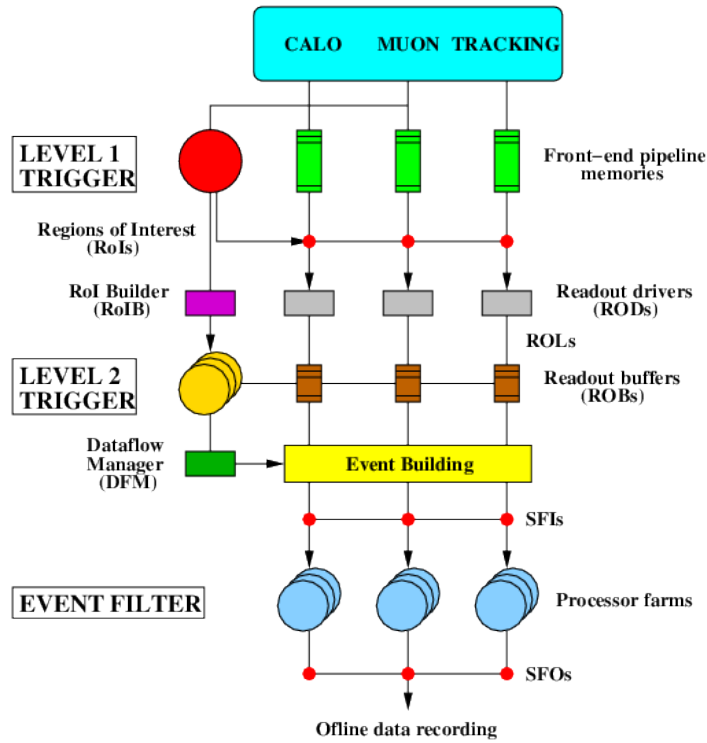


Рис. 4.9. Система сбора данных (DAQ) и уровни триггера детектора ATLAS.

Частота столкновений сгустков протонов составляет 40 МГц и задачей триггера и системы сбора данных является уменьшение объема записываемых событий до приемлемого уровня без существенной потери событий, представляющих интерес для эксперимента. Отбраковка событий триггером первого уровня позволяет понизить частоту записи событий до $\simeq 100$ кГц. После прохождения триггера второго уровня поток данных уменьшается до $\simeq 2$ кГц и после EF — до $\simeq 200$ Гц.

Основной частью первичного триггера является Central Trigger Processor (СТР), который выполняет роль первичного фильтра для отбора событий с использованием начальной информации о событии от калориметра и мюонной системы. Информация о результате работы СТР, а также другие сигналы с детектора с помощью Timing, Trigger and Control System (TTC)

буферизуются в Front-End Electronics. Время принятия решения первичного триггера составляет $\simeq 2.5$ мс.

В триггерной системе детектора ATLAS используется метод для эффективного отбора событий с использованием специальных областей, Region-of-Interest (RoI). RoI — это геометрически определенная область в детекторе с информацией о типе сработавшего первичного триггера и расположении (η, φ) триггерных Level1 объектов. Данная информация используется для дальнейшего отбора событий во вторичном триггере и составляет всего несколько процентов ($< 2\%$) от количества полной информации о событии, поступающей с детектора. Использование RoI позволяет существенно уменьшить поток данных с детектора.

Первичный триггер, реализованный на основе калориметрической информации (L1Calo) в качестве входных данных использует так называемые триггерные башни, представляющие собой сумму триггерных сигналов в конусе некоторого размера, как правило, $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. При подготовке к проведению эксперимента, а также во время технических остановок между периодами набора статистики проводится настройка работы запуска триггера с использованием триггерных башен. Например, во время работы детектора часть каналов электроники калориметра могла выйти из строя и поэтому необходимо проводить перенастройку запуска триггера в области детектора, в которой обнаружены данные неисправные каналы. Или же, например, появились шумящие каналы, из-за которых частота запуска L1Calo триггера стала превышать допустимый диапазон значений для стабильной работы триггерной системы. Для отслеживания подобного рода событий и эффектов автором была создана база данных с web-интерфейсом [28]. Эксперты, непосредственно работающие с настройкой триггерных башен, записывают их текущий статус работы, а также статус решения возникшей

проблемы, если таковая была обнаружена. На рис. 4.10 показана одна из страниц web-интерфейса для работы с базой данных. Реализованный web-интерфейс представляет собой набор функций по редактированию и добавлению записей в базу данных, а также поиск по уже существующим в базе данным.

The screenshot shows the LAr Trigger Noisy Tower Database web interface. The interface has a header with the title "LAr Trigger Noisy Tower Database" and a search bar. Below the search bar, there are several input fields for filtering data: channelId, date, elog, savannah, calocells, comment, action, state, and latest. There are also buttons for "search", "reset", and "clear".

channelId	date	submit time	elog	savannah	calocells	comment	action	state	edit
0x11f0003	23-8-2010	Mon Aug 23 18:58:15 2010	110612	EMPTY	0x38b81300	Contribution to EM3EMPTY L1 at about 10Hz. Note that this corresponds to a dead OTx / missing FEB. Special intervention was needed to identify the cell.	Shaper switch of calocell open/disabled. TT still enabled.	enabled	edit copy
0x170b02	15-8-2010	Mon Aug 23 18:55:23 2010	109172 109511	70931	0x39686900 0x39686a00	EM3EMPTY L1 almost stable at about 90Hz.	Shaper switch of both calocells open/disabled. TT still enabled.	enabled	edit copy
0x1110200	10-8-2010	Tue Aug 10 12:51:40 2010	108176	71112	0x38704d00	EM3EMPTY L1 almost stable at about 200Hz with PS factor of 150.	Shaper switch of calocell open/disabled. TT still enabled.	enabled	edit copy
0x1140302	9-8-2010	Mon Aug 9 20:07:40 2010	107980	EMPTY	EMPTY	TT re-enabled after an overlap region fix.	EMPTY	enabled	edit copy
0x140403	9-8-2010	Mon Aug 9 20:00:55 2010	107981	71233	0x39500d00	Has become constantly noisy, causing a continuous high rate (100Hz) for the L1 empty trigger items	Shaper switch of calocell open/disabled. TT still enabled.	enabled	edit copy

The footer of the interface contains the text: "Contact: Kirill Skovpen, Damien Prieur" and "Last modified - 06/25/2010 15:17:10".

Рис. 4.10. Web-интерфейс для базы данных с информацией о триггерных башнях.

Информация о событии поступает в считывающие блоки (ROS) вторичного триггера (LVL2). Информация о RoI посылается в LVL2 Processor (L2P), с помощью которого запрашивается чтение только лишь части данных, согласно определенным RoIs. Отбор событий на уровне LVL2 включает в себя отбор с использованием информации о энергоснабжении в событии, а также реконструированных треках в детекторе. Следует отметить, что в отличие от LVL1, при отборе событий в LVL2 также используется информация о

событиях от трекового детектора. Время принятия решения LVL2 триггера не превышает 10 мс.

События, прошедшие LVL2 отбор, анализируются Event Builder (EB) — системой, главной задачей которой является сбор информации от ROS системы и создание объекта “событие” определенного формата. После “сборки” события данные поступают в Event Filter (EF).

EF является последним уровнем триггера в DAQ, прошедшим который, событие записывается на дисковый массив. В отличие от LVL2, в EF используются более сложные методы реконструкции кластеров в калориметре и треков для детального анализа события. Типичный размер события составляет $\simeq 1.5$ Мб, а время принятия решения $\simeq 1$ сек.

На рис. 4.11 представлена частота счета триггера [29].

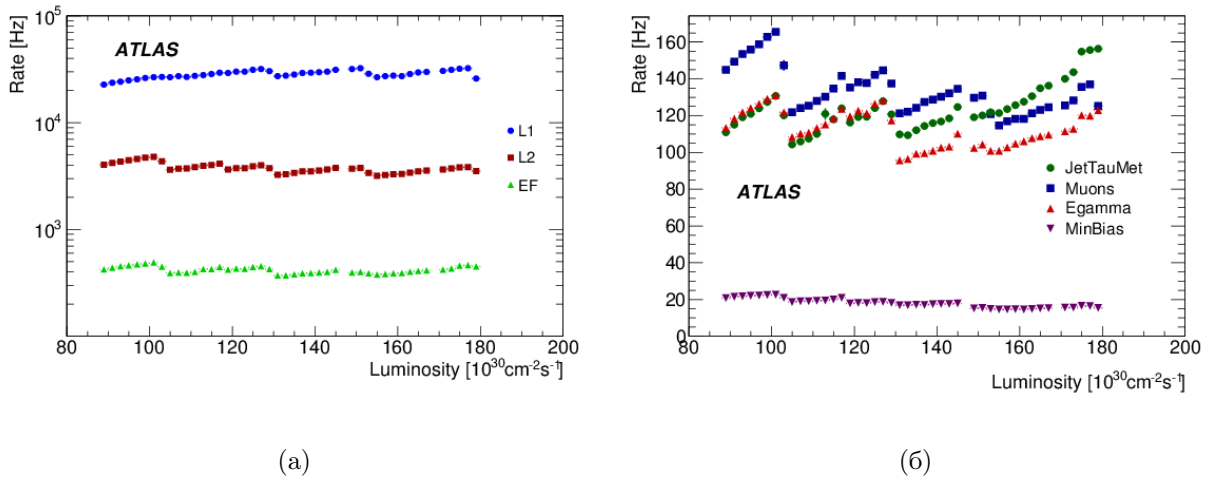


Рис. 4.11. Частота счета триггера в зависимости от мгновенной светимости для различных (а) уровней триггера и (б) потоков данных.

4.6. Система контроля детектора

Система контроля детектора (Detector Control System — DCS) представляет собой набор программ для обеспечения непрерывного контроля за состоянием всех подсистем детектора с осуществлением непосредственного взаимодействия с триггером и системой сбора данных. Схема организации DCS показана на рис. 4.12. DCS можно разделить на две части: Front-End (FE) и Back-End (BE) системы. FE представляет собой модули считывающей электроники, а также сопутствующие модули, такие, как источники питания и система охлаждения. BE состоит из трех частей: Local Control Stations (LCS) для контроля процессов, происходящих в подсистемах детектора, Sub-detector Control Stations (SCS) для осуществления высокоуровневого контроля за подсистемами с возможностью работы в автономном режиме, а также Global Control Stations (GCS) для непосредственного управления системой мониторинга из пультовой детектора ATLAS. На рис. 4.13 показан пример отображения информации о статусе работы подсистем детектора.

Одной из важных задач проверки стабильности работы систем детектора является мониторинг температуры блоков электроники. Отслеживание температуры Front-End Board (FEB) электроники калориметра было реализовано автором в виде специального пакета программ [30]. FEB представляет собой модуль электроники для усиления, формирования и оцифровки сигналов с калориметра [31]. Данная программа производит мониторинг потока данных DCS для каждого FEB и отслеживает изменения температуры датчиков, расположенных на блоке. Если температура превышает допустимые нормы, информация о данном канале электроники записывается в базу данных. Если замечено сильное превышение ограничений на изменение температуры, дополнительно информируется эксперт

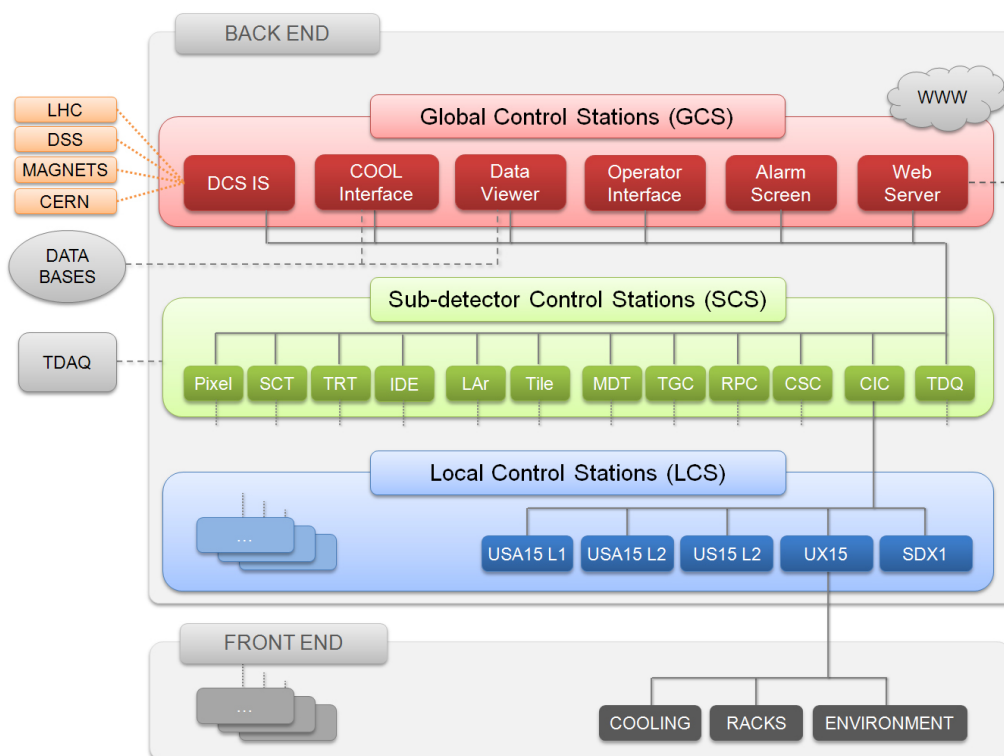


Рис. 4.12. Схема организации системы контроля детектора (DCS).

по системе для последующего устранения неполадки. На рис. 4.14 показано основное окно TDAQ GUI с отображением списка статусов запускаемых процессов, одним из которых является программа слежения за температурой электроники калориметра, разработанная автором.

4.7. Набор и обработка данных

За время работы LHC в 2011 году была набрана интегральная светимость 5.2 фб^{-1} . В настоящей работе рассматривается анализ, в котором изучались данные, соответствующие интегральной светимости 2.1 фб^{-1} и набранные с января по сентябрь 2011 года. В сентябре 2011 года произошла смена версии программы реконструкции, дополнительная проверка работы которой заняла некоторое время, что не позволило использовать весь объем

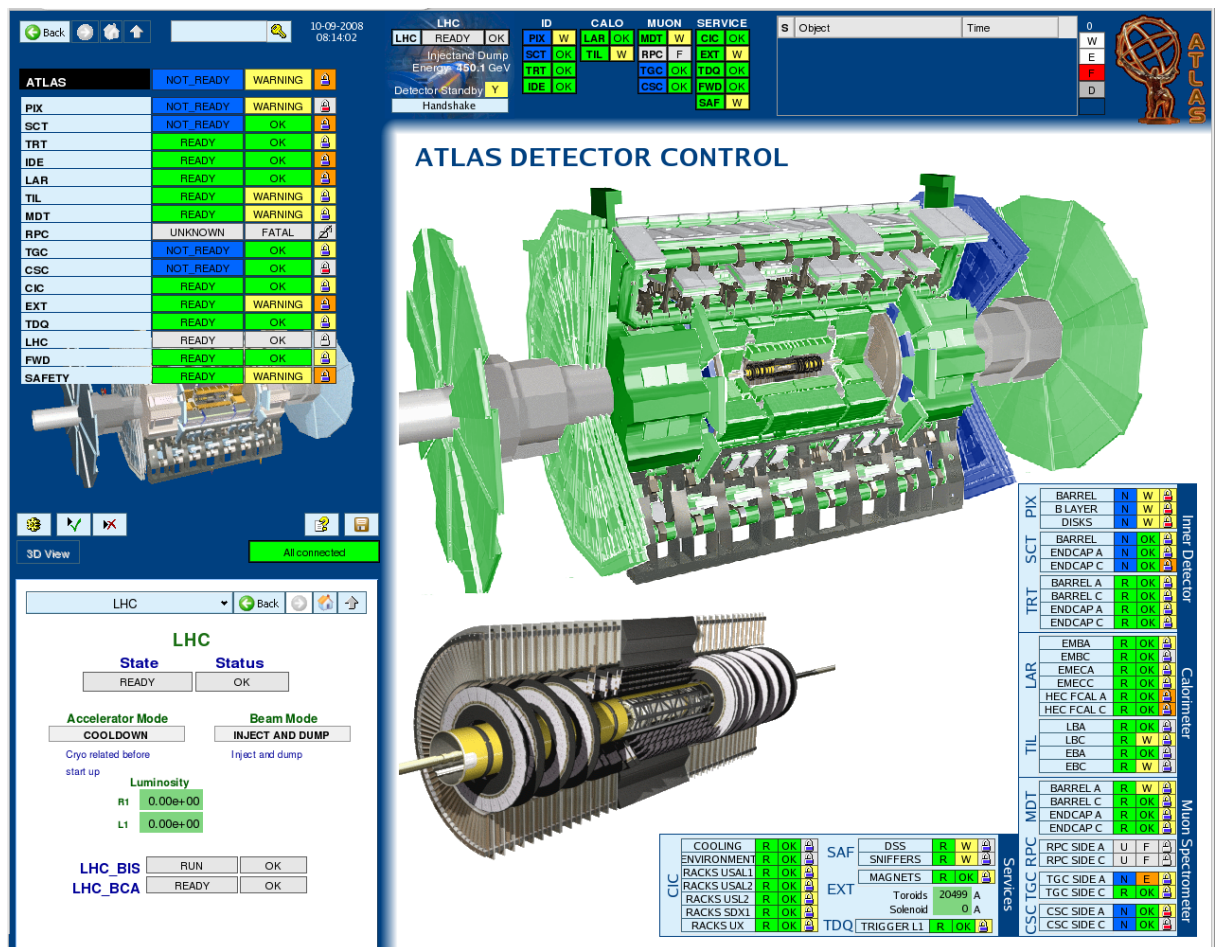


Рис. 4.13. Пример отображения DCS информации о статусе работы подсистем детектора.

записанных данных к моменту окончания данного анализа.

В анализе использовались только события, записанные во время стабильной работы детектора и ускорителя. Выполнялась проверка исправности работы всех систем, участвующих в реконструкции объектов для проведения анализа. На рис. 4.15 представлены графики зависимости набранной интегральной светимости, пиковой светимости, а также эффективности набора данных от времени работы детектора. В таблице 4.3 представлены максимальные значения основных параметров ЛНС за время работы в 2011 году.

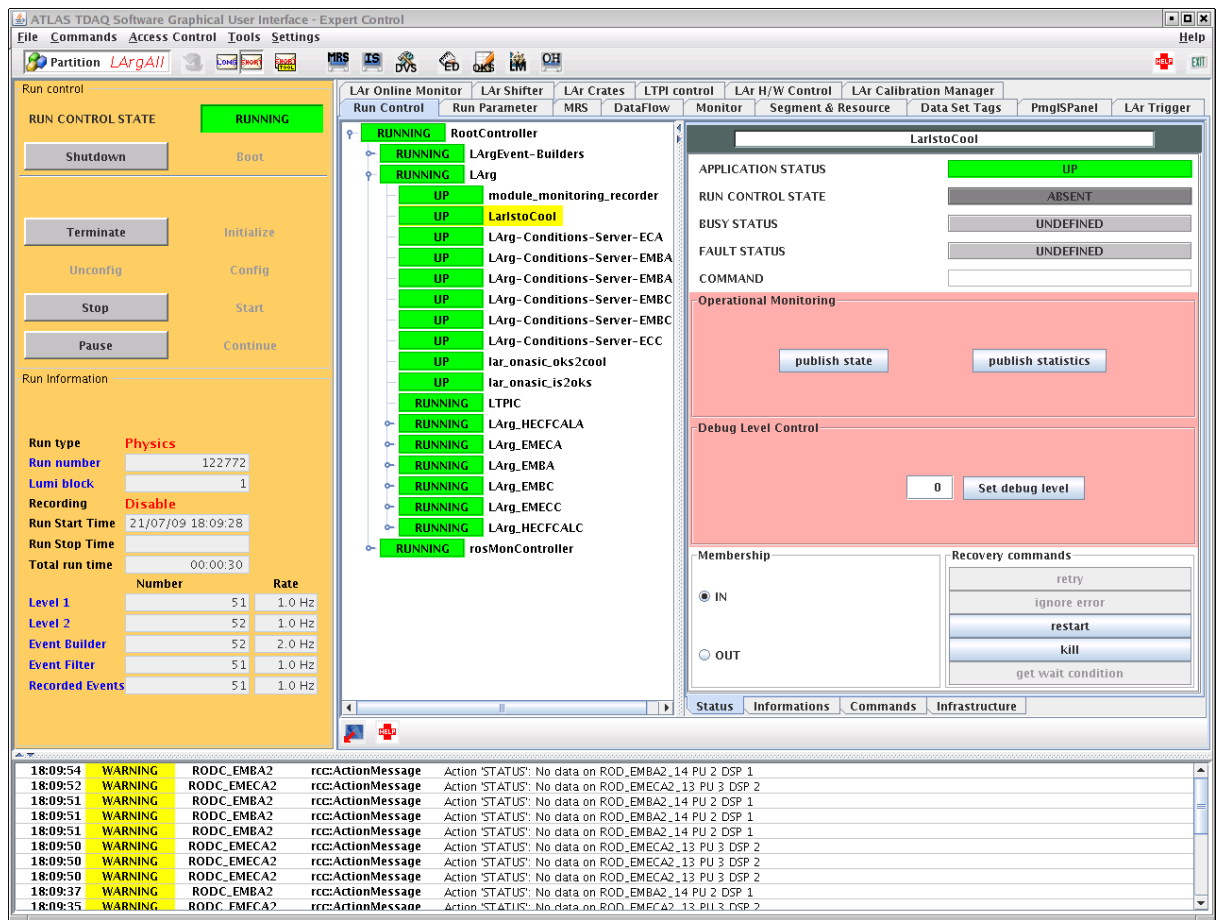


Рис. 4.14. Окно ATLAS TDAQ Software Graphical User Interface с отображением запущенных в данный момент процессов.

пиковая светимость	$3.65 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$
макс. инт. светимость за один день	135.45 пб^{-1}
макс. число сгустков в пучке	1854
макс. число событий за одно столкновение сгустков	33.96

Таблица 4.3. Максимальные величины параметров *LHC*, достигнутые за время набора статистики в 2011 году.

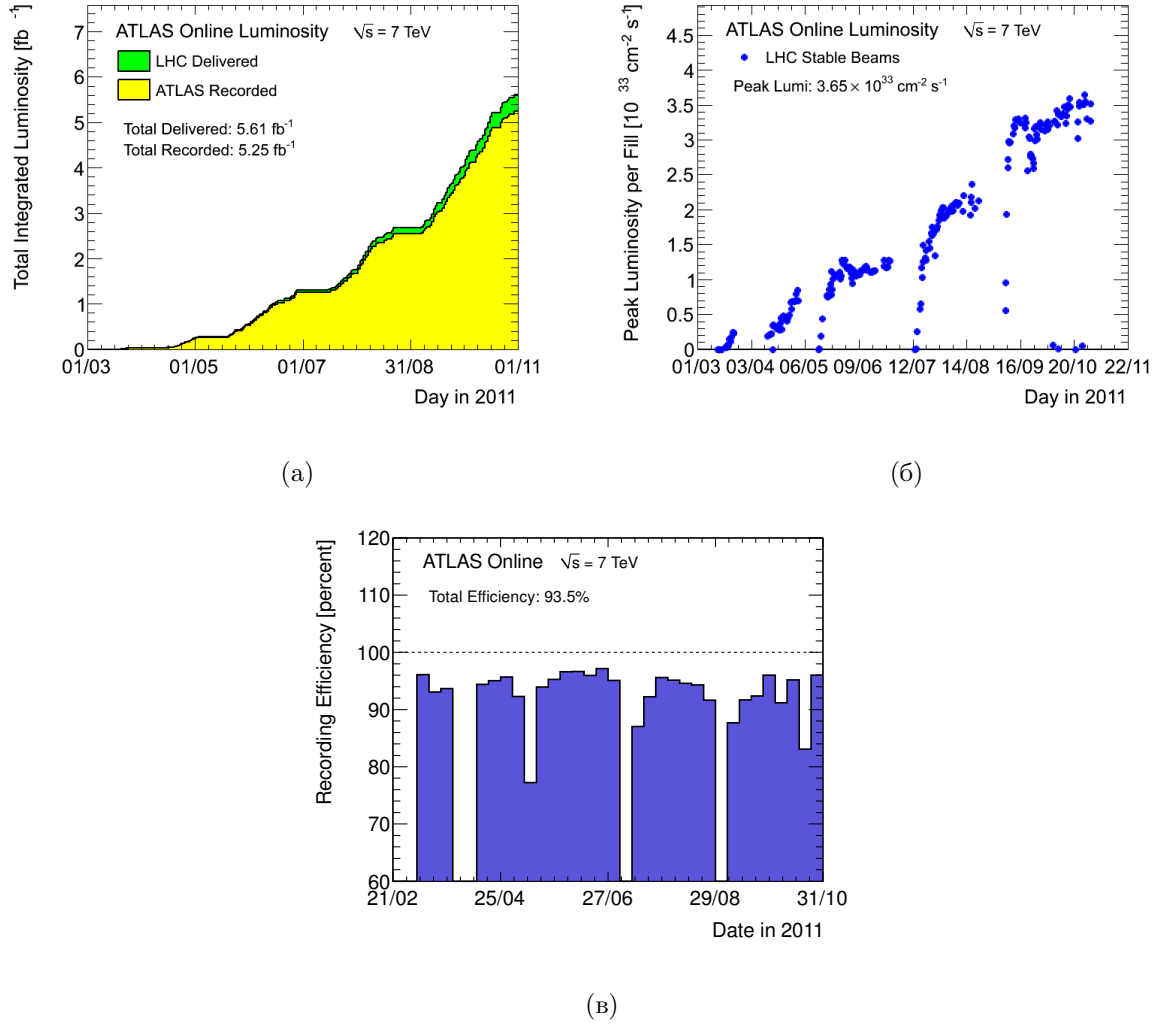


Рис. 4.15. (а) — интегральная светимость, (б) — пиковая мгновенная светимость, (в) — эффективность набора данных в 2011 году.

Схематическое изображение основных этапов реконструкции событий после их записи на дисковый массив представлено на рис. 4.16. При обработке данных реконструкция событий производится на двух вычислительных центрах Tier0 и Tier1, и затем копируется на дисковые массивы Tier2/3. Вычислительный центр Tier0, задачей которого является первая реконструкция ‘сырых’ событий (RAW) для быстрого анализа качества записанных данных, находится непосредственно в ЦЕРНе. После реконструкции событий на Tier0

выходные данные сохраняются в форматах Event Summary Data (ESD), или Analysis Object Data (AOD). Формат данных ESD содержит наиболее полную информацию о реконструированном событии, и в основном используется для детального анализа реконструированных объектов в детекторе. Формат AOD содержит информацию, которой, как правило, достаточно для выполнения физического анализа на основе результатов исследований, проведенных с ESD.

После окончания реконструкции на Tier0 в ЦЕРНе исходные данные для реконструкции копируются и обрабатываются на вычислительных центрах Tier1 с помощью GRID системы. Также, обработанные данные на Tier0 дополнительно копируются на Tier1. Результаты обработки записанных данных в форматах ESD и AOD на Tier1 становятся доступными для анализа по всему миру и находятся на GRID сайтах. Tier1 представляет собой набор нескольких крупных вычислительных центров. Затем, часть обработанных данных с Tier1 дополнительно копируется на GRID сайты Tier2/3 различных институтов и университетов для широкого и локального использования.

В каждом из рассмотренных выше форматов события данных, согласно решению HLT триггера, делятся на несколько потоков: Physics, Calibration, Cosmics, Debug и Express. Для физического анализа, как правило, используется поток Physics, который в свою очередь, подразделяется на Egamma, Muons, JetTauMiss и MinBias, согласно типу сработавшего триггера. Поток Calibration используется для проведения калибровки систем детектора, а Cosmics — для изучения записанных космических событий. Поток Debug содержит события, которые не реконструировались при первом запуске программы реконструкции на Tier0 по различным причинам, и были восстановлены при повторном проведении реконструкции. Для изучения шумов

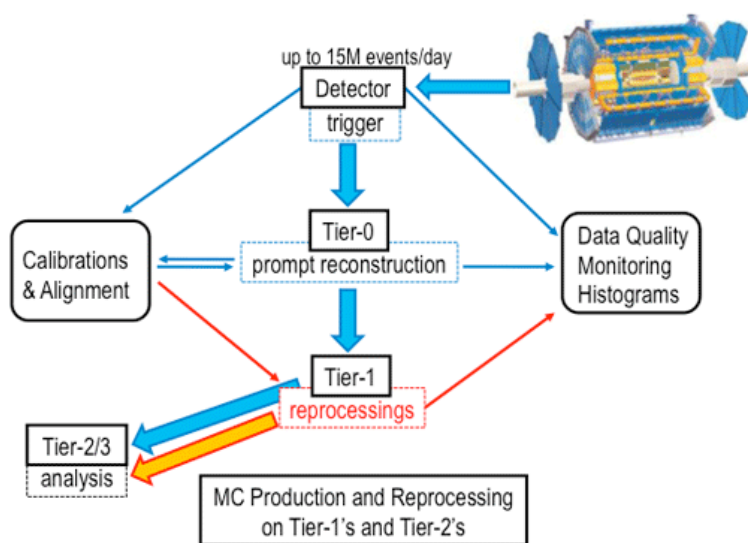


Рис. 4.16. Схематическое изображение потока данных с детектора и его последующая обработка.

электроники, эффективности триггера, а также для проведения некоторых калибровок используется поток Express.

Глава 5

Моделирование

Моделирование и реконструкция событий были выполнены с использованием набора пакетов программного обеспечения ATLAS [32]. Полное описание вещества детектора в моделировании выполнено с использованием пакета GEANT4 [33]. Схематическое изображение этапов обработки событий с детектора, а также моделирование событий представлено на рис. 5.1.

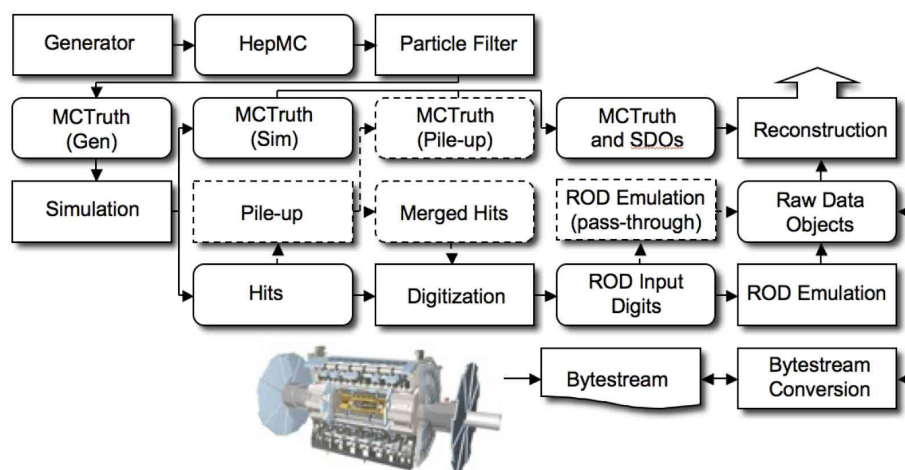


Рис. 5.1. Схематическое изображение этапов моделирования и реконструкции события в детекторе ATLAS.

В моделировании столкновений пучков используются последовательные наборы сгустков протонов в пучках с расстоянием по времени в 225 нс между наборами. Расстояние по времени между сгустками составляет 50 нс. Один набор содержит 36 сгустков.

С увеличением светимости LHC все большую важность приобретает явление наложения событий. На рис. 5.2 показано сравнение моделирования и данных для распределения по числу первичных вершин в событии.

Для учета отличия моделирования наложений от того, что наблюдается в данных, моделирование нормировалось на данные с использованием распределения по числу реконструированных первичных вершин в событии.

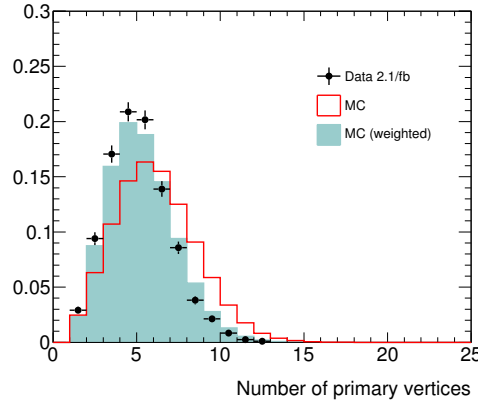


Рис. 5.2. Распределение по числу первичных реконструированных вершин в событии.

Можно выделить два разных типа наложения событий:

- *in-time pileup* — наложение сигналов в детекторе от взаимодействий протонов в одном столкновении сгустков, по которому сработал триггер.
- *out-of-time pileup* — наложение сигналов в детекторе от взаимодействий протонов от разных столкновений сгустков, одно из которых вызвало срабатывание триггера.

В событиях с числом первичных вершин > 1 в качестве основной рассматривалась вершина с максимальным значением суммы поперечных импульсов треков, которые к ней принадлежат.

Моделирование физического процесса для анализа pp столкновений, как правило, осуществляется в виде следующих этапов:

- Генерация первичных частиц
- Генерация процессов фрагментации и адронизации на партонном уровне
- Моделирование взаимодействия частиц в детекторе

Сечение рождения частиц при протон-протонных столкновениях зависит от функции распределения партонов (кварков и глюонов) в протоне, Parton Distribution Function (PDF). PDF определяет вероятность обнаружить партон в адроне в зависимости от доли импульса x , связанной с данным партоном. Вычисление данной функции методом теории возмущений вызывает трудности и, как правило, для ее определения используются результаты, полученные в экспериментах, например, по грубоконеупругому рассеянию (DIS) электронов на протоне в реакциях $ep \rightarrow eX$ (NC) и $ep \rightarrow \nu X$ (CC).

Рассмотрим взаимодействие двух адронов A и B с функциями распределения партонов a и b , $f_{a/A}$ и $f_{b/B}$, и обозначим сечение взаимодействия двух партонов как $\hat{\sigma}_{ab}$. Тогда полное сечение взаимодействия двух адронов можно записать в виде [34]:

$$\sigma_{AB} = \sum_{a,b=q,g} [\hat{\sigma}_{ab}^{LO} + \alpha_s \hat{\sigma}_{ab}^{NLO} + \alpha_s^2 \hat{\sigma}_{ab}^{NNLO} + \dots] \otimes f_{b/B}(x_b, Q^2), \quad (5.1)$$

где $\alpha_s(Q^2)$ — константа связи для сильного взаимодействия, Q^2 — суммарная энергия в системе центра масс, $\otimes$ означает свертку по x_a и x_b . Зависимость функции распределения партонов в протоне от суммарной энергии можно записать, используя формулу ДГЛАП [35–37]:

$$\frac{\partial f_{a/A}}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \sum_{a'=q,g} [P_{aa'}^{LO} + \alpha_s P_{aa'}^{NLO} + \alpha_s^2 P_{aa'}^{NNLO} + \dots] \otimes f_{a'/A} \quad (5.2)$$

Задачей “global fit” является поиск параметризации $f_{a/A}$ от x для каждого типа кварка на масштабе $Q_0^2 \sim 1 \text{ ГэВ}^2$ в удобном виде и затем, используя уравнение ДГЛАП, вычисление эволюции данной зависимости при $Q^2 > Q_0^2$. После этого проводится варьирование входных параметров при минимизации χ^2 для определения степени согласия.

Имеется несколько групп, занимающихся анализом экспериментальных результатов по определению PDF, а также теоретических вычислений. Наиболее известные фиты этих данных: CTEQ [38, 39], MRST [40, 41], GJR [42], HERAPDF [43], AB(K)M [44] и NNPDF [45]. Удобное использование этих и других библиотек PDF возможно с помощью программного пакета LHAPDF [46], который является наследником PDFLIB [47]. Следует отметить, что некоторые генераторы, например PYTHIA, имеют свой собственный интерфейс для использования таких библиотек, как CTEQ и MRST.

Вычисление сечений рассматриваемых процессов в нулевом порядке теории возмущений, как правило, дает очень хорошее приближение для оценки сечения, однако, в некоторых случаях необходимо проводить вычисления в следующих порядках. Отношение значения сечения процесса, вычисленного в первом порядке теории возмущений к расчетному значению, полученному в нулевом приближении, называется К-фактором: $K = \sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$.

В моделировании использовался пакет поправок (ATLAsTune) для генератора PYTHIA6 [48], AMBT1 (ATLAS Minimum Bias Tune 1) [49]. Данные поправки были получены при анализе MinBias данных, набранных при $\sqrt{s} = 900 \text{ ГэВ}$ и $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$. Анализ заключался в сравнении различных распределений по параметрам множественности заряженных частиц в событии, например, зависимость среднего значения поперечного импульса от числа заряженных треков в событии. По результатам данного

анализа было получено согласие между моделированием и экспериментом на уровне $\simeq 10\%$ в большой части кинематической области, хотя также наблюдались отличия на уровне $\simeq 45\%$ в отдельных случаях.

5.1. Процесс $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell \ell jj$

Для моделирования событий процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell \ell jj$ использовался генератор PYTHIA6 [48], в котором реализованы механизмы рождения и распадов W_R и Z' бозонов [50]. В данном генераторе константа связи W_R бозона с лептонами и кварками совпадает с константой связи W бозона, и, конечно, W_R бозон связан только с правыми заряженными токами. Дополнительным отличием W_R бозона от W является его масса, которая является свободным параметром. Описание W_R бозона в рамках PYTHIA6 соответствует предсказаниям LRSM модели и позволяет получать предсказания для рождения и распадов этих новых частиц.

W_R бозон рождается в процессе $f_i \bar{f}_j \rightarrow W_R^\pm$, с последующим распадом $W_R^\pm \rightarrow N \ell^\pm$, в предположении, что $m(N) < m(W_R)$. N распадается на два кварка и лептон через промежуточный виртуальный W_R бозон: $N \rightarrow \ell^\pm W_R^* \rightarrow \ell^\pm \bar{f} f'$ [51, 52]. Полная диаграмма процесса представлена на рис. 5.3. На рис. 5.4 и 5.5 показаны кинематические распределения для лептонов и кварков в событиях данного процесса, при $m(W_R) = 1800$ ГэВ и $m(N) = 100$ ГэВ, и $m(W_R) = 1800$ ГэВ и $m(N) = 1500$ ГэВ соответственно.

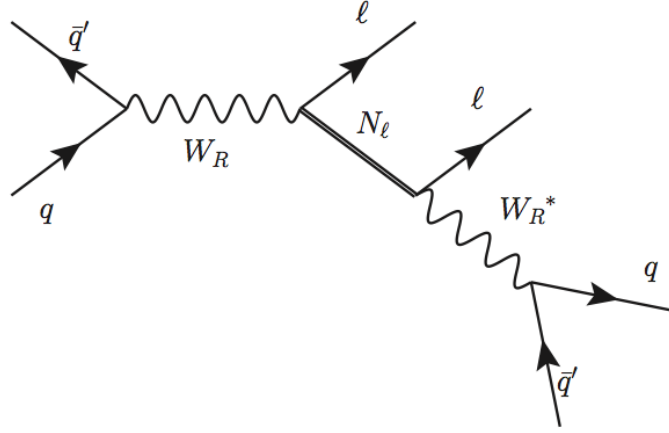


Рис. 5.3. Диаграмма процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow N\ell \rightarrow \ell\ell jj$.

На рис. 5.6 представлено сечение процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow N\ell \rightarrow \ell\ell jj$. Вероятность распада $W_R \rightarrow N\ell$ показана на рис. 5.7.

5.2. Процесс Дрелла-Яна

Одним из важных фоновых процессов в изучаемой области энергии является процесс с рождением двух лептонов или лептона и нейтрино, при распаде Z или W бозона, рождающихся из кварка и антикварка сталкивающихся протонов [53]. Диаграммы основных процессов представлены на рис. 5.8. Для генерации событий данного процесса использовался генератор ALPGEN [54, 55] с партонной функцией распределения CTEQ6L [38]. Генерация процессов фрагментации и адронизации на партонном уровне осуществлялась с помощью программы HERWIG [56–59]. В процессе генерации использовались реальные и виртуальные NLO поправки. Моделирование процессов многократного рассеяния проводилось с помощью пакета JIMMY [60, 61]. Сечения для процессов с рождением двух лептонов через Z/γ представлены в таблицах 5.1, 5.2, 5.3 [62]. Сечения для процессов с

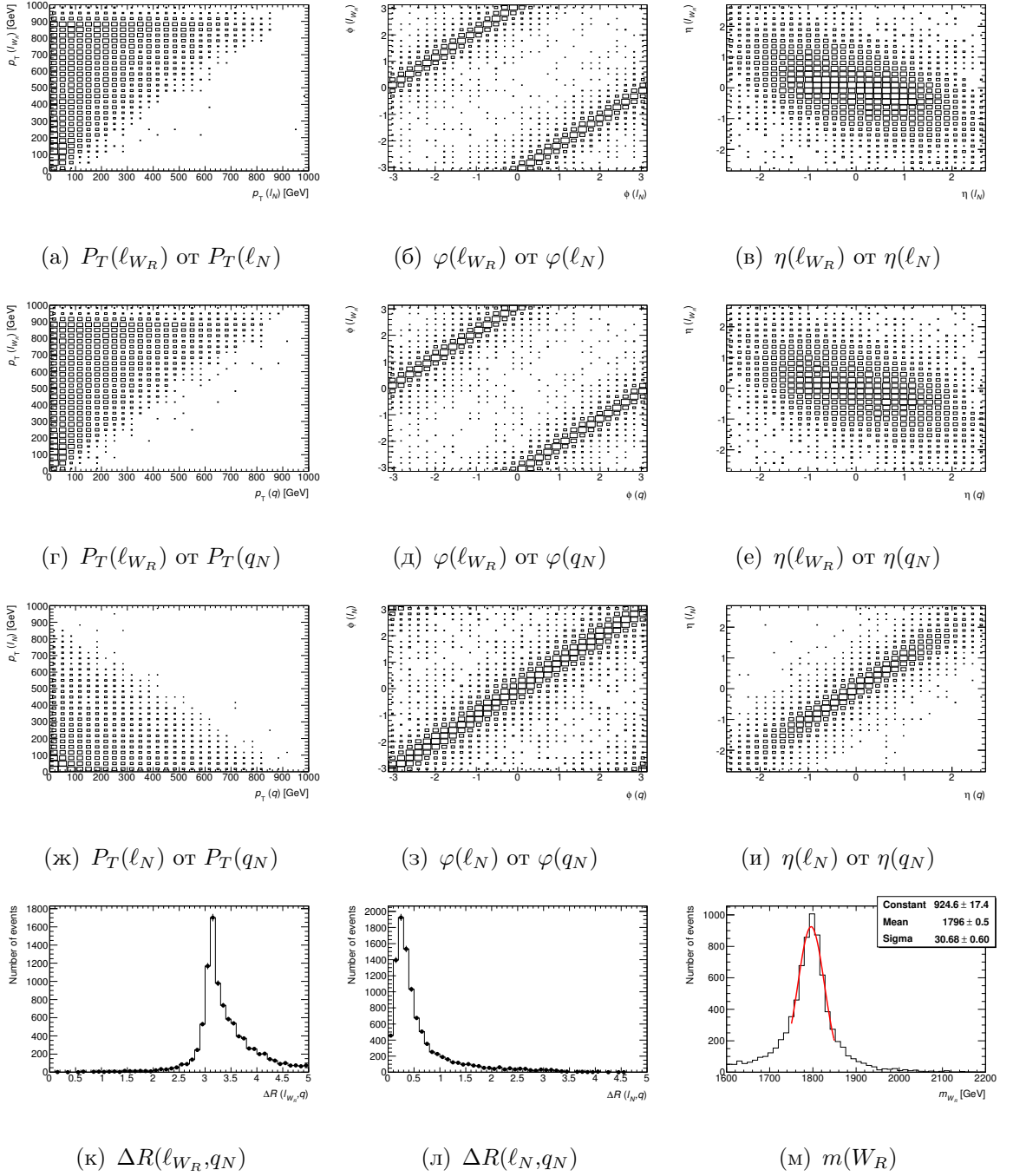


Рис. 5.4. Кинематические распределения для событий процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell \ell j j$ при $m_{W_R} = 1.8$ ТэВ и $m_N = 0.1$ ТэВ. ℓ_{WR} — лептон из распада $W_R \rightarrow N \ell$, ℓ_N — лептон из распада $N \rightarrow \ell q q$, q_N — кварк с максимальным P_T из распада $N \rightarrow \ell q q$.

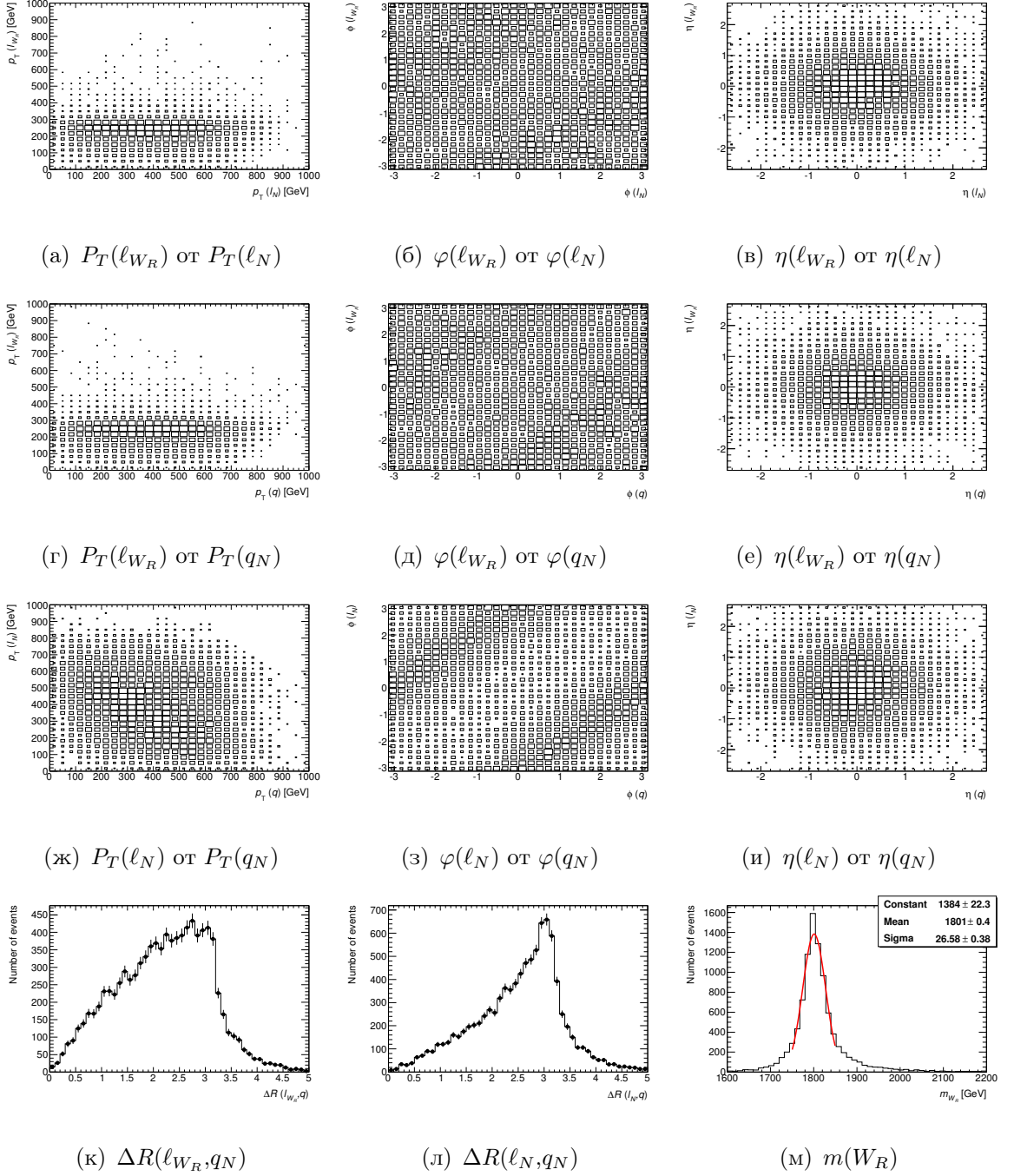


Рис. 5.5. Кинематические распределения для событий процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell \ell j j$ при $m_{W_R} = 1.8$ ТэВ и $m_N = 1.5$ ТэВ. ℓ_{W_R} — лептон из распада $W_R \rightarrow N \ell$, ℓ_N — лептон из распада $N \rightarrow \ell q q$, q_N — кварк с максимальным P_T из распада $N \rightarrow \ell q q$.

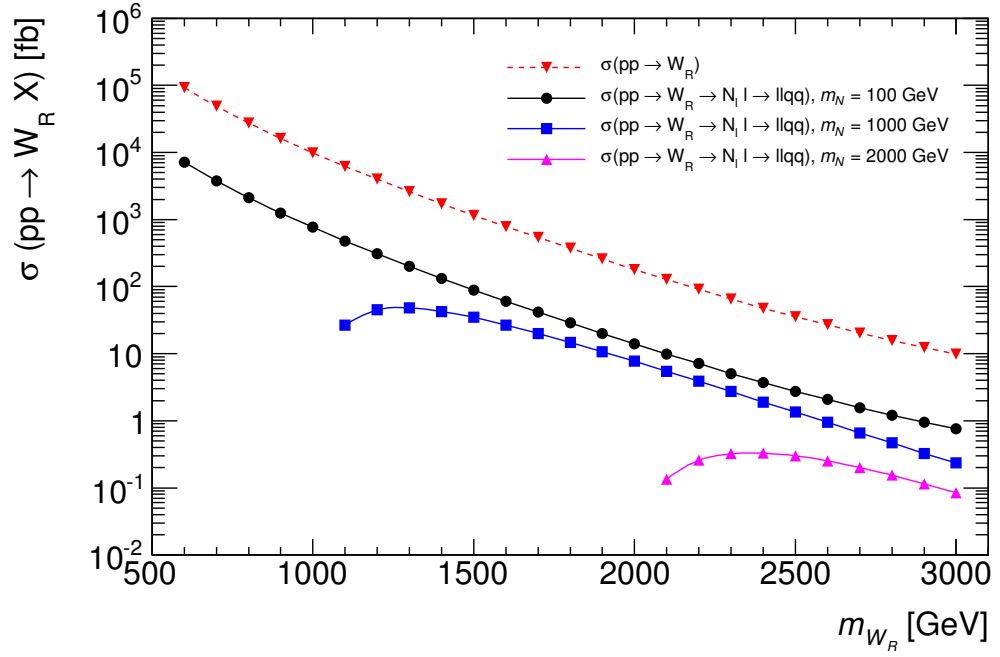


Рис. 5.6. Зависимость сечения процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow N\ell \rightarrow \ell\ell jj$ от массы W_R -бозона и тяжелого нейтрино.

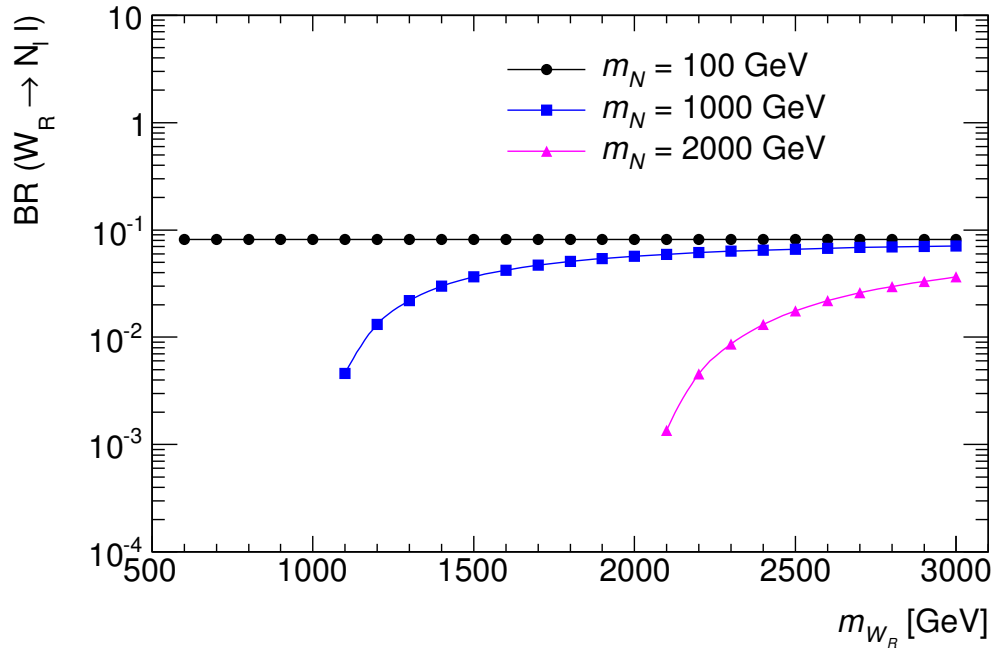


Рис. 5.7. Вероятность распада $W_R \rightarrow N\ell$.

рождением W представлены в таблицах 5.4, 5.5, 5.6 [62].

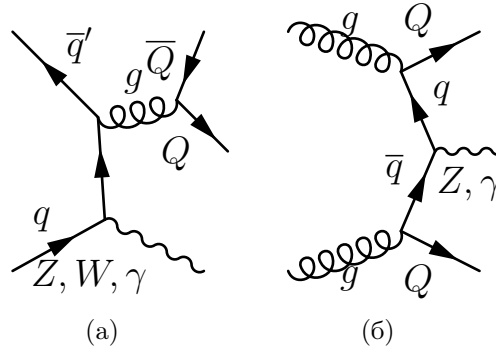


Рис. 5.8. Диаграмма фонового процесса Дрелла-Яна.

Процесс	σ_{LO} [пб]
$(Z \rightarrow \ell\ell) + Np0$	3723.5
$(Z \rightarrow \ell\ell) + Np1$	219.3
$(Z \rightarrow \ell\ell) + Np2$	81.9
$(Z \rightarrow \ell\ell) + Np3$	19.6
$(Z \rightarrow \ell\ell) + Np4$	4.8
$(Z \rightarrow \ell\ell) + Np5$	1.3

Таблица 5.1. Сечения процессов с рождением двух лептонов через Z/γ . $10 < m_{ll} < 2000$ ГэВ, $\ell = e, \mu, \tau$, К-фактор = 1.25, Np — число партонов.

Процесс	σ_{LO} [пб]
$(Z \rightarrow \ell\ell) + bb + Np0$	6.57
$(Z \rightarrow \ell\ell) + bb + Np1$	2.48
$(Z \rightarrow \ell\ell) + bb + Np2$	0.89
$(Z \rightarrow \ell\ell) + bb + Np3$	0.39

Таблица 5.2. Сечения процессов с рождением двух лептонов и двух b -кварков через Z/γ , $\ell = e, \mu, \tau$, К-фактор = 1.25, Np — число партонов.

Процесс	σ_{LO} [пб]	К-фактор
$(Z \rightarrow ee) + \gamma$	10.02	1.0
$(Z \rightarrow \mu\mu) + \gamma$	10.02	1.0
$(Z \rightarrow \tau\tau) + \gamma$	9.76	1.0

Таблица 5.3. Сечения процессов с рождением Z -бозона и фотона.

Процесс	σ_{LO} [пб]
$(W \rightarrow \ell\nu) + Np0$	6921.6
$(W \rightarrow \ell\nu) + Np1$	1304.3
$(W \rightarrow \ell\nu) + Np2$	378.3
$(W \rightarrow \ell\nu) + Np3$	101.4
$(W \rightarrow \ell\nu) + Np4$	25.9
$(W \rightarrow \ell\nu) + Np5$	7.0

Таблица 5.4. Сечения процессов с рождением W -бозона, $\ell = e, \mu, \tau$, К-фактор = 1.20, Np — число партонов.

Процесс	σ_{LO} [пб]
$(W \rightarrow \ell\nu) + b\bar{b} + Np0$	47.32
$(W \rightarrow \ell\nu) + b\bar{b} + Np1$	35.77
$(W \rightarrow \ell\nu) + b\bar{b} + Np2$	17.34
$(W \rightarrow \ell\nu) + b\bar{b} + Np3$	6.63

Таблица 5.5. Сечения процессов с рождением W -бозона и двух b -кварков, $\ell = e, \mu, \tau$, К-фактор = 1.20, Np — число партонов.

5.3. Рождение пары векторных бозонов

Диаграммы фоновых процессов с рождением пары Z или W бозонов представлены на рис. 5.9. Для генерации событий данного процесса, а

Процесс	σ_{LO} [пб]	К-фактор
$(W \rightarrow e\nu) + \gamma$	46.6	1.0
$(W \rightarrow \mu\nu) + \gamma$	46.6	1.0
$(W \rightarrow \tau\nu) + \gamma$	42.7	1.0

Таблица 5.6. Сечения процессов с рождением W -бозона и фотона.

также фрагментации и адронизации на партонном уровне, использовался генератор HERWIG. Сечения для процессов с рождением двух векторных бозонов представлены в таблице 5.7 [62].

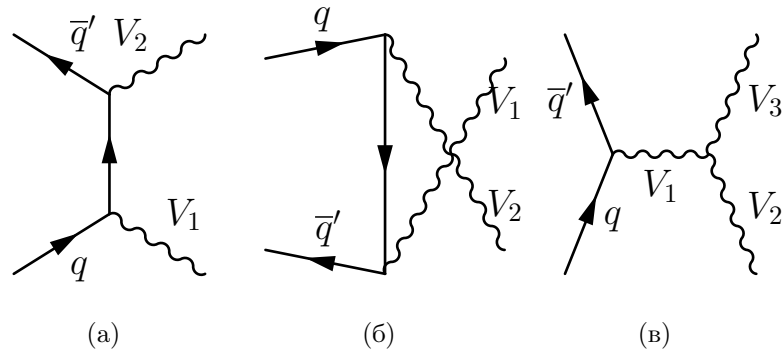


Рис. 5.9. Диаграмма фонового процесса с рождением двух векторных бозонов.

Процесс	σ_{LO} [пб]	К-фактор
$WW + jets$	11.5003	1.48
$ZZ + jets$	0.9722	1.42
$WZ + jets$	3.4641	1.74

Таблица 5.7. Сечения процессов с рождением двух векторных бозонов.

5.4. Процессы с рождением t -кварка

Данный процесс моделируется в приближении NLO при массе t -кварка в 172.5 ГэВ и функции фрагментации CTEQ66. Сечение процесса составляет 89.36 пб [63]. На рис. 5.10 представлены диаграммы рождения двух t -кварков, а также ассоциативное рождение t -кварка с W -бозоном. Сечения для процессов с рождением t -кварка представлены в таблице 5.8 [63].

Процесс	σ_{LO} [пб]
Wt	14.59
$t \rightarrow \ell + \nu$ (t -канал)	7.12
$t \rightarrow \ell + \nu$ (s -канал)	0.47

Таблица 5.8. Сечения процессов с рождением t -кварка. $\ell = e, \mu, \tau$.

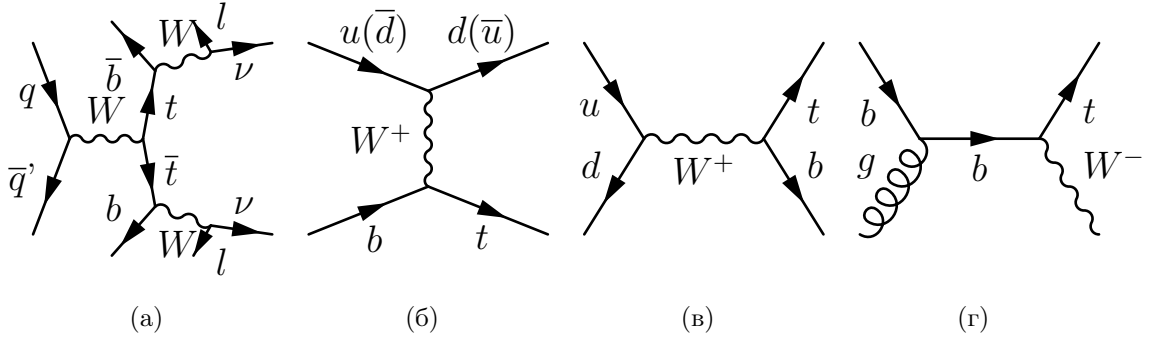


Рис. 5.10. (а) — рождения пары t -кварков, (б) — рождение t -кварка в t -канале, (в) — рождение t -кварка в s -канале, (г) — рождение t -кварка и W -бозона.

Глава 6

Условия отбора $\ell\ell j(j)$ событий

Условия отбора выбираются таким образом, чтобы обеспечить надежную идентификацию частиц в детекторе с подавлением событий от непучковых столкновений, а также событий, записанных во время нестабильной работы подсистем детектора. В Разделе 6.1 описаны базовые условия отбора для идентификации электронов (6.1.1), мюонов (6.1.2) и струй (6.1.3), и условия отбора событий (6.1.4). Оптимизированные условия отбора для дополнительного подавления фоновых событий описаны в Разделе 6.2.

6.1. Базовые условия отбора

Выбор базовых условий отбора основан на результатах исследований многих критериев при реконструкции треков и кластеров в детекторе, с целью получения максимальной эффективности для реконструкции реальных лептонов как с большими, так и с малыми поперечными импульсами. В процессах новой физики, как правило, должны присутствовать лептоны и струи с относительно большими поперечными импульсами, тем не менее важной задачей является обеспечение начального уровня подавления струй от событий непучковых столкновений, т.е. событий с малыми передачами поперечного импульса, которые в основном обусловлены следующими процессами:

- столкновение протона с молекулами остаточного газа в вакуумной камере;
- взаимодействие протона с элементами ускорителя, расположенных да-

леко от места столкновения пучков (например, коллиматора), которое приводит к развитию ливня близко к оси пучков;

- космические мюоны, прошедшие через детектор, в момент столкновения пучков;
- шум электроники калориметра.

6.1.1. Идентификация электронов

Основные условия отбора для электронов перечислены ниже [64]:

- Реконструированный трек в трековой системе.
- Электрону соответствует реконструированный кластер в калориметре ($|\eta| < 2.47$), переходная область между баррельной и торцевой частями калориметра $1.37 < |\eta| < 1.52$ исключается, так как реконструированные параметры электрона в данной области имеют несколько большую систематику.
- Поперечная энергия электрона $E_T > 25$ ГэВ. Параметр поперечной энергии определяется следующим образом:
 - Если суммарное число срабатываний в пиксельном и стриповом трековых детекторах ≥ 4 , в качестве E_T используется $E_{\text{cluster}}/\cosh(\eta_{\text{cluster}})$, где E_{cluster} и η_{cluster} — энергия и псевдо-быстрота кластера соответственно.
 - Если же число срабатываний в пиксельном и стриповом трековых детекторах < 4 , для вычисления E_T электрона используется η , определенный по параметрам трека, реконструированного в трековом детекторе $E_{\text{cluster}}/\cosh(\eta_{\text{ID}})$.

- Идентификация электрона в детекторе имеет градацию по степени изолированности электрона в детекторе [65]. Основными условиями отбора при идентификации электрона являются условия “LOOSE”, “MEDIUM” и “TIGHT”, представленные в таблицах 6.1—6.3. Определение “LOOSE” включает условия отбора, в которых используется информация о энергосодержании в среднем слое электромагнитного калориметра, а также информация о количестве энергии электрона, выделившейся в адронной части калориметра. Условия отбора “MEDIUM” включают в себя условия “LOOSE” с дополнительными требованиями на энергосодержание в стриповом слое электромагнитного калориметра, условиями отбора на трек электрона в трековом детекторе, а также условие на привязку кластера к треку. В определении “TIGHT” есть дополнительные условия на величину отношения энергии электрона к его импульсу E/p , идентификацию электрона в детекторе переходного излучения, проверку наличия срабатывания в первом слое пиксельного детектора, а также условия, использующие информацию о восстановленных вершинах, связанных с конверсией гамма-кванта. Условия отбора определены для η и E_T с дополнительным разделением по областям, которые определены исходя из особенностей структуры детектора. Ввиду большого числа данных областей, некоторые условия отбора, приведенные ниже, в деталях не описываются.

В данном анализе использовались более “жесткие” условия отбора, “MEDIUM++”, которые базируются на определении “MEDIUM”. Так называемые условия отбора “++”, обеспечивают лучшее соотношение эффективности отбора реальных электронов к эффективности подавления струй от непучковых событий при реконструкции. Основные от-

Условие отбора	Описание
LOOSE	
acc	$ \eta < 2.47$, определяется допустимым диапазоном калориметра.
R_{had1}	Отношение E_T в первом слое адронного калориметра к E_T электромагнитного кластера. Данное условие определено для адронного калориметра: $ \eta < 0.8$ и $ \eta > 1.37$.
R_{had}	Отношение E_T в адронном калориметре к E_T электромагнитного кластера. Данное условие определено для адронного калориметра: $ \eta < 0.8$ и $ \eta > 1.37$.
R_η	Отношение энерговыведения в ячейках размера 3×7 к энерговыведению в ячейках размера 7×7 в среднем слое электромагнитного калориметра вдоль трека электрона.
$w_{\eta 2}$	Поперечная ширина ливня в среднем слое электромагнитного калориметра.

Таблица 6.1. Набор условий отбора “LOOSE” для идентификации электрона в детекторе.

личия “MEDIUM++” от “MEDIUM” приведены ниже (использованные обозначения приведены в таблицах 6.1—6.3):

- Условие $|\Delta\eta| < 0.005$ мм (соответствует условию в “TIGHT”).
- Более мягкое условие на f_{HT} (в сравнении с соответствующим условием в “TIGHT”).
- Более жесткие условия на $w_{\eta 2}$ и w_{stot} в области $|\eta| > 2.01$ (по сравнению с “LOOSE” и “MEDIUM”).
- $n_{\text{BL}} + n_{\text{BLOutliers}} > 0$ для $|\eta| < 2.01$, где $n_{\text{BLOutliers}}$ — число срабаты-

Условие отбора	Описание
MEDIUM(включает LOOSE)	
w_{stot}	Полная ширина ливня в стриповом слое электромагнитного калориметра.
E_{ratio}	Отношение разницы двух максимальных энерговыделений в стриповом слое электромагнитного калориметра к сумме этих энерговыделений.
n_{Pix}	Число срабатываний в пиксельном детекторе ≥ 1
n_{Si}	Полное число срабатываний в пиксельном и стриповом детекторах ≥ 7 .
d_0	Поперечный прицельный параметр трека $ d_0 < 5$ мм
$\Delta\eta$	$\Delta\eta$ между положением кластера в стриповом слое и экстраполированным треком из трекового детектора в калориметр при $ \Delta\eta < 0.01$.

Таблица 6.2. Набор условий отбора “MEDIUM” для идентификации электрона в детекторе.

ваний, удаленных от реконструированного трека, в первом слое пиксельного детектора.

- $n_{\text{Pix}} + n_{\text{PixOutliers}} > 0$, где n_{Pix} — число срабатываний на треке, а $n_{\text{PixOutliers}}$ — число срабатываний, удаленных от реконструированного трека, в пиксельном детекторе.
- $n_{\text{Pix}} + n_{\text{PixOutliers}} > 1$ для $|\eta| > 2.01$.

Можно заметить, что по некоторым параметрам “MEDIUM++” является более мягким условием отбора, чем “MEDIUM”(например, вместо $n_{\text{Pix}} > 0$ во всей области по η , в “MEDIUM++” данное условие включает в себя $n_{\text{PixOutliers}}$ с дополнительным разделением по областям

Условие отбора	Описание
TIGHT(включает MEDIUM)	
$\Delta\phi$	$\Delta\phi$ между положением кластера в среднем слое и экстраполированным треком из трекового детектора в калориметр $ \Delta\phi < 0.02$ мм.
E/p	Отношение энергии кластера к импульсу трека.
$\Delta\eta$	Более жесткое условие $ \Delta\eta < 0.005$ мм.
d_0	Более жесткое условие $ d_0 < 1$ мм.
n_{TRT}	Число срабатываний в детекторе переходного излучения.
f_{HT}	Отношение числа срабатываний больше порога к полному числу срабатываний в детекторе переходного излучения.
n_{BL}	Число срабатываний в первом слое пиксельного детектора ≥ 1 .
conv	Электрон отбрасывается, если начало его трека находится в вершине конверсии гамма-кванта.

Таблица 6.3. Набор условий отбора “TIGHT” для идентификации электрона в детекторе.

$|\eta| > 2.01$ и $|\eta| < 2.01$), поэтому в анализе требовалось, чтобы электрон прошел как “MEDIUM”, так и “MEDIUM++” условия отбора, из-за используемого триггера, в определении которого присутствует набор условий “MEDIUM”.

- Реконструированный электронный трек не должен быть одновременно треком реконструированного в событии мюона. Если треку соответствует реконструированные электрон и мюон, такое событие отбрасывается.

- Требованием на изолированность электрона в калориметре является условие: $E_{\text{cone20}}/E_T < 0.15$, где E_{cone20} — сумма энергосодержаний в ячейках калориметра в конусе $\Delta R < 0.2$, исключая энергосодержание вдоль трека от самого электрона. E_{cone20} определяется с учетом поправки на часть энергосодержания от рассматриваемого электрона, которая выделилась в области $\Delta R \geq 0.2$.
- Электрон отбрасывается, если в момент записи события при его реконструкции использовались подсистемы детектора, подверженные различным проблемам в электронике калориметра.

6.1.2. Идентификация мюонов

При идентификации мюонов использовался алгоритм STACO для поиска соответствия между реконструированными треками во внутреннем детекторе и мюонном спектрометре. Базовый набор условий для идентификации мюонов включает в себя [66]:

- Мюон реконструирован в области $|\eta| < 2.4$, где мюон может вызвать срабатывание триггера.
- Поперечный импульс мюона $P_T > 25$ ГэВ.
- Кривизна трека, реконструированного в трековом детекторе, и трека, экстраполированного из мюонного спектрометра в трековый детектор, имеют одинаковый знак.
- Поперечный прицельный параметр трека во внутреннем детекторе. $|d_0| < 0.2$ мм.

- Продольный прицельный параметр трека во внутреннем детекторе.
 $|z_0| < 5$ мм.
- $S_{d_0} = d_0/\sigma_{d_0} < 5$, где σ_{d_0} — неопределенность в измерении d_0 .
- Число срабатываний в первом слое пиксельного детектора ≥ 1 .
- $n_{\text{Pix}} + n_{\text{DeadPixSensors}} > 1$, где $n_{\text{DeadPixSensors}}$ — число неработающих пиксельных сенсоров на треке мюона.
- $n_{\text{SCT}} + n_{\text{DeadSCTSensors}} \geq 6$, где n_{SCT} — число срабатываний,
а $n_{\text{DeadSCTSensors}}$ — число неработающих сенсоров в стриповом трековом детекторе.
- $n_{\text{PixHoles}} + n_{\text{SCTHoles}} < 3$, где n_{PixHoles} и n_{SCTHoles} — число пиксельных слоев на треке мюона без срабатываний в пиксельном и стриповом трековом детекторе соответственно.
- Если $|\eta| < 1.9$, то $n > 5$ и $n_{\text{TRT}}^{\text{outliers}} < 0.9n$,
Если $|\eta| \geq 1.9$ и $n > 5$, то $n_{\text{TRT}}^{\text{outliers}} < 0.9n$,
где $n_{\text{TRT}}^{\text{hits}}$ — число срабатываний в детекторе переходного излучения на мюонном треке, $n_{\text{TRT}}^{\text{outliers}}$ — число срабатываний, удаленных от реконструированного трека, а $n = n_{\text{TRT}}^{\text{hits}} + n_{\text{TRT}}^{\text{outliers}}$.
- Условие на изолированность мюона определяется следующим образом:
 1. Если реконструирована струя внутри $\Delta R(\mu, j) < 0.4$, то $P_T > 80$ ГэВ и $(\text{Etcone30}/P_T - 3)/P_T > -0.02$ ГэВ⁻¹.
 2. Если нет реконструированной струи внутри $\Delta R(\mu, j) < 0.4$, то $\text{Etcone30}/P_T < 0.15$.
Если $P_T < 80$ ГэВ, то $P_{\text{tccone30}} < 1$ ГэВ.

В данном условии $P_{tcone30}$ соответствует сумме поперечных импульсов треков, реконструированных внутри конуса $\Delta R < 0.3$ вдоль направления трека мюона, за вычетом поперечного импульса самого мюона. При определении условия на изолированность мюона проводилось изучение корреляций между различными параметрами, характеризующими степень изолированности мюона, и поперечным импульсом мюона для событий с реальными мюонами (“real”), а также событий, где струи неправильно идентифицировались как мюоны (“fake”).

Важно отметить, что данное определение изоляционного условия для мюонов позволяет не только увеличить эффективность для событий процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell \ell jj$ для определенных масс W_R и N в несколько десятков раз по сравнению с эффективностью изоляционного условия, которое применялось при анализе данных 2010 года, но также обеспечить лучшее подавление “fake” мюонов.

Для мюонов наложение условий на прицельные параметры реконструированного трека помогает отбросить плохо реконструированные треки, а также часть событий с космическими мюонами. Для электронов условия отбора на данные параметры не накладывались, так как прицельные параметры для электронов вычисляются с худшей точностью.

6.1.3. Идентификация струй

При идентификации струй использовался алгоритм anti- K_T [67, 68], с использованием топологических кластеров в калориметре, реконструированных в $\Delta R < 0.4$.

- Струя реконструирована в области $|\eta| < 2.8$ (максимальное значение определяется адронным калориметром).

Таблица 6.4. Эффективность изоляционного условия для событий с реальными и “fake” мюонами. μ_1 и μ_2 — мюоны с максимальным P_T в событии.

	$M_{WR} = 1500, M_N = 50$		$Z+\text{jets}$	$t\bar{t}$	$b\bar{b}$
	μ_1 (“real”)	μ_2 (“real”)	μ_1 (“real”)	μ_1 (“fake”)	μ_1 (“fake”)
ptcone30	92.7	78.2	92.1	2.8	2.3
etcone30/ P_T	97.6	90.0	97.0	3.6	10.2
Суммарная эффективность	90.9	72.8	90.0	0.36	0.65

- Поперечный импульс струи $P_T > 20$ ГэВ.
- Для подавления струй от событий с малой передачей поперечного импульса вычисляется вероятность того, что все реконструированные треки в струе имеют начало в рассматриваемой первичной вершине. Эта вероятность должна быть ≥ 75 % [69]. Струи без треков не отбрасываются.
- Ближайшая реконструированная струя к электрону, прошедшему условию отбора, внутри $\Delta R(e, j) < 0.5$, отбрасывается. Очень часто вдоль реконструированного электронного трека идентифицируется струя из-за особенности идентификации с использованием информации о реконструированных кластерах в калориметре. Данное условие отбора помогает отбросить такие струи, так как они на самом деле являются реальным электроном.

6.1.4. Условия отбора событий

- Реконструирована, по крайней мере, одна первичная вершина.

- В событии идентифицированы только два лептона: два электрона (ee канал), два мюона ($\mu\mu$ канал), электрон и мюон ($e\mu$ канал).
- Число струй в событии ≥ 1 . В событиях процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell \ell jj$ для больших значений $M(W_R)/M(N)$ две струи из распада тяжелого нейтрино находятся очень близко друг от друга ($\Delta R < 0.1$) и идентифицируются как одна струя. Поэтому вместо требования на число струй в событии ≥ 2 , используется условие ≥ 1 .
- Оба реконструированных лептонных трека имеют общую первичную вершину.
- По крайней мере, один лептон с $P_T > 25$ ГэВ вызвал срабатывание триггера [65, 70].
- Событие отбрасывается, если в событии есть струя, идентифицированная как “BADLOOSE” струя, в соответствии с условиями отбора [71]:
 - если в событии определена струя, энергия которой определяется практически полностью энергией одной ячейки, с большой вероятностью это явление связано с шумом электроники калориметра (в основном, в его адронной части). Данный факт проверяется сравнением форм импульсов сигналов от калориметра с их ожидаемой формой. Кроме того, из-за емкостной связи между каналами электроники соседние ячейки калориметра в данном случае будут иметь отрицательную энергию;
 - подобный случайный шум может также происходить в электронике электромагнитного калориметра, что в результате дает энергию струи, которая по большей части определяется энергией

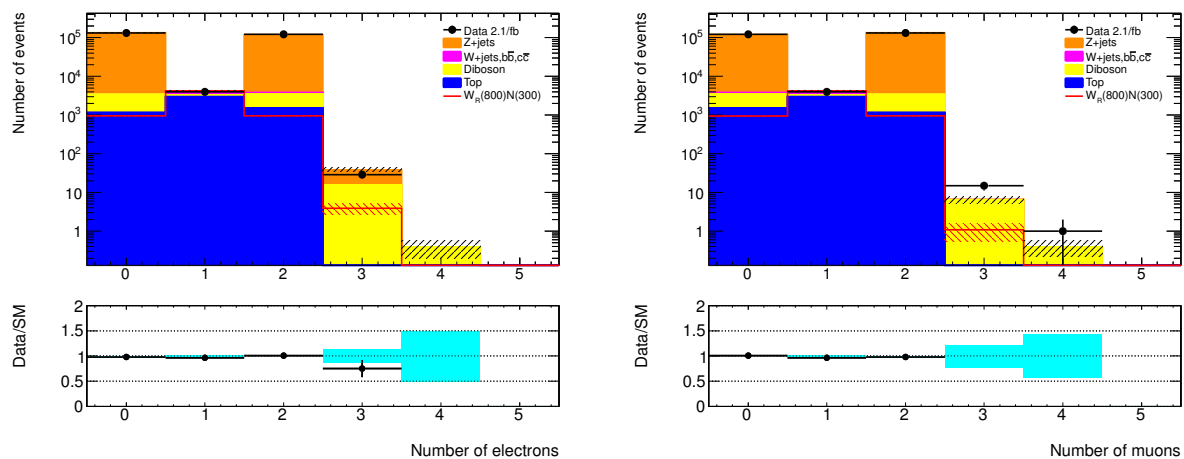
ячеек в электромагнитной части калориметра. Форма импульса сигнала в данном случае также искажена;

- космические мюоны дают некоторое энергосодержание в калориметре и могут быть идентифицированы как струи. Для отбрасывания таких событий измеряется время возникновения энергосодержаний в калориметре, которое сравнивается с моментом столкновения пучков. Также используется ограничение на отношение суммы поперечных импульсов треков в струе к поперечному импульсу самой струи.

Существует несколько определений условия отбора, описанных выше. В данном анализе используется определение “BADLOOSE”, эффективность отбора которого для событий в данных составляет $\geq 99\%$.

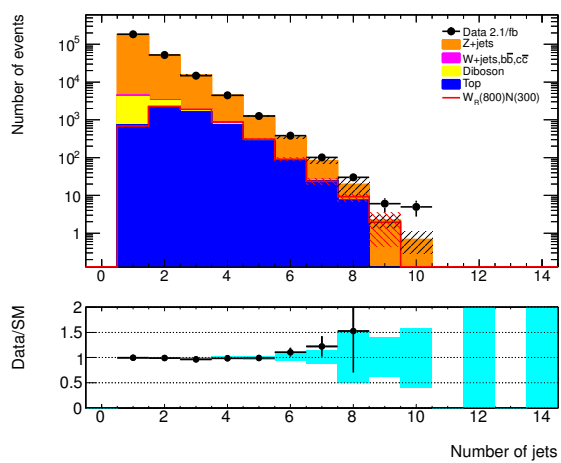
- В нескольких заходах возникли проблемы с электроникой LAr, несколько модулей перестали работать. Поэтому необходимо было учитывать данный факт при обработке моделирования путем выбрасывания событий, если отобранный электрон или струя реконструированы в области детектора, где были проблемы с электроникой.
- При обработке данных используются только события, которые записаны во время стабильной работы всех подсистем детектора.

На рис. 6.1 представлены распределения по числу реконструированных лептонов и струй в событии. На рис. 6.2, 6.3, 6.4, 6.5 показаны кинематические распределения по поперечному импульсу и псевдо-быстроте лептонов и струй в событиях моделирования для процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell \ell jj$ и фона, а также данных.



(a)

(б)



(в)

Рис. 6.1. Распределение по числу электронов (а), мюонов (б) и струй (в) в событии с двумя и больше лептонами.

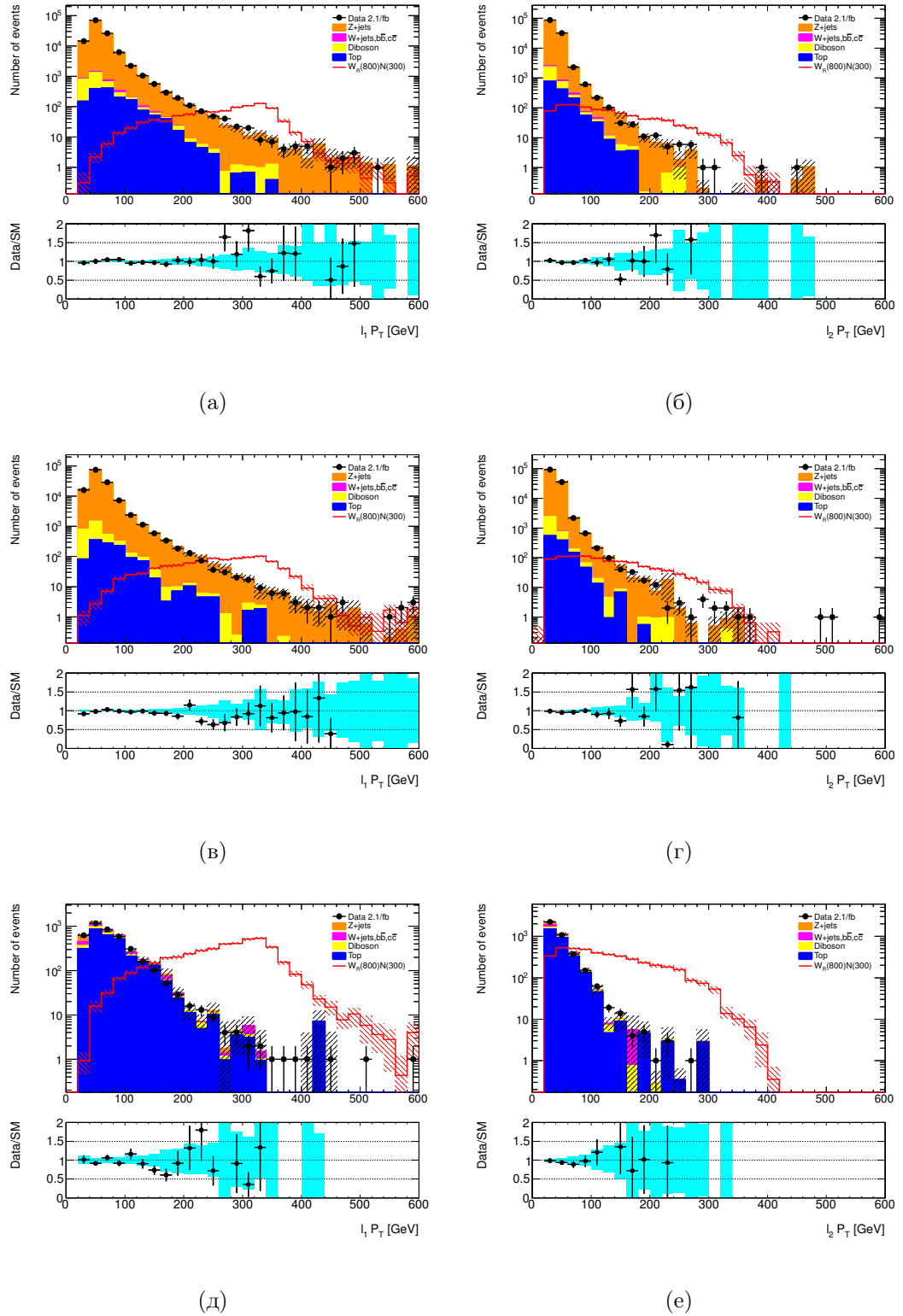


Рис. 6.2. Распределение по поперечному импульсу первого (а,в,д) и второго (б,г,е) лептона с максимальными поперечными импульсами в событии с (а,б) двумя электронами, (в,г) двумя мюонами, (д,е) электроном и мюоном.

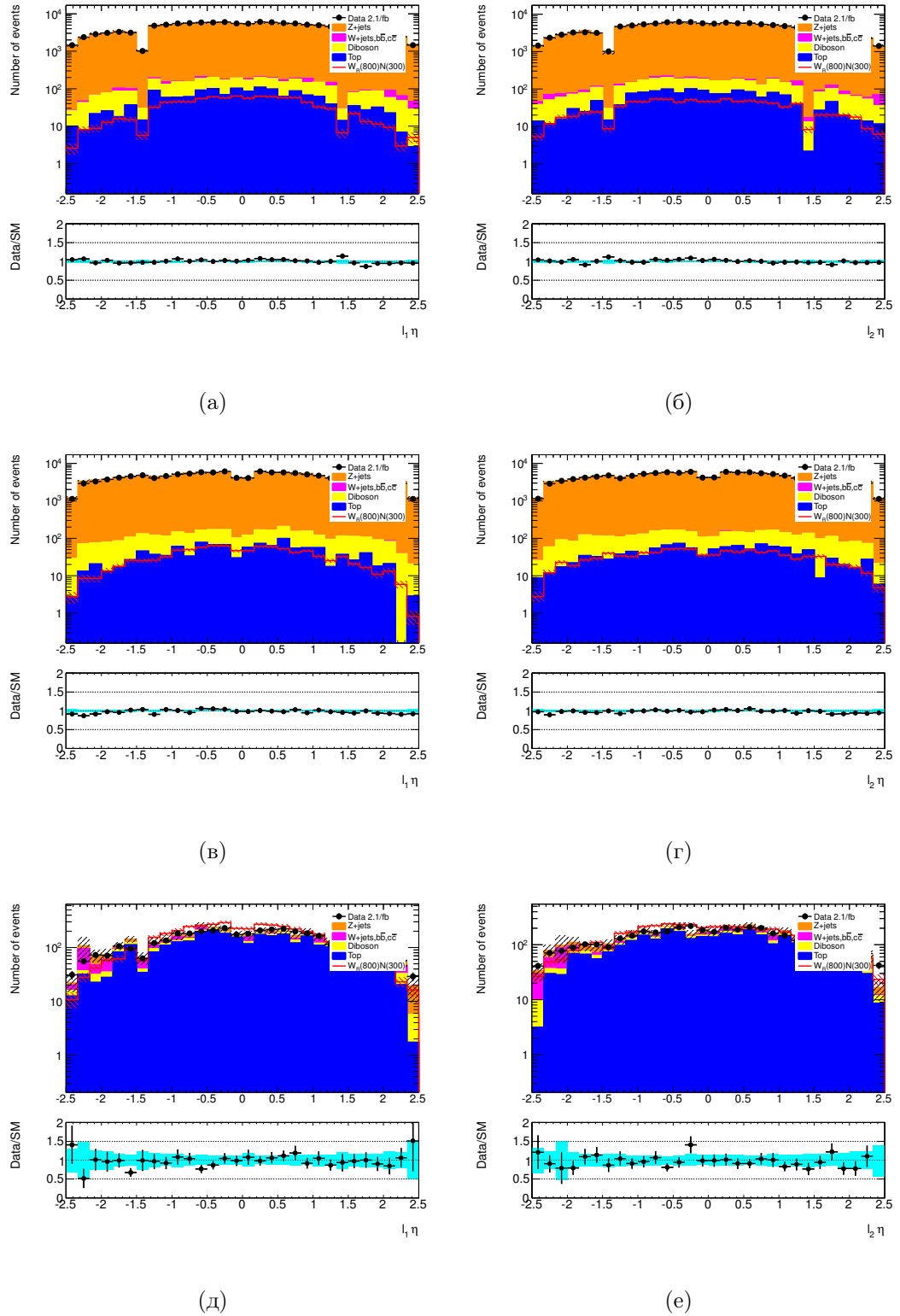


Рис. 6.3. Распределение по псевдо-быстроте первого (а,в,д) и второго (б,г,е) лептона с максимальными поперечными импульсами в событии с (а,б) двумя электронами, (в,г) двумя мюонами, (д,е) электроном и мюоном.

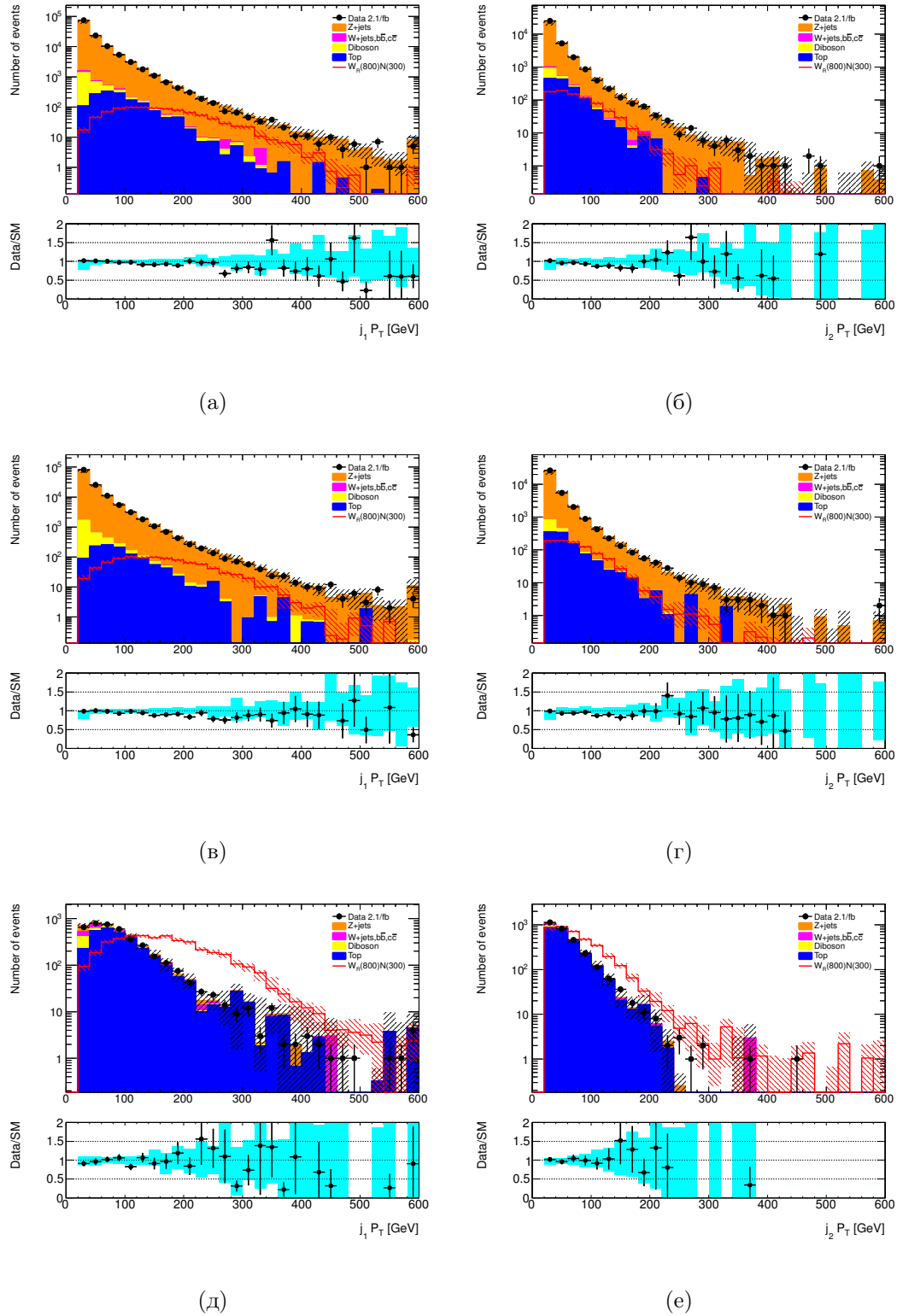


Рис. 6.4. Распределение по поперечному импульсу первой (а,в,д) и второй (б,г,е) струи с максимальными поперечными импульсами в событиях с (а,б) двумя электронами, (в,г) двумя мюонами, (д,е) электроном и мюоном.

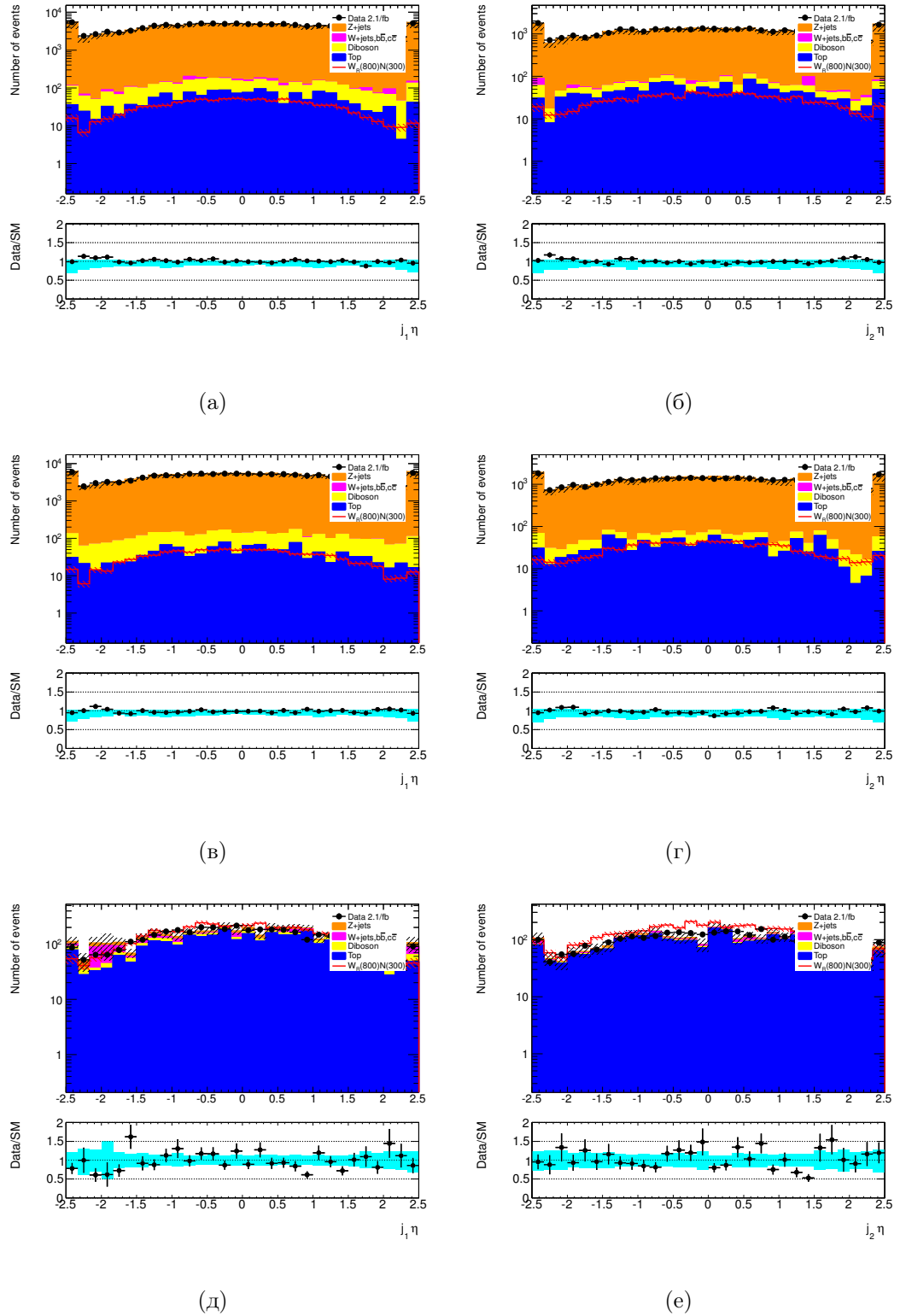


Рис. 6.5. Распределение по псевдо-быстроте первой (а,в,д) и второй (б,г,е) струи с максимальными поперечными импульсами в событии с (а,б) двумя электронами, (в,г) двумя мюонами, (д,е) электроном и мюоном.

6.2. Дополнительные условия отбора

Условия отбора, описанные в 6.1, обеспечивают надежную идентификацию лептонов и струй в событии. Для дальнейшего подавления событий фоновых процессов применяются дополнительные условия отбора:

- Условие на инвариантную массу двух лептонов, $m(\ell\ell) > 110$ ГэВ, позволяет подавить практически все фоновые события от распадов $Z \rightarrow \ell\ell$ (рис. 6.6).
- Для событий с лептонами разного знака применяется условие отбора на скалярную сумму поперечных импульсов отобранных лептонов и струй в событии, $S_T > 400$ ГэВ. Данное условие отбора является эффективным средством для подавления практически любых событий фона (рис. 6.7).
- Инвариантная масса двух лептонов и струй, $m(\ell\ell jj) > 400$ ГэВ (рис. 6.8).

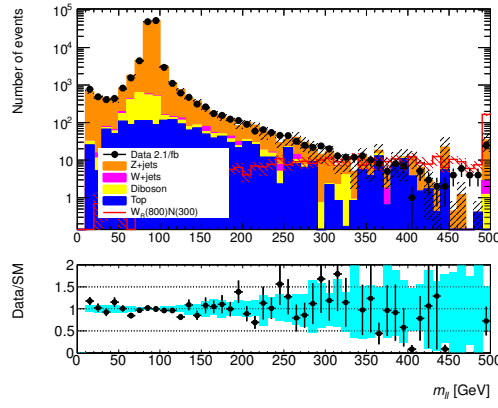
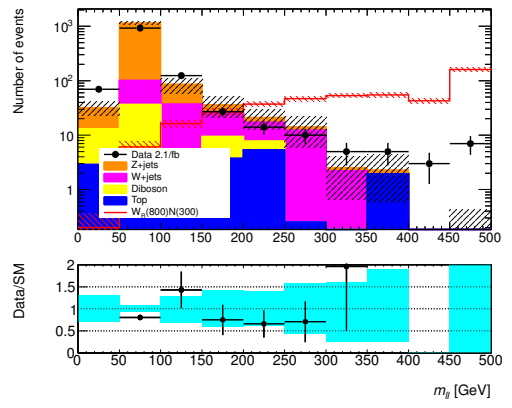
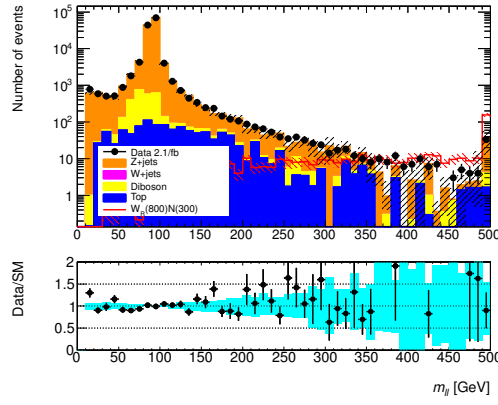
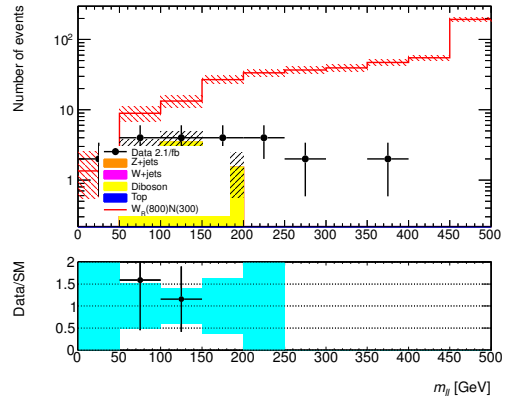
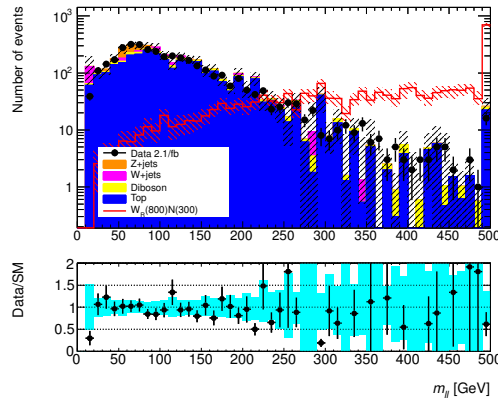
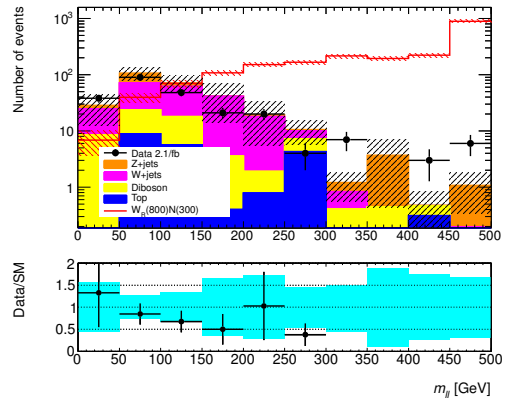
(a) $e^\pm e^\mp$ (б) $e^\pm e^\pm$ (в) $\mu^\pm \mu^\mp$ (г) $\mu^\pm \mu^\pm$ (д) $e^\pm \mu^\mp$ (е) $e^\pm \mu^\pm$

Рис. 6.6. Распределение по инвариантной массе двух лептонов, $m_{\ell\ell}$, для канала с лептонами (а,в,д) противоположного и (б,г,е) одинакового зарядов.

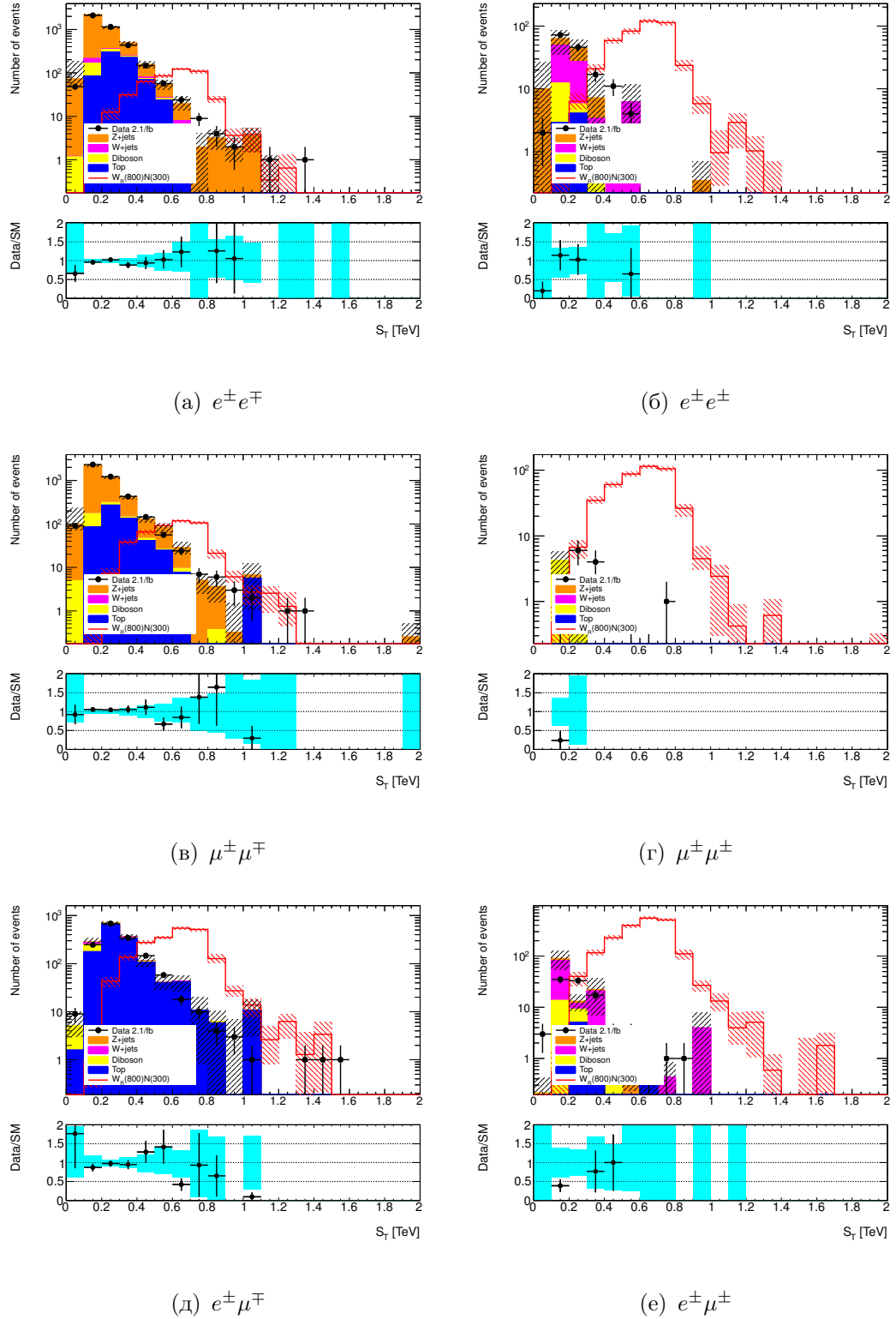


Рис. 6.7. Распределение по параметру S_T (после наложения условия $m_{\ell\ell} > 110$ ГэВ) для канала с лептонами (а,в,д) противоположного и (б,г,е) одинакового зарядов.

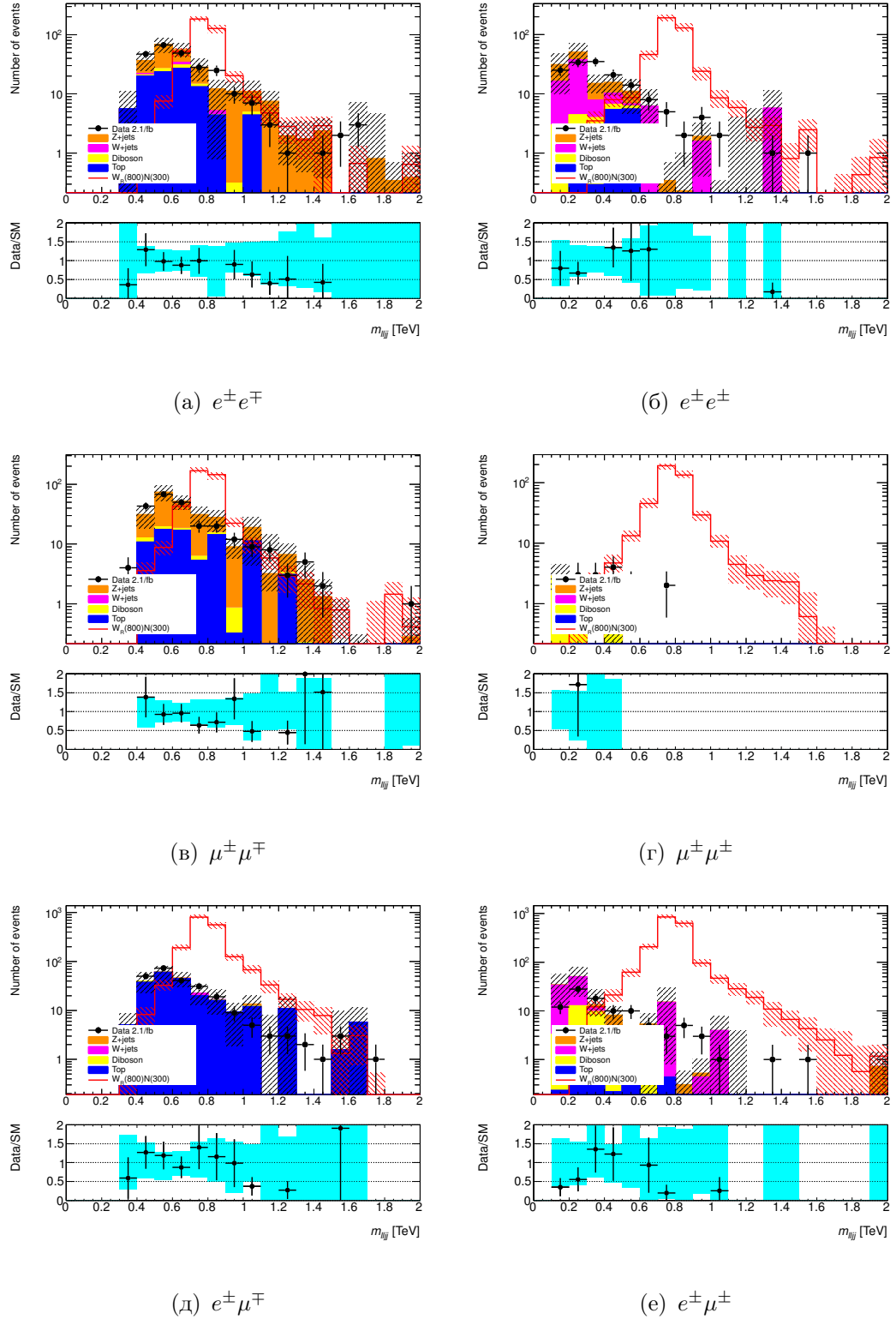


Рис. 6.8. Распределение по $m_{\ell\ell(j)}$ (после наложения условий $m_{\ell\ell} > 110$ ГэВ и $m_{\ell\ell(j)} > 400$) для канала с лептонами (а,в,д) противоположного и (б,г,е) одинакового зарядов.

Оптимизация данных условий отбора производилась на моделировании с целью максимизации величины $S/\sqrt{S+B}$, где S — число событий процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell\ell jj$, B — число фоновых событий. На рис. 6.9 представлены результаты оптимизации дополнительных условий отбора для $m(\ell\ell)$ и S_T . Оптимизация не проводилась для условия отбора $m(\ell\ell jj) > 400$ ГэВ, так как данное условие определяет область масс W_R -бозона, которая рассматривается в данном анализе.

Полная эффективность отбора событий является произведением эффективности отбора событий на генераторном уровне, а также эффективности базовых и дополнительных условий отбора на реконструированное событие в детекторе, описанных в Разделах 6.1 и 6.2. На рис. 6.10 представлена полная эффективность для событий процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell\ell jj$ после наложения дополнительных условий отбора, а на рис. 6.11 — отдельно по каналам ee , $\mu\mu$ и $e\mu$.

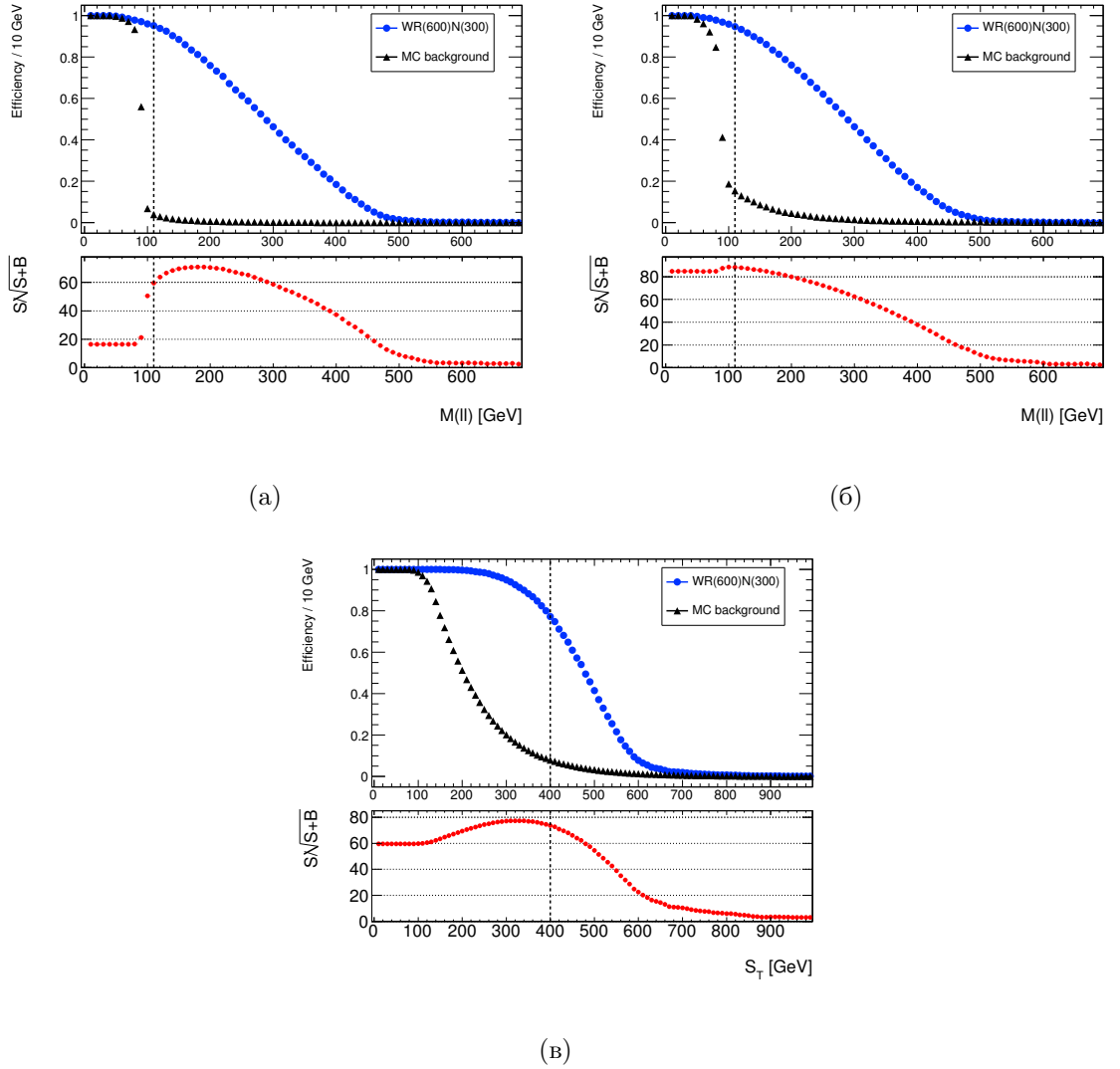


Рис. 6.9. Результаты оптимизации дополнительных условий отбора для $m(\ell\ell)$ и S_T для событий $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell\ell jj$, $W_R(600)N(300)$. (а) — $m(\ell\ell)$, события с лептонами разного заряда; (б) — $m(\ell\ell)$, события с лептонами одинакового заряда; (в) — S_T после отбора $m(\ell\ell) > 110$ ГэВ, события с лептонами разного заряда. На картинках показана эффективность отбора событий, а также $S/\sqrt{S+B}$ при интегральной светимости 2.1fb^{-1} , где S — число событий процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell\ell jj$, B — число фоновых событий.

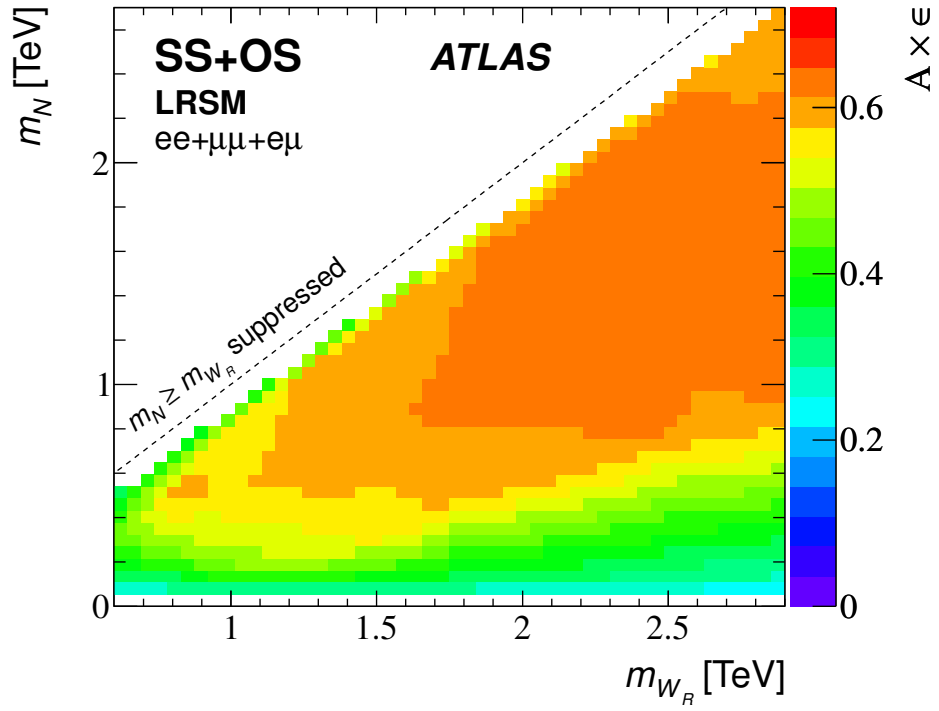


Рис. 6.10. Полная эффективность отбора событий процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell \ell jj$ после условий отбора, описанных в разделе 6.2, для суммы каналов $ee + \mu\mu + e\mu$ в предположении максимального смешивания для N_e и N_μ .

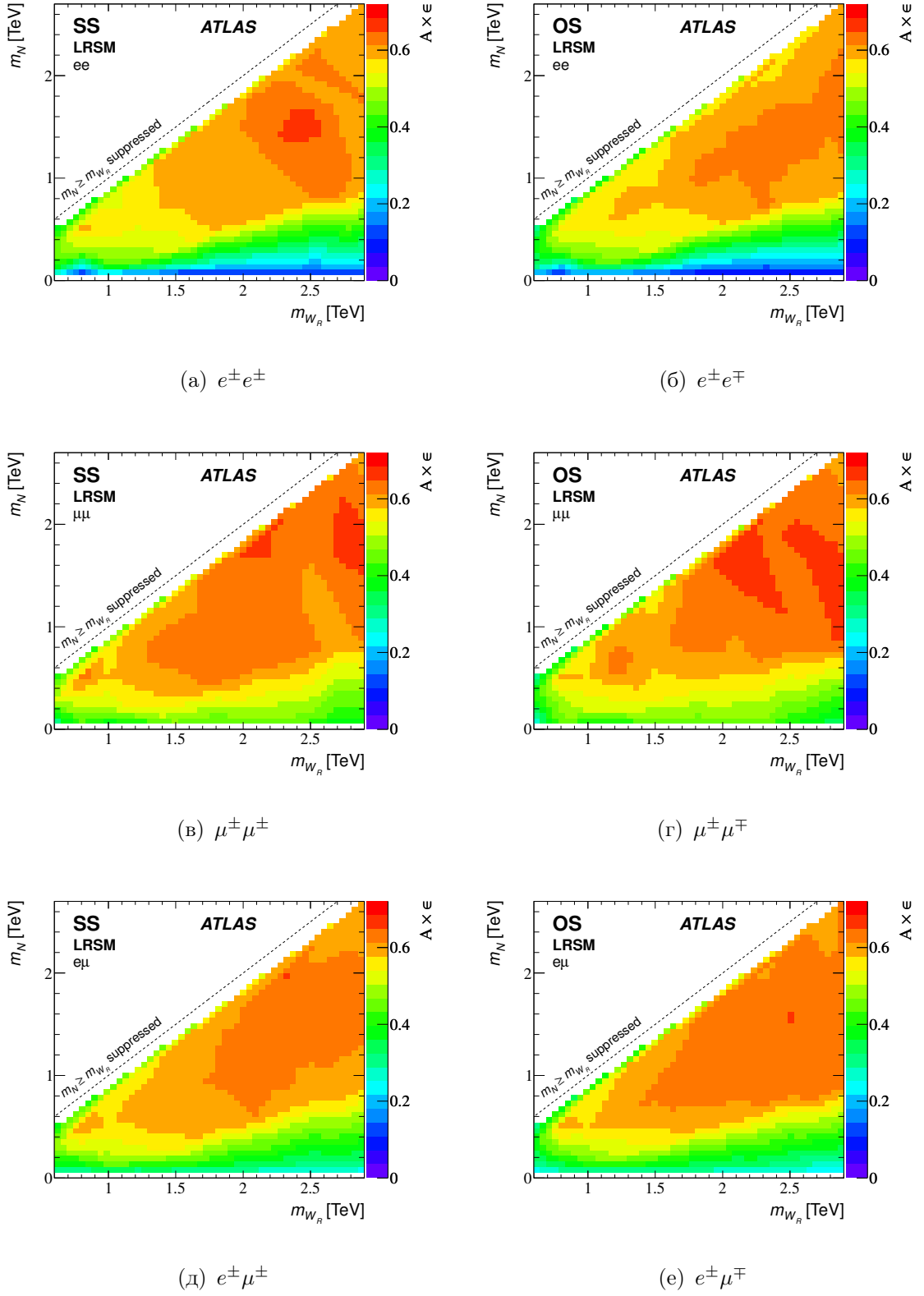


Рис. 6.11. Полная эффективность отбора событий процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell \ell jj$ для ee (а,б), $\mu\mu$ (в,г), $e\mu$ (д,е).

На рис. 6.11 можно заметить, что эффективность для событий процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell \ell jj$, соответствующая большим массам W_R -бозона и относительно небольшим массам тяжелого нейтрино, уменьшается примерно в 2-3 раза по сравнению с областью больших масс тяжелого нейтрино. Данный эффект связан с тем, что при больших значениях величины $m(W_R)/m(N)$ лептон и струи из распада тяжелого нейтрино расположены очень близко ($\Delta R < 0.1$) друг к другу. После наложения условия на изолированность электронов большая часть событий в процессе $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell \ell jj$ отбрасывается из-за того, что электроны являются не изолированными в калориметре из-за близко идентифицированных струй. В случае же мюонов, условие изолированности, описанное в Разделе 6.1.2, позволяет выделить мюоны из-за разной формы энерговыделения в калориметре, а также наличия трека, восстановленного по мюонной системе.

6.3. Оценка систематических ошибок в реконструкции лептонов и струй

- Идентификация электронов:

- Энергия и энергетическое разрешение.

По результатам анализа и сравнения данных с моделированием [65] были вычислены поправки к реконструкции и идентификации электронов в моделировании. Энергия реконструированного электрона в моделировании вычисляется с учетом поправочного фактора, зависящего от E_T и η электрона. Разница в энергетическом разрешении для электрона в моделировании и данных учтена добавлением случайной величины, распределенной по

Гауссу, со среднеквадратичным отклонением, соответствующим данной разнице.

– Изоляционная энергия.

Так как при идентификации электронов используется изоляционная энергия, с учетом энергии, выделившейся за пределами рассматриваемого конуса, систематическая неопределенность для данной величины была оценена путем варьирования изоляционной энергии в пределах неопределенности, с которой эта изоляционная энергия измерена. Данная систематическая ошибка также зависит от E_T и η электрона.

– Эффективность идентификации.

Поправочный фактор для эффективности идентификации электронов измерен на событиях $Z \rightarrow ee$ путем сравнения данных и моделирования. Поправочный фактор является функцией E_T и η электрона.

• Идентификация мюонов:

– Импульс и импульсное разрешение.

Импульс и импульсное разрешение мюона в моделировании не соответствует измеренным величинам на данных, поэтому необходимо вводить поправку на данное отличие. Оценка систематической неопределенности осуществлялась аналогичным образом, как в случае электронов.

– Эффективность идентификации.

Поправочный фактор для эффективности идентификации мюонов измерен на событиях $Z \rightarrow \mu\mu$ путем сравнения данных и

моделирования. Поправочный фактор является функцией P_T и η мюона.

- Идентификация струй:

- Энергия (JES) и энергетическое разрешение (JER) струи.
- Поправка на дополнительные первичные взаимодействия в событии.

Для струй с $P_T < 100$ ГэВ к JES и JER квадратично добавлена неопределенность 2-7%.

- Неопределенность в измерении эффективности триггера ($\leq 1\%$).

- Условие наличия общей вершины для лептонов.

Систематическая неопределенность ($\leq 1\%$) определялась из сравнения данных и моделирования после наложения условия на общую первичную вершину для реконструированных треков двух лептонов.

- Измерение интегральной светимости.

Неопределенность в измерении интегральной светимости составляет 3.7% [72].

- Партонная функция распределения.

Величины сечений процессов, а также эффективность отбора событий зависят от выбора описания распределения партонов в протоне.

Неопределенность в предсказании для числа событий фоновых процессов, а также числа событий процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow \ell N \rightarrow \ell \ell jj$, не превышает $\simeq 15\%$, Неопределенность в сечении с рождением Z и W -бозонов [73]: $\pm 4\%$ для $Z \rightarrow \ell \ell$, 4.9% для WW , 7.2% для WZ и 5.0%

для ZZ событий. Теоретическая неопределенность в сечении процесса $pp \rightarrow t\bar{t}$ составляет $\simeq 15\%$ [74].

В табл. 6.5 и 6.6 представлены результаты по определению систематической неопределенности для событий фона после наложения базовых условий отбора. Обозначения в таблицах: JES — энергия струи, JER — энергетическое разрешение струи, E_e — энергия электрона, res_e — энергетическое разрешение электрона, μ_{MS} и μ_{ID} — импульсное разрешение для трека мюона, реконструированного в мюонной системе и трековом детекторе, соответственно, σ — сечение процесса. Обозначения “ $\uparrow$ ” и “ $\downarrow$ ” соответствуют варьированию изучаемой величины на величину ошибки.

Таблица 6.5. Число фоновых событий в конечном состоянии с двумя лептонами противоположного заряда (OS) при вариации систематических неопределенностей (%) после наложения базовых условий отбора.

(а) $e^{\pm}e^{\mp}$

	Число событий	JES $_{\uparrow}$	JES $_{\downarrow}$	JER	$E_{e,\uparrow}$	$E_{e,\downarrow}$	res $_e$	$\mu_{MS,\uparrow}$	$\mu_{MS,\downarrow}$	$\mu_{ID,\uparrow}$	$\mu_{ID,\downarrow}$	σ	Сист.	Стат.
Z +jets	118446.60	9.01	7.14	3.48	0.62	0.54	0.32	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	12.04	0.23
$t\bar{t}$	1265.31	0.08	0.15	0.03	0.30	0.27	0.03	0.00	0.00	0.00	0.01	15.10	15.10	0.64
Diboson	1952.89	3.95	5.37	0.27	0.54	0.90	0.06	0.00	0.00	0.00	0.00	1.82	7.00	2.00
Single Top	113.52	0.69	0.83	0.14	0.24	0.06	0.19	0.00	0.00	0.00	0.00	10.00	10.06	3.02

(б) $e^{\pm}\mu^{\mp}$

	Число событий	JES $_{\uparrow}$	JES $_{\downarrow}$	JER	$E_{e,\uparrow}$	$E_{e,\downarrow}$	res $_e$	$\mu_{MS,\uparrow}$	$\mu_{MS,\downarrow}$	$\mu_{ID,\uparrow}$	$\mu_{ID,\downarrow}$	σ	Сист.	Стат.
Z +jets	333.43	8.16	4.36	5.60	1.50	2.24	0.38	0.10	0.11	0.11	0.10	0.00	11.16	4.40
$t\bar{t}$	2567.97	0.12	0.17	0.02	0.16	0.20	0.02	0.02	0.00	0.00	0.02	15.07	15.07	0.45
Diboson	274.94	6.72	5.47	1.24	0.19	0.22	0.31	0.28	0.00	0.00	0.18	5.15	10.17	3.59
Single Top	236.98	1.03	0.63	0.24	0.12	0.20	0.13	0.02	0.01	0.00	0.08	10.00	10.08	2.15

(в) $\mu^{\pm}\mu^{\mp}$

	Число событий	JES $_{\uparrow}$	JES $_{\downarrow}$	JER	$E_{e,\uparrow}$	$E_{e,\downarrow}$	res $_e$	$\mu_{MS,\uparrow}$	$\mu_{MS,\downarrow}$	$\mu_{ID,\uparrow}$	$\mu_{ID,\downarrow}$	σ	Сист.	Стат.
Z +jets	139346.53	11.39	7.18	5.94	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.01	0.01	0.00	14.71	0.22
$t\bar{t}$	1297.07	0.13	0.13	0.01	0.00	0.00	0.00	0.01	0.02	0.03	0.03	15.05	15.05	0.64
Diboson	2409.53	5.12	5.42	0.34	0.00	0.01	0.00	0.10	0.03	0.08	0.02	1.67	7.65	1.85
Single Top	150.46	1.19	0.59	0.04	0.00	0.00	0.00	0.16	0.00	0.08	0.14	10.00	10.10	2.71

Таблица 6.6. Число фоновых событий в конечном состоянии с двумя лептонами одинакового заряда (SS) при вариации систематических неопределенностей (%) после наложения базовых условий отбора.

(a) $e^{\pm}e^{\pm}$													
	Число событий	JES $_{\uparrow}$	JES $_{\downarrow}$	JER	$E_{e,\uparrow}$	$E_{e,\downarrow}$	res $_e$	$\mu_{MS,\uparrow}$	$\mu_{MS,\downarrow}$	$\mu_{ID,\uparrow}$	$\mu_{ID,\downarrow}$	σ	Сист. Стат.
Z +jets	749.38	8.76	6.77	3.53	0.83	0.86	0.40	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	11.69 0.34
$t\bar{t}$	9.00	0.11	0.13	0.14	0.43	0.56	0.01	0.00	0.00	0.00	0.00	24.03	1.98
Diboson	35.55	3.13	3.16	1.32	0.62	0.09	0.53	0.00	0.00	0.00	0.00	6.87	8.33 10.14
Single Top	0.60	0.46	1.09	0.98	0.29	0.33	0.29	0.00	0.00	0.00	0.00	10.00	10.13 4.72

(б) $e^{\pm}\mu^{\pm}$													
	Число событий	JES $_{\uparrow}$	JES $_{\downarrow}$	JER	$E_{e,\uparrow}$	$E_{e,\downarrow}$	res $_e$	$\mu_{MS,\uparrow}$	$\mu_{MS,\downarrow}$	$\mu_{ID,\uparrow}$	$\mu_{ID,\downarrow}$	σ	Сист. Стат.
Z +jets	28.01	9.11	4.15	2.95	7.27	0.17	1.24	0.01	1.61	1.60	0.01	0.00	12.98 14.41
$t\bar{t}$	9.99	0.11	0.11	0.03	0.35	0.49	0.16	0.03	0.01	0.03	0.35	26.28	1.99
Diboson	34.34	2.76	2.66	1.38	0.70	0.02	0.04	0.03	0.24	0.11	0.81	11.15	11.93 5.64
Single Top	0.64	0.81	0.76	0.17	0.57	0.82	0.20	0.06	0.01	0.01	0.08	10.00	10.12 4.01

(в) $\mu^{\pm}\mu^{\pm}$													
	Число событий	JES $_{\uparrow}$	JES $_{\downarrow}$	JER	$E_{e,\uparrow}$	$E_{e,\downarrow}$	res $_e$	$\mu_{MS,\uparrow}$	$\mu_{MS,\downarrow}$	$\mu_{ID,\uparrow}$	$\mu_{ID,\downarrow}$	σ	Сист. Стат.
Z +jets	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
$t\bar{t}$	0.93	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.08	0.54	0.00	50.00	50.00 9.19
Diboson	12.40	7.40	3.30	6.15	0.00	0.00	0.00	0.00	0.90	0.24	0.00	13.90	17.25 8.89
Single Top	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

Глава 7

Изучение фоновых событий

7.1. Изучение фоновых событий с рождением пары t -кварков

В событиях, где в конечном состоянии есть два лептона с противоположным зарядом и струи, одним из важных фоновых процессов является процесс рождения пары t -кварков. Поэтому важно оценить, насколько хорошо моделирование для данного фонового процесса описывает данные в кинематической области, где этот процесс является доминирующим. Следует также отметить, что рассматриваемый фоновый процесс является доминирующим в событиях в $e\mu$ канале. Диаграмма процесса показана на рис. 5.10(а). Две струи в конечном состоянии получаются в результате процесса $t \rightarrow bW^+(\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-)$. Переход t -кварка в d и s кварки подавлен, как: $|V_{td}^2/V_{tb}^2| \simeq 10^{-4}$ и $|V_{ts}^2/V_{tb}^2| \simeq 10^{-3}$ соответственно. Два лептона с противоположными зарядами в конечном состоянии получаются из распадов W -бозонов на лептон и нейтрино.

Для выделения процесса с рождением двух t -кварков применялись следующие условия отбора:

- i) Основные условия отбора, описанные в разделе 6.1
- ii) В событии идентифицирована струя от b -кварка
- iii) $E_T^{\text{miss}} > 50$ ГэВ
- iv) $m(\ell\ell jj) < 400$ ГэВ

v) $m(\ell\ell) > 110$ ГэВ (только для ee и $\mu\mu$ каналов)

Для того, чтобы определить, какому типу начального кварка соответствует реконструированная струя (ii), используется алгоритм идентификации струй, известный как метод b -таггирования для струй. Существует несколько алгоритмов для b -таггирования. Первый класс методов основан на анализе прицельных параметров треков в струе (алгоритмы JetProb, IP3D). В алгоритме JetProb [75] анализируются распределения по параметру $S_{d_0} = d_0/\sigma_{d_0}$ для каждого трека в струе и вычисляется вероятность того, что начало трека находится в первичной вершине. Метод IP3D [76] основан на анализе корреляций между S_{d_0} и $S_{z_0} = z_0/\sigma_{z_0}$. На рис. 7.1 представлены распределения по параметрам S_{d_0} 7.1(a) и S_{z_0} 7.1(б) для струй от тяжелых и легких кварков.

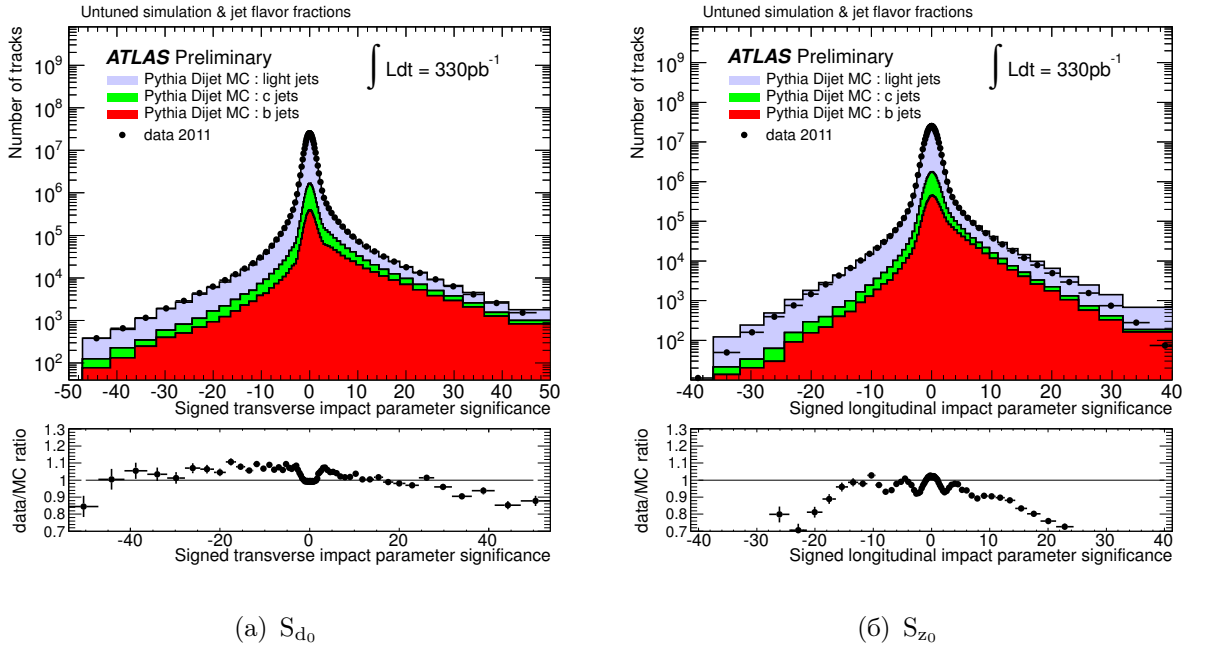


Рис. 7.1. Параметры (а) S_{d_0} и (б) S_{z_0} для событий с идентифицированными струями от легких и тяжелых кварков.

Второй класс методов базируется на восстановлении вершин вторичных взаимодействий (SV0, SV1, JetFitter) в распадах мезонов, содержащих легкие или тяжелые кварки. Основным параметром в алгоритме SV0 является параметр, характеризующий расстояние от первичной до вторичной вершин взаимодействия, $S_L = L/\sigma_L$. Знак для данного параметра определяется по знаку проекции вектора от первичной ко вторичной вершине, на направляющий вектор струи. Иллюстрация данного метода показана на рис. 7.2(а) [77]. Распределение по величине S_L представлено на рис. 7.2(б) [78].

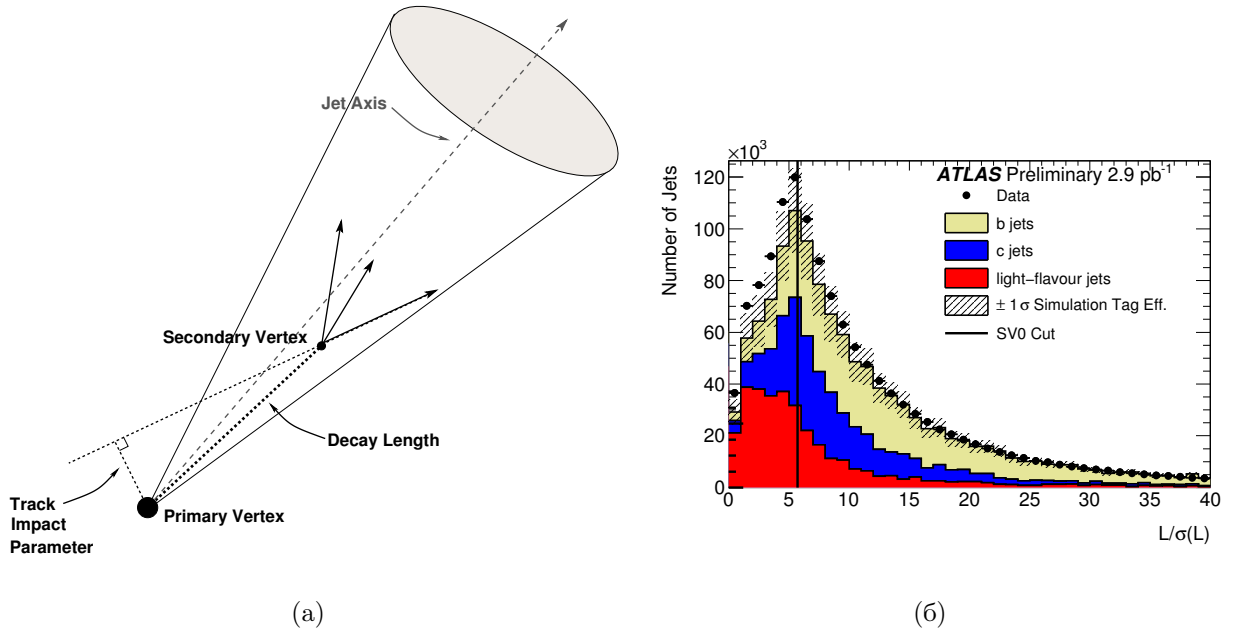


Рис. 7.2. (а) — иллюстрация алгоритма SV0, (б) — распределение по параметру S_L .

В методе SV1 используются дополнительные параметры для выделения b -струй: инвариантная масса всех треков для данной вершины, отношение суммарной энергии треков в вершине к сумме энергий треков в струе, а также число вершин с двумя треками. Описанные методы можно использовать в комбинации. В данной работе, среди прочих результатов, приводятся

результаты для IP3D + SV1, комбинация осуществляется путем простого сложения вычисленных параметров для алгоритмов IP3D и SV1. На рис. 7.3 представлено сравнение для эффективности выделения b -струй при использовании различных методов идентификации [76]. Алгоритм JetFitter является относительно новым методом [79], также использующим информацию о расположении первичных и вторичных вершин, и в данном изучении фона не применялся.

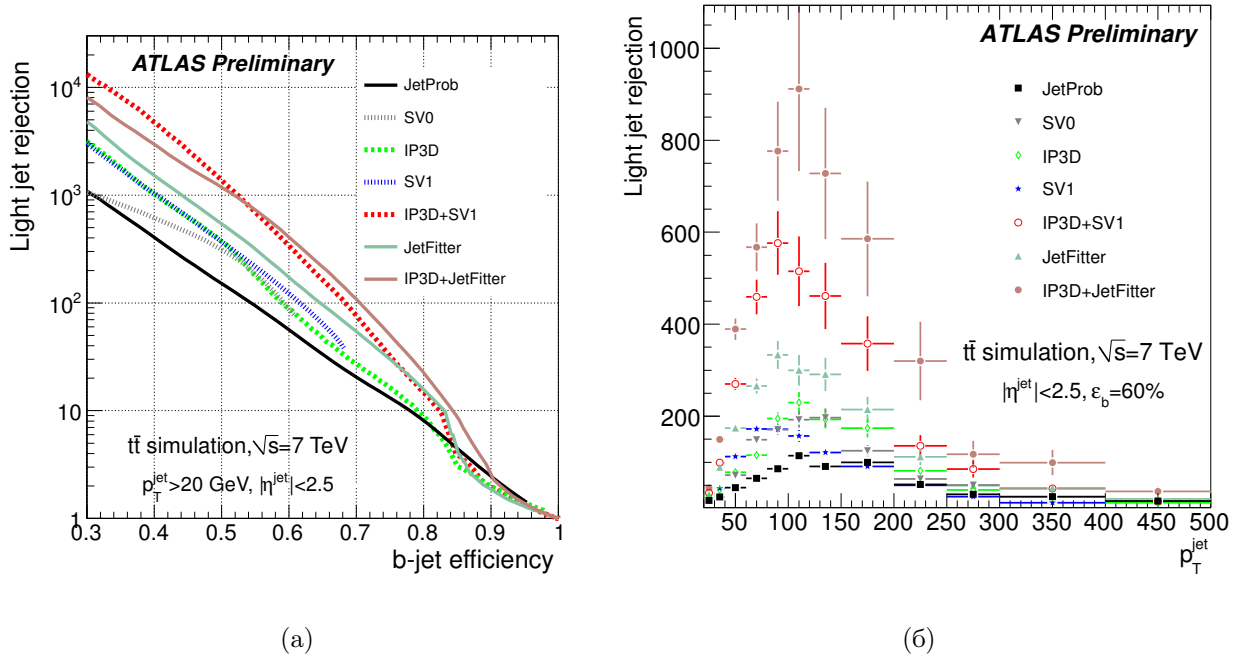


Рис. 7.3. Сравнение результатов для идентификации b -струй при использовании различных алгоритмов: зависимость эффективности подавления событий со струями от легких кварков от (а) — эффективности идентификации b -струй, (б) — поперечного импульса струи.

Так как в рассматриваемом процессе имеется распад W -бозона на лептон и нейтрино, в событии есть заметная часть “невидимой” энергии, уносимой нейтрино. Для выделения таких событий используется условие отбора $E_T^{\text{miss}} > 50$ ГэВ (iii). При реконструкции E_T^{miss} используется векторная

сумма по энергосодержаниям в топологических кластерах в калориметре с дополнительным членом, характеризующим распределение мюонных треков в детекторе:

$$\begin{aligned} \vec{E}_T^{\text{miss}}(x, y) &= \vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{LocHadTopo}) + \\ &+ \vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{MuonBoyTrack}) + \vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{MuonBoySpectro}) - \\ &- \vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{RefMuonTrack}), \\ E_T^{\text{miss}} &= | - \vec{E}_T^{\text{miss}}(x, y) | \end{aligned} \quad (7.1)$$

$E_T^{\text{miss}}(\text{LocHadTopo})$ соответствует векторной сумме энергосодержаний в топологических кластерах, $E_T^{\text{miss}}(\text{MuonBoyTrack})$ и $E_T^{\text{miss}}(\text{MuonBoySpectro})$ представляют собой векторную сумму импульсов мюонов, вычисленных по трекам в калориметре и мюонной системе. Для этого энергосодержание в калориметре для мюонов не учитывалось дважды в определении E_T^{miss} , производится вычитание $E_T^{\text{miss}}(\text{RefMuonTrack})$.

Метод построения топологических кластеров в калориметре, который используется при определении E_T^{miss} , основан на последовательном добавлении к кластеру ближайших ячеек к тем, которые уже принадлежат к кластеру с энергосодержанием больше некоторого порога. Данный метод построения кластера в калориметре является эффективным алгоритмом для минимизации шума в кластерах, состоящих из большого числа ячеек (Ячейки в калориметре представляют собой геометрическую область размером $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.025 \times 0.025, 0.003 \times 0.1$ в электромагнитной части, и $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1 - 0.2 \times 0.2$ в адронных калориметрах детектора). Альтернативным данному методу является алгоритм реконструкции кластера внутри пространственного конуса. Этот метод широко используется при реконструкции электромагнитных ливней и струй от распадов τ -лептонов.

Также данный метод позволяет осуществлять очень точную энергетическую калибровку кластера, так как используется фиксированная геометрическая область для выбора ячеек.

Еще одним условием отбора является требование на инвариантную массу двух лептонов и струй в событии $m(\ell\ell jj) < 400$ ГэВ (iv), определяющее кинематическую область, в которой события процесса $pp \rightarrow W_R \rightarrow lN \rightarrow \ell\ell jj$ сильно подавлены. Для ee и $\mu\mu$ каналов используется дополнительное условие $m(\ell\ell) > 110$ ГэВ (v) для подавления процессов с рождением Z и W бозонов.

Результатом работы описанных выше алгоритмов b -таггирования струй является определение параметра идентификации струи, соответствующего вероятности того, что рассматриваемая струя произошла от легкого или же тяжелого кварка. В данном анализе приводятся результаты для выделения событий с рождением пары t -кварков при использовании различных условий отбора на параметр b -таггирования струи, которые определяют эффективность рассматриваемого метода.

Сравнение моделирования и эксперимента для описанных методов при различных значениях эффективности алгоритма показано в таблицах 7.1— 7.8. В приведенных таблицах первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая. На рис. 7.4, 7.5 и 7.6 представлено сравнение распределений для (а) $m(\ell\ell jj)$, (б) $m(\ell_1 jj)$, (в) $m(\ell_2 jj)$ и (г) S_T , в конечном состоянии $e\mu$, ee и $\mu\mu$, соответственно, для алгоритма SV0 при эффективности $\epsilon = 50\%$. Во всех трех конечных состояниях наблюдается хорошее согласие на уровне $< \sigma$ между числом отобранных событий в моделировании и данных. Форма кинематических распределений, полученных на данных, воспроизводится моделированием. Следует отметить, что в рассматриваемой кинематической области имеется $\simeq 10\%$ событий от процесса рождения

одного t -кварка, а также его совместного рождения с W -бозоном. Уровень фоновых событий к числу отобранных событий с распадами t -кварков не превышает $\simeq 1\%$. Так как неопределенность в числе предсказываемых событий из моделирования не превышает неопределенность в числе измеренных событий на данных ($\simeq 15\%$), оценка фона от событий с рождением пар t -кварков делается на основе предсказаний моделирования.

Систематическая неопределенность для данного метода оценки фона в событиях с рождением пары t -кварков практически полностью определяется точностью (10-30%) метода идентификации струй [80]. Дополнительным источником систематической ошибки является точность в измерении сечения процесса $pp \rightarrow t\bar{t}$, которая составляет $\simeq 15\%$ [74].

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	ll
$t\bar{t}$	$134.01 \pm 1.90 \pm 28.22$	$136.23 \pm 1.93 \pm 28.46$	$677.70 \pm 4.36 \pm 147.56$	$947.94 \pm 5.13 \pm 204.20$
t, Wt	$9.92 \pm 0.82 \pm 1.87$	$12.18 \pm 0.86 \pm 2.31$	$46.90 \pm 1.66 \pm 8.90$	$69.01 \pm 2.04 \pm 13.08$
$Z+\text{jets}$	$0.22 \pm 0.16 \pm 0.03$	$0.90 \pm 0.48 \pm 0.17$	$1.47 \pm 0.55 \pm 0.27$	$2.59 \pm 0.74 \pm 0.47$
$\text{Diboson}+\text{jets}$	$0.37 \pm 0.26 \pm 0.08$	$0.54 \pm 0.37 \pm 0.12$	$1.43 \pm 0.54 \pm 0.19$	$2.34 \pm 0.71 \pm 0.40$
MC fake	$0.08 \pm 0.08 \pm 0.01$	$0.00 \pm 0.00 \pm 0.00$	$0.64 \pm 0.46 \pm 0.10$	$0.72 \pm 0.47 \pm 0.12$
MC	$144.61 \pm 2.09 \pm 28.22$	$149.85 \pm 2.20 \pm 28.46$	$728.13 \pm 4.75 \pm 147.56$	$1022.59 \pm 5.64 \pm 204.21$
Data	157 ± 12.53	138 ± 11.75	766 ± 27.68	1061 ± 32.57
Data/MC	$1.09 \pm 0.09 \pm 0.21$	$0.92 \pm 0.08 \pm 0.17$	$1.05 \pm 0.04 \pm 0.21$	$1.04 \pm 0.03 \pm 0.21$
WR(600)N(300)	$6.32 \pm 4.03 \pm 0.77$	$0.90 \pm 0.90 \pm 0.13$	$1.74 \pm 1.01 \pm 0.19$	$8.96 \pm 4.25 \pm 1.09$

Таблица 7.1. Число событий с двумя лептонами и ≥ 1 струями, прошедших отбор для контрольной области для $t\bar{t}$ событий. Алгоритм SV0, $\epsilon = 50\%$.

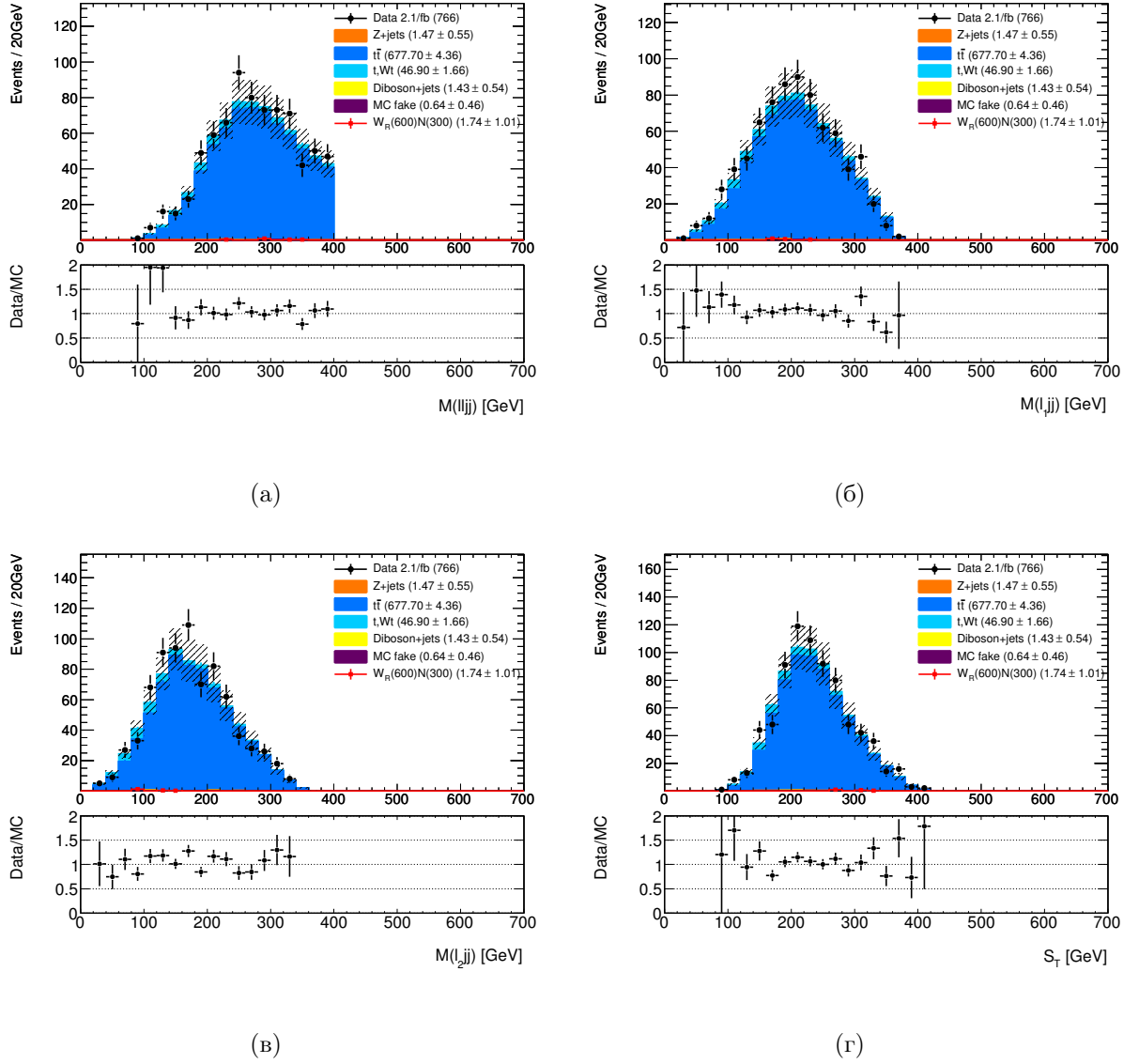


Рис. 7.4. Распределение по инвариантной массе струй и (а) — двух лептонов, (б) — лептона с наибольшим P_T , (в) — лептона с меньшим P_T , и (г) — скалярная сумма P_T лептонов и одной или двух струй, в событиях с электроном и мюоном противоположного заряда и числом струй ≥ 1 . Алгоритм SV0, $\epsilon = 50\%$.

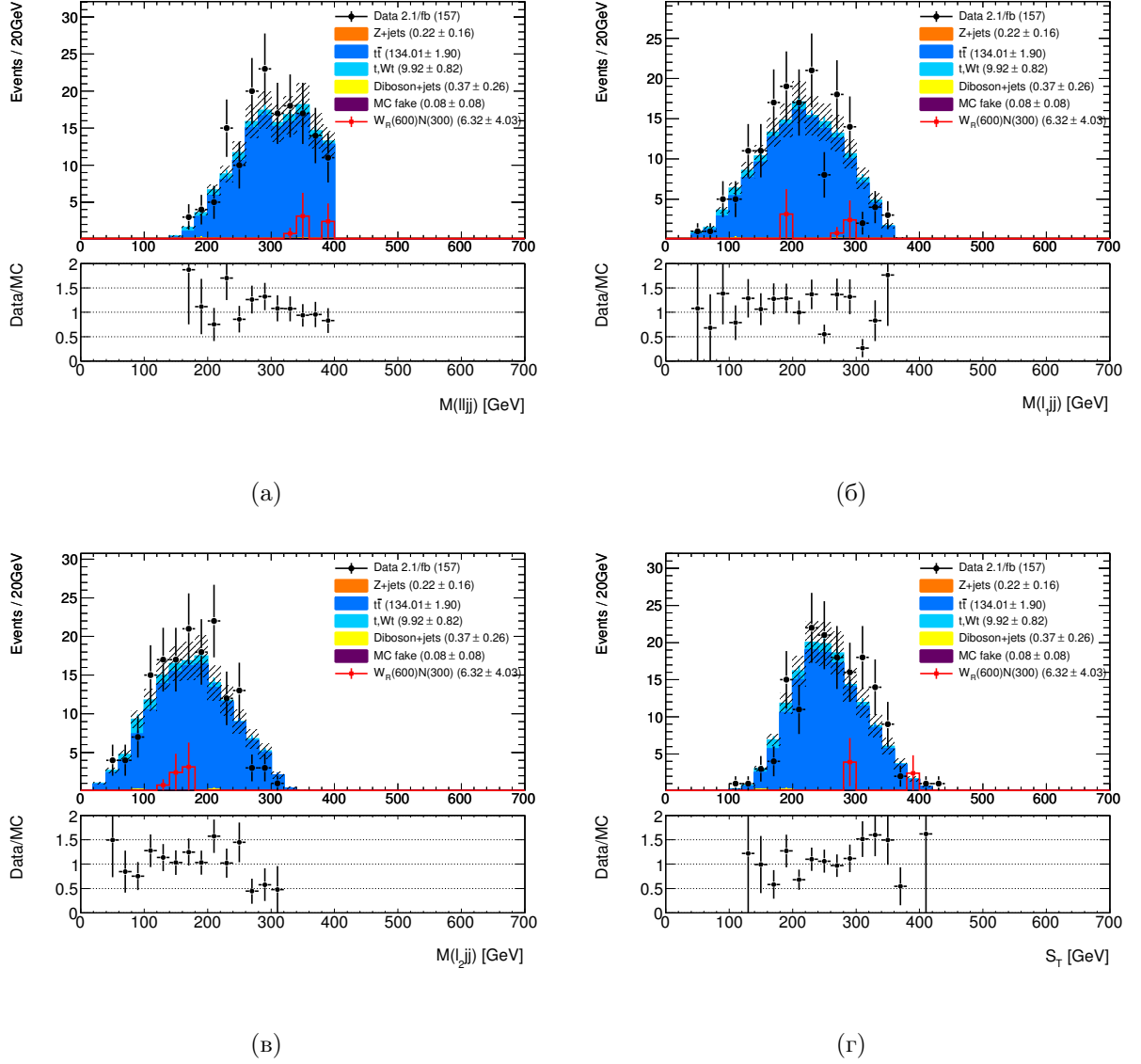


Рис. 7.5. Распределение по инвариантной массе струй и (а) — двух лептонов, (б) — лептона с наибольшим P_T , (в) — лептона с меньшим P_T , и (г) — скалярная сумма P_T лептонов и одной или двух струй, в событиях с двумя электронами противоположного заряда и числом струй ≥ 1 . Алгоритм SV0, $\epsilon = 50\%$.

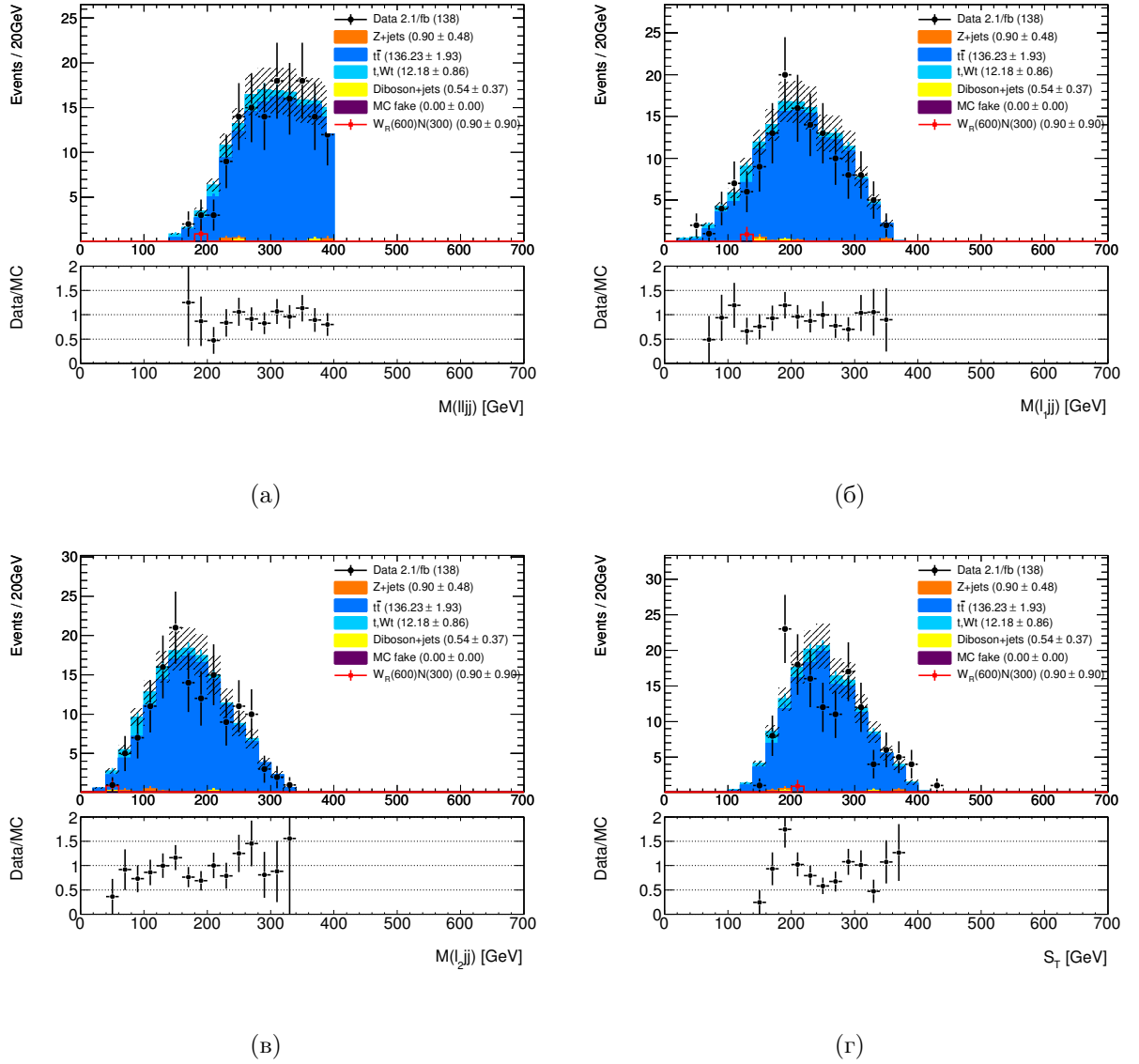


Рис. 7.6. Распределение по инвариантной массе струй и (а) — двух лептонов, (б) — лептона с наибольшим P_T , (в) — лептона с меньшим P_T , и (г) — скалярная сумма P_T лептонов и одной или двух струй, в событиях с двумя мюонами противоположного заряда и числом струй ≥ 1 . Алгоритм SV0, $\epsilon = 50\%$.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	ll
$t\bar{t}$	$146.49 \pm 1.95 \pm 32.53$	$147.80 \pm 1.96 \pm 32.77$	$735.38 \pm 4.46 \pm 169.33$	$1029.67 \pm 5.25 \pm 234.60$
t, Wt	$11.89 \pm 0.83 \pm 2.33$	$14.42 \pm 0.91 \pm 2.89$	$53.64 \pm 1.73 \pm 10.71$	$79.95 \pm 2.12 \pm 15.93$
Z+jets	$3.84 \pm 1.06 \pm 0.61$	$13.09 \pm 2.11 \pm 2.17$	$7.90 \pm 1.55 \pm 1.37$	$24.83 \pm 2.82 \pm 4.15$
Diboson+jets	$5.83 \pm 0.98 \pm 0.95$	$4.98 \pm 0.92 \pm 0.81$	$21.57 \pm 2.01 \pm 3.25$	$32.38 \pm 2.42 \pm 5.01$
MC fake	$8.36 \pm 5.56 \pm 1.27$	$0.00 \pm 0.00 \pm 0.00$	$6.21 \pm 1.50 \pm 0.88$	$14.58 \pm 5.76 \pm 2.15$
MC	$176.42 \pm 6.12 \pm 32.57$	$180.29 \pm 3.16 \pm 32.85$	$824.70 \pm 5.62 \pm 169.37$	$1181.41 \pm 8.89 \pm 234.70$
Data	206 ± 14.35	180 ± 13.42	915 ± 30.25	1301 ± 36.07
Data/MC	$1.17 \pm 0.09 \pm 0.22$	$1.00 \pm 0.08 \pm 0.18$	$1.11 \pm 0.04 \pm 0.23$	$1.10 \pm 0.03 \pm 0.22$
WR(600)N(300)	$9.35 \pm 5.06 \pm 0.98$	$5.98 \pm 3.22 \pm 1.17$	$4.12 \pm 1.84 \pm 0.57$	$19.45 \pm 6.27 \pm 2.71$

Таблица 7.2. Число событий с двумя лептонами и ≥ 1 струями, прошедших отбор для контрольной области для $t\bar{t}$ событий. Алгоритм JetProb, $\epsilon = 50\%$.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	ll
$t\bar{t}$	$191.00 \pm 2.31 \pm 41.74$	$191.22 \pm 2.31 \pm 41.83$	$944.46 \pm 5.23 \pm 216.71$	$1326.69 \pm 6.17 \pm 300.22$
t, Wt	$16.56 \pm 1.06 \pm 3.05$	$21.48 \pm 1.16 \pm 4.06$	$76.24 \pm 2.15 \pm 14.20$	$114.28 \pm 2.66 \pm 21.31$
Z+jets	$4.87 \pm 1.25 \pm 0.40$	$14.37 \pm 2.25 \pm 1.14$	$10.44 \pm 1.80 \pm 1.21$	$29.68 \pm 3.14 \pm 2.75$
Diboson+jets	$7.06 \pm 1.09 \pm 0.57$	$6.74 \pm 1.15 \pm 0.51$	$25.83 \pm 2.28 \pm 1.86$	$39.62 \pm 2.78 \pm 2.95$
MC fake	$10.16 \pm 6.43 \pm 0.81$	$0.00 \pm 0.00 \pm 0.00$	$7.90 \pm 1.71 \pm 0.60$	$18.06 \pm 6.66 \pm 1.41$
MC	$229.66 \pm 7.11 \pm 41.75$	$233.81 \pm 3.62 \pm 41.85$	$1064.87 \pm 6.59 \pm 216.72$	$1528.34 \pm 10.35 \pm 300.25$
Data	253 ± 15.91	211 ± 14.53	1100 ± 33.17	1564 ± 39.55
Data/MC	$1.10 \pm 0.08 \pm 0.20$	$0.90 \pm 0.06 \pm 0.16$	$1.03 \pm 0.03 \pm 0.21$	$1.02 \pm 0.03 \pm 0.20$
WR(600)N(300)	$10.83 \pm 5.50 \pm 1.09$	$8.60 \pm 3.97 \pm 1.93$	$4.52 \pm 2.02 \pm 0.44$	$23.95 \pm 7.08 \pm 3.46$

Таблица 7.3. Число событий с двумя лептонами и ≥ 1 струями, прошедших отбор для контрольной области для $t\bar{t}$ событий. Алгоритм JetProb, $\epsilon = 70\%$.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	ll
$t\bar{t}$	$208.68 \pm 2.43 \pm 45.27$	$206.89 \pm 2.43 \pm 44.82$	$1018.69 \pm 5.48 \pm 232.40$	$1434.26 \pm 6.47 \pm 322.41$
t, Wt	$18.80 \pm 1.13 \pm 3.42$	$24.38 \pm 1.25 \pm 4.44$	$88.07 \pm 2.34 \pm 15.98$	$131.26 \pm 2.88 \pm 23.84$
Z+jets	$6.89 \pm 1.55 \pm 0.47$	$18.78 \pm 2.61 \pm 1.23$	$15.69 \pm 2.28 \pm 1.41$	$41.36 \pm 3.80 \pm 3.11$
Diboson+jets	$8.76 \pm 1.25 \pm 0.57$	$8.62 \pm 1.30 \pm 0.54$	$34.47 \pm 2.67 \pm 2.12$	$51.84 \pm 3.22 \pm 3.23$
MC fake	$11.43 \pm 6.41 \pm 0.74$	$0.00 \pm 0.00 \pm 0.00$	$10.30 \pm 1.97 \pm 0.66$	$21.74 \pm 6.70 \pm 1.39$
MC	$254.56 \pm 7.23 \pm 45.28$	$258.66 \pm 3.99 \pm 44.84$	$1167.23 \pm 7.19 \pm 232.42$	$1680.45 \pm 10.95 \pm 322.45$
Data	276 ± 16.61	230 ± 15.17	1171 ± 34.22	1677 ± 40.95
Data/MC	$1.08 \pm 0.07 \pm 0.19$	$0.89 \pm 0.06 \pm 0.15$	$1.00 \pm 0.03 \pm 0.20$	$1.00 \pm 0.03 \pm 0.19$
WR(600)N(300)	$13.68 \pm 6.16 \pm 1.29$	$15.89 \pm 5.89 \pm 2.60$	$4.73 \pm 1.99 \pm 0.37$	$34.31 \pm 8.75 \pm 4.26$

Таблица 7.4. Число событий с двумя лептонами и ≥ 1 струями, прошедших отбор для контрольной области для $t\bar{t}$ событий. Алгоритм JetProb, $\epsilon = 80\%$.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	ll
$t\bar{t}$	$225.94 \pm 2.54 \pm 47.73$	$221.37 \pm 2.53 \pm 46.68$	$1087.69 \pm 5.69 \pm 239.99$	$1535.01 \pm 6.73 \pm 334.33$
t, Wt	$21.69 \pm 1.23 \pm 4.01$	$28.81 \pm 1.36 \pm 5.10$	$100.16 \pm 2.52 \pm 18.25$	$150.66 \pm 3.12 \pm 27.35$
Z+jets	$10.17 \pm 1.90 \pm 0.71$	$32.49 \pm 3.45 \pm 2.15$	$28.23 \pm 3.22 \pm 2.41$	$70.89 \pm 5.09 \pm 5.27$
Diboson+jets	$16.41 \pm 1.84 \pm 1.02$	$17.31 \pm 1.89 \pm 1.07$	$65.99 \pm 3.76 \pm 4.10$	$99.72 \pm 4.60 \pm 6.19$
MC fake	$22.24 \pm 8.97 \pm 1.36$	$0.00 \pm 0.00 \pm 0.00$	$18.60 \pm 2.69 \pm 1.24$	$40.84 \pm 9.37 \pm 2.60$
MC	$296.45 \pm 9.77 \pm 47.76$	$299.99 \pm 4.87 \pm 46.74$	$1300.67 \pm 8.40 \pm 240.04$	$1897.12 \pm 13.77 \pm 334.44$
Data	306 ± 17.49	267 ± 16.34	1290 ± 35.92	1863 ± 43.16
Data/MC	$1.03 \pm 0.07 \pm 0.17$	$0.89 \pm 0.06 \pm 0.14$	$0.99 \pm 0.03 \pm 0.18$	$0.98 \pm 0.02 \pm 0.17$
WR(600)N(300)	$13.88 \pm 6.20 \pm 1.28$	$16.02 \pm 5.95 \pm 1.84$	$4.96 \pm 2.03 \pm 0.44$	$34.87 \pm 8.83 \pm 3.56$

Таблица 7.5. Число событий с двумя лептонами и ≥ 1 струями, прошедших отбор для контрольной области для $t\bar{t}$ событий. Алгоритм JetProb, $\epsilon = 90\%$.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	ll
$t\bar{t}$	$158.64 \pm 2.08 \pm 33.92$	$160.55 \pm 2.10 \pm 34.25$	$795.83 \pm 4.75 \pm 177.70$	$1115.03 \pm 5.59 \pm 245.82$
t, Wt	$12.81 \pm 0.92 \pm 2.36$	$15.79 \pm 0.98 \pm 2.89$	$57.82 \pm 1.84 \pm 10.72$	$86.43 \pm 2.28 \pm 15.97$
Z+jets	$0.38 \pm 0.22 \pm 0.05$	$0.49 \pm 0.35 \pm 0.07$	$1.68 \pm 0.65 \pm 0.28$	$2.55 \pm 0.77 \pm 0.41$
Diboson+jets	$0.55 \pm 0.34 \pm 0.11$	$0.42 \pm 0.23 \pm 0.05$	$1.38 \pm 0.52 \pm 0.16$	$2.35 \pm 0.66 \pm 0.32$
MC fake	$0.08 \pm 0.08 \pm 0.01$	$0.00 \pm 0.00 \pm 0.00$	$1.33 \pm 0.78 \pm 0.35$	$1.41 \pm 0.79 \pm 0.36$
MC	$172.47 \pm 2.31 \pm 33.92$	$177.26 \pm 2.35 \pm 34.25$	$858.04 \pm 5.22 \pm 177.70$	$1207.76 \pm 6.17 \pm 245.82$
Data	191 ± 13.82	165 ± 12.85	899 ± 29.98	1255 ± 35.43
Data/MC	$1.11 \pm 0.08 \pm 0.22$	$0.93 \pm 0.07 \pm 0.18$	$1.05 \pm 0.04 \pm 0.22$	$1.04 \pm 0.03 \pm 0.21$
WR(600)N(300)	$6.46 \pm 3.98 \pm 0.70$	$1.76 \pm 1.24 \pm 0.24$	$1.54 \pm 0.78 \pm 0.10$	$9.76 \pm 4.24 \pm 1.04$

Таблица 7.6. Число событий с двумя лептонами и ≥ 1 струями, прошедших отбор для контрольной области для $t\bar{t}$ событий. Алгоритм IP3D + SV1, P=60%.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	ll
$t\bar{t}$	$184.53 \pm 2.29 \pm 40.94$	$183.86 \pm 2.29 \pm 40.67$	$912.59 \pm 5.18 \pm 212.91$	$1280.98 \pm 6.11 \pm 294.45$
t, Wt	$15.16 \pm 1.02 \pm 2.81$	$19.36 \pm 1.11 \pm 3.62$	$70.65 \pm 2.09 \pm 13.07$	$105.18 \pm 2.57 \pm 19.50$
Z+jets	$0.39 \pm 0.22 \pm 0.04$	$2.00 \pm 0.89 \pm 0.27$	$3.16 \pm 0.91 \pm 0.43$	$5.55 \pm 1.29 \pm 0.75$
Diboson+jets	$0.96 \pm 0.46 \pm 0.13$	$1.27 \pm 0.55 \pm 0.16$	$3.25 \pm 0.82 \pm 0.38$	$5.48 \pm 1.08 \pm 0.67$
MC fake	$0.51 \pm 0.43 \pm 0.12$	$0.00 \pm 0.00 \pm 0.00$	$1.77 \pm 0.88 \pm 0.22$	$2.28 \pm 0.98 \pm 0.34$
MC	$201.55 \pm 2.59 \pm 40.94$	$206.49 \pm 2.75 \pm 40.67$	$991.43 \pm 5.79 \pm 212.91$	$1399.47 \pm 6.91 \pm 294.46$
Data	217 ± 14.73	194 ± 13.93	997 ± 31.58	1408 ± 37.52
Data/MC	$1.08 \pm 0.07 \pm 0.22$	$0.94 \pm 0.07 \pm 0.19$	$1.01 \pm 0.03 \pm 0.22$	$1.01 \pm 0.03 \pm 0.21$
WR(600)N(300)	$7.09 \pm 4.37 \pm 0.91$	$1.78 \pm 1.26 \pm 0.24$	$3.83 \pm 1.80 \pm 0.44$	$12.70 \pm 4.89 \pm 1.60$

Таблица 7.7. Число событий с двумя лептонами и ≥ 1 струями, прошедших отбор для контрольной области для $t\bar{t}$ событий. Алгоритм IP3D + SV1, $\epsilon = 70\%$.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	ll
$t\bar{t}$	$204.38 \pm 2.43 \pm 45.42$	$202.81 \pm 2.43 \pm 45.31$	$1003.63 \pm 5.49 \pm 236.91$	$1410.83 \pm 6.48 \pm 327.55$
t, Wt	$17.37 \pm 1.10 \pm 3.21$	$23.03 \pm 1.23 \pm 4.30$	$82.53 \pm 2.29 \pm 15.13$	$122.93 \pm 2.83 \pm 22.63$
$Z+\text{jets}$	$2.41 \pm 0.96 \pm 0.20$	$4.12 \pm 1.20 \pm 0.41$	$5.15 \pm 1.24 \pm 0.75$	$11.69 \pm 1.97 \pm 1.36$
Diboson+jets	$3.27 \pm 0.81 \pm 0.30$	$2.62 \pm 0.78 \pm 0.20$	$10.99 \pm 1.58 \pm 0.93$	$16.89 \pm 1.94 \pm 1.43$
MC fake	$1.73 \pm 0.83 \pm 0.22$	$0.00 \pm 0.00 \pm 0.00$	$4.21 \pm 1.31 \pm 0.38$	$5.94 \pm 1.55 \pm 0.59$
MC	$229.17 \pm 3.07 \pm 45.42$	$232.59 \pm 3.08 \pm 45.31$	$1106.52 \pm 6.42 \pm 236.91$	$1568.28 \pm 7.75 \pm 327.56$
Data	247 ± 15.72	207 ± 14.39	1077 ± 32.82	1531 ± 39.13
Data/MC	$1.08 \pm 0.07 \pm 0.21$	$0.89 \pm 0.06 \pm 0.17$	$0.97 \pm 0.03 \pm 0.21$	$0.98 \pm 0.03 \pm 0.20$
WR(600)N(300)	$10.99 \pm 5.75 \pm 1.10$	$4.24 \pm 2.49 \pm 0.49$	$3.81 \pm 1.74 \pm 0.50$	$19.04 \pm 6.51 \pm 2.10$

Таблица 7.8. Число событий с двумя лептонами и ≥ 1 струями, прошедших отбор для контрольной области для $t\bar{t}$ событий. Алгоритм IP3D + SV1, $\epsilon = 80\%$.

7.2. Измерение фона от КХД процессов

Большая часть рассматриваемых фоновых процессов предсказывает события с конечным состоянием с лептонами разного знака, например, от распадов $Z/\gamma \rightarrow \ell\ell$. Но из-за большого фона в канале с лептонами противоположного знака эффективным методом для поиска новой физики является изучение канала с лептонами одинакового знака. В обоих каналах кроме рассмотренных фоновых событий, то есть лептонов от распадов Z , W , τ , присутствуют события, где лептоны родились в электромагнитных или слабых распадах адронов из того большого количества частиц, рожденных в pp взаимодействии, то есть струй, неправильно идентифицированных как лептон. Весь этот фон особенно важен для канала с лептонами одинакового знака. Полное моделирование pp взаимодействий с достаточной статистикой не представляется возможным. Моделирование подобных сложных процессов выполняется лишь с некоторой точностью и с небольшой статистикой, и поэтому одним из способов получения надежной оценки для такого типа фона является его измерение на экспериментальных данных. Существует несколько способов оценки фона из данных, одним из которых является метод КХД матрицы, описанный в разделе 7.2.1.

7.2.1. Метод матрицы

Лептоны, отобранные жесткими условиями “tight”, N_{TT} , содержат следующие классы N_{RR} , N_{RF} , N_{FR} , N_{FF} , где “R” обозначает реальный лептон, а “F” — струя, идентифицированная как лептон. $N_{RF} + N_{FR} + N_{FF}$ являются фоном. Предположим, что вероятность $R \rightarrow T$ и $F \rightarrow T$ может быть измерена, тогда для определения N_{RR} , N_{RF} , N_{FR} , N_{FF} необходимо четыре уравнения. Четыре уравнения можно получить, введя более широкое опреде-

ление лептона “loose”. Имеются четыре класса N_{TT} , N_{TL} , N_{LT} , N_{LL} , которые могут быть выражены через N_{RR} , N_{RF} , N_{FR} , N_{FF} , используя измеренные вероятности $R \rightarrow T$ и $F \rightarrow T$ с помощью следующего соотношения:

$$\begin{bmatrix} N_{TT} \\ N_{TL} \\ N_{LT} \\ N_{LL} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_1 r_2 & r_1 f_2 & f_1 r_2 & f_1 f_2 \\ r_1(1-r_2) & r_1(1-f_2) & f_1(1-r_2) & f_1(1-f_2) \\ (1-r_1)r_2 & (1-r_1)f_2 & (1-f_1)r_2 & (1-f_1)f_2 \\ (1-r_1)(1-r_2) & (1-r_1)(1-f_2) & (1-f_1)(1-r_2) & (1-f_1)(1-f_2) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} N_{RR} \\ N_{RF} \\ N_{FR} \\ N_{FF} \end{bmatrix} \quad (7.2)$$

$$\begin{aligned} N_{\text{fake} \rightarrow TT} &= N_{RF, FR \rightarrow TT} + N_{FF \rightarrow TT} \\ &= (r_1 f_2 N_{RF} + f_1 r_2 N_{FR}) + f_1 f_2 N_{FF} \end{aligned}$$

Определение “loose” электрона включает в себя “loose++”, замещая “medium++ and medium”, кроме того, не требуется, чтобы электрон был изолирован. Определение “loose” мюона совпадает с определением “tight”, за исключением того, что не требуется выполнения условия на изоляцию мюона.

Эффективность того, что “fake” лептон прошел все “tight” условия отбора, обозначается “f” (“fake rate”), а эффективность того, что реальный лептон, реконструировался как “tight” лептон — “r” (“real efficiency”):

- r_1, r_2 : real $\rightarrow$ tight,
- f_1, f_2 : fake $\rightarrow$ tight,

где индексы соответствуют двум лептонам с максимальным поперечным импульсом в событии.

Для измерения r_1 и r_2 используется контрольная кинематическая область, в которой преобладают реальные лептоны. В качестве такой контрольной области выбрана область инвариантных масс двух лептонов

противоположного знака и одинакового аромата в интервале $86 < m(\ell\ell) < 96$ ГэВ, с условием, что один из лептонов реконструировался как “tight” лептон и он же вызвал срабатывание триггера. Для измерения самой эффективности используется второй лептон, на который накладываются условия отбора “loose”.

Контрольная область, в которой доминируют “fake” лептоны, определяется следующим образом:

- Один “loose” лептон
- $M_T < 40$ ГэВ
- Если лептон является электроном:
 - $|\Delta\varphi(E_T^{miss}, jet)| < 0.1$
 - Электрон вызвал срабатывание триггера для анализа, или же в событии произошло срабатывание одного из следующих триггеров: EF_e20_loose, EF_e20_loose1, EF_g20_loose, EF_g20_etcut, EF_g60_loose, EF_g40_loose, EF_g80_loose
- Если лептон является мюоном:
 - $|\Delta\varphi(E_T^{miss}, \mu)| < 0.5$
 - Число струй в событии ≥ 1
 - Мюон вызвал срабатывание триггера для анализа, или же в событии произошло срабатывание одного из следующих триггеров: EF_mu_4, EF_mu_6, EF_mu_10, EF_mu_18

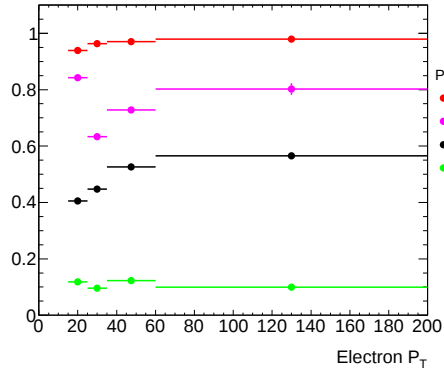
где $M_T = \sqrt{2 \cdot P_T(E_T^{miss}) \cdot P_T(\ell) \cdot [1 - \cos(\Delta\varphi(E_T^{miss}, \ell))]}$.

Так как контрольная кинематическая область, в которой измеряется “fake rate” отличается от области, где ожидаются события “новой физики”, необходимо параметризовать “fake rate” от различных кинематических переменных, например, от поперечного импульса и η лептона. Для электронов используется параметризация от P_T , в то время как “fake rate” для мюонов параметризуется от H_T/P_T и P_T , где H_T определяется как скалярная сумма поперечных импульсов всех лептонов и струй в событии. Также необходимо изучить отличия в “fake rate” в зависимости от того, от тяжелого или легкого кварка образовалась струя, реконструированная вблизи лептона. Для мюонов наблюдается некоторые отличия в “fake rate”, когда ближайшая струя к мюону реконструировалась от легкого или тяжелого кварка, поэтому в данном случае используются разные параметризации. Для электронов существенного отличия не наблюдается, поэтому разделения не производится.

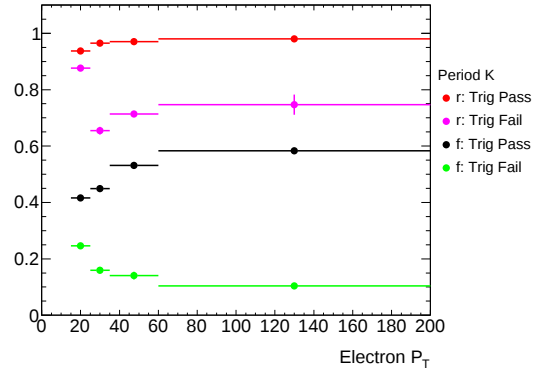
На рис. 7.7 и 7.8 представлены зависимости величины “fake rate” от P_T для электронов и мюонов соответственно.

7.2.2. Оценка систематической ошибки методом Half-Sample теста

Для оценки систематической ошибки для измеренных величин “fake rate” и “real efficiency” проводится сравнение данных величин для предсказываемого КХД фона, в зависимости от выбора параметризации. Например, одной из таких переменных может служить псевдо-быстрота лептона, параметр, который не используется для параметризации “fake rate” и “real efficiency” при оценке данного фона в анализе. Для этого данные разделяются на две статистически независимые половины и затем, измеренные в первой половине данных “real efficiency” и “fake rate” с использованием параметризации, описанной в Разделе 7.2, сравниваются с предсказанием



(a)

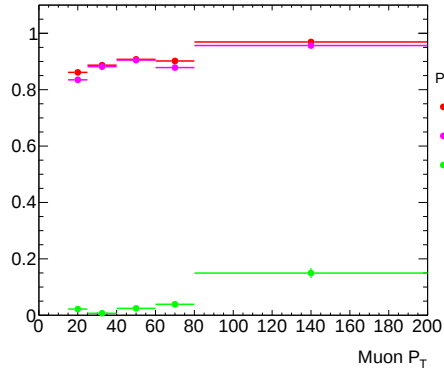


(б)

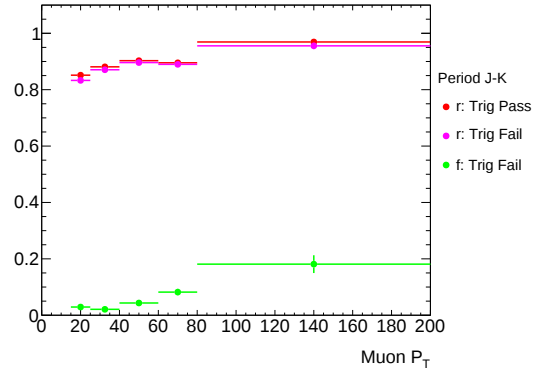
Рис. 7.7. Параметризация для “fake rate” (f) и “real efficiency” (r) от поперечного импульса электрона в зависимости от решения триггера для рассматриваемого электрона. Результаты приведены для данных, где использовался триггер с порогом на импульс электрона (а) 20 ГэВ и (б) 22 ГэВ.

для “real efficiency” и “fake rate”, которые были измерены во второй половине данных с использованием другой параметризации. На основе сравнения измеренных эффективностей для “real efficiency” и “fake rate” приписывается систематическая ошибка.

Для электронов в случае использования альтернативной параметризации от η , относительная систематическая ошибка для “real efficiency” (рис. 7.9) составила 2%, а для “fake rate” (рис. 7.10) — 20%. Для мюонов в случае использования альтернативной параметризации от η , относительная систематическая ошибка для “real efficiency” (рис. 7.11) составила 5%, а для “fake rate” (рис. 7.12) — 40%.



(a)



(б)

Рис. 7.8. Параметризация для “fake rate” (f) и “real efficiency” (r) от поперечного импульса мюона в зависимости от решения триггера для рассматриваемого мюона. Результаты приведены для данных, где использовался триггер с порогом на импульс мюона 18 ГэВ (а) без и (б) с дополнительными изоляционными условиями.

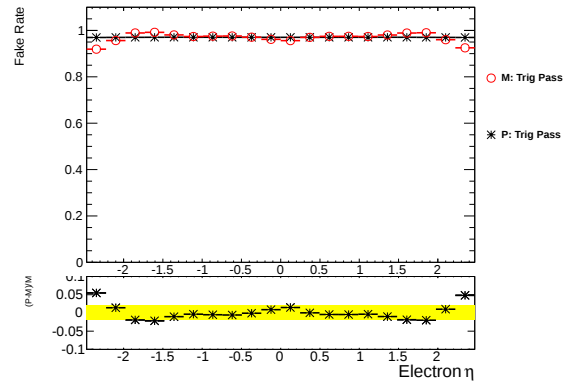
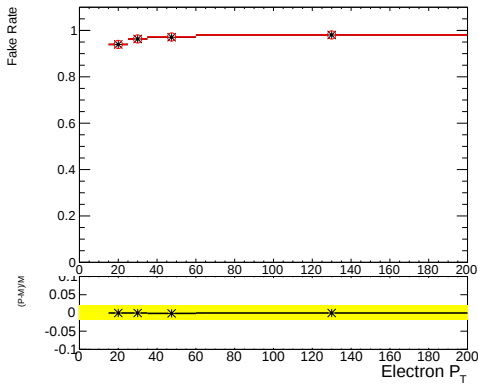


Рис. 7.9. Измерение (M) в первой части и предсказание (P) во второй половине данных для “real efficiency” для электронов.

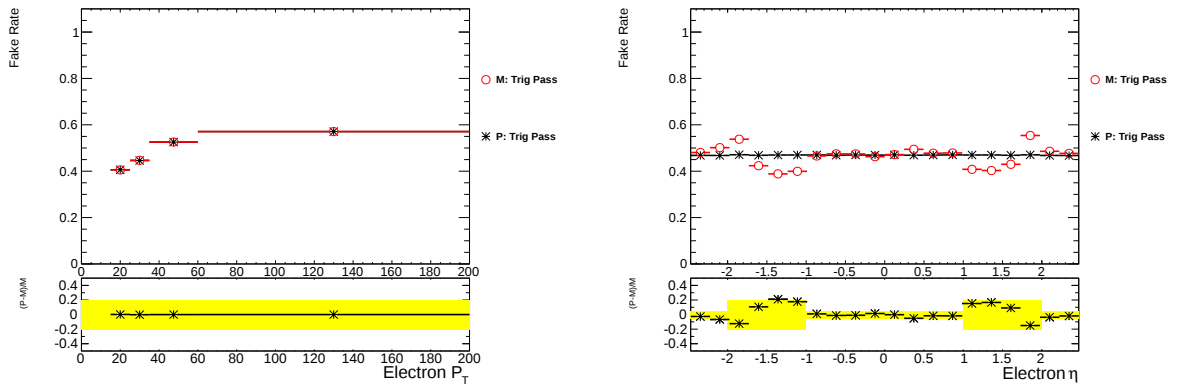


Рис. 7.10. Измерение (М) в первой части и предсказание (Р) во второй половине данных для “fake rate” для электронов.

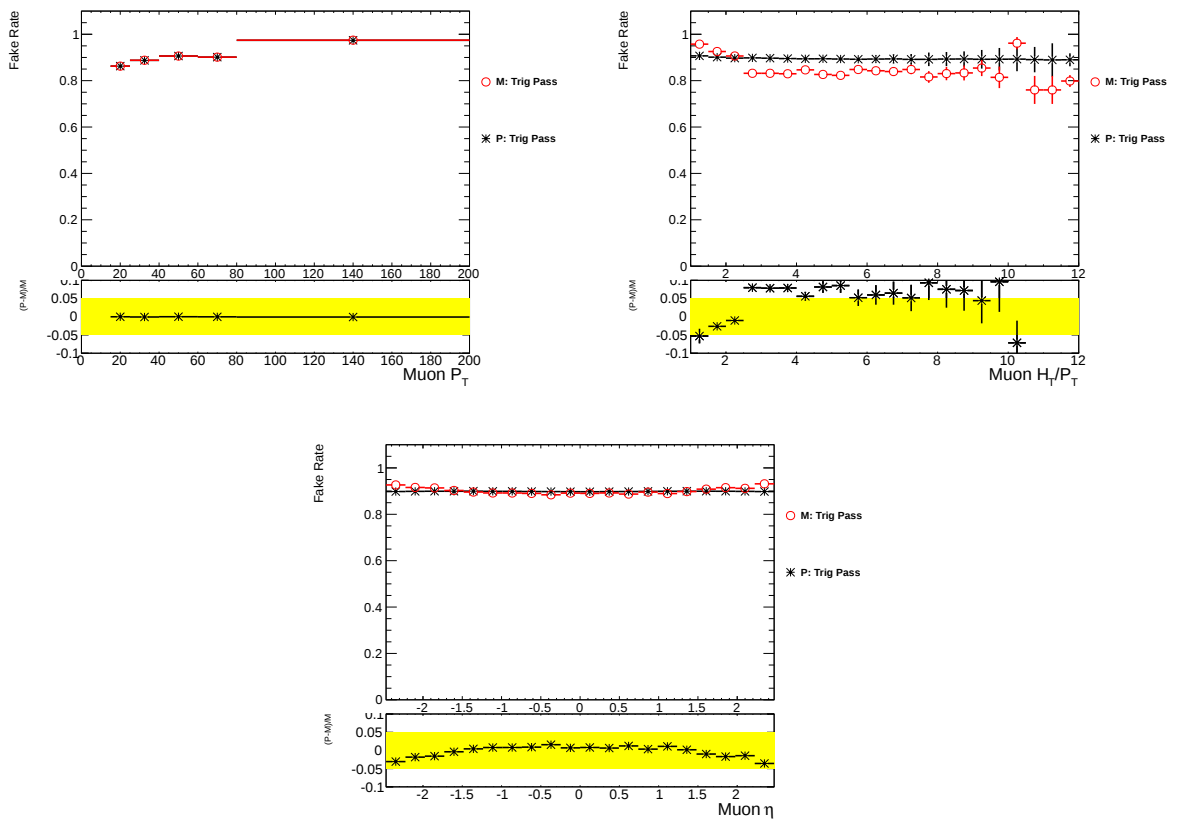


Рис. 7.11. Измерение (М) в первой части и предсказание (Р) во второй половине данных для “real efficiency” для мюонов.

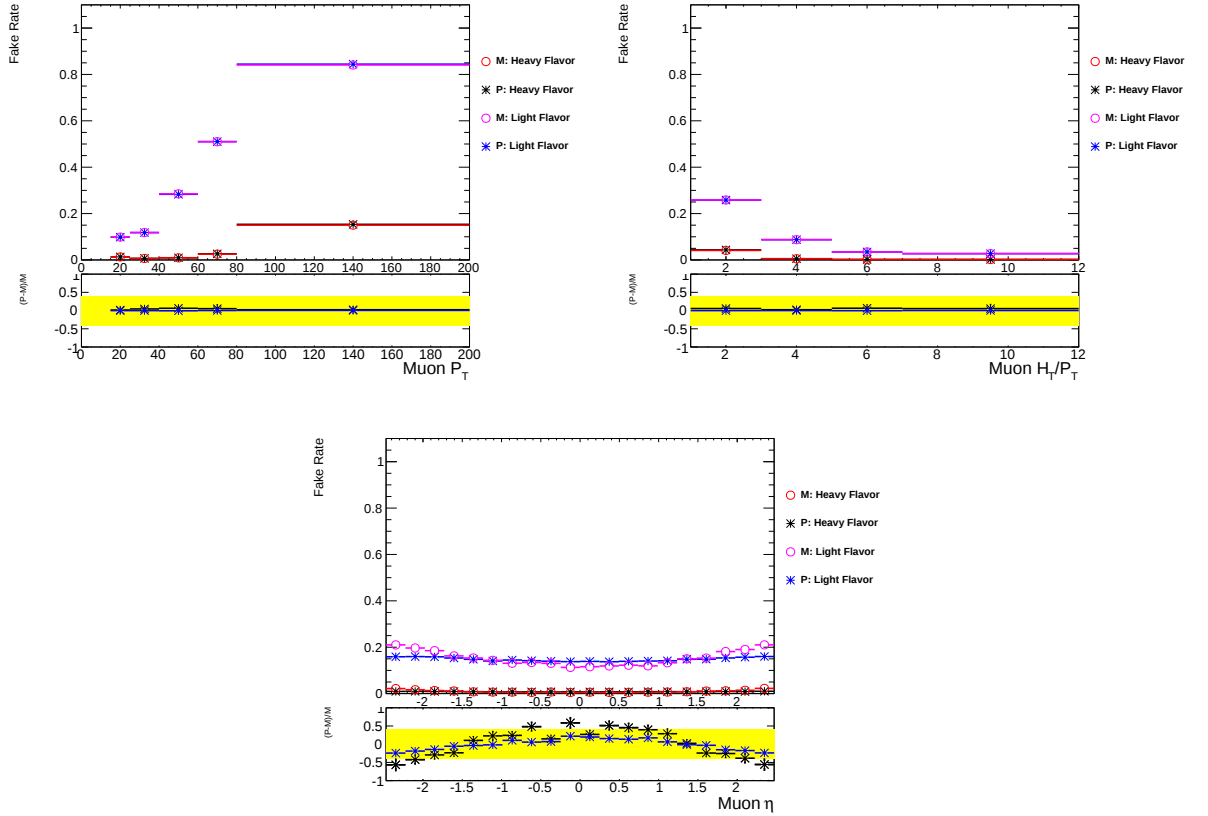


Рис. 7.12. Измерение (М) в первой части и предсказание (Р) во второй половине данных для “fake rate” для мюонов.

7.2.3. Оценка систематической ошибки по “несигнальной” кинематической области

Для проверки полученной оценки КХД фона применялся метод, в котором определяется кинематическая область, ортогональная к области, в которой ожидаются события “новой физики”, путем накладывания условия на лептон с меньшим поперечным импульсом, $15 < P_T < 25$ ГэВ, требование на значение поперечного импульса для лептона с максимальным поперечным импульсом не изменялось, $P_T > 25$ ГэВ. Сравнение для предсказываемого КХД фона в рассматриваемой кинематической области и наблюдаемого числа событий в данных, за вычетом остального фона, в

конечном состоянии с лептонами одного знака, представлено в таблице 7.9. Для полного числа событий наблюдается хорошее согласие, однако, в каналах $\mu\mu$ и $e\mu$ наблюдаются отличия в форме распределений на уровне 20-30%, поэтому для оценки КХД фона в $\mu\mu$ и $e\mu$ каналах приписывается дополнительная консервативная систематическая относительная ошибка 30%.

	$e^{\pm}e^{\pm}$	$\mu^{\pm}\mu^{\pm}$	$e^{\pm}\mu^{\pm}$
Fake predicted	$1068.0 \pm 63.5 \pm 186.7$	$21.9 \pm 1.8 \pm 5.9$	$500.2 \pm 21.5 \pm 62.5$
Data-MC	937	20	459
Data-MC/Fake	0.9	0.9	0.9

Таблица 7.9. Сравнение предсказания для КХД фона и данных, за вычетом остального фона для ee , $\mu\mu$ и $e\mu$ каналов в ортогональной к кинематической области событий “новой физики”. Первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

7.3. Смена знака заряда у лептона

Одним из фоновых процессов, дающих вклад в канал с двумя лептонами одинакового знака, является процесс, в котором у одного из лептонов “меняется” знак заряда. Необходимо заметить, что вклад в конечное состояние с двумя лептонами одинакового заряда также могут давать процессы, в которых неправильно реконструировался заряд лептона.

7.3.1. Электроны

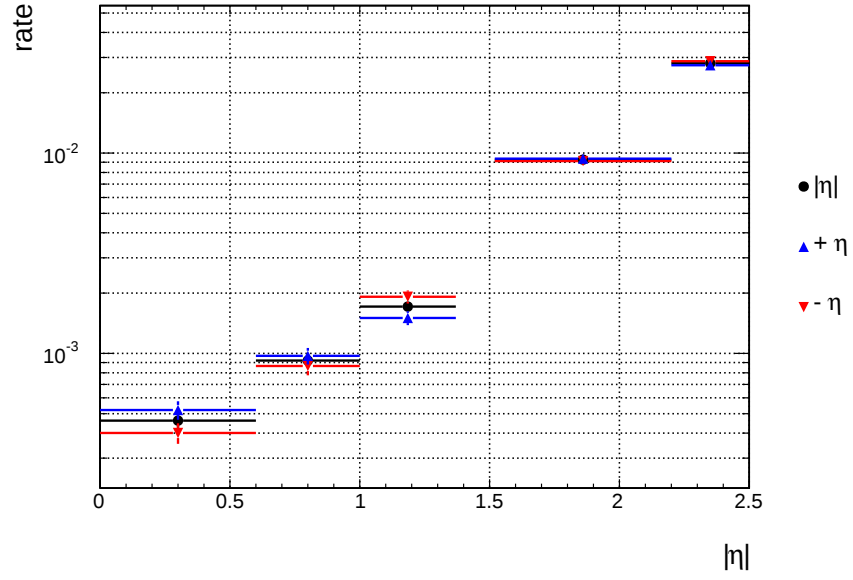
Примером процесса, в котором реконструированный электрон “меняет” знак по сравнению с первоначальным электроном, является процесс излучения жесткого фотона электроном, который затем переходит в e^+e^- пару:

$$e^\pm \rightarrow e^\pm \gamma \rightarrow e^\pm e^\pm e^\mp \quad (7.3)$$

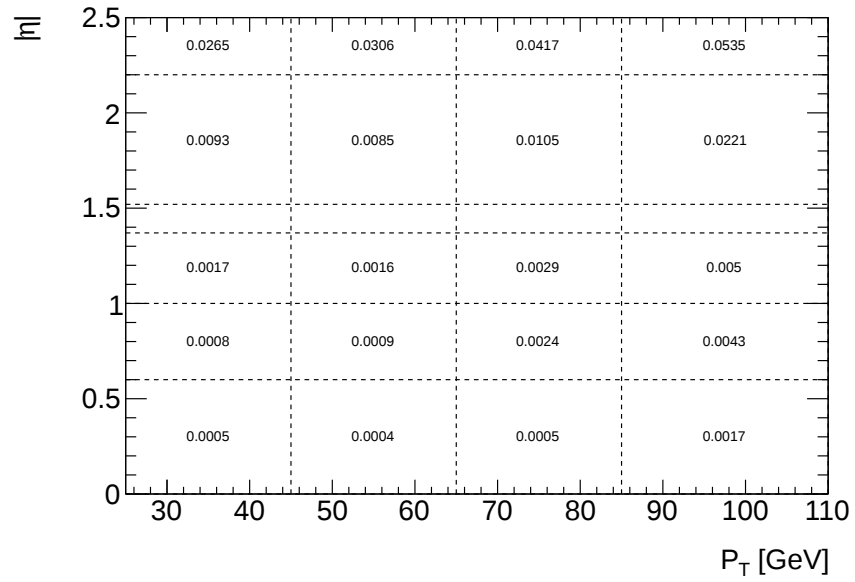
Такого рода процессы неточно описываются моделированием, и поэтому необходимо либо корректировать результаты моделирования на то, что наблюдается в данных, либо напрямую проводить измерение вероятности с использованием данных. Моделирование $Z+jets$ имеет большую статистику, и поэтому метод поправки моделирования на данные имеет очень малую статистическую неопределенность. Используемый метод оценки фона от событий с электроном с “перепутанным” зарядом включает в себя следующие этапы:

- Отбор событий $Z + jets$ на моделировании с двумя электронами противоположного знака и инвариантной массой $80 < m(ee) < 100$ ГэВ.
- Измерение вероятности излучения жесткого фотона с использованием информации о первичных частицах моделирования.
- Использование измеренной вероятности смены заряда электрона для получения предсказания для числа фоновых событий.
- Нормировка результатов моделирования на данные по η для корректировки моделирования процессов в различных подсистемах детектора.

На рис. 7.13 представлена измеренная вероятность “перепутывания” заряда у электрона.



(a)



(б)

Рис. 7.13. Вероятность “перепутывания” заряда электрона в зависимости от (а) η , и (б) η и P_T реконструированного электрона.

Для проверки результатов данного метода были проведены сравнения с результатами, полученными с использованием других методов по измерению вероятности “перепутывания” заряда у электрона, таких как Tag-and-probe и Direct extraction, описанных ниже. В таблице 7.10 представлено сравнение результатов по измерению фона с событиях, в которых есть электрон с “перепутанным” зарядом, для различных методов.

Метод	Предсказание	Неопределенность [%]
SS Monte Carlo (Matching)	3614.83 ± 48.89	–
SS Flip Rate Map	3638.03 ± 7.32	-0.6
Direct Extraction MC	3632.57 ± 7.30	-0.5
Tag and Probe MC	2803.03 ± 5.16	22.5
Data - other background	2541.85 ± 62.49	–
SS Flip Rate Map (corrected)	2566.39 ± 4.66	-1.0
Direct Extraction Data	2647.76 ± 5.95	-4.2
Tag and Probe Data	1871.26 ± 4.40	26.4

Таблица 7.10. Сравнение результатов различных методов для определения фона от событий, в которых один из электронов имеет “перепутанный” заряд. В таблице указана статистическая неопределенность в предсказании фона.

Tag-and-Probe В методе Tag-and-probe определяются “tag” и “probe” электроны, каждый из которых должен пройти все условия отбора, налагаемые в анализе. На tag электрон накладывается требование, чтобы он реконструировался в центральной области детектора $|\eta| < 0.6$, в которой вероятность “перепутывания” заряда, как правило, должна быть очень небольшой. Так как данная вероятность сильно зависит от того, в

какой части детектора реконструировался электрон, измерение вероятности проводится в зависимости от η . Вероятность определяется следующим образом:

$$\delta^i = \frac{N_{SS}^i}{N_{SS}^i + N_{OS}^i}, \quad (7.4)$$

где i — индекс бина по η . Пусть, $i = 0$ соответствует бину $|\eta| < 0.6$, тогда эффективность для электрона в бине i можно записать в виде:

$$\epsilon^i = \delta^i - \epsilon^0 \quad (7.5)$$

Direct extraction Аналогом метода Tag-and-probe является метод, когда требуется, чтобы оба электрона реконструировались в одном и том же η бине. Тогда, вероятность “перепутывания” заряда будет даваться выражением:

$$\epsilon^i = \frac{N_{SS}^i}{2(N_{SS}^i + N_{OS}^i)}, \quad (7.6)$$

где i — индекс бина по η .

7.3.2. Мюоны

Измерение вероятности “перепутывания” заряда для мюона проводилось с использованием данных. Затем измеренная вероятность применялась к моделированию Z +jets, $t\bar{t}$ bar, Diboson+jets для получения предсказания для фона от событий, в которых заряд мюона “перепутан”.

В работе [81, 82] был измерен верхний предел на вероятность “перепутывания” заряда мюона в событиях данных. В таблице 7.11 представлены

результаты по измерению предсказываемого фона для событий, в которых один из мюонов сменил знак заряда.

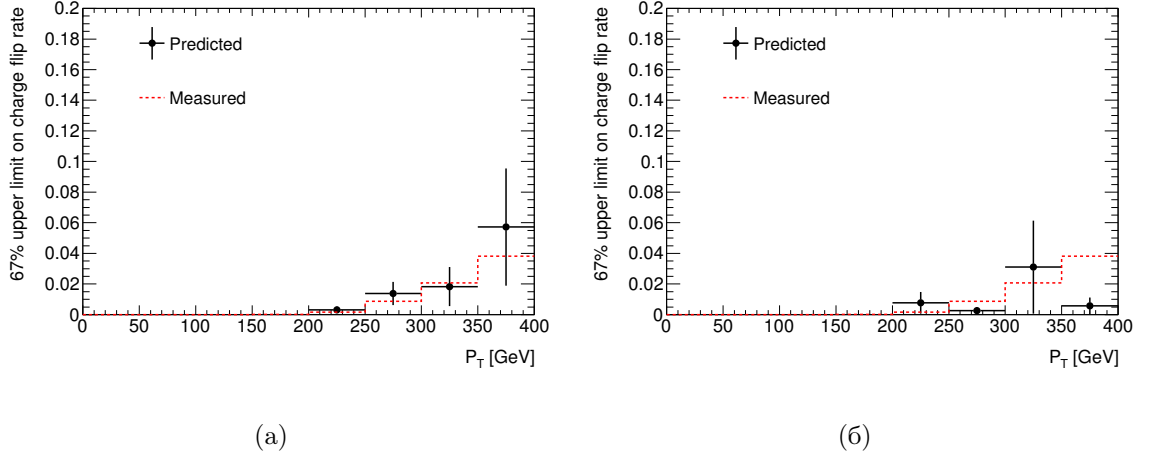


Рис. 7.14. 67% верхний предел на вероятность “перепутывания” заряда мюона, полученный на событиях моделирования с использованием измеренной на данных вероятности “перепутывания” заряда мюона.

Baseline selection	$M(ll) > 110 \text{ GeV}$	$M(ll) > 110 \text{ GeV}$ $S_T > 400 \text{ GeV}$	$M(ll) > 110 \text{ GeV}$ $S_T > 400 \text{ GeV},$ $M(lljj) > 400 \text{ GeV}$
$0_{-0}^{+4.31}$	$0_{-0}^{+1.00}$	$0_{-0}^{+1.00}$	$0_{-0}^{+1.00}$

Таблица 7.11. Предсказываемое число событий фона с событиями, в которых один из мюонов реконструировался с перепутанным зарядом.

7.4. Сравнение данных и предсказаний для фоновых событий

В таблицах 7.12, 7.13, 7.14, 7.15 и 7.16 представлено сравнение между данными и предсказанием для фона после наложения дополнительных условий отбора, для конечного состояния с двумя лептонами разного знака. Результаты для конечного состояния с лептонами одинакового знака показаны в таблицах 7.17, 7.18 и 7.19. В таблицах первой указана статистическая неопределенность, второй — систематическая ошибка. На рис. 7.15, 7.16, 7.17, 7.18 представлены распределения для $m_{\ell\ell}$, S_T и $m_{\ell\ell j(j)}$. Кинематические распределения для конечного состояния с лептонами разного знака показаны на рис. 7.19, 7.20, 7.21 и 7.22.

Таблица 7.12. Сравнение данных и предсказания для фона в канале с лептонами разного знака и числом струй ≥ 1 .

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	total
$Z/\gamma^* + \text{jets}$	$116765.4 \pm 269.9 \pm 13442.5$	$128380.7 \pm 278.6 \pm 17808.7$	$333.4 \pm 14.7 \pm 29.0$	$245479.5 \pm 388.2 \pm 22320.8$
Diboson	$1952.9 \pm 39.0 \pm 197.1$	$2409.5 \pm 44.6 \pm 259.5$	$274.9 \pm 9.9 \pm 30.6$	$4637.4 \pm 60.1 \pm 453.3$
Top	$1381.5 \pm 8.7 \pm 147.3$	$1450.3 \pm 9.2 \pm 155.6$	$2806.9 \pm 12.6 \pm 293.1$	$5638.7 \pm 17.9 \pm 587.4$
Fake	$46.2 \pm 113.0 \pm 433.4$	$534.8 \pm 25.3 \pm 268.2$	$341.8 \pm 21.8 \pm 119.3$	$922.9 \pm 117.8 \pm 410.9$
Total Background	$120145.9 \pm 295.3 \pm 13957.2$	$132775.4 \pm 283.5 \pm 18408.7$	$3757.1 \pm 30.8 \pm 465.2$	$256678.4 \pm 410.5 \pm 29833.5$
Data	120647.0 ± 347.3	131496.0 ± 362.6	3681.0 ± 60.7	255824.0 ± 505.8

Таблица 7.13. Сравнение данных и предсказания для фона в канале с лептонами разного знака и числом струй ≥ 1 после отбора $m_{ll} > 110$ ГэВ.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	total
$Z/\gamma^* + \text{jets}$	$3089.5 \pm 44.1 \pm 333.9$	$3527.0 \pm 46.3 \pm 396.8$	$10.4 \pm 2.8 \pm 2.0$	$6627.0 \pm 64.0 \pm 518.7$
Diboson	$94.2 \pm 5.8 \pm 8.7$	$100.6 \pm 5.8 \pm 11.5$	$149.0 \pm 7.3 \pm 15.2$	$343.8 \pm 11.0 \pm 33.3$
Top	$652.4 \pm 5.9 \pm 69.0$	$677.0 \pm 6.2 \pm 72.2$	$1326.2 \pm 8.5 \pm 138.0$	$2655.6 \pm 12.1 \pm 275.2$
Fake	$126.6 \pm 26.0 \pm 41.1$	$23.5 \pm 4.4 \pm 12.1$	$91.7 \pm 12.1 \pm 32.3$	$241.8 \pm 28.9 \pm 76.1$
Total Background	$3962.7 \pm 51.8 \pm 377.1$	$4328.1 \pm 47.3 \pm 450.2$	$1577.3 \pm 16.7 \pm 213.2$	$9868.1 \pm 72.1 \pm 851.7$
Data	4096.0 ± 64.0	4330.0 ± 65.8	1566.0 ± 39.6	9992.0 ± 100.0

Таблица 7.14. Сравнение данных и предсказания для фона в канале с лептонами разного знака и числом струй ≥ 1 после отбора $m_{ll} > 110$ ГэВ и $S_T > 400$ ГэВ.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	total
$Z/\gamma^* + \text{jets}$	$136.1 \pm 8.6 \pm 9.1$	$173.2 \pm 10.0 \pm 11.3$	$0.8 \pm 0.8 \pm 0.0$	$310.1 \pm 13.2 \pm 14.5$
Diboson	$4.3 \pm 0.8 \pm 1.6$	$7.3 \pm 1.3 \pm 1.4$	$5.9 \pm 1.4 \pm 0.8$	$17.5 \pm 2.1 \pm 2.3$
Top	$103.1 \pm 2.4 \pm 12.1$	$100.9 \pm 2.4 \pm 11.8$	$199.4 \pm 3.3 \pm 23.0$	$403.4 \pm 4.8 \pm 46.2$
Fake	$12.5 \pm 6.9 \pm 4.3$	$-0.2 \pm 0.7 \pm 0.2$	$6.1 \pm 3.7 \pm 2.0$	$18.4 \pm 6.8 \pm 6.1$
Total Background	$256.0 \pm 11.3 \pm 23.7$	$281.2 \pm 10.4 \pm 25.9$	$212.4 \pm 5.2 \pm 33.4$	$749.5 \pm 15.7 \pm 76.0$
Data	248.0 ± 15.8	245.0 ± 15.7	247.0 ± 15.7	740.0 ± 27.2

Таблица 7.15. Сравнение данных и предсказания для фона в канале с лептонами разного знака и числом струй ≥ 1 после отбора $m_{ll} > 110$ ГэВ и $m_{llj(j)} > 400$ ГэВ.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	total
$Z/\gamma^* + \text{jets}$	$441.2 \pm 15.9 \pm 58.5$	$527.5 \pm 17.3 \pm 62.5$	$1.5 \pm 1.0 \pm 1.8$	$970.2 \pm 23.5 \pm 85.7$
Diboson	$24.8 \pm 2.6 \pm 3.9$	$24.4 \pm 2.3 \pm 3.2$	$36.5 \pm 3.7 \pm 4.8$	$85.7 \pm 5.1 \pm 11.5$
Top	$264.0 \pm 3.8 \pm 30.1$	$276.1 \pm 3.9 \pm 31.4$	$537.2 \pm 5.4 \pm 60.2$	$1077.3 \pm 7.7 \pm 119.9$
Fake	$33.2 \pm 12.8 \pm 10.2$	$2.3 \pm 1.5 \pm 1.1$	$31.1 \pm 7.3 \pm 10.6$	$66.6 \pm 14.6 \pm 21.3$
Total Background	$763.2 \pm 20.9 \pm 90.3$	$830.3 \pm 18.0 \pm 96.2$	$606.4 \pm 9.8 \pm 90.2$	$2199.8 \pm 29.1 \pm 249.0$
Data	853.0 ± 29.2	852.0 ± 29.2	614.0 ± 24.8	2319.0 ± 48.2

Таблица 7.16. Сравнение данных и предсказания для фона в канале с лептонами разного знака и числом струй ≥ 1 после отбора $m_{ll} > 110$ ГэВ, $S_T > 400$ ГэВ и $m_{llj(j)} > 400$ ГэВ.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	total
$Z/\gamma^* + \text{jets}$	$136.0 \pm 8.6 \pm 9.1$	$173.2 \pm 10.0 \pm 11.3$	$0.8 \pm 0.8 \pm 0.0$	$310.1 \pm 13.2 \pm 14.5$
Diboson	$4.3 \pm 0.8 \pm 1.6$	$6.6 \pm 1.1 \pm 0.7$	$5.9 \pm 1.4 \pm 0.8$	$16.8 \pm 1.9 \pm 2.2$
Top	$101.9 \pm 2.4 \pm 11.9$	$100.1 \pm 2.4 \pm 11.7$	$197.9 \pm 3.3 \pm 22.8$	$399.8 \pm 4.7 \pm 45.6$
Fake	$12.6 \pm 6.3 \pm 4.3$	$-0.2 \pm 0.7 \pm 0.2$	$6.2 \pm 3.8 \pm 2.0$	$18.6 \pm 6.8 \pm 6.1$
Total Background	$254.8 \pm 10.9 \pm 23.4$	$279.7 \pm 10.4 \pm 25.6$	$210.9 \pm 5.3 \pm 33.0$	$745.3 \pm 15.7 \pm 75.2$
Data	246.0 ± 15.7	241.0 ± 15.5	244.0 ± 15.6	731.0 ± 27.0

Таблица 7.17. Сравнение данных и предсказания для фона в канале с лептонами одинакового знака и числом струй ≥ 1 .

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	total
Z/γ^* +jets	$737.8 \pm 2.5 \pm 126.5$	$0.0 \pm 0.0 \pm \begin{smallmatrix} 4.7 \\ 0.0 \end{smallmatrix}$	$28.0 \pm 4.0 \pm 3.7$	$765.9 \pm 4.8 \pm \begin{smallmatrix} 126.7 \\ 126.6 \end{smallmatrix}$
Diboson	$35.6 \pm 3.6 \pm 3.9$	$12.4 \pm 1.1 \pm 2.3$	$34.3 \pm 1.9 \pm 4.4$	$82.3 \pm 4.2 \pm 10.0$
Top	$10.0 \pm 0.3 \pm 2.2$	$1.1 \pm 0.1 \pm 0.5$	$11.4 \pm 0.4 \pm 2.7$	$22.4 \pm 0.5 \pm 5.4$
Fake	$279.7 \pm 32.3 \pm 88.8$	$8.2 \pm 0.7 \pm 4.1$	$138.8 \pm 12.4 \pm 47.5$	$426.7 \pm 34.6 \pm 129.8$
Total Background	$1063.1 \pm 32.6 \pm 157.9$	$21.7 \pm 1.3 \pm \begin{smallmatrix} 6.9 \\ 5.0 \end{smallmatrix}$	$212.5 \pm 13.2 \pm 48.3$	$1297.3 \pm 35.2 \pm \begin{smallmatrix} 190.8 \\ 190.8 \end{smallmatrix}$
Data	1229.0 ± 35.1	22.0 ± 4.7	238.0 ± 15.4	1489.0 ± 38.6

Таблица 7.18. Сравнение данных и предсказания для фона в канале с лептонами одинакового знака и числом струй ≥ 1 после отбора $m_{ll} > 110$ ГэВ.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	total
Z/γ^* +jets	$26.1 \pm 0.5 \pm 5.5$	$0.0 \pm 0.0 \pm \begin{smallmatrix} 1.6 \\ 0.0 \end{smallmatrix}$	$1.2 \pm 0.7 \pm 0.1$	$27.3 \pm 0.9 \pm \begin{smallmatrix} 5.8 \\ 5.6 \end{smallmatrix}$
Diboson	$12.7 \pm 1.4 \pm 1.8$	$7.2 \pm 0.8 \pm 1.5$	$18.9 \pm 1.4 \pm 2.6$	$38.8 \pm 2.1 \pm 5.5$
Top	$5.8 \pm 0.2 \pm 1.3$	$0.7 \pm 0.1 \pm 0.3$	$6.8 \pm 0.3 \pm 1.6$	$13.3 \pm 0.4 \pm 3.1$
Fake	$93.6 \pm 19.1 \pm 30.2$	$3.1 \pm 0.5 \pm 1.5$	$53.8 \pm 7.8 \pm 18.7$	$150.5 \pm 20.5 \pm 45.9$
Total Background	$138.3 \pm 19.2 \pm 31.1$	$11.0 \pm 0.9 \pm \begin{smallmatrix} 3.0 \\ 2.5 \end{smallmatrix}$	$80.7 \pm 7.9 \pm 19.2$	$229.9 \pm 20.7 \pm \begin{smallmatrix} 51.7 \\ 51.7 \end{smallmatrix}$
Data	155.0 ± 12.5	14.0 ± 3.7	99.0 ± 10.0	268.0 ± 16.4

Таблица 7.19. Сравнение данных и предсказания для фона в канале с лептонами одинакового знака и числом струй ≥ 1 после отбора $m_{ll} > 110$ ГэВ и $m_{llj(j)} > 400$ ГэВ.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	total
$Z/\gamma^* + \text{jets}$	$5.2 \pm 0.3 \pm 1.3$	$0.00 \pm 0.0 \pm \begin{smallmatrix} 1.6 \\ 0.0 \end{smallmatrix}$	$0.3 \pm 0.3 \pm 0.0$	$5.5 \pm 0.4 \pm \begin{smallmatrix} 2.1 \\ 1.3 \end{smallmatrix}$
Diboson	$3.6 \pm 0.8 \pm 0.7$	$2.7 \pm 0.5 \pm 0.7$	$5.5 \pm 0.6 \pm 1.3$	$11.9 \pm 1.1 \pm 2.7$
Top	$3.0 \pm 0.2 \pm 0.8$	$0.5 \pm 0.1 \pm 0.3$	$3.4 \pm 0.2 \pm 0.9$	$6.9 \pm 0.3 \pm 1.9$
Fake	$36.6 \pm 10.8 \pm 11.6$	$1.2 \pm 0.3 \pm 0.6$	$15.3 \pm 4.4 \pm 5.7$	$53.1 \pm 11.6 \pm 16.3$
Total Background	$48.4 \pm 10.9 \pm 11.8$	$4.5 \pm 0.6 \pm \begin{smallmatrix} 2.1 \\ 1.3 \end{smallmatrix}$	$24.6 \pm 4.5 \pm 6.2$	$77.4 \pm 11.7 \pm \begin{smallmatrix} 20.8 \\ 20.7 \end{smallmatrix}$
Data	59.0 ± 7.7	8.0 ± 2.8	39.0 ± 6.2	106.0 ± 10.3

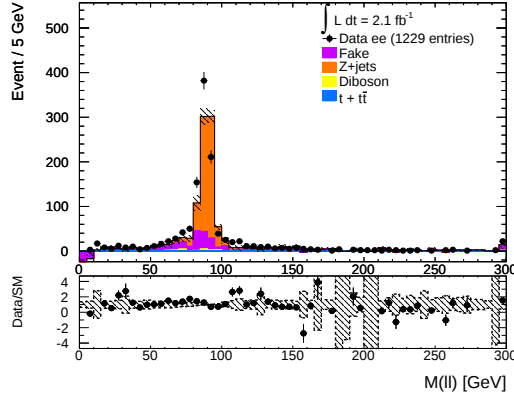
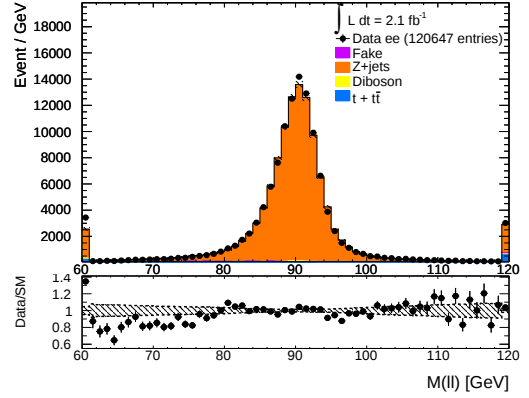
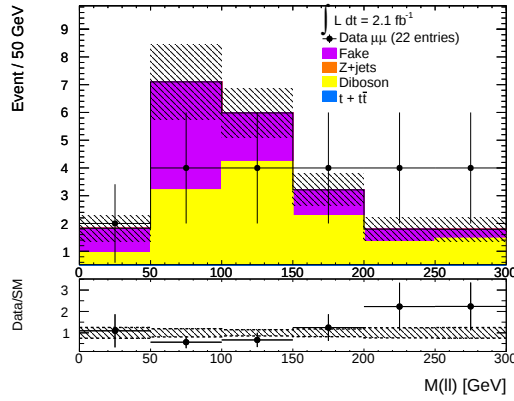
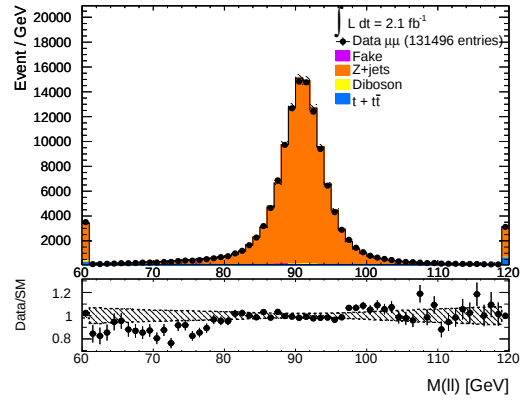
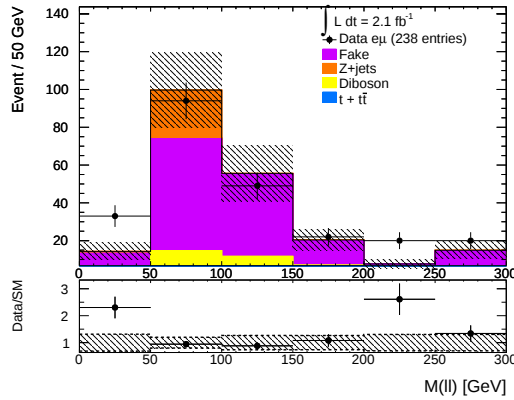
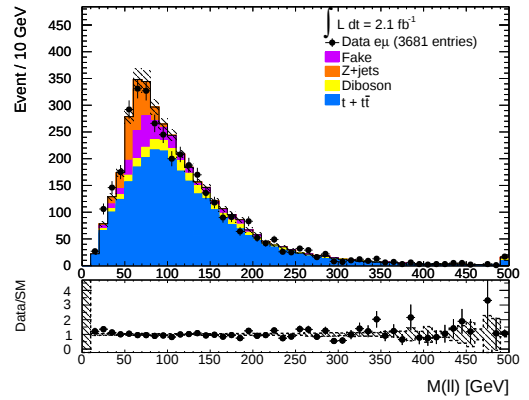
(a) e^+e^- (b) e^+e^- (v) $\mu^+\mu^-$ (r) $\mu^+\mu^-$ (d) $e^+\mu^-$ (e) $e^+\mu^-$

Рис. 7.15. Распределение по инвариантной массе двух лептонов в событиях с (а,б) двумя электронами, (в,г) двумя мюонами, (д,е) электроном и мюоном.

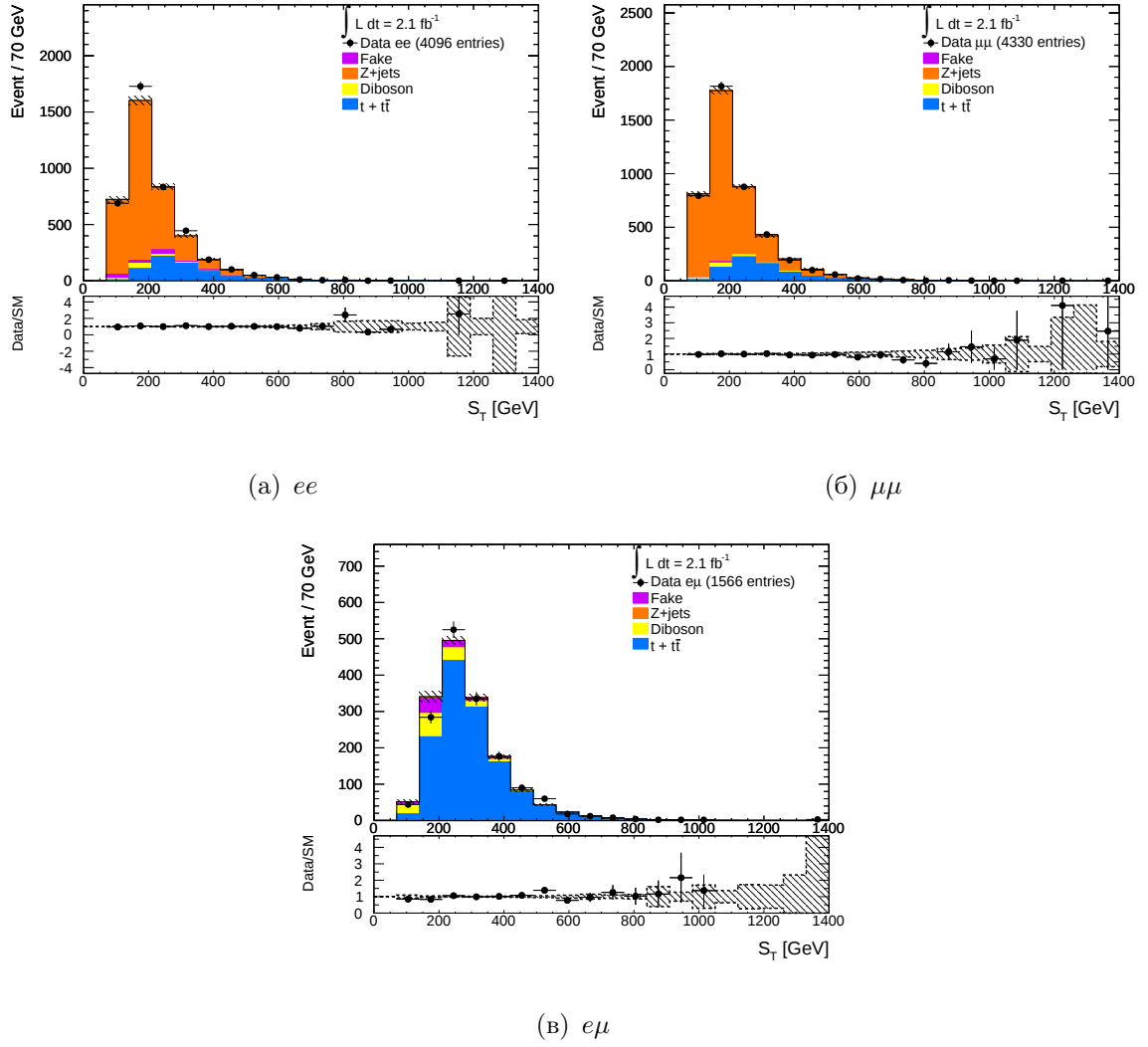


Рис. 7.16. Распределение по скалярной сумме поперечных импульсов двух лептонов в событии с (а,б) двумя электронами, (в,г) двумя мюонами, (д,е) электроном и мюоном. Распределения показаны после наложения условия $m_{\ell\ell} > 110$ ГэВ.

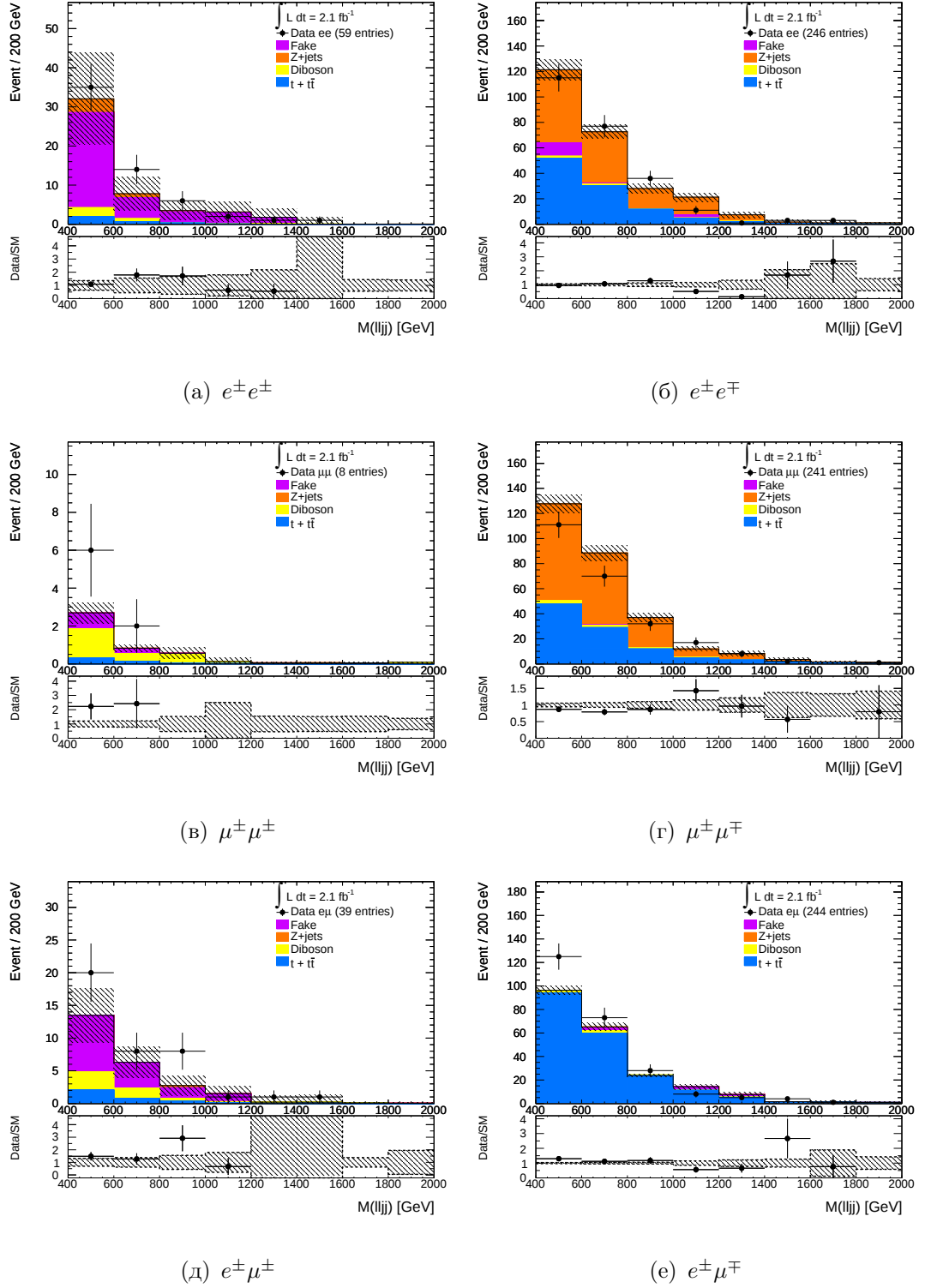


Рис. 7.17. Распределение по инвариантной массе двух лептонов в событиях с (а,б) двумя электронами, (в,г) двумя мюонами, (д,е) электроном и мюоном. Распределения показаны после наложения условий $m_{\ell\ell} > 110$ ГэВ и $S_T > 400$ ГэВ (только для OS канала), и $m_{\ell\ell j(j)} > 400$ ГэВ.

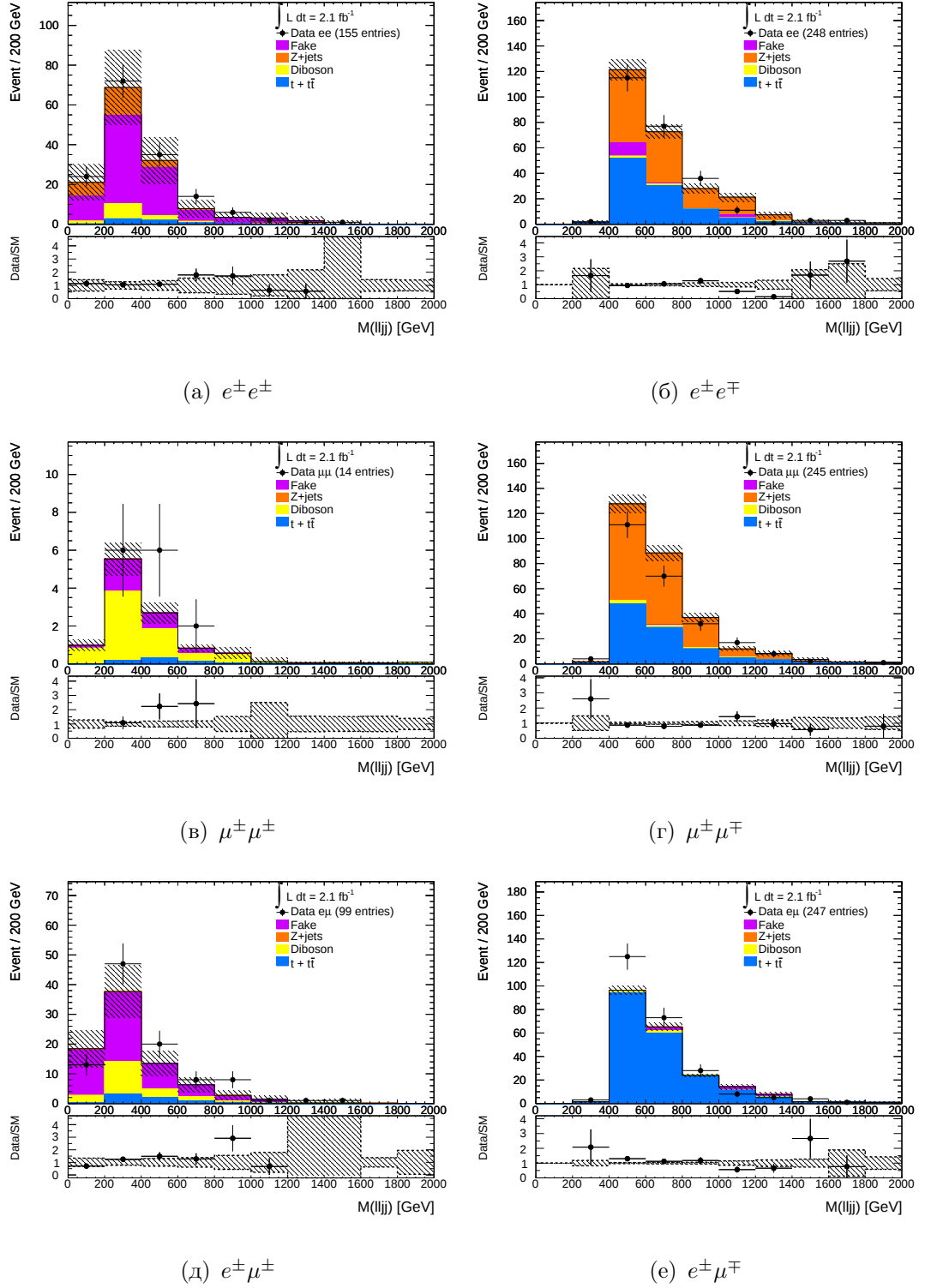


Рис. 7.18. Распределение по инвариантной массе двух лептонов в событиях с (а,б) двумя электронами, (в,г) двумя мюонами, (д,е) электроном и мюоном. Распределения показаны после наложения условия $m_{\ell\ell} > 110$ ГэВ и $S_T > 400$ ГэВ (только для OS канала).

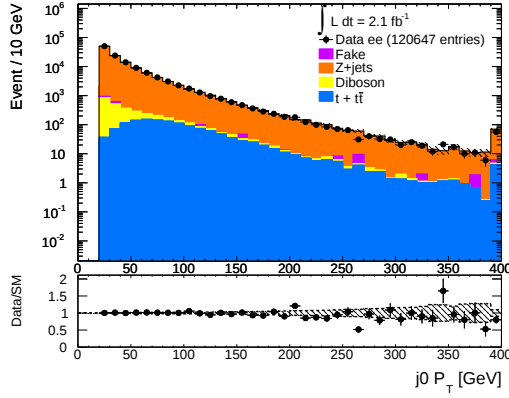
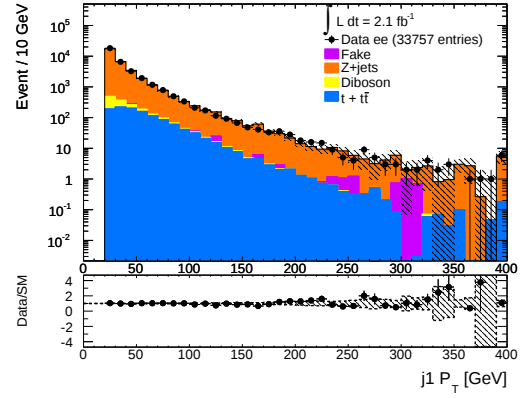
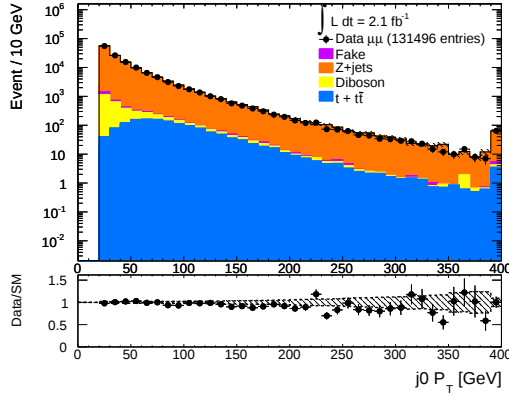
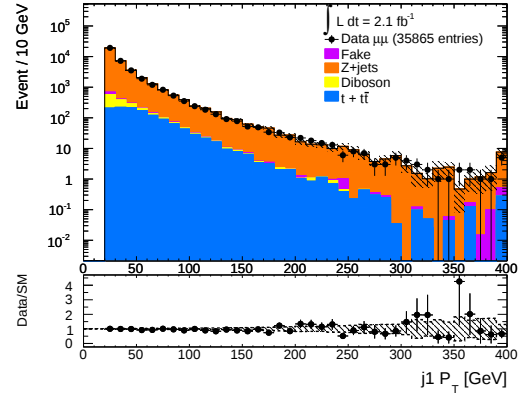
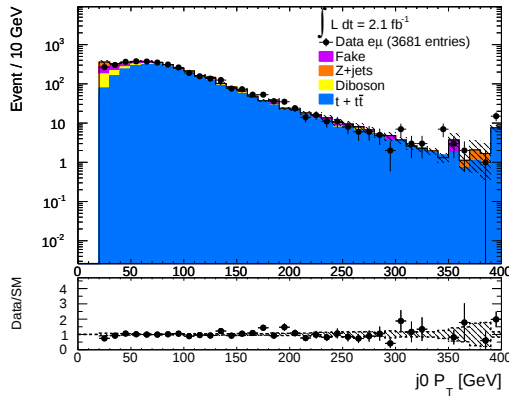
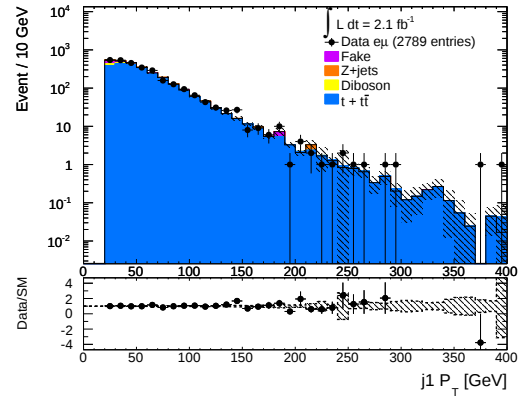
(a) $j_0, e^\pm e^\mp$ (б) $j_1, e^\pm e^\mp$ (в) $j_0, \mu^\pm \mu^\mp$ (г) $j_1, \mu^\pm \mu^\mp$ (д) $j_0, e^\pm \mu^\mp$ (е) $j_1, e^\pm \mu^\mp$

Рис. 7.19. Распределение по поперечному импульсу для двух струй с максимальным P_T для лептонов разного знака в (а,б) ee , (в,г) $\mu\mu$ и (д,е) $e\mu$ каналах после наложения базовых условий отбора.

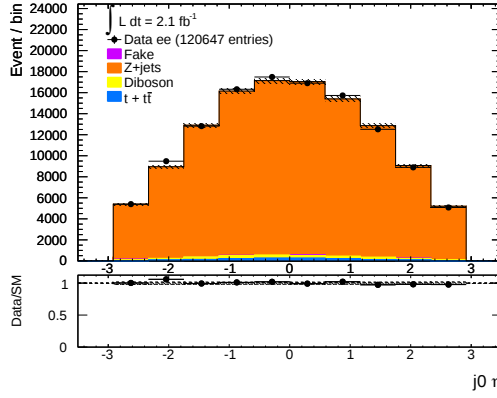
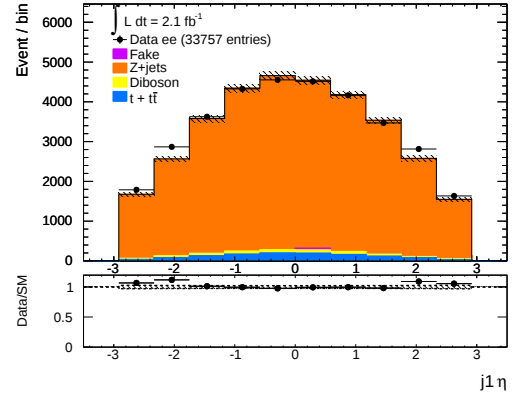
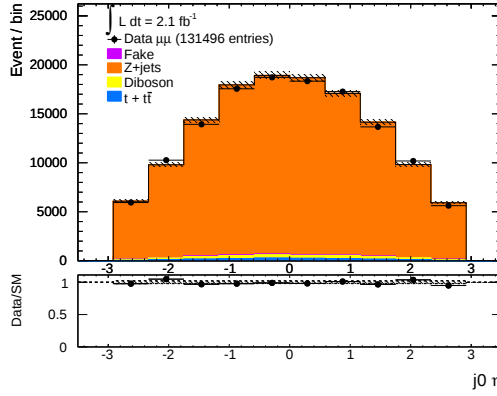
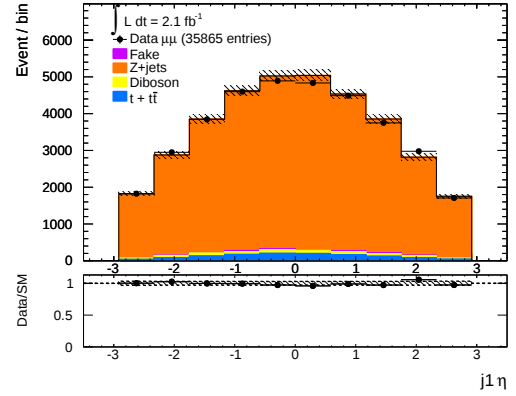
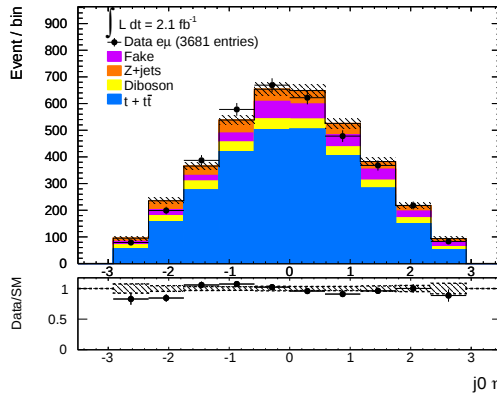
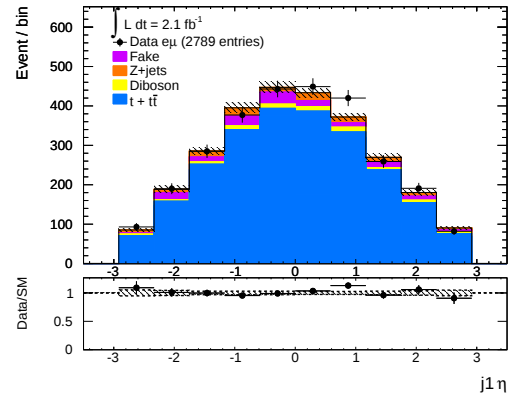
(a) $j_0, e^\pm e^\mp$ (б) $j_1, e^\pm e^\mp$ (в) $j_0, \mu^\pm \mu^\mp$ (г) $j_1, \mu^\pm \mu^\mp$ (д) $j_0, e^\pm \mu^\mp$ (е) $j_1, e^\pm \mu^\mp$

Рис. 7.20. Распределение по псевдо-быстроте для двух струй с максимальным P_T для лептонов разного знака в (а,б) ee , (в,г) $\mu\mu$ и (д,е) $e\mu$ каналах после наложения базовых условий отбора.

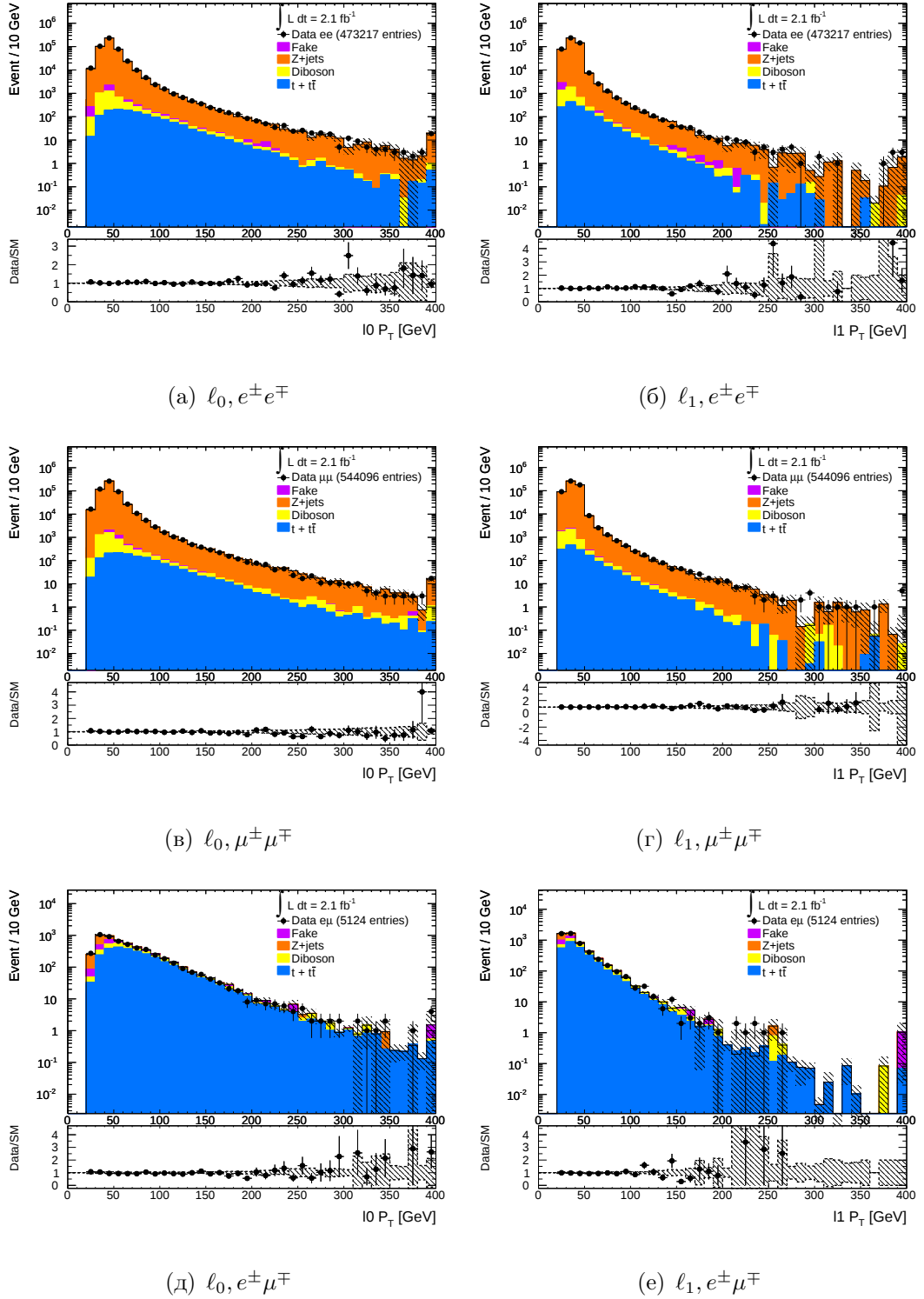


Рис. 7.21. Распределение по поперечному импульсу для двух лептонов разного знака в (а,б) ee , (в,г) $\mu\mu$ и (д,е) $e\mu$ каналах после наложения базовых условий отбора.

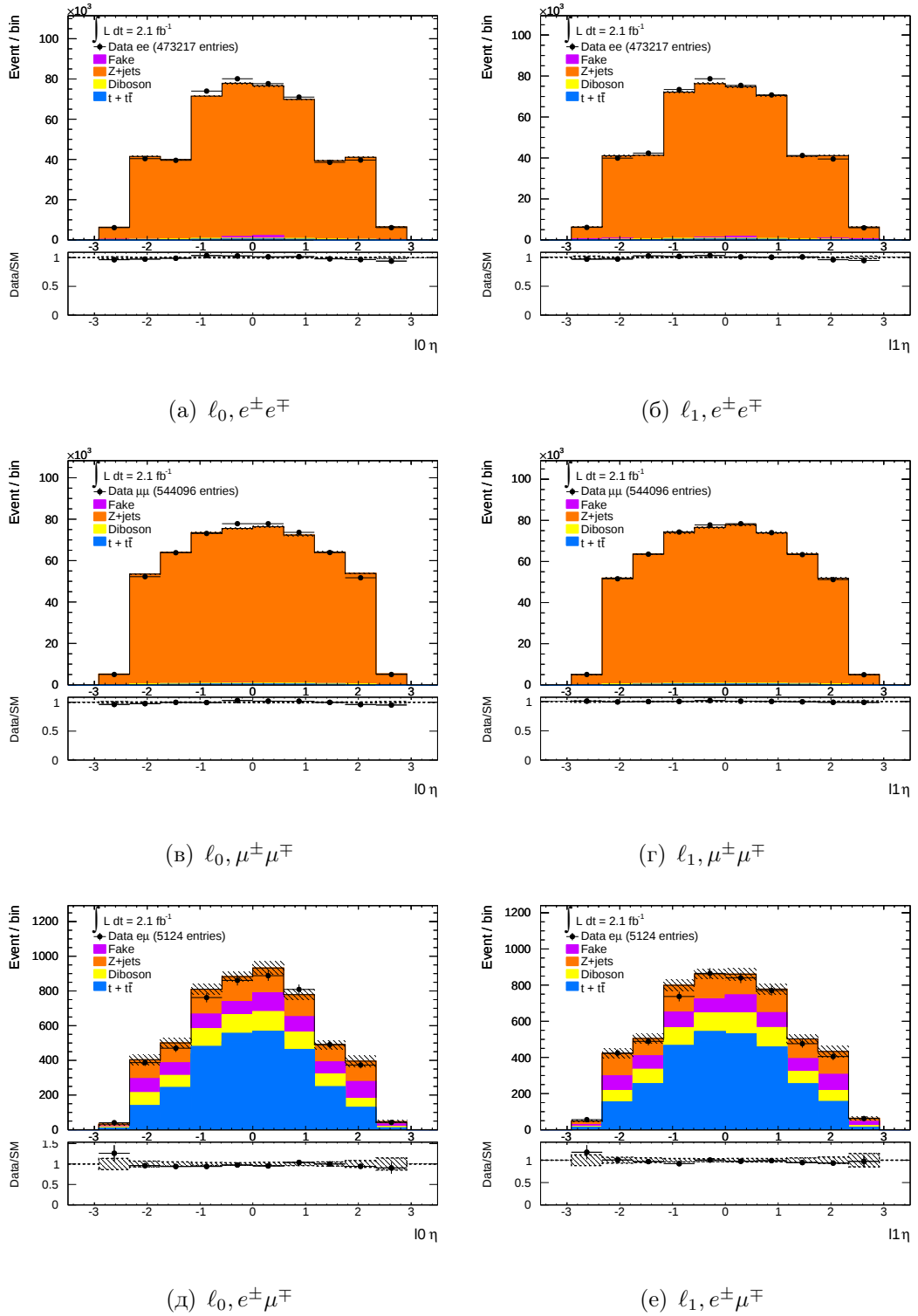


Рис. 7.22. Распределение по псевдо-быстроте для двух лептонов разного знака в (а,б) ee , (в,г) $\mu\mu$ и (д,е) $e\mu$ каналах после наложения базовых условий отбора.

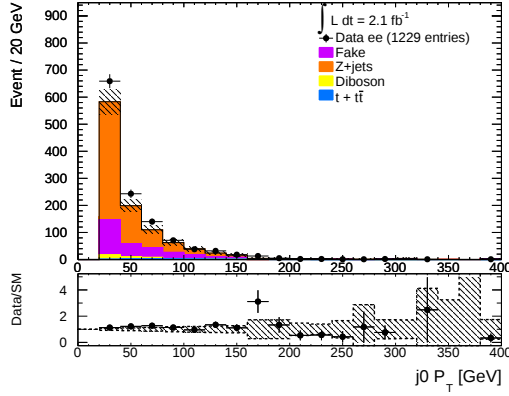
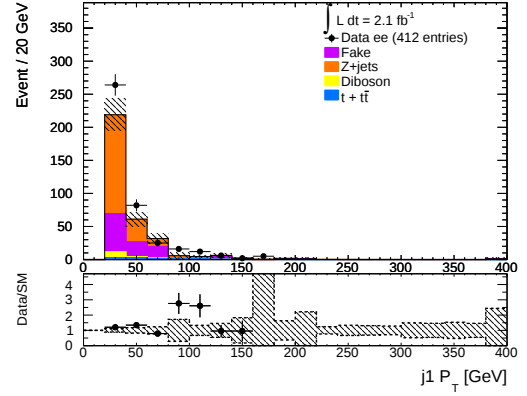
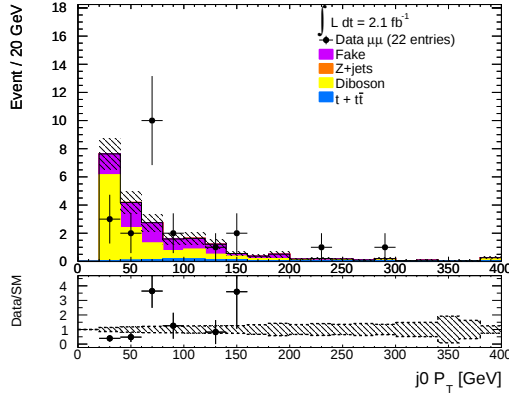
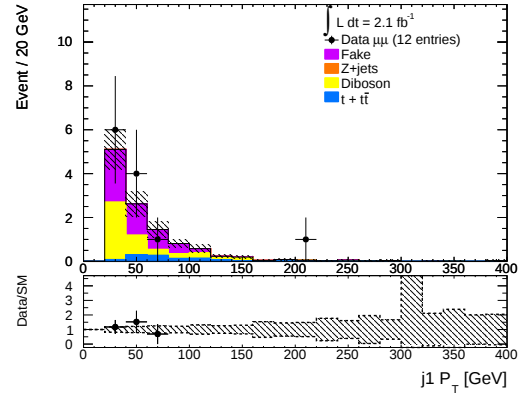
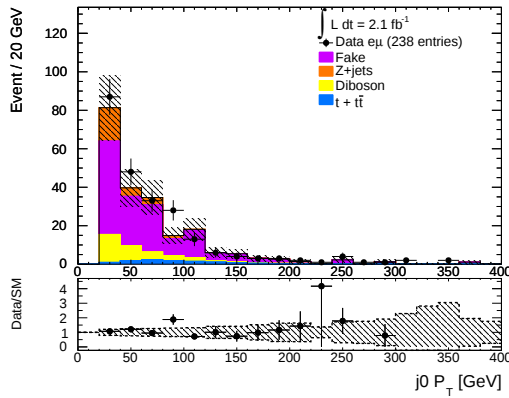
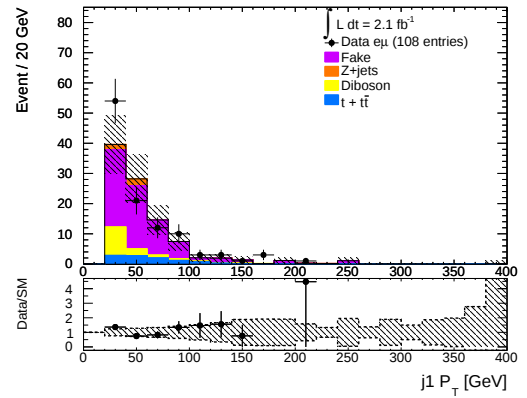
(a) $j_0, e^\pm e^\pm$ (б) $j_1, e^\pm e^\pm$ (в) $j_0, \mu^\pm \mu^\pm$ (г) $j_1, \mu^\pm \mu^\pm$ (д) $j_0, e^\pm \mu^\pm$ (е) $j_1, e^\pm \mu^\pm$

Рис. 7.23. Распределение по поперечному импульсу для двух струй с максимальным P_T для лептонов одинакового знака в (а,б) ee , (в,г) $\mu\mu$ и (д,е) $e\mu$ каналах после наложения базовых условий отбора.

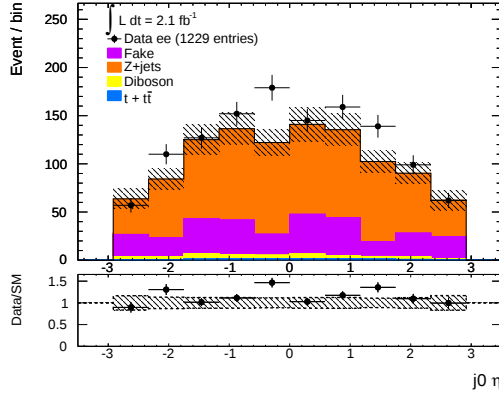
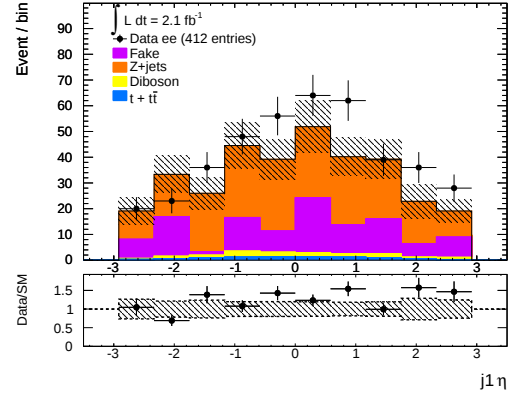
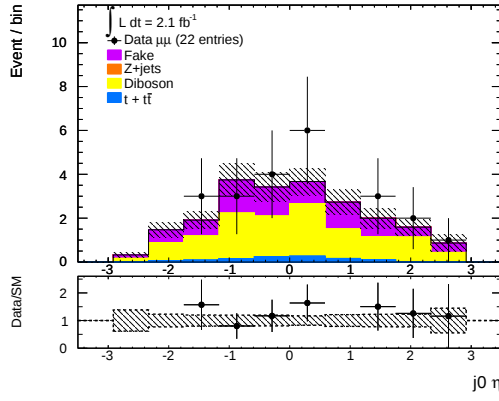
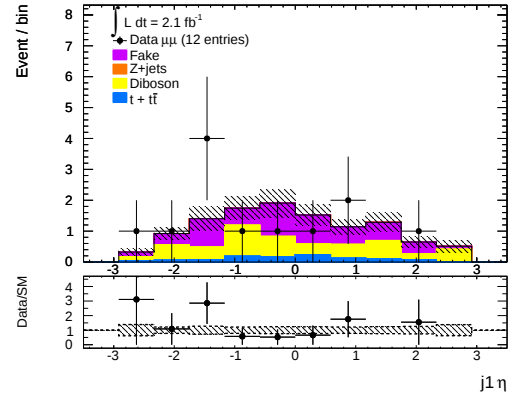
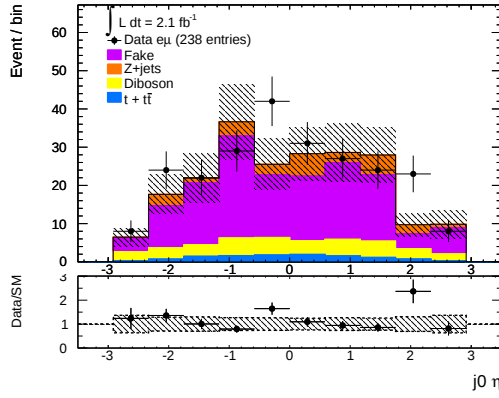
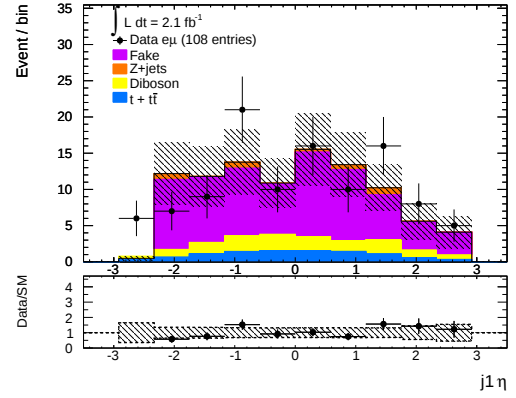
(a) $j_0, e^{\pm}e^{\pm}$ (б) $j_1, e^{\pm}e^{\pm}$ (в) $j_0, \mu^{\pm}\mu^{\pm}$ (г) $j_1, \mu^{\pm}\mu^{\pm}$ (д) $j_0, e^{\pm}\mu^{\pm}$ (е) $j_1, e^{\pm}\mu^{\pm}$

Рис. 7.24. Распределение по псевдо-быстроте для двух струй с максимальным P_T для лептонов одинакового знака в (а,б) ee , (в,г) $\mu\mu$ и (д,е) $e\mu$ каналах после наложения базовых условий отбора.

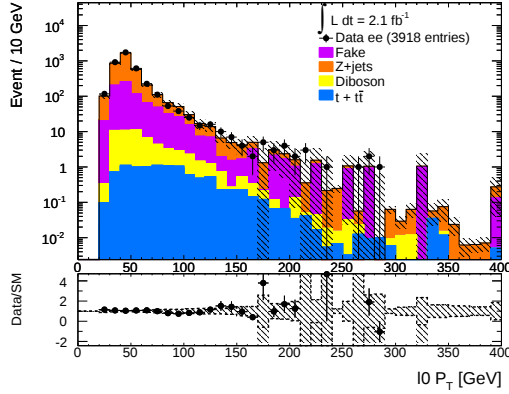
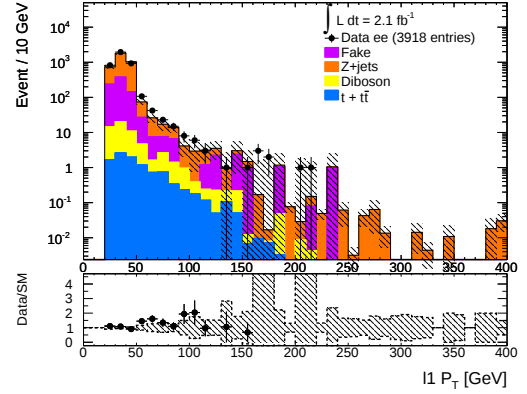
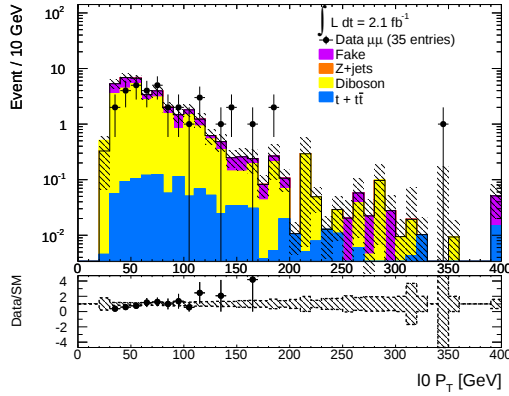
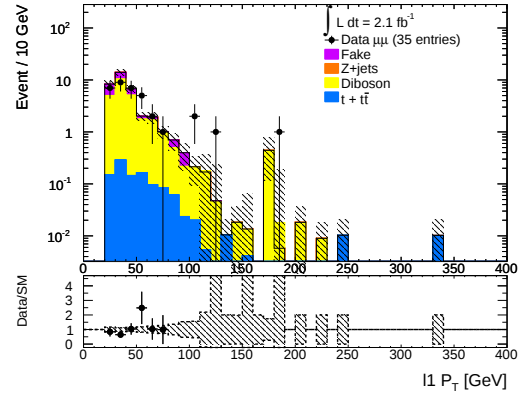
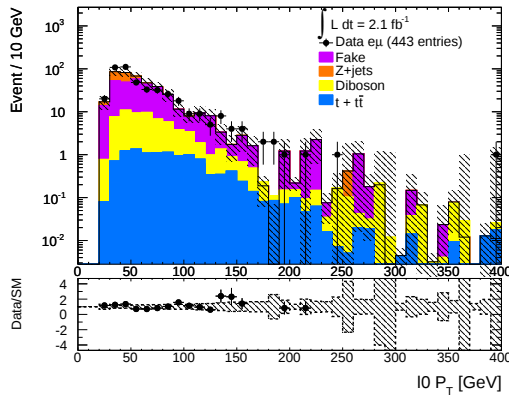
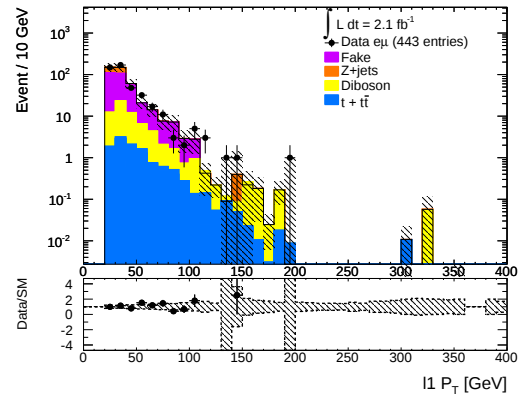
(a) $\ell_0, e^\pm e^\pm$ (б) $\ell_1, e^\pm e^\pm$ (в) $\ell_0, \mu^\pm \mu^\pm$ (г) $\ell_1, \mu^\pm \mu^\pm$ (д) $\ell_0, e^\pm \mu^\pm$ (е) $\ell_1, e^\pm \mu^\pm$

Рис. 7.25. Распределение по поперечному импульсу для двух лептонов одинакового знака в (а,б) ee , (в,г) $\mu\mu$ и (д,е) $e\mu$ каналах после наложения базовых условий отбора.

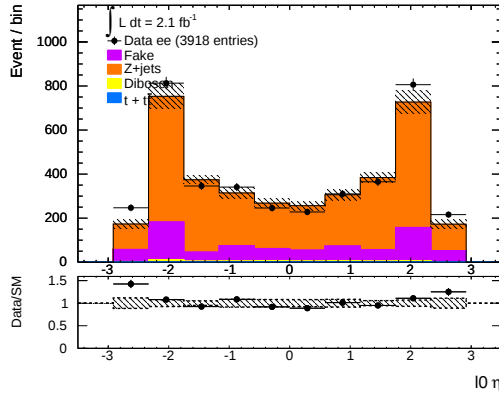
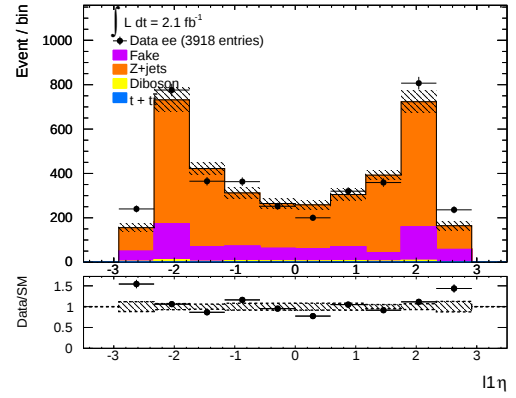
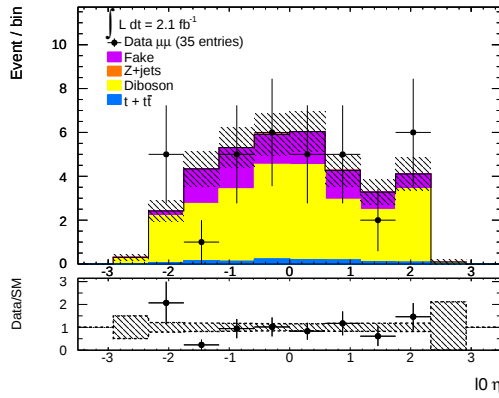
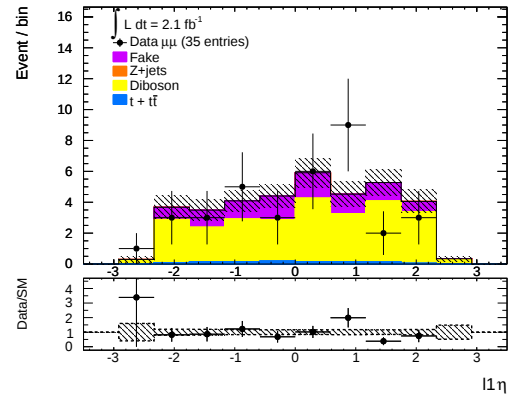
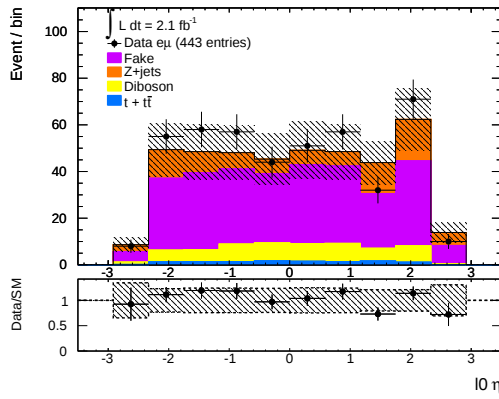
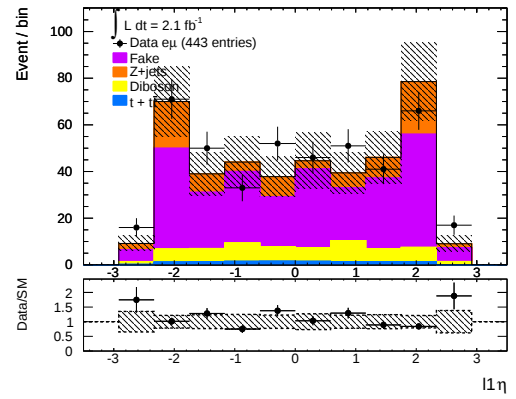
(a) $\ell_0, e^\pm e^\pm$ (б) $\ell_1, e^\pm e^\pm$ (в) $\ell_0, \mu^\pm \mu^\pm$ (г) $\ell_1, \mu^\pm \mu^\pm$ (д) $\ell_0, e^\pm \mu^\pm$ (е) $\ell_1, e^\pm \mu^\pm$

Рис. 7.26. Распределение по псевдо-быстроте для двух лептонов одинакового знака в (а,б) ee , (в,г) $\mu\mu$ и (д,е) $e\mu$ каналах после наложения базовых условий отбора.

Глава 8

Методы вычисления пределов для физических процессов

Определение вероятности имеет несколько формулировок. Существует частотное (классическое) определение: если мы наблюдаем некоторое событие большое число раз (N) и при этом в n случаях событие обладает признаком A и исходы событий взаимно независимы, то вероятность признака A определяется как $\mathcal{P}(A) = \lim_{N \rightarrow \infty} n/N$. Субъективное (баесовское) определение: вероятность определяется как степень уверенности в истинности суждения.

В эксперименте есть наблюдаемый фон и статистические методы предназначены для того, чтобы дать ответ на вопрос, присутствует ли сигнал, и каков уровень достоверности. Для описания данных формулируются гипотезы H_0 (только фон), H_1 (сумма фона и сигнал), которые могут быть описаны некоторыми функциями плотности вероятности f . Сравнение предсказаний гипотез H_1 и H_0 с наблюдаемым количеством событий в данных позволяет получить ответ на вопрос, насколько точно данная гипотеза описывает данные, тем самым, отвергая одну из них. При отсутствии событий новой физики, данные должны быть в хорошем согласии с предсказаниями гипотезы H_0 . Пусть функция $f(A|B)$ характеризует вероятность получить A , при заданном B . Если данные состоят из набора измеренных величин $\bar{x} = (x_1, \dots, x_n)$, то должны быть определены функции плотности вероятности для различных гипотез, то есть, $f(t|H_0)$ и $f(t|H_1)$, где функция измеренных величин, $t(x)$, называется тестовой статистикой.

Тестовая статистика может совпадать с x или быть какой-либо функ-

цией от $\bar{x}$. Далее, определяется критическая область для t , или допустимая область, такая, что если наблюдаемая величина t лежит в этой области, то принимается соответствующая этой области гипотеза. Область выбирается таким образом, чтобы вероятность наблюдения t в этой области для данной гипотезы H было равно α , называемое уровнем достоверности. Например, величина, определенная следующим образом, $\alpha = \int_{t_{cut}}^{\infty} f(t, H_0) dt$, определяет вероятность гипотезы H_0 , а $\beta = \int_{-\infty}^{t_{cut}} f(t, H_1) dt$ — вероятность гипотезы H_1 . То есть, при требовании $t > t_{cut}$, α будет давать эффективность отбора для гипотезы H_0 , а β — чистоту отбора. Лемма Неймана-Пирсона гласит, что область аксептанса, дающая наилучшую чистоту для данного уровня достоверности α , есть область, где $f(t, H_0)/f(t, H_1) > c$, называемое отношением функций правдоподобия. Таким образом, для вектора данных $\bar{x} = (x_1, \dots, x_n)$ можно сконструировать одномерное распределение, $t(\bar{x}) = f(\bar{x}|H_0)/f(\bar{x}|H_1)$.

Зачастую функция плотности вероятности содержит неизвестные параметры, и целью эксперимента является оценить эти неизвестные параметры, то есть, получить оценку $\hat{\theta}$ для величины θ . Процедура оценки параметров, исходя из экспериментальных данных, называется подгонкой параметров. Так как $\hat{\theta}$ является функцией $\bar{x}$, то есть $\hat{\theta}(\bar{x})$, эта величина имеет распределение $f(\hat{\theta}, \theta)$. Смещение определяется, как $b = E(\hat{\theta}) - \theta$.

$L(\theta) = \prod_i f(x_i, \theta)$ называется функцией правдоподобия, где x_i фиксированы, а функция зависит от θ . Оценка параметров θ получается максимизацией функции правдоподобия. Довольно часто используется логарифмическая функция правдоподобия $-2 \log L$.

Выбор статистического метода для вычисления конечного результата является важной задачей в любом эксперименте. Существует несколько ме-

тодов для вычисления предела на изучаемую величину или же вычисления значимости для наблюдаемой флуктуации в данных над уровнем предсказываемого фона. Важно отметить, что несмотря на то, что используемые методы могут быть разными, конечные результаты не должны противоречить друг другу. Также, сравнение вычислений с различными методами позволяет исключить возможные проблемы и ошибки в использовании программ, в которых рассматриваемые статистические методы реализованы.

Предсказания новой физики могут зависеть от различных параметров, например: сечение процесса, константа связи для взаимодействия, массы новых частиц, которые обычно представляют непосредственный интерес при проведении эксперимента. Необходимо заметить, что конечной целью эксперимента для поиска отклонений от предсказаний Стандартной модели является определение степени вероятности того, что в данных присутствуют события нового физического процесса. Однако, существует ряд параметров, от которых зависят предсказания для событий как сигнального, так и фоновых процессов. Примером такого рода параметров может служить измерение энергии лептонов и струй в событии, интегральной светимости. Систематическая ошибка в измерении параметров может меняться от события к событию (“shape”), или же оставаться постоянной (“flat”). Определение данных параметров, также называемых “nuisance” параметрами, является важной задачей эксперимента, так как точность измерения физических параметров реконструированных объектов оказывает прямой эффект на чувствительность эксперимента к событиям новой физики.

В данной работе для определения степени согласия между гипотезами H_0 , H_1 , и данными в качестве входных данных используются распределения по инвариантной массе двух лептонов и струй, соответствующие массе реконструированного W_R -бозона. Другими словами, в качестве исходных данных

для сравнения используются гистограммы с реконструированной массой W_R -бозона. Для каждого “nuisance” параметра имеются две гистограммы, соответствующие вариациям измеренной величины для данного параметра в пределах систематической и статистической ошибок, с которыми данная величина была измерена.

Важно отметить, что при рассмотрении вариаций “nuisance” параметров необходимо учитывать корреляции между измеренными систематическими ошибками. Например, предполагается 100% корреляция при варьировании энергии струй и лептонов для фоновых и сигнального процессов. Также, при комбинировании каналов ($ee, \mu\mu, e\mu$), учитываются корреляции между систематическими сдвигами для одной и той же рассматриваемой физической величины.

Для вычисления ожидаемого предела на параметры модели новой физики генерируется набор псевдоэкспериментов, или, другими словами, набор распределений, путем варьирования номинальных распределений в границах систематической и статистической ошибок, с которыми они известны. Измеренным пределом называется предел, полученный из сравнения экспериментальных данных и предсказания для фона и сигнала.

В данной работе рассматривается несколько статистических методов для вычисления пределов: классический и модифицированный классический, байесовский, которые применялись в анализе 2011 года, а также метод Фельдмана-Коузинса, который применялся в анализе 2010 года.

Кроме того, для проверки технической стороны вычислений проводилась дополнительная проверка результатов с использованием различных программ, таких как MCLimit [83], RooStats [84] и Collie [85]. В Разделах 8.1 и 8.2 кратко обсуждаются основные особенности различных статистических методов для вычисления пределов.

8.1. Классический метод и определение CL_s

В классическом подходе используется следующая величина для определения тестовой статистики, или распределения вероятности:

$$-2\ln Q = \chi^2(x|H_1) - \chi^2(x|H_0) = \Delta\chi^2, \quad (8.1)$$

$\chi^2(x|H) = -2\ln f(x|H)$ и определение для χ^2 рассматривается в [86]. При определении ожидаемого предела распределения, полученные на данных, заменяются результатами псевдоэкспериментов: при замене данных x на псевдоэксперименты в гипотезе H_0 — распределение вероятности f_{pdf}^0 , при замене данных x на результаты псевдоэкспериментов в гипотезе H_1 — f_{pdf}^1 , с дополнительной вариацией числа событий сигнала над уровнем фона, параметра $\mu = \sigma/\sigma_{sig}$, для каждого псевдоэксперимента. Параметр μ , также называемый “сила сигнала”, в данном анализе определяется следующим образом:

$$\mu = \frac{\sigma}{\sigma_{LRSM}}, \quad (8.2)$$

где σ_{LRSM} — ожидаемое сечение процесса “новой физики”, σ — исключенное сечение. В качестве определения уровня достоверности в классическом методе обычно используют следующие величины:

$$CL_{s+b} = P_{H_1}(\Delta\chi^2 \geq \Delta\chi_{obs}^2) \quad (8.3)$$

$$1 - CL_b = P_{H_0}(\Delta\chi^2 \leq \Delta\chi_{obs}^2) \quad (8.4)$$

Одним из часто встречающихся определений уровня достоверности является

CL_s [87], которое называется модифицированным классическим определением интервала:

$$CL_s = \frac{P_{H_1}(\Delta\chi^2 \geq \Delta\chi_{obs}^2)}{P_{H_0}(\Delta\chi^2 \geq \Delta\chi_{obs}^2)} \quad (8.5)$$

В отличие от определения CL_{s+b} , важным свойством CL_s является тот факт, что если распределения $f(x|H_0)$ и $f(x|H_1)$ схожи между собой, то есть, исключение сигнала на интересующем уровне достоверности соответствует области, в которой эксперимент не чувствителен к данному процессу, результатом CL_s не будет исключение процесса “новой физики”, в то время, как результат CL_{s+b} будет соответствовать исключению сигнала в нечувствительной области эксперимента. Величина μ^{95} , соответствующая значению $CL_s = 5\%$, определяет сечение, исключенное на уровне достоверности 95%, σ^{95} .

При вычислении предела можно использовать минимизацию по “nuisance” параметрам для получения более точной оценки для предела, то есть, при использовании полной информации о “nuisance” параметрах. Этот метод часто называется “profiling”, результатом которого является оптимизация формы распределений по “nuisance” параметром, путем минимизации χ^2 . В зависимости от особенностей конкретного эксперимента, использование “profiling” может приводить как к существенным, так и к незначительным изменениям в вычисленной величине предела. Необходимо заметить, что данный процесс минимизации занимает довольно большое время при рассмотрении большого числа каналов, по которым вычисляется суммарный предел, а также сильно зависит от “дискретности” входных распределений, которые используются в процессе минимизации.

8.2. Байесовский предел

О том, как учесть априорное знание при анализе экспериментальных данных, говорит теорема Байеса: априорная вероятность $\pi(\theta)$ параметра θ характеризует предполагаемую возможность осуществления различных значений θ до того, как произойдет эксперимент. Апостериорная вероятность $p(\theta, \bar{x})$ характеризует вероятность осуществления различных значений θ после того, как к априорному значению добавлено значение, извлеченное из экспериментальных данных $\bar{x}$. Теорема Байеса утверждает, что апостериорная вероятность параметра θ получается умножением априорной вероятности на функцию правдоподобия:

$$p(\theta, \bar{x}) = \frac{\pi(\theta)L(\theta, \bar{x})}{\int_{-\infty}^{\infty} \pi(\theta)L(\theta, \bar{x})d\theta}. \quad (8.6)$$

Постулат Байеса гласит, что если распределение априорной вероятности для θ неизвестно, мы сможем охарактеризовать его, предполагая, что $\pi(\theta) = \text{const}$.

Если $\pi(\theta) = \text{const}$, то $\pi(\theta, \bar{x}) \sim L(x|\theta)$, подход Байеса и максимум функции правдоподобия совпадают для оценки параметра θ . Оценка $\hat{\theta}$ определена, согласно некоторой плотности функции правдоподобия $f(\hat{\theta}, \theta)$. При выполнении следующих условий:

$$\begin{aligned} \alpha = \mathcal{P}(\hat{\theta} > \theta(\alpha)) &= \int_{u(\alpha)}^{\infty} f(\hat{\theta}, \theta)d\hat{\theta}, \\ \beta = \mathcal{P}(\hat{\theta} < \theta(\beta)) &= \int_{-\infty}^{v(\beta)} f(\hat{\theta}, \theta)d\hat{\theta}, \end{aligned} \quad (8.7)$$

интервал $u(\alpha) < \hat{\theta} < v(\beta)$ будет иметь уровень достоверности $\mathcal{P}(\theta(\alpha) < \theta < \theta(\beta)) = 1 - \alpha - \beta$. Интервал, ограниченный с одной стороны, называется пределом.

8.3. Метод Фельдмана-Коузинса

Подход Фельдмана-Коузинса является подходом, который использует как идеи из классического метода, так и идеи Байеса [88]. В данном методе допустимая область x вычисляется из $L(\theta, x)$, согласно уменьшению отношения:

$$R = \frac{L(\theta|\bar{x})}{L(\theta_{test}|\bar{x})}, \quad (8.8)$$

для всех возможных значений θ . Построенный таким образом допустимый интервал (θ, x) используется для вычисления допустимых пределов (θ_1, θ_2) для данного значения x . Если $\theta_1 = 0$, то вычисленное значение соответствует верхнему пределу.

Глава 9

Результаты

Байесовский подход для вычисления пределов использовался в качестве основного подхода при получении конечных результатов. В таблице 9.1 представлены результаты сравнения различных методов для вычисления пределов. При использовании классического метода без минимизации по “nuisance” параметрам наблюдается эффект ухудшения суммарного предела при комбинировании нескольких каналов с различной чувствительностью для случая, когда не проводится минимизации по “nuisance” параметрам. При включении минимизации, конечные пределы согласуются с результатами, полученными в Байесовском подходе, и эффекта ухудшения суммарного предела по нескольким каналам не наблюдается. Одним из объяснений данного наблюдения является тот факт, что при отсутствии минимизации по “nuisance” параметрам, корреляции в систематических ошибках между различными каналами приводят к ухудшению суммарного предела. Байесовский подход был выбран в качестве основного из-за значительно меньшего времени, требуемого для вычисления пределов, и существенно более стабильного процесса вычислений, по сравнению с классическим подходом.

В таблице 9.2 представлены ожидаемые и измеренные пределы на видимое сечение в эксперименте, а также ограничение на число событий “новой физики”. Данные результаты не зависят от предсказаний различных моделей и представляют собой модельно-независимые пределы на события новой физики в рассматриваемых каналах. На рис. 9.1 (при отсутствии смешивания между тяжелыми нейтрино) и 9.2 (при наличии максимального

смешивания между N_e и N_μ) показаны полученные пределы на массы W_R -бозона и тяжелого нейтрино, в предположении, что нейтрино обладает майорановской, или же, дираковской, массой. В случае майорановской массы, результаты представлены для канала с двумя лептонами одинакового заряда (9.1(а),9.2(а)), противоположного заряда (9.1(б),9.2(б)), а также для суммы данных каналов (9.1(в),9.2(в)). Результаты для случая дираковской массы тяжелого нейтрино представлены на рис.9.1(г) и 9.2(г). На рис. 9.3—9.6 показаны пределы на массы W_R -бозона и тяжелого нейтрино отдельно для каждого значения массы W_R -бозона, которая использовалась в моделировании.

По результатам сравнения данных и фона, значимых отклонений ($> 3\sigma$) от предсказаний Стандартной модели обнаружено не было, и были получены пределы на массы W_R -бозона и тяжелого нейтрино, которые являются наиболее сильными ограничениями на массы данных частиц в настоящее время.

	ModFreq (SS)	ModFreq (OS)	ModFreqFit (SS)	ModFreqFit (OS)	Bayes (SS)	Bayes (OS)
ee	0.174	0.273	0.185	0.270	0.167	0.250
$\mu\mu$	0.018	0.199	0.018	0.191	0.017	0.189
$e\mu$	0.045	0.118	0.048	0.120	0.043	0.123
$ee + \mu\mu$	0.023	0.203	0.016	0.184	0.017	0.172
$ee + e\mu$	0.056	0.129	0.032	0.107	0.031	0.099
$\mu\mu + e\mu$	0.022	0.127	0.017	0.109	0.016	0.107
$ee + \mu\mu + e\mu$	0.028	0.135	0.015	0.105	0.016	0.105

Таблица 9.1. Ожидаемая величина $\sigma_{sig}^{95}/\sigma_{sig}$, вычисленная в подходе ModFreq — классический, без минимизации по “nuisance” параметрам, ModFreqFit — классический, с минимизацией по “nuisance” параметрам, Bayes — Байесовский метод.

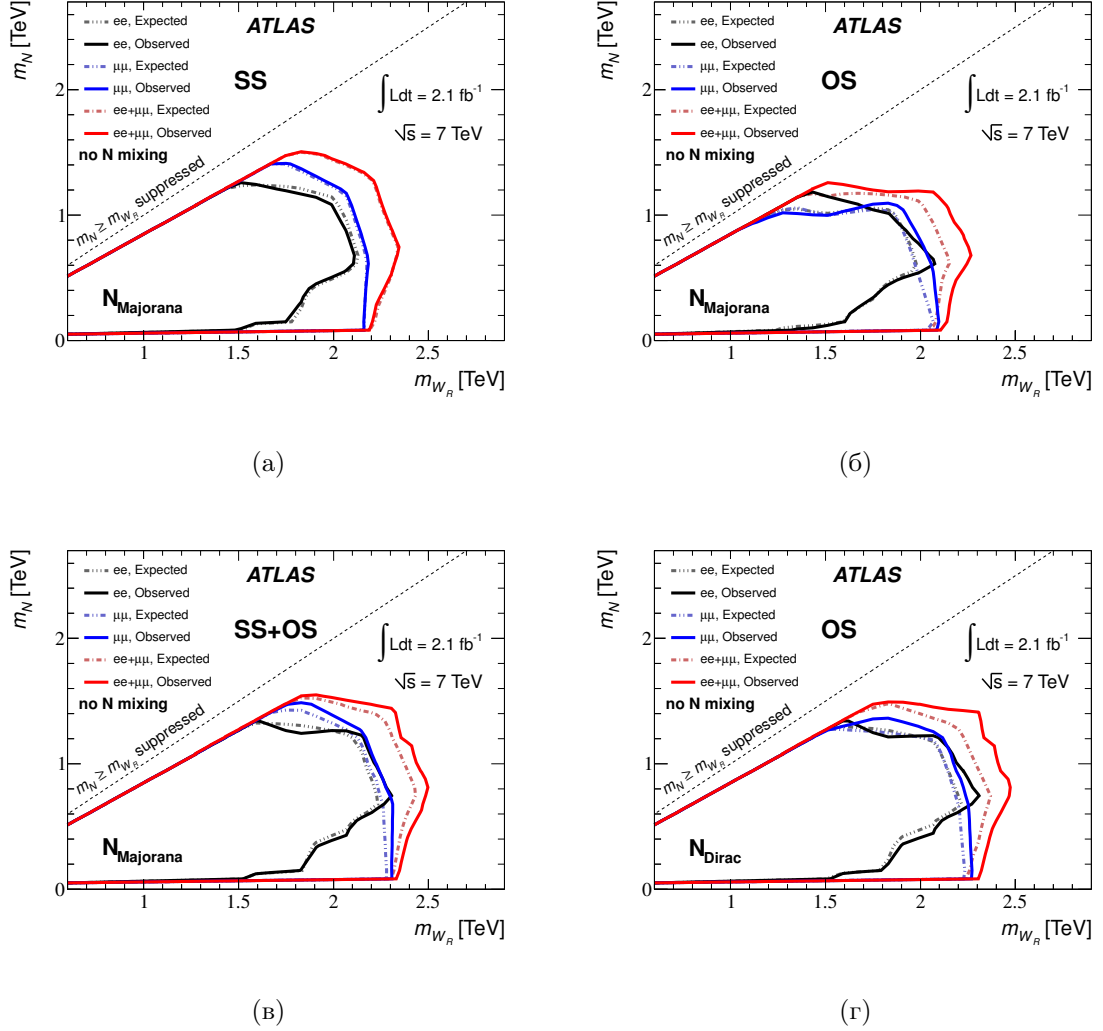
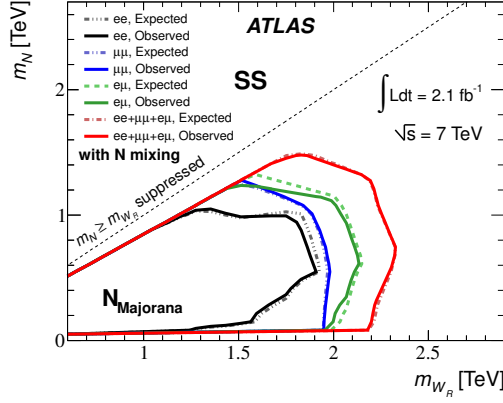
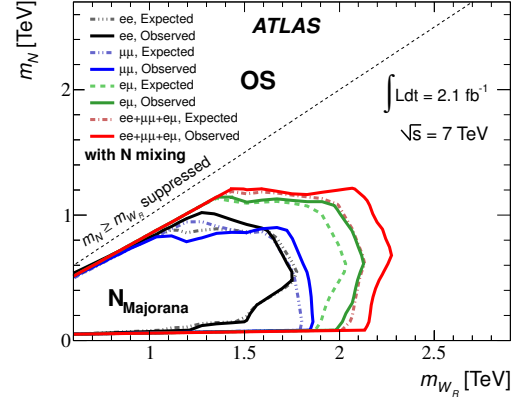


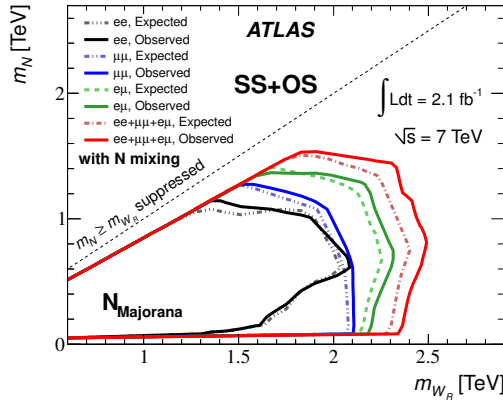
Рис. 9.1. Ожидаемые и измеренные нижние пределы на массу W_R -бозона и майорановского (а,б,в) или дираковского (г) тяжелого нейтрино N на уровне достоверности 95% для ee , $\mu\mu$, $e\mu$ каналов, а также для суммы всех каналов, при отсутствии смешивания между тяжелыми нейтрино. Области исключенных масс находятся внутри обозначенных контуров.



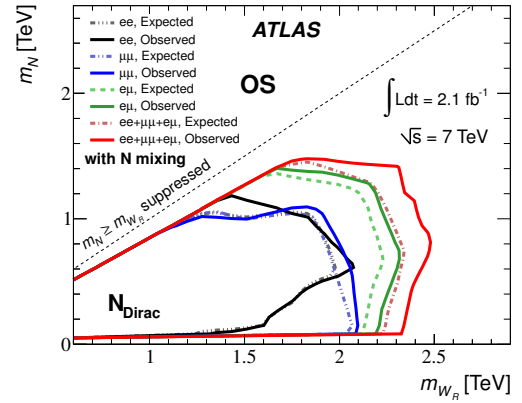
(a)



(б)



(в)



(г)

Рис. 9.2. Ожидаемые и измеренные нижние пределы на массу W_R -бозона и майорановского (а,б,в) или дираковского (г) тяжелого нейтрино N на уровне достоверности 95% для ee , $\mu\mu$, $e\mu$ каналов, а также для суммы всех каналов, в предположении максимального смешивания для N_e и N_μ . Области исключенных масс находятся внутри обозначенных контуров.

Каналы	N_{exp}	Данные	$\langle \sigma \times \mathcal{A} \times \epsilon \rangle_{obs}^{95}$ [фб]	$\langle \sigma \times \mathcal{A} \times \epsilon \rangle_{exp}^{95}$ [фб]	S_{obs}^{95}	S_{exp}^{95}
$e^\pm e^\mp$	255.8 ± 19.4	248	28.6	31.0	60.1	65.1
$\mu^\pm \mu^\mp$	281.0 ± 19.4	245	25.1	36.7	52.7	77.1
$e^\pm \mu^\mp$	212.0 ± 23.6	247	50.9	36.4	106.9	76.4
$e^\pm e^\pm$	138.1 ± 36.2	155	37.6	29.6	79.0	62.2
$\mu^\pm \mu^\pm$	10.9 ± 2.3	14	6.1	4.6	12.8	9.8
$e^\pm \mu^\pm$	80.4 ± 20.6	99	25.4	16.2	53.3	34.0
$m_{\ell\ell jj} > 400$ ГэВ						
$e^\pm e^\mp$	254.6 ± 19.1	246	27.4	29.8	57.6	62.5
$\mu^\pm \mu^\mp$	279.5 ± 19.2	241	23.3	35.0	48.8	73.4
$e^\pm \mu^\mp$	210.6 ± 23.3	244	51.8	35.8	103.6	75.2
$e^\pm e^\pm$	48.3 ± 16.0	59	19.2	14.0	40.4	29.3
$\mu^\pm \mu^\pm$	4.4 ± 1.2	8	5.2	3.0	11.0	6.3
$e^\pm \mu^\pm$	24.4 ± 7.4	39	15.0	7.8	31.4	16.3

Таблица 9.2. Верхние пределы (95% C.L.) на видимое сечение, ($\langle \sigma \times \mathcal{A} \times \epsilon \rangle_{obs}^{95}$) и ($\langle \sigma \times \mathcal{A} \times \epsilon \rangle_{exp}^{95}$), и на измеренное и ожидаемое число событий процесса “новой физики” до и после применения условия отбора $m_{\ell\ell jj(j)} > 400$ ГэВ. Результаты приведены после условия отбора $m_{\ell\ell} > 110$ ГэВ.

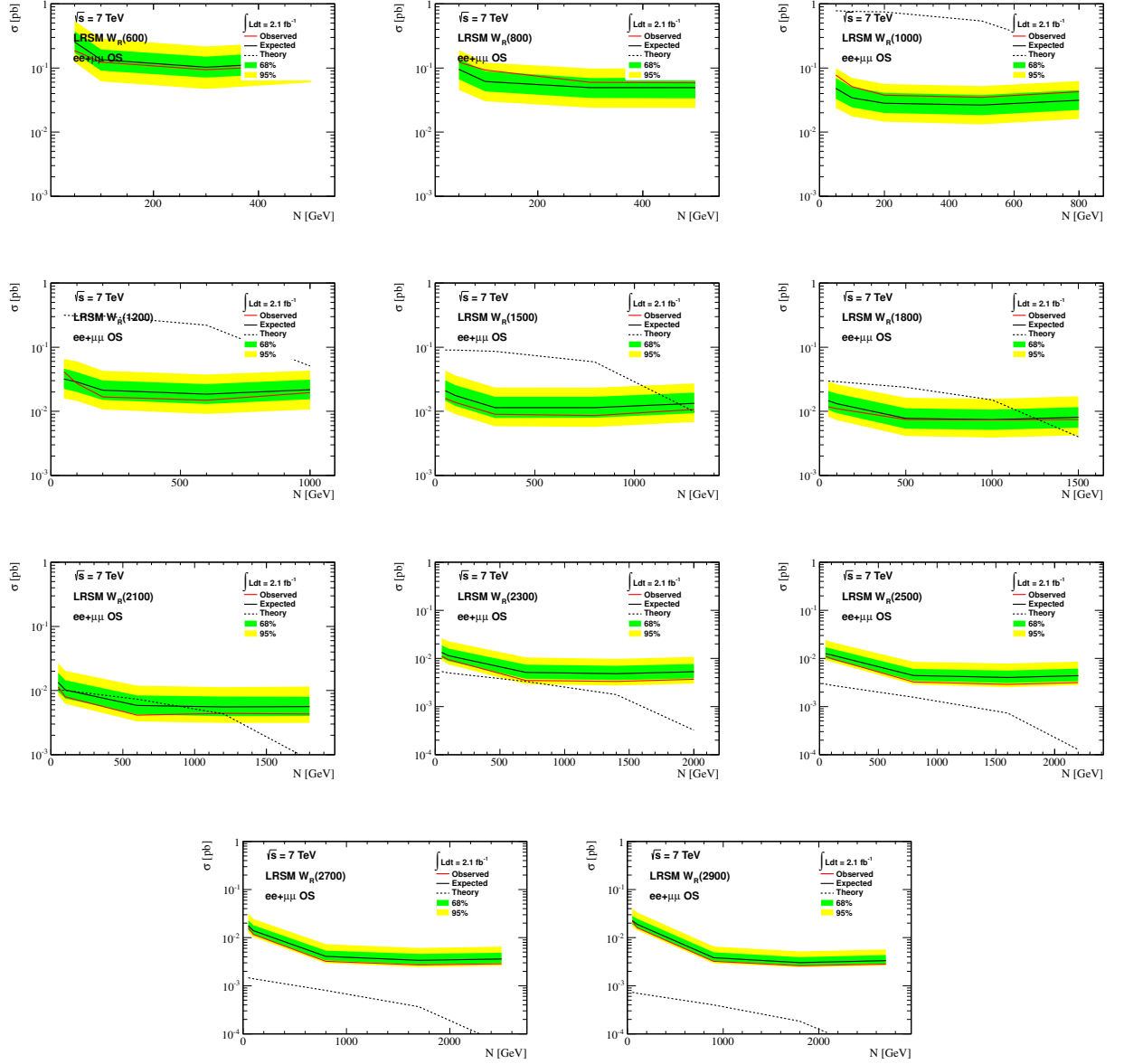


Рис. 9.3. Нижние пределы (95% C.L.) на массы W_R -бозона и тяжелого майорановского нейтрино N для конечного состояния $\ell^\pm \ell^\mp j(j)$ при отсутствии смешивания между тяжелыми нейтрино.

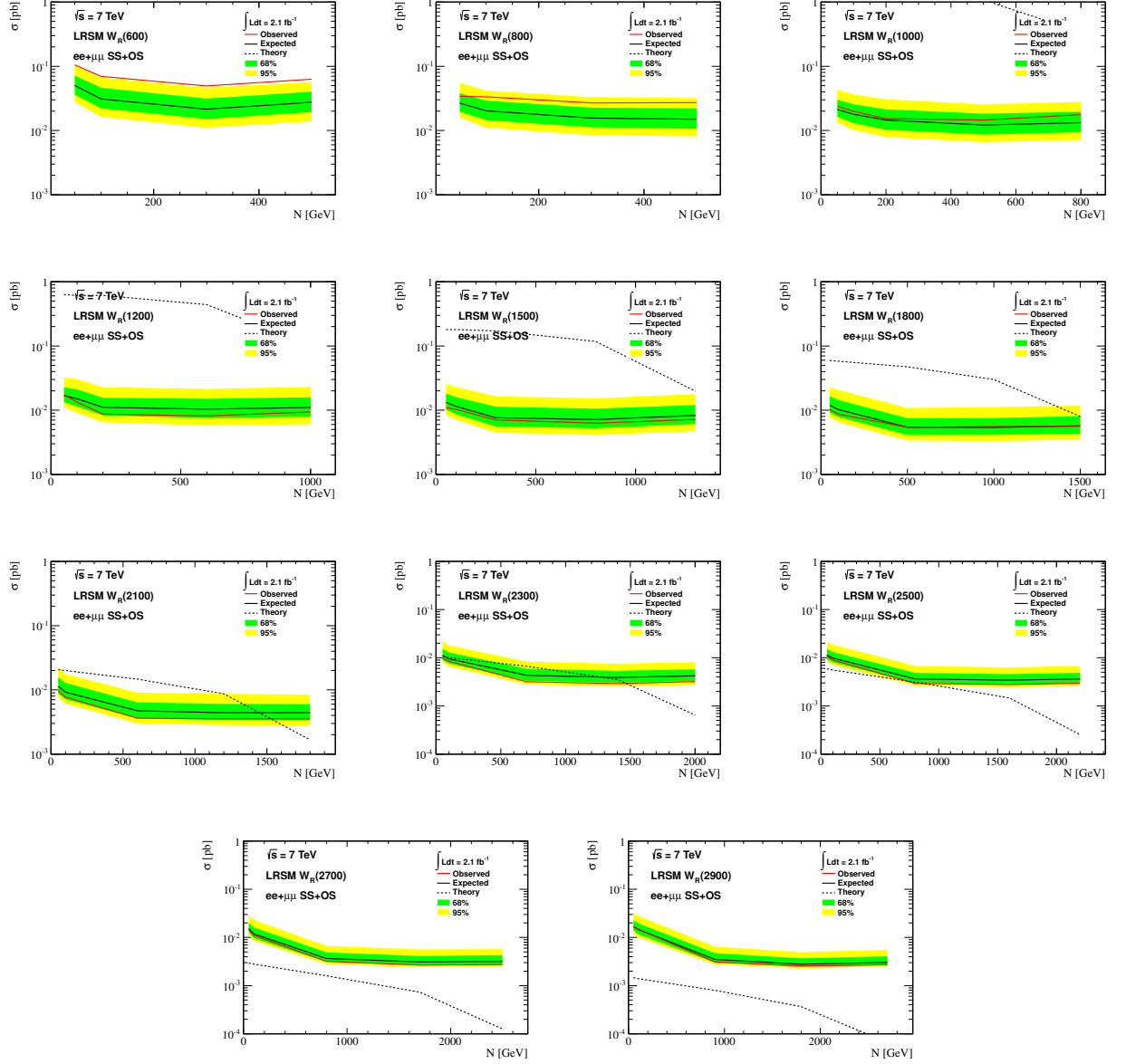


Рис. 9.4. Нижние пределы (95% C.L.) на массы W_R -бозона и тяжелого майорановского нейтрино N для конечного состояния $\ell\ell j(j)$ при отсутствии смешивания между тяжелыми нейтрино.

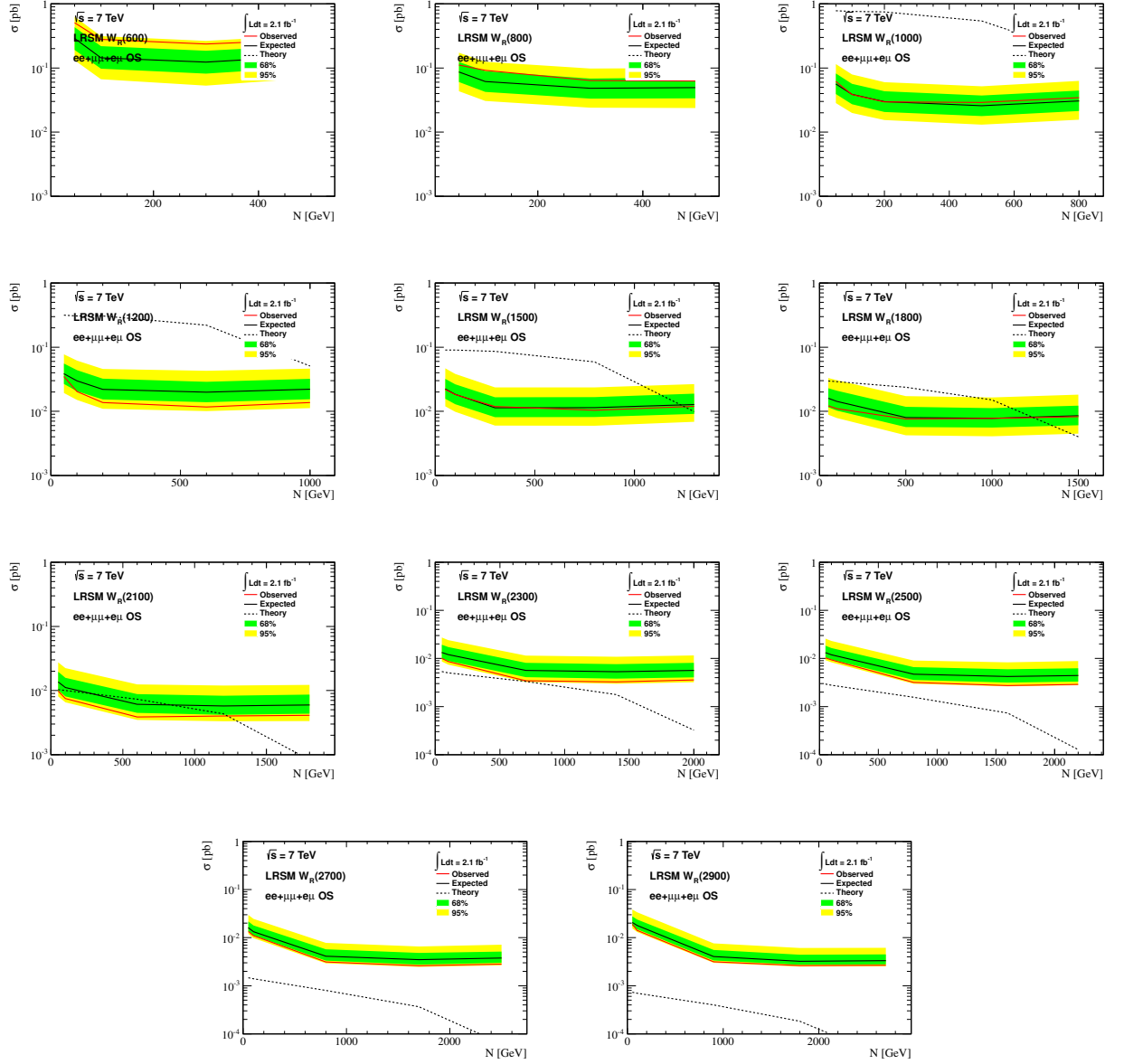


Рис. 9.5. Нижние пределы (95% C.L.) на массы W_R -бозона и тяжелого майорановского нейтрино N для конечного состояния $\ell^\pm \ell^\mp j(j)$ при наличии максимального смешивания между N_e и N_μ .

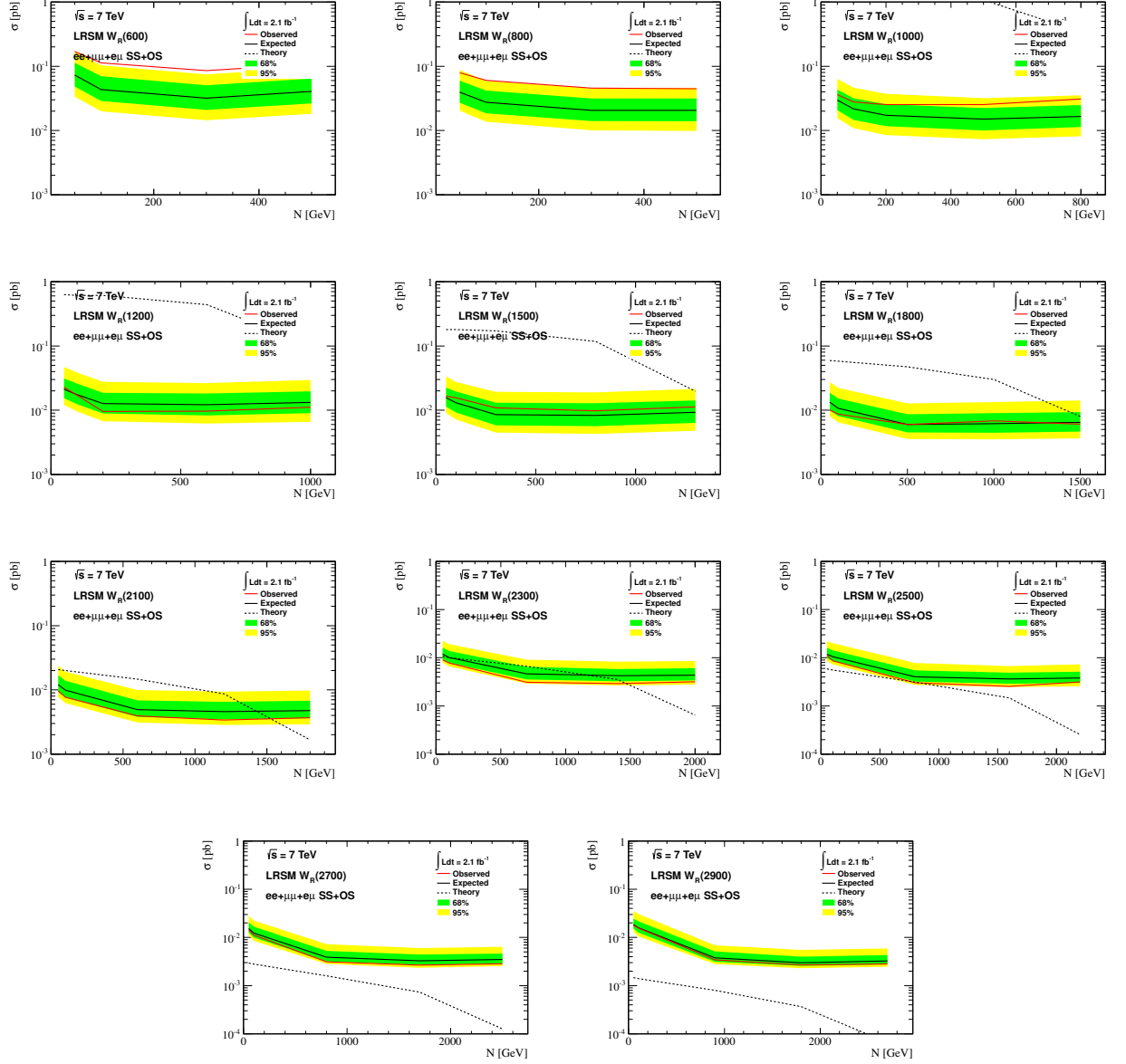


Рис. 9.6. Нижние пределы (95% C.L.) на массы W_R -бозона и тяжелого майорановского нейтрино N для конечного состояния $\ell\ell j(j)$ при наличии максимального смешивания между N_e и N_μ .

Заключение

В заключении представлены основные результаты, полученные в данной работе:

Проведено изучение условий отбора для поиска W_R -бозона и тяжелого нейтрино, предсказываемых в модели LRSM, в конечном состоянии $\ell\ell j(j)$.

Изучены фоновые процессы для конечного состояния $\ell\ell j(j)$ при рекордной суммарной энергии сталкивающихся протонных пучков 7 ТэВ. Результаты, полученные на данных, согласуются с предсказаниями Стандартной модели в области высоких энергий, доступных впервые на LHC.

Получены лучшие пределы на массу W_R -бозона и тяжелого нейтрино в прямых поисках этих частиц. W_R -бозон с массой < 1.8 (2.3) ТэВ исключен на 95% C.L. при разнице масс между W_R -бозоном и тяжелым нейтрино 0.3 (0.9) ТэВ. Результаты приведены как в предположении майорановской, так и дираковской массы тяжелого нейтрино.

Впервые при анализе и интерпретации данных в рамках модели LRSM, рассмотрена возможность смешивания тяжелых нейтрино для первого и второго поколений. Получены результаты с учетом возможного смешивания.

Разработано программное обеспечение для проверки стабильности работы модулей электроники жидко-аргонового калориметра детектора ATLAS.

В заключении я хочу сказать большое спасибо папе, маме, брату, бабушке и дедушке за постоянную поддержку. Я хотел бы выразить благодарность Владимиру Борисовичу Голубеву и Сергею Ивановичу Середнякову за научное руководство во время моей работы на детекторе СНД, а также всем коллегам из лаборатории 3-1. Знания и опыт, которые я получил за время работы на детекторе СНД, несомненно, помогли мне в работе на детекторе ATLAS. Я бы хотел поблагодарить Emmanuel Monnier, Walter Lampl, Martin Aleksa за научное руководство по работе на жидко-аргонном калориметре детектора ATLAS, когда я только начинал работать на этом эксперименте, а также Isabelle Wingerter-Seez и всю группу жидко-аргонного калориметра. Хочу сказать спасибо своим коллегам по работе на детекторе ATLAS: Vladimir Savinov, Anyes Taffard, Matt Relich, Damien Prieur, Reza Yoosoofmiya и Lou Bianchini за совместную работу над данным анализом. Я выражаю большую признательность Алексею Леонидовичу Масленникову и моему научному руководителю Юрию Анатольевичу Тихонову, без всесторонней поддержки которых мое участие в эксперименте ATLAS было бы невозможно.

Литература

- [1] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Search for heavy neutrinos and right-handed W bosons in events with two leptons and jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // Eur.Phys.J.C. — 2012. — Vol. 72. — P. 2056.
- [2] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Inclusive search for same-sign dilepton signatures in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. // JHEP. — 2011. — Vol. 10. — P. 107.
- [3] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). A Search for Heavy Majorana Neutrino and WR in dilepton plus jets events with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. — <http://cdsweb.cern.ch/record/1375552/files/ATLAS-CONF-2011-115.pdf>. — 2011.
- [4] J. Goldstone // Nuovo Cimento. — 1961. — Vol. 19. — P. 154.
- [5] J. C. Pati, A. Salam. Lepton Number as the Fourth Color // Phys.Rev. — 1974. — Vol. D10. — Pp. 275–289.
- [6] R.N. Mohapatra, J. C. Pati. A Natural Left-Right Symmetry // Phys.Rev. — 1975. — Vol. D11. — P. 2558.
- [7] G. Senjanovic, R. N. Mohapatra. Exact Left-Right Symmetry and Spontaneous Violation of Parity // Phys.Rev. — 1975. — Vol. D12. — P. 1502.
- [8] R. N. Mohapatra, G. Senjanovic. Neutrino Mass and Spontaneous Parity Violation // Phys.Rev.Lett. — 1980. — Vol. 44. — P. 912.

- [9] Kai Zuber. Neutrino Physics // IoP Publishing. — 2004.
- [10] V. M. Abazov et al. The D0 Collaboration. Search for $W' \rightarrow tb$ resonances with left- and right-handed couplings to fermions // Phys.Lett.B. — 2011. — Vol. 699. — Pp. 145–150.
- [11] T. Aaltonen et al. CDF Collaboration. Search for the Production of Narrow $t\bar{b}b$ Resonances in 1.9/fb of $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys.Rev.Lett. — 2009. — Vol. 103. — P. 041801.
- [12] G. Beall, M. Bander, A. Soni. Constraint on the Mass Scale of a Left-Right-Symmetric Electroweak Theory from the KL-KS Mass Difference // Phys.Rev.Lett. — 1982. — Vol. 48. — P. 848–851.
- [13] R. Barbieri and R. N. Mohapatra. Limits on right-handed interactions from SN 1987A observations // Phys.Rev.D. — 1989. — Vol. 39. — P. 1229–1232.
- [14] R. N. Mohapatra and S. Nussinov. Constraints on decaying right-handed Majorana neutrinos from SN 1987A observations // Phys.Rev.D. — 1989. — Vol. 39. — P. 1378–1385.
- [15] G. Raffelt and D. Seckel. Bounds on exotic particle interactions from SN 1987A // Phys.Rev.Lett. — 1988. — Vol. 60. — Pp. 1793–1796.
- [16] L3 Collaboration. Search for heavy neutral and charged leptons in ee annihilation at LEP // Phys.Lett.B. — 2001. — Vol. 517. — P. 75–85.
- [17] ALEPH Collaboration. Search for heavy lepton pair production in ee collisions at centre-of-mass energies of 130 and 136 GeV // Phys.Lett.B. — 1996. — Vol. 384. — P. 439–448.

- [18] The DELPHI Collaboration. Search for composite and exotic fermions at LEP 2 // Eur.Phys.J.C. — 1999. — Vol. 8. — Pp. 41–58.
- [19] CMS Collaboration. Search for a heavy neutrino and right-handed W of the left-right symmetric model in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. — <http://cdsweb.cern.ch/record/1369255/files/EX0-11-002-pas.pdf>. — 2011.
- [20] ATLAS Collaboration. LHC Design Report // CERN-2004-003-V-1,CERN-2004-003-V-2,CERN-2004-003-V-3. — 2004.
- [21] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08004.
- [22] ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08002.
- [23] LHCb Collaboration. The LHCb Detector at the LHC // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08005.
- [24] ATLAS Collaboration. ATLAS Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN // CERN-LHC-C-94-43. — 1994.
- [25] Wong, Cheuk-Yin. Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions // Singapore : World Scientific. — 1994. — P. 516.
- [26] ATLAS Collaboration. ATLAS magnet system : Technical Design Report, 1 // ATLAS-TDR-006 ; CERN-LHCC-97-018. — 1997.
- [27] ATLAS Collaboration. ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls : Technical Design Report // ATLAS-TDR-016 ; CERN-LHC-C-2003-022. — 2003.

- [28] K. Skovpen. ATLAS LAr Trigger Noisy Tower Database. — <https://atlas-lartrigger.cern.ch/towers/tdb.html>.
- [29] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Performance of the ATLAS Trigger System in 2010 // Eur.Phys.J.C 72 (2012) 1849. — 2012.
- [30] K. Skovpen. LAr Temperature Monitoring Tool. — <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Sandbox/LarIstoCool>.
- [31] H. Abreu, ..., K. Skovpen, ... et al. Performance of the electronic readout of the ATLAS liquid argon calorimeters // JINST. — 2010. — Vol. 5. — P. P09003.
- [32] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). The ATLAS Simulation Infrastructure // Eur.Phys.J.C. — 2010. — Vol. 70. — Pp. 823–874.
- [33] S. Agostinelli et al. (GEANT4 Collaboration). Geant4 — a simulation toolkit // Nucl.Instr.Meth.A. — 2003. — Vol. 506. — P. 250–303.
- [34] G. Watt. Parton distributions: HERA–Tevatron–LHC. — arXiv:1001.3954v1. — 2010.
- [35] V.N. Gribov and L.N. Lipatov. Deep inelastic ep scattering in perturbation theory // Sov.J.Nucl.Phys. — 1972. — Vol. 15. — P. 438.
- [36] G. Altarelli and G. Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language // Nucl.Phys.B. — 1977. — Vol. 126. — P. 298.
- [37] Yu. L. Dokshitzer. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics // Sov.Phys. JETP. — 1977. — Vol. 46. — P. 641.

- [38] CTEQ6 parton distribution functions. — <http://hep.pa.msu.edu/cteq/public/cteq6.html>.
- [39] D. Stump, J. Huston, J. Pumplin, W. K. Tung, H. L. Lai, S. Kuhlmann and J. F. Owens // JHEP. — 2003. — Vol. 0310. — P. 046.
- [40] MRS/MRST/MSTW Parton Distributions. — <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/mrs.html>.
- [41] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne. Physical gluons and high ET jets // Phys.Lett.B. — 2004. — Vol. 604. — P. 61.
- [42] GJR Dynamical Parton Distributions. — <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/grv.html>.
- [43] H1 and ZEUS Collab., F.D. Aaron et al. Multi-Leptons with High Transverse Momentum at HERA // JHEP. — 2010. — Vol. 01. — P. 109.
- [44] S. Alekhin, J. Blumlein, S. Klein, S. Moch. The 3-, 4-, and 5-flavor NNLO Parton from Deep-Inelastic-Scattering Data and at Hadron Colliders // Phys.Rev.D. — 2010. — Vol. 81. — P. 014032.
- [45] The Neural Network Approach to Parton Distribution Functions. — <http://sophia.ecm.ub.es/nnpdf/>.
- [46] LHAPDF the Les Houches Accord PDF Interface. — <http://lhapdf.hepforge.org/>.
- [47] H. Plochow-Besch. The Parton Distribution Function Library // Int.J.Mod.Phys.A. — 1995. — Vol. 10. — Pp. 2901–2910.
- [48] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Skands. PYTHIA 6.4 physics and manual // JHEP. — 2006. — Vol. 05. — P. 026.

- [49] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Charged particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV in a diffractive limited phase-space measured with the ATLAS detector at the LHC and new PYTHIA6 tune. — <http://cdsweb.cern.ch/record/1277665/files/ATLAS-CONF-2010-031.pdf>. — 2010.
- [50] E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane and C. Quigg. Supercollider physics // *Rev.Mod.Phys.* — 1984. — Vol. 56. — P. 579–707.
- [51] T. Rizzo and G. Senjanovic. Grand unification and parity restoration at low energies. *Phenomenology* // *Phys.Rev.D.* — 1981. — Vol. 24. — P. 704–718.
- [52] A. Ferrari et al. Sensitivity study for new gauge bosons and right-handed Majorana neutrinos in pp collisions at $\sqrt{s}=14$ TeV // *Phys.Rev.D.* — 2000. — Vol. 62. — P. 013001.
- [53] I R Kenyon. The Drell-Yan process // *Rep.Prog.Phys.* — 1982. — Vol. 45. — P. 1261.
- [54] M. Mangano et al. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions // *JHEP.* — 2003. — Vol. 07. — P. 001.
- [55] ALPGEN web page. — <http://mlm.home.cern.ch/mlm/alpgen>.
- [56] G. Marchesini, B. R. Webber, G. Abbiendi et al. HERWIG: A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1 // *Comput.Phys.Commun.* — 1992. — Vol. 67. — Pp. 465–508.
- [57] G. Corcella, I. G. Knowles, G. Marchesini et al. HERWIG 6: An Event

generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes) // JHEP. — 2001. — Vol. 0101. — P. 010.

- [58] G. Corcella et al. HERWIG 6.5 release note. — <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0210213>. — 2005.
- [59] HERWIG web page. — <http://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig/>.
- [60] J. Butterworth, J. Forshaw, and M. Seymour. Multiparton Interactions in Photoproduction at HERA // Zeit. für Phys.C. — 1996. — Vol. 72. — Pp. 637–646.
- [61] JIMMY web page. — <http://projects.hepforge.org/jimmy/>.
- [62] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Single Boson and Diboson Production Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV (ATLAS internal note). — <http://cdsweb.cern.ch/record/1287902/files/ATL-COM-PHYS-2010-695.pdf>. — 2010.
- [63] TWiki page with cross sections for the processes with t-quark (ATLAS internal link). — https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TopMC2009#Reference_cross_section.
- [64] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data // Eur.Phys.J.C. — 2012. — Vol. 72. — P. 1909.
- [65] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Expected electron performance in the ATLAS experiment. — <https://cdsweb.cern.ch/record/1345327/files/ATL-PHYS-PUB-2011-006.pdf>. — 2011.

- [66] ATLAS Collaboration. ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report // ATLAS-TDR-010. — 1997.
- [67] M. Cacciari, G.P. Salam and G. Soyez. FastJet user manual. — <http://arxiv.org/abs/1111.6097v1>. — 2011.
- [68] M. Cacciari and G.P. Salam. Dispelling the N3 myth for the Kt jet-finder // Phys.Lett.B. — 2006. — Vol. 641. — Pp. 57–61.
- [69] DØ Collaboration. Measurement of the ppbar to ttbar production cross section at $\sqrt{s}=1.96$ TeV in the fully hadronic decay channel // Phys.Rev.D. — 2006. — Vol. 76. — P. 072007.
- [70] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). A measurement of the ATLAS muon reconstruction and trigger efficiency using J/psi decays. — <https://cdsweb.cern.ch/record/1336750/files/ATLAS-CONF-2011-021.pdf>. — 2011.
- [71] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV taken in 2010. — <http://arxiv.org/abs/1112.6426v1>. — 2010.
- [72] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS Detector in 2011. — <https://cdsweb.cern.ch/record/1376384/files/ATLAS-CONF-2011-116.pdf>. — 2011.
- [73] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Single and Diboson Production Cross Sections in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV (ATLAS internal note) // ATL-COM-PHYS-2010-695. — 2010.

- [74] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Measurement of the top quark-pair production cross section with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV // Eur.Phys.J.C. — 2011. — Vol. 71. — P. 1577.
- [75] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Performance of impact parameter-based b-tagging algorithms with the ATLAS detector using pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV (ATLAS internal note) // ATLAS-CONF-2010-091. — 2010.
- [76] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data. — <https://cdsweb.cern.ch/record/1369219/files/ATLAS-CONF-2011-102.pdf>. — 2011.
- [77] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Performance of the ATLAS Secondary Vertex b-tagging Algorithm in 7 TeV Collision Data (ATLAS internal note) // ATLAS-CONF-2010-042. — 2010.
- [78] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Calibrating the b-Tag Efficiency and Mistag Rate of the SV0 b-Tagging Algorithm in 3/pb of Data with the ATLAS Detector. — <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATLAS-CONF-2010-099/ATLAS-CONF-2010-099.pdf>. — 2010.
- [79] G. Piacquadio, C. Weiser. A new inclusive secondary vertex algorithm for b-jet tagging in ATLAS // J.Phys.:Conf.Ser. — 2008. — Vol. 119. — P. 032032.
- [80] ATLAS Collaboration. Calibrating the b-Tag Efficiency and Mistag Rate

in 35/pb of Data with the ATLAS Detector // <http://cdsweb.cern.ch/record/1356198/files/ATLAS-CONF-2011-089.pdf>. — 2011.

- [81] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Search for anomalous production of prompt like-sign muon pairs and constraints on physics beyond the Standard Model with the ATLAS detector // Phys.Rev.D. — 2012. — Vol. 85. — P. 032004.
- [82] G. Aad, ..., K. Skovpen, ... et al. (ATLAS Collaboration). Search for Anomalous Production of Prompt Like-sign Muon Pairs .— <https://cdsweb.cern.ch/record/1383790/files/ATLAS-CONF-2011-126.pdf>. — 2011.
- [83] Thomas Junk. Confidence level computation for combining searches with small statistics // NIM A. — 1999. — Vol. 434. — Pp. 435–443.
- [84] Lorenzo Moneta et al. The RooStats Project // PoS. — 2010. — Vol. ACAT2010. — P. 057.
- [85] Collie tool. — <https://plone4.fnal.gov/P1/D0Wiki/Members/szelitch/hwwmunujj/collie/>.
- [86] CDF Note 7904. — <http://www-cdf.fnal.gov/~trj/mclimit/chisquare.pdf>.
- [87] A.L. Read. Modified Frequentist Analysis of Search Results (The CLs Method). — <https://cdsweb.cern.ch/record/451614/files/open-2000-205.pdf>. — 2000.
- [88] G.J. Feldman and R.D. Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals // Phys.Rev.D. — 1998. — Vol. 57. — P. 3873.