

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО  
ОБРАЗОВАНИЯ «НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

УДК 539.12.01

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕДОСТАЮЩЕГО  
ПОПЕРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА В СОБЫТИЯХ  
РОЖДЕНИЯ ДВУХМЮОННОГО РЕЗОНАНСА С  
МАССОЙ 28 ГЭВ, ОБНАРУЖЕННОГО НА  
УСТАНОВКЕ CMS, С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДАННЫХ  
RUN 1

Научный руководитель

д.ф.-м.н.

Студент

\_\_\_\_\_ А. Н. Никитенко

\_\_\_\_\_ С. Д. Ильиных

Москва 2025

# Содержание

<b>Перечень сокращений и обозначений</b>	<b>3</b>
<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>1 Эксперимент CMS</b>	<b>4</b>
1.1 Описание детектора CMS . . . . .	4
1.2 Кинематика pp-столкновений и основные наблюдаемые величины . . . . .	6
<b>2 Цели, задачи и методы анализа</b>	<b>6</b>
2.1 Цели и задачи . . . . .	6
2.2 Используемое программное обеспечение . . . . .	7
<b>3 Реконструкция событий и критерии отбора</b>	<b>7</b>
3.1 Реконструкция частиц и струй . . . . .	7
3.2 В-тагирование . . . . .	8
3.3 Критерии отбора событий . . . . .	8
3.4 Оценка фоновых процессов . . . . .	8
<b>4 Анализ инвариантной массы и недостающего поперечного импульса</b>	<b>9</b>
4.1 Метод максимального правдоподобия . . . . .	9
4.2 Распределение инвариантной массы . . . . .	10
4.3 Определение числа сигнальных событий с одной и двумя b-струями . . . . .	10
4.4 Исследование недостающего поперечного импульса . . . . .	12
<b>5 Реализация графического интерфейса пользователя (GUI)</b>	<b>13</b>
5.1 Мотивация и решенные задачи . . . . .	13
5.2 Набор доступных пользователю опций . . . . .	13
5.3 Техническая реализация в среде ROOT . . . . .	14
<b>Заключение</b>	<b>15</b>

## Перечень сокращений и обозначений

В настоящем отчете о НИР применяют следующие сокращения и обозначения:

**СМ** Стандартная Модель физики элементарных частиц

**БАК** Большой адронный коллайдер

**CMS** Компактный мюонный соленоид (Compact Muon Solenoid)

**Run 1, 2** Периоды набора данных на БАК

**2HDM** Двухдублетная модель Хиггса (Two-Higgs-Doublet Model)

**NMSSM** Минимальная суперсимметричная модель следующего поколения (Next-to-Minimal Supersymmetric Model)

$p_T$  Поперечный импульс

$\eta$  Псевдобыстрота

$p_T^{miss}$  Недостающий поперечный импульс

**OS** Противоположный заряд (Opposite Sign)

# Введение

Стандартная Модель (СМ) успешно описывает взаимодействия фундаментальных частиц и была подтверждена множеством экспериментов, включая открытие бозона Хиггса в 2012 году. Однако, она оставляет ряд нерешенных вопросов: природа скрытой массы, иерархия масс, барионная асимметрия, структура фермионных поколений, осцилляции нейтрино. Поэтому поиск новых легких резонансов — кандидатов на частицу скрытой массы — является актуальным направлением в современной физике частиц.

Особый интерес представляют легкие бозоны с массами 10-70 ГэВ. Их существование предсказывают расширенные хиггсовские сектора (2HDM, NMSSM модели), а также модели с новым нейтральным калибровочным  $Z'$ -бозоном, связанным с наблюдаемыми аномалиями в распадах В-мезонов. Такие частицы могут рождаться в ассоциации с  $b$ -кварками и распадаться в пару мюонов. В частности, в анализе данных CMS Run 1 был обнаружен избыток событий в канале распада на два мюона с массой около 28 ГэВ [1].

## 1 Эксперимент CMS

Эксперимент CMS (Compact Muon Solenoid — Компактный мюонный соленоид) — один из четырех основных детекторов на Большом адронном коллайдере (БАК). Детектор CMS является многоцелевым и предназначен для изучения широкого круга физических явлений, включая поиск явлений за пределами Стандартной Модели.

### 1.1 Описание детектора CMS

Детектор CMS [2] состоит из сверхпроводящего соленоида, создающего магнитное поле 4 Тл, трековой системы, калориметров и мюонных спектрометров. Основные компоненты детектора схематически изображены на рис. 1, 2.

Краткое описание основных систем детектора:

- **Сверхпроводящий магнит** мощностью 4 Тл. Он создает магнитное поле внутри цилиндра диаметром 6 м и длиной 12,5 м. У магнита есть возвратное ярмо, благодаря которому снаружи барреля создается сильное магнитное поле. Это позволяет детектировать отклоняющиеся мюоны. Ярмо также служит фильтром, пропуская только мюоны и слабо взаимодействующие частицы.
- **Трековая система:** Состоит из пиксельного детектора, включающего в себя три цилиндрических слоя радиусами 4, 7 и 11 см и содержащего 655 миллионов пикселей. На больших расстояниях от оси пучка (до 130 см) расположены десять слоев кремниевого стрипового детектора. Система позволяет с высокой точностью реконструировать траектории заряженных частиц и находить вершины их распадов.
- **Предливневый детектор** предназначен для регистрации высокоэнергичных фотонов. Он состоит из двух слоев свинца, между которыми расположены кремниевые сенсоры, детектирующие электрон-позитронные пары от электромагнитного ливня.

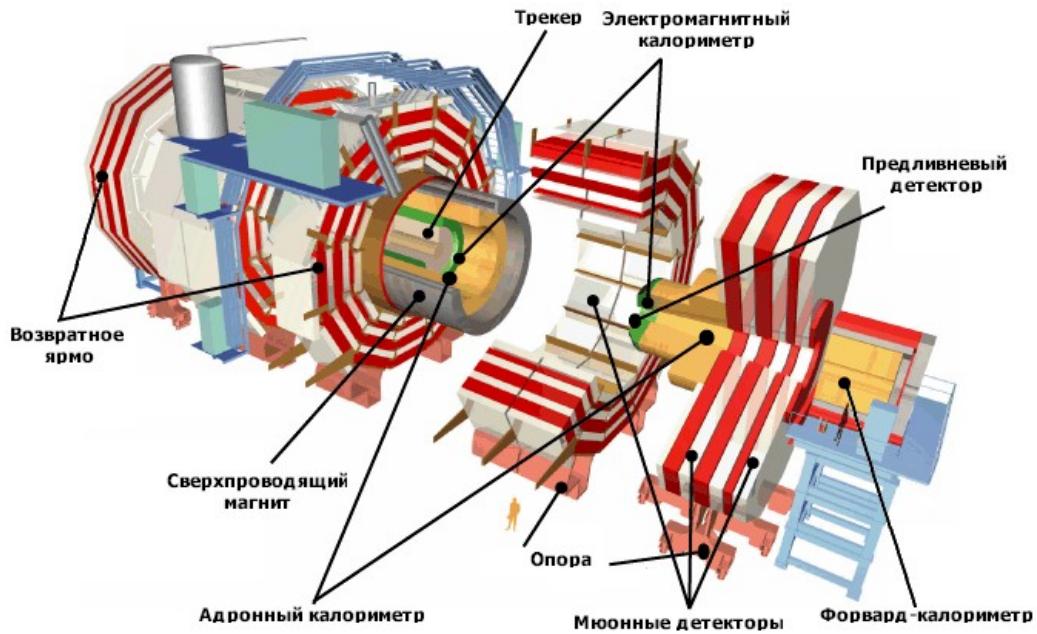


Рис. 1: Схема детектора CMS

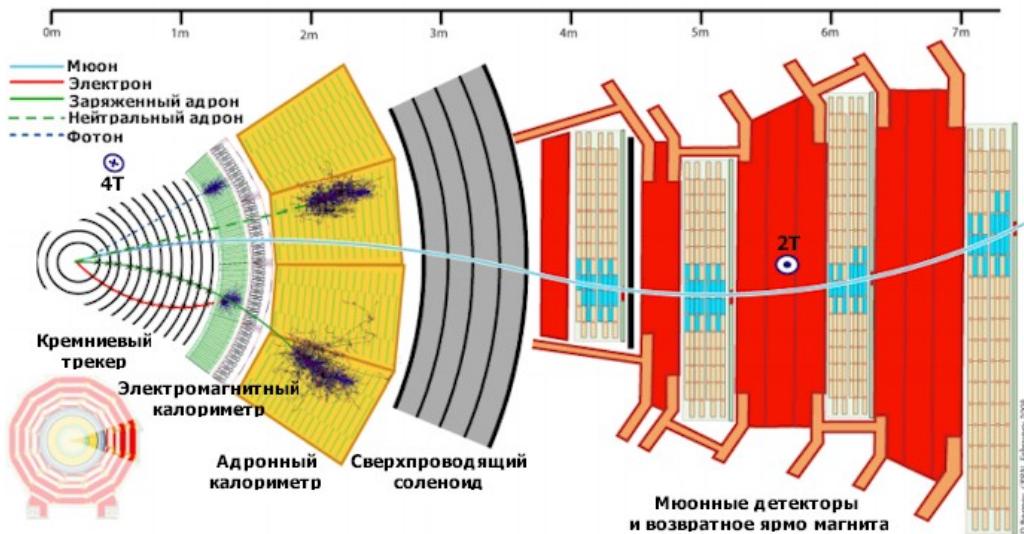


Рис. 2: Сечение детектора CMS

Предливневый детектор расположен в торцах и помогает основному электромагнитному калориметру в идентификации частиц по углу разлета фотонов.

- **Электромагнитный калориметр (ECAL):** Сделан из 76200 кристаллов вольфрамата свинца ( $\text{PbWO}_4$ ), которые находятся в матрицах из стекловолокна. Размеры электромагнитного калориметра подобраны с учетом мольеровского радиуса вольфрамового свинца для эффективной регистрации электронов и фотонов.
- **Адронный калориметр (HCAL)** состоит из центральной, внешней, торцевой и передней секций. В центральной и торцевой секциях используется латунь. Для увеличения диапазона псевдобыстрот до 5 после мюонных детекторов установлены адронные

форвард-калориметры.

- **Мюонные спектрометры:** Расположены снаружи соленоида и используют дрейфовые трубы, катодные стриповые камеры и камеры с резистивными пластинами для идентификации и измерения импульса мюонов.

## 1.2 Кинематика pp-столкновений и основные наблюдаемые величины

Для описания протон-протонных столкновений в эксперименте CMS используется цилиндрическая система координат с осью  $z$ , направленной вдоль пучка. Началом отсчета считается точка столкновения двух встречных пучков. Полярный угол  $\theta$  отсчитывается от положительного направления оси  $z$ , азимутальный угол  $\phi$  определяется в плоскости  $Oxy$ . Основными наблюдаемыми величинами являются:

- **Псевдобыстрота:**  $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$ .
- **Поперечный импульс:**  $p_T = p \sin \theta$ .
- **Недостающий поперечный импульс  $p_T^{miss}$ :** Векторная сумма поперечных импульсов всех реконструированных частиц в событии, взятая с обратным знаком. Указывает на присутствие нейтральных, слабо взаимодействующих частиц (нейтрино, гипотетических частиц скрытой массы).
- **Инвариантная масса:**  $m^2 = (\sum p_{fi})^2$ , где  $p_{fi}$  — 4-импульс конечной частицы.

Подробнее о системах координат и наблюдаемых величинах в экспериментах на БАК можно прочитать в [3].

## 2 Цели, задачи и методы анализа

### 2.1 Цели и задачи

**Целью** данной научно-исследовательской работы является исследование кинематических характеристик, в частности недостающего поперечного импульса, в событиях с рождением двухмюонного резонанса с массой около 28 ГэВ, обнаруженного в данных установки CMS (Run 1).

В соответствии с целью определены следующие **задачи**:

1. Анализ критериев отбора событий для различных областей поиска (SR1 и SR2).
2. Построение и фитирование распределения по инвариантной массе пары мюонов ( $m_{\mu\mu}$ ) для выделения сигнальной области.
3. Исследование распределения недостающего поперечного импульса ( $p_T^{miss}$ ) в событиях с  $m_{\mu\mu} \approx 28$  ГэВ.
4. Изучение вклада основных фоновых процессов (Дрелла-Ян,  $t\bar{t}$ ,  $W+jets$ ).
5. Определение числа событий с одной и двумя  $b$ -струями для области поиска SR2<sup>mod</sup>.

## 2.2 Используемое программное обеспечение

Анализ данных проводился с использованием следующих программных инструментов:

- **ROOT**: Фреймворк для анализа данных, разработанный в ЦЕРН.
- **RooFit**: Библиотека в составе ROOT для моделирования распределений и фитирования методом максимального правдоподобия.

## 3 Реконструкция событий и критерии отбора

### 3.1 Реконструкция частиц и струй

Для реконструкции отдельных частиц в событии используется алгоритм **Particle Flow (PF)**, который комбинирует информацию со всех подсистем детектора (трекер, калориметры, мюонные спектрометры). Энергия мюонов определяется по кривизне соответствующей траектории. Энергия фотонов определяется непосредственно по измерениям из электромагнитного калориметра. Энергия электронов определяется на основе комбинации импульса электрона в вершине первичного взаимодействия, определенного трекером, энергии соответствующего кластера электромагнитного калориметра и суммы энергий всех фотонов тормозного излучения, пространственно совместимых с происхождением из трека электрона. Энергия заряженных адронов определяется из комбинации их импульса, измеренного в трекере, и соответствующих энергетических потерь в калориметрах. Энергия нейтральных адронов получается из соответствующей скорректированной энергии в калориметрах. Вектор недостающего поперечного импульса в событии определяется как отрицательная векторная сумма поперечных импульсов всех кандидатов в событии:

$$p_T^{miss} = - \sum p_{Tf}$$

Для каждого события формируются адронные струи с помощью алгоритма последовательной кластеризации **Anti- $k_t$**  [4]. Частицы внутри струй имеют небольшие различия в поперечных импульсах. Алгоритм Anti- $k_t$  работает следующим образом. Определяется расстояние между двумя частицами:

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^{-2}, p_{Tj}^{-2}) \frac{R_{ij}^2}{R^2} \quad (1)$$

где  $R = 0.5$  — параметр размера струи, а  $R_{ij}^2$  определяется следующим образом:

$$R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2. \quad (2)$$

Также определяется расстояние в импульсном пространстве между осью пучка и регистрируемой частицей:

$$d_{iB} = p_{TB}^{-2} \quad (3)$$

Для объединения частиц в струи находят минимум набора  $(d_{iB}, d_{ij})$ . Если  $d_{ij}$  является минимумом, частицы  $i, j$  объединяются в одну и удаляются из списка частиц. Если  $d_{iB}$  является минимумом, частица  $i$  помечается как финальная струя и удаляется из списка. Итерации повторяются, пока все частицы не окажутся частью струи или не будет определено нужное количество струй.

### 3.2 В-тагирование

Струи, происходящие от  $b$ -кварков, идентифицируются ( $b$ -тагируются) с помощью алгоритмов многомерного анализа (MVA). Адроны, содержащие  $b$ -кварк, имеют время жизни порядка пикосекунды. Поэтому с помощью трековой системы можно обнаружить вторичную вершину, в которой адроны распадаются на заряженные частицы. Таким образом, струя, содержащая реконструированную вторичную вершину, скорее всего ассоциирована с  $b$ -кварком. В используемом алгоритме эффективность маркировки струй с  $b$ -кварком составляет примерно 42% при 0,05% частоте ошибочной идентификации струй с легкими кварками или глюоном [5].

### 3.3 Критерии отбора событий

Для подавления фоновых процессов (Дрелла-Ян,  $t\bar{t}$ ,  $W+jets$ ) и выделения сигнальных событий с резонансным рождением пары мюонов применяются строгие критерии отбора. Основные требования для отбора в Run 1 (энергия в системе центра масс 8 ТэВ, интегральная светимость  $19.7 \text{ fb}^{-1}$ ) приведены в таблице 1.

Критерий	SR1	SR2	$\text{SR2}^{mod}$
<b>Мюоны</b>	OS, $p_T > 25 \text{ ГэВ}$ , $ \eta  < 2.1$	$p_T > 31, 26 \text{ ГэВ}$	
$m_{\mu\mu}$		$> 12 \text{ ГэВ}$	
<b><math>b</math>-струя</b>		$p_T > 30 \text{ ГэВ}$ , $ \eta  \leq 2.4$	
<b>Доп. струя</b>	$p_T > 30 \text{ ГэВ}$ $2.4 <  \eta  < 4.7$	$p_T > 30 \text{ ГэВ}$ $ \eta  \leq 2.4$	$p_T > 30 \text{ ГэВ}$ $ \eta  \leq 2.4$
<b>Вето</b>	Нет др. струй $ \eta  \leq 2.4$	Нет др. струй $2.4 <  \eta  < 4.7$	Нет др. струй $2.4 <  \eta  < 4.7$
$p_T^{miss}$	—	$< 40 \text{ ГэВ}$	—
$\Delta\phi(\mu\mu, jj)$	—	$> 2.5 \text{ рад}$	—
$\frac{m_{\mu\mu}}{p_T}$	—	—	$> 2.0$

Таблица 1: Критерии отбора событий в трех областях поиска.

### 3.4 Оценка фоновых процессов

Для проверки состоятельности модели фона и понимания структуры событий коллаборацией CMS построены распределения инвариантной массы пары мюонов для основных фоновых процессов: Дрелла-Яна (DY),  $t\bar{t}$  и образование пары бозонов (VV). На рис. 3 показаны вклады этих процессов в области поиска SR1 и SR2 из статьи [1].

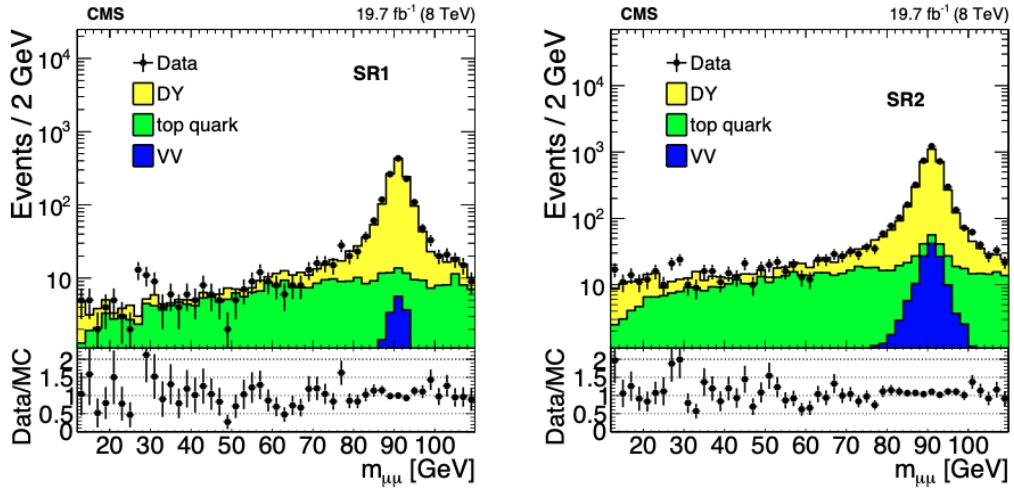


Рис. 3: Распределение инвариантной массы пары мюонов  $m_{\mu\mu}$  в SR1 (слева) и SR2 (справа) при энергии 8 ТэВ, с ожидаемыми фоновыми процессами, основанными на моделировании.

Как видно из графиков, доминирующим фоном в исследуемой области масс является процесс образования пары  $t\bar{t}$ -кварков. Процессы Дрелла-Яна и образование пары бозонов, хотя и подавлены критериями отбора (требование двух струй, одна из которых  $b$ -тагирована, и отсутствие дополнительных струй), вносят заметный вклад в область низких масс ( $< 20$  ГэВ) и могут влиять на оценку формы фона под сигналом.

## 4 Анализ инвариантной массы и недостающего поперечного импульса

### 4.1 Метод максимального правдоподобия

Спектр инвариантной массы пары мюонов фитируется с помощью свертки функций Брейта-Вигнера и Гаусса для моделирования возможного сигнала, где наблюдается избыток событий. Функция Брейта-Вигнера описывает форму резонанса, а распределение Гаусса имитирует экспериментальное массовое разрешение 0,45 ГэВ для системы димюонов с массой 28 ГэВ. Для фитирования фона используется полином второй степени, параметры которого могут свободно варьироваться при фитировании. Чтобы количественно охарактеризовать любой потенциальный избыток событий, выполняется фитирование распределения масс димюонов в диапазоне 12–70 ГэВ методом максимального правдоподобия, используя

следующее выражение для правдоподобия:

$$\mathcal{L}(m_X, \Gamma_{\mu\mu}, a_1, a_2) = \frac{(N_S + N_B)^N}{N!} e^{-(N_S + N_B)} \times \times \prod_{i=1}^N \left[ \frac{N_S}{N_S + N_B} p_i^S(m_X, \Gamma_{\mu\mu}) + \frac{N_B}{N_S + N_B} p_i^B(a_1, a_2) \right], \quad (4)$$

где  $N$  — число наблюдаемых событий,  $N_S$  — число сигнальных событий,  $N_B$  — число фоновых событий, а  $p_i^S$  и  $p_i^B$  — функции плотности вероятности для сигнала и фона соответственно.

Сигнальная компонента описывается свёрткой Брейта-Вигнера с Гауссом:

$$V(m; m_X, \Gamma_{\mu\mu}, \sigma) = \int \frac{\Gamma_{\mu\mu}/2\pi}{(m' - m_X)^2 + (\Gamma_{\mu\mu}/2)^2} \cdot \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m_X - m')^2}{2\sigma^2}} dm' \quad (5)$$

где  $m_X$  и  $\Gamma_{\mu\mu}$  — параметры резонанса.

Фон моделируется полиномом второй степени:

$$\mathcal{P}_2(m; \vec{a}) = 1 + \sum_{k=1}^2 a_k \left( \frac{m - m_{\min}}{m_{\max} - m_{\min}} \right)^k \quad (6)$$

где  $m_{\min} = 12$  ГэВ и  $m_{\max} = 70$  ГэВ — границы исследуемого диапазона масс, а  $\vec{a} = (a_1, a_2)$  — коэффициенты полинома.

## 4.2 Распределение инвариантной массы

На рис. 4 представлено распределение инвариантной массы пары мюонов, полученное для данных Run 1 в двух областях поиска SR1 и SR2. Фитирование выполнено в диапазоне 12–70 ГэВ. В области 25–30 ГэВ наблюдается избыток событий над фоном.

Для модифицированной области поиска  $SR2^{mod}$  также построено распределение по инвариантной массе  $m_{\mu\mu}$  — см. рис. 5.

## 4.3 Определение числа сигнальных событий с одной и двумя b-струями

Для построения теоретической модели необходимо определить истинное число событий с дополнительной струей, ассоциированной с b-кварком, и с дополнительной "легкой" струей (содержащей глюон или легкий кварк). Для распределения на рис. 5 (а) получено 44 сигнальных события при условии, что струи две и одна из них точно содержит b-кварк. Для распределения 5 (б) получено 39 сигнальных событий при условии, что одна струя b-тагирована, а вторая — любая другая (содержит глюон или легкий кварк). Эффективность b-тагирования  $\epsilon_b = 0,42$ , вероятность ложного тагирования струи как содержащей b-кварк  $f_{mistag} = 0,0005$  (см. [1]).

Тогда для истинной  $bl$ -пары:

- Вероятность того, что для двух струй первая правильно помечается как b-струя, а вторая ложно помечается как b-струя:  $P(n = 2) = \epsilon_b \cdot f_{mistag}$ .

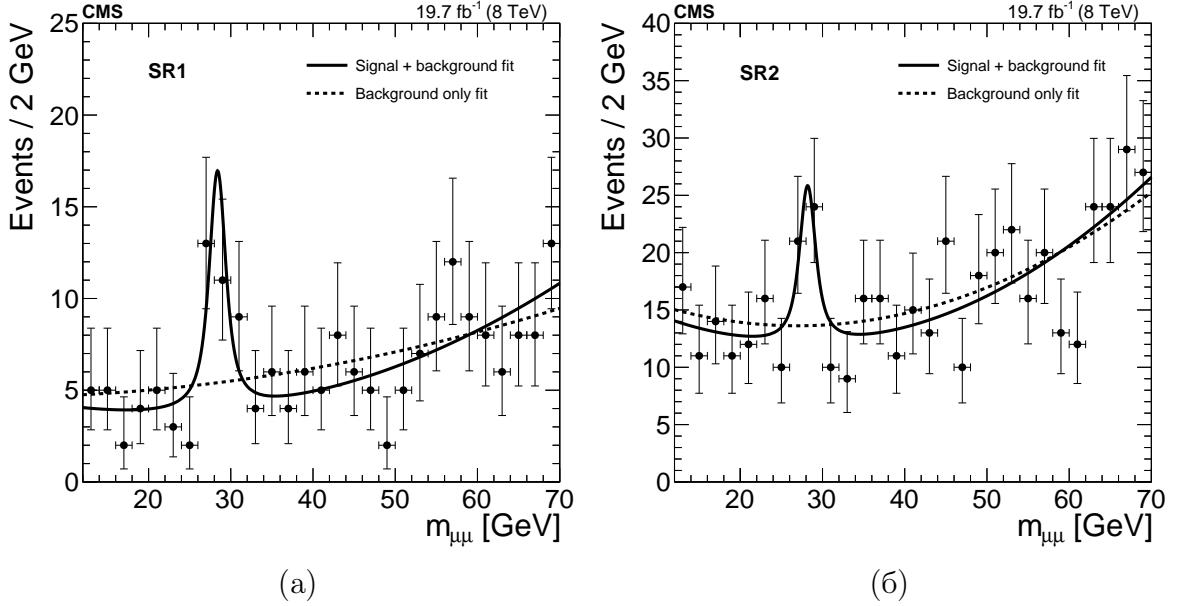


Рис. 4: Распределение инвариантной массы пары мюонов для SR1 (а) и SR2 (б).

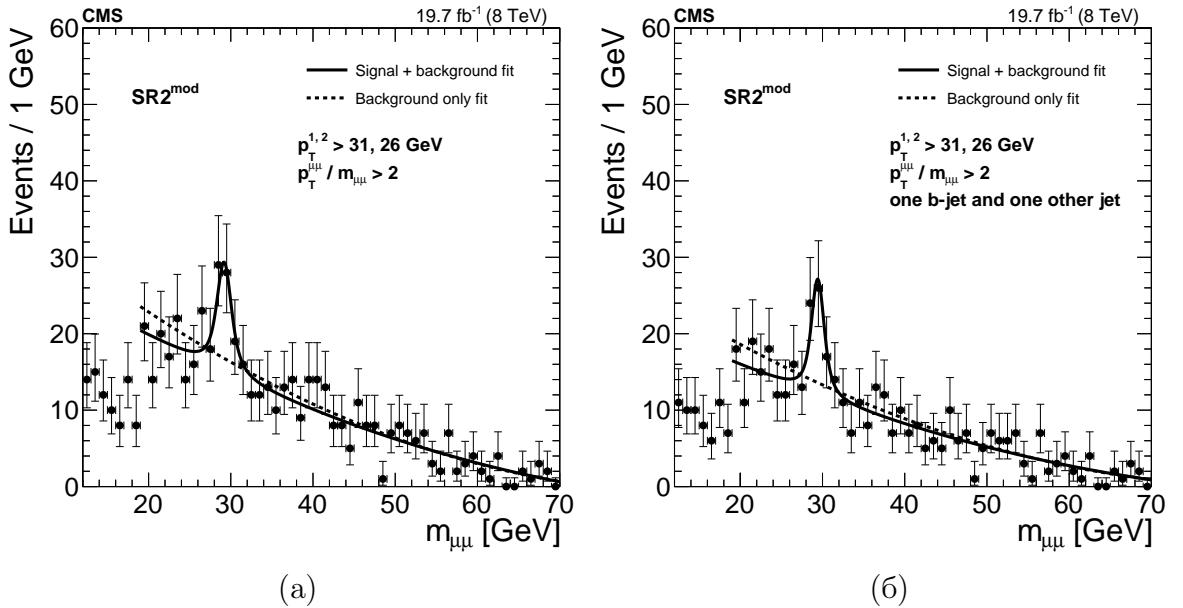


Рис. 5: Распределение инвариантной массы пары мюонов для SR2<sup>mod</sup> в случае отборов согласно таблице 1 (а) и в случае с одной b-струей (б).

- Вероятность того, что b-струя помечается, а вторая не помечается:  $P = \epsilon_b \cdot (1 - f_{mistag})$ . Вероятность того, что b-струя не помечается, а вторая ложно помечается как b-струя:  $P = (1 - \epsilon_b) \cdot f_{mistag}$ . Тогда  $P(n = 1) = \epsilon_b \cdot f_{mistag} + (1 - \epsilon_b) \cdot f_{mistag}$
- Вероятность того, что обе струи не помечаются как b-струи:  $P(n = 0) = (1 - \epsilon_b) \cdot (1 - f_{mistag})$

Для нашего отбора (две струи, хотя бы одна из них b-струя) вероятность получается равной:

$$P_1(bl) = 1 - P(n = 0) = 1 - (1 - \epsilon_b) \cdot (1 - f_{mistag}) \quad (7)$$

Аналогично для истинной  $bb$ -пары:

- $P(n = 2) = \epsilon_b^2$ .
- $P(n = 1) = 2 \cdot \epsilon_b \cdot (1 - \epsilon_b)$ .
- $P(n = 0) = (1 - \epsilon_b)^2$

Для нашего отбора (две струи, хотя бы одна из них  $b$ -струя) вероятность получается равной:

$$P_1(bb) = 1 - P(n = 0) = 1 - (1 - \epsilon_b)^2 = 2\epsilon_b - \epsilon_b^2 \quad (8)$$

Аналогично для нового отбора (одна  $b$ -струя и одна другая струя):

$$P_2(bl) = \epsilon_b(1 - f_{mistag}) + (1 - \epsilon_b)f_{mistag} \quad (9)$$

$$P_2(bb) = 0 \quad (10)$$

Таким образом, имеем систему уравнений (для фиксированной массы и ширины распределения):

$$\begin{cases} N_{bl}P_1(bl) + N_{bb}P_1(bb) = 44 \pm 13, \\ N_{bl}P_2(bl) + N_{bb}P_2(bb) = 39 \pm 11, \end{cases} \quad (11)$$

где  $N_{bl}$  и  $N_{bb}$  - истинное число событий с одним и двумя  $b$ -кварками соответственно. Решая эту систему уравнений, получаем:

$$\begin{cases} N_{bl} \approx 93 \pm 26, \\ N_{bb} \approx 8 \pm 28. \end{cases} \quad (12)$$

Тогда доля событий с только одной  $b$ -струей составляет

$$f \approx 0.93 \pm 0.24 \quad (13)$$

#### 4.4 Исследование недостающего поперечного импульса

Ключевым аспектом данной работы является изучение распределения недостающего поперечного импульса ( $p_T^{miss}$ ) в событиях, попавших в сигнальную область масс ( $26 < m_{\mu\mu} < 32$  ГэВ). Наличие ненулевого  $p_T^{miss}$  может указывать на рождение в событии частиц, не оставляющих сигнала в детекторе.

На рис. 6 представлены распределения  $p_T^{miss}$  для событий сигнальной области, полученные для данных Run 1 и Run 2 (энергия 13 ТэВ в системе центра масс, интегральная светимость  $35.9 \text{ fb}^{-1}$ ).

Анализ распределений  $p_T^{miss}$  показывает, что в событиях с инвариантной массой  $m_{\mu\mu}$  около 28 ГэВ наблюдается ненулевая недостающая энергия. Это отличает данные события от чистого фона Дрелла-Яна, для которого  $p_T^{miss}$  в основном сосредоточена вблизи нуля. Наличие  $p_T^{miss}$ , а также требования на ассоциированные  $b$ -струи, согласуется с гипотезой о рождении резонанса в ассоциации с  $b$ -кварками и последующим распадом с участием нейтральных, слабо взаимодействующих частиц.

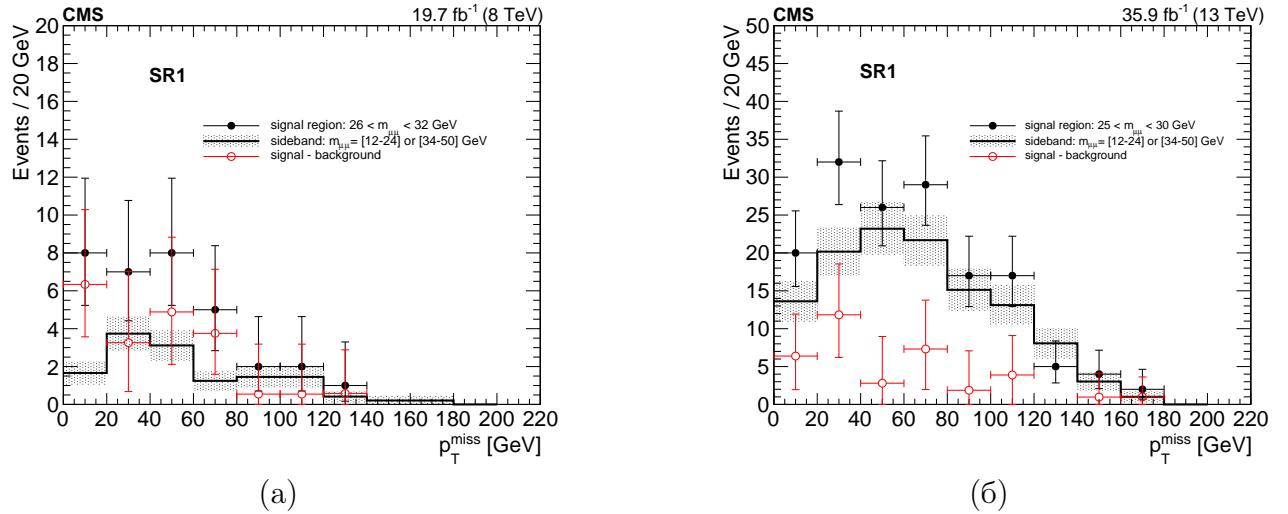


Рис. 6: Распределение недостающего поперечного импульса ( $p_T^{miss}$ ) в событиях с  $m_{\mu\mu} \approx 28$  ГэВ для данных (a) Run 1 (8 ТэВ) и (b) Run 2 (13 ТэВ) в области поиска SR1.

## 5 Реализация графического интерфейса пользователя (GUI)

## 5.1 Мотивация и решенные задачи

В ходе анализа данных Run 1 и Run 2 с различными критериями отбора (SR1, SR2, SR2<sup>mod</sup>) существенная часть времени тратится на ручное изменение параметров отбора, входных и выходных файлов. При таком подходе повышается риск ошибок пользователя. Для решения данной проблемы реализован графический интерфейс пользователя (Graphical User Interface - GUI), интегрированный в текущий скрипт для отбора нужных событий.

Интерфейс решает следующие задачи:

1. Стандартизация ввода параметров. Пользователь вводит параметры в структурированном виде, где каждому параметру соответствует отдельное поле. Это снижает вероятность неоднозначной интерпретации значений и облегчает проверку параметров перед запуском.
2. Повышение удобства и читаемости конфигурации. Группировка по смысловым блокам (например, параметры отбора мюонов, пары мюонов, струй, b-тагирование, фоновые настройки и т.д.) обеспечивает быстрое переключение между секциями и снижает риск человеческого фактора при работе с большим числом параметров.

## 5.2 Набор доступных пользователю опций

На рис. 7 представлено окно графического интерфейса. Реализована возможность ручного ввода значений или управление ими с помощью спинеров.

В рамках GUI предоставляются следующие возможности конфигурирования:

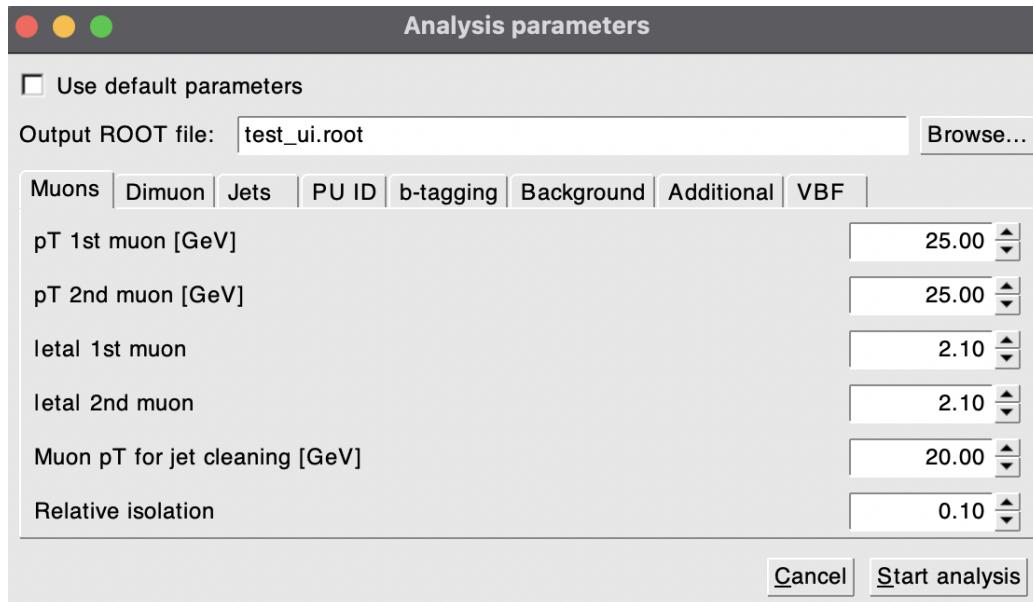


Рис. 7: GUI. Первая вкладка с настройкой параметров.

- Выбор режима параметров: использование набора параметров по-умолчанию или ручной ввод значений. При выборе первого варианта, изменение любых параметров становится невозможным.
- Ввод численных параметров через текстовые поля ввода с фиксированным форматом.
- Логическая навигация по разделам: список параметров разбит на логические вкладки. Это исключает необходимость прокручивать длинный “плоский” список параметров и обеспечивает устойчивую структуру интерфейса при расширении набора переменных.

### 5.3 Техническая реализация в среде ROOT

Интерфейс реализован на базе классов ROOT GUI (классы семейства TG\*), являющегося частью стандартной инфраструктуры ROOT для построения оконных приложений. Для формирования окна используются типовые элементы:

1. контейнеры и layout-менеджеры (TGFrame, TGVerticalFrame, TGHorizontalFrame, TGLayoutHints) для компоновки;
2. вкладки (TGTab) для логической группировки;
3. элементы управления вводом (TGTextEntry для чисел/строк, чекбоксы и кнопки типа TGCheckButton, TGTextButton);
4. текстовые подписи (TGLabel) для документирования назначения полей.

## Заключение

В ходе научно-исследовательской работы проведено исследование событий рождения двухмюонного резонанса с массой около 28 ГэВ, обнаруженного в данных эксперимента CMS (Run 1).

Основные результаты работы:

1. Исследована и применена последовательность критериев отбора для выделения сигнальных событий на фоне основных процессов Дрелла-Яна,  $t\bar{t}$  и рождения пары бозонов.
2. Построено распределение инвариантной массы пары мюонов и выполнено его фитирование с использованием метода максимального правдоподобия. Сигнал моделировался сверткой Брейта-Вигнера и Гаусса, фон — полиномом 2-й степени.
3. Проведен анализ распределения недостающего поперечного импульса ( $p_T^{miss}$ ) в сигнальной области. Обнаружено, что в событиях с  $m_{\mu\mu} \approx 28$  ГэВ наблюдается ненулевой  $p_T^{miss}$ , что свидетельствует о наличии в конечном состоянии частиц, не регистрируемых детектором.
4. Полученные распределения  $p_T^{miss}$  для данных Run 1 и Run 2 указывают на воспроизведимость эксперимента при разных энергиях столкновений.
5. Реализован графический интерфейс пользователя для улучшения пользовательского опыта при многократном запуске скрипта с одинаковым функционалом, но разными параметрами отбора.

Таким образом, результаты исследования указывают на нетривиальный характер событий с инвариантной массой пары мюонов около 28 ГэВ, проявляющийся в ассоциации с b-струями и наличии недостающего поперечного импульса. В будущем планируется провести более подробный анализ с данными Run 2. Актуальные результаты поиска узких резонансов в димюонном канале на большей статистике Run 2 в будущем будут опубликованы коллаборацией CMS.

## Список литературы

- [1] CMS Collaboration. Search for resonances in the mass spectrum of muon pairs produced in association with b quark jets in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  and 13 TeV. *JHEP*, 11:161, 2018.
- [2] S. Chatrchyan et al. The CMS Experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08004, 2008.
- [3] V. Khachatryan et al. The Performance of the CMS Muon Detector in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV at the LHC. *JINST*, 8:P11002, 2013.
- [4] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The anti- $k_t$  jet clustering algorithm. *JHEP*, 04:063, 2008.
- [5] A. M. Sirunyan et al. Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV. *JINST*, 13(05):P05011, 2018.