

## О ВОЗМОЖНОСТИ ПОИСКА ТОП-АНТИТОП-РЕЗОНАНСОВ НА LHC

*Е. В. Храмов<sup>а</sup>, А. Н. Тоноян<sup>б</sup>, В. А. Бедняков<sup>а</sup>, Н. А. Русакович<sup>а</sup>*

<sup>а</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>б</sup> Университет Бергена, Норвегия

Рассмотрена возможность обнаружения топ-анти топ-резонансов с массами 700, 1000, 1500, 2000 и 3000 ГэВ/ $c^2$  при энергиях протон-протонного соударения 14 ТэВ в с. ц. м. Оценено минимальное сечение рождения таких резонансов, необходимое для их обнаружения в лептон-струйном канале распада  $t\bar{t}$ -пары, на уровне значимости  $5\sigma$ . Анализ проводился как с учетом возможности восстановления адронных струй от  $b$ -кварков ( $b$ -тэггинг), так и без него.

The possibility of discovering top-antitop resonances with masses 700, 1000, 1500, 2000 and 3000 GeV/ $c^2$  at the proton-proton colliding energy 14 TeV is discussed. The minimal cross sections of the resonance production in the lepton + jets decay channel with different masses necessary to achieve the  $5\sigma$  confidence level both with taking into consideration a possibility of jets reconstruction from  $b$ -quarks and without it are estimated.

PACS: 12.60.Cn; 14.65.Na

### ВВЕДЕНИЕ

Из всех известных элементарных частиц топ-кварк является самым тяжелым. Поскольку существуют связанные состояния (мезоны) всех других кварков, то вполне естественно ожидать, что и топ-кварк имеет свое связанное состояние, которое так и не обнаружено. Существует несколько теоретических моделей, предсказывающих существование достаточно тяжелых резонансов, распадающихся на  $t\bar{t}$ -пару. Например, в рамках Стандартной модели (СМ) это — бозон Хиггса, который при больших значениях массы может распадаться на топ-анти топ-пару.

Однако вероятность распада СМ бозона Хиггса  $H$  на  $t\bar{t}$ -пару относительно мала. Например, для бозона Хиггса с массой 500 ГэВ/ $c^2$  и шириной  $\sim 60$  ГэВ/ $c^2$  вероятность распада по каналу  $\text{Br}(H \rightarrow t\bar{t})$  составляет  $\sim 0,17$  [1–3]. Тем не менее, вероятность существования тяжелого резонанса, распадающегося на топ-анти топ кварковую пару возрастает в теоретических моделях вне Стандартной модели, в таких как техницветная модель [1] и некоторые другие модели с сильным нарушением электрослабой симметрии [4, 5]. Более того, если СМ расширена дополнительными калибровочными симметриями или включена в большую калибровочную группу, то, как правило, появляются новые тяжелые, электрически нейтральные калибровочные бозоны (так называемые  $Z'$ -бозоны). Эти нейтральные бозоны смешиваются с обычным  $Z^0$ -бозоном СМ и вносят свой вклад во все процессы, идущие посредством слабых нейтральных токов. То, что

подобные вклады до сих пор не были обнаружены, накладывает ограничения на массу  $Z'$ -бозона и параметры смешивания  $Z' - Z$ . Обычно экспериментально разрешенные массы для  $Z'$ -бозонов довольно большие. Недавно представленные результаты коллаборации CDF показали на уровне значимости 95 %, что масса  $Z'$ -бозона должна быть свыше 850 ГэВ/ $c^2$  [6, 7].

В ближайшее время максимальная энергия в с. ц. м, которая может быть достигнута, — это 14 ТэВ на большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider) в ЦЕРН. С одной стороны, такие большие энергии открывают возможность прямого рождения тяжелых резонансов с инвариантными массами гораздо большими, чем 850 ГэВ/ $c^2$ , но, с другой стороны, при этом значительно возрастает сечение «прямого» рождения топ-анти топ кварковой пары ( $\sigma \sim 833$  пб), которая будет являться фоновым событием [1]. В данной статье представлены исследования по оценке минимального сечения, необходимого для обнаружения  $t\bar{t}$ -резонанса (для определенности будем обозначать его  $Z'$ ) различной массы на уровне значимости 5 $\sigma$  с учетом фона от прямого рождения  $t\bar{t}$ -пары. Рассматривался только лептон-струйный (электроны или мюоны) канал распада  $t\bar{t}$ -пары (см. разд. 1).

## 1. ИССЛЕДОВАНИЯ В ДОЛГОСРОЧНОЙ ПЕРСПЕКТИВЕ (С $b$ -ТЭГГИНГОМ)

Исследовались  $Z'$ -резонансы со значениями масс  $M_{Z'}^{\text{gen}} = 700, 1000, 1500, 2000$  и 3000 ГэВ/ $c^2$  и ширинами, составляющими 2,3 % значения массы, распадающиеся на топ-анти топ кварковую пару. Рождение резонансов рассчитывалось без учета возможной интерференции с  $Z^0$ - или  $\gamma^*$ -бозонами с помощью генератора событий РYТНIA [8]. Фоновый процесс прямого рождения  $t\bar{t}$ -пары ( $pp \rightarrow t\bar{t}$ ) генерировался с помощью генератора MC@NLO [9]. Структурная функция протонов описывалась функцией STEQ6 [10].

Так как величина элемента матрицы Кабиббо–Кабаяши–Маскава (ККМ)  $|V_{tb}| \sim 1$ , то почти 100 % распадов топ-кварка приходятся на моду  $W + b$ -кварк. Ширина этого канала распада топ-кварка имеет вид [11]:

$$\Gamma(t \rightarrow Wb) = |V_{tb}|^2 \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{M_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right], \quad (1)$$

где  $M_W$  — это масса  $W$ -бозона;  $G_F$  — постоянная Ферми;  $m_t$  — масса топ-кварка;  $\alpha_s$  — постоянная сильного взаимодействия. Таким образом, пространственно-временная картина (т. е. сигнатура) распада образующейся в  $pp$  ( $p\bar{p}$ )-столкновениях топ-анти топ-пары в значительной степени определяется распадами двух  $W$ -бозонов, которые в свою очередь могут распасться как по лептонному каналу (т. е.  $W \rightarrow l\nu$ ), составляющему с учетом вклада тау-лептонной пары примерно 33 % всех распадов, так и по адронному каналу (т. е.  $W \rightarrow qq'$ ), отвечающему примерно 67 % всех распадов  $t\bar{t}$ -пары. Мода распада топ-анти топ-пары, в которой один из  $W$ -бозонов распался по лептонному каналу, а другой — по адронному  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}(l^+\nu)(jj)$ , называется «лептон-струйной» (см. рис. 1). Она составляет примерно 43,5 % от всех распадов топ-анти топ-пар. Продуктами распада по этому каналу являются  $b\bar{b}$ -кварковая пара, один заряженный лептон и пара легких кварков (т. е. кварков с массой меньше массы  $b$ -кварка). Порядка 46,2 % всех топ-анти топ-пар распадается по «мультиструйному» каналу,  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}(jj)(jj)$ ,

когда оба  $W$ -бозона дают кварк-антикварковую пару. Остальные 10,3 % распадов приходятся на «дилептонный» канал, когда оба  $W$ -бозона распадаются по лептонному каналу. В результате имеется два заряженных лептона и  $b\bar{b}$ -кварковая пара,  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}(l^+\nu)(l^-\bar{\nu})$  [12].

При анализе использовался только лептон-струйный канал распада топ-анти топ кварковой пары, для которого событие выделялось с помощью как «старых» кинематических критериев, которые использовались в предыдущей работе [13]:

- 1) в событии должен быть один изолированный лептон с  $p_T > 20$  ГэВ/с в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 2,5$ ;
- 2) недостающая поперечная энергия в событии должна удовлетворять условию  $E_T^{\text{miss}} > 20$  ГэВ;
- 3) присутствие в событии четырех или более адронных струй с  $E_T \geq 40$  ГэВ в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 2,5$ , две из которых должны быть  $b$ -струями;

так и «новых», менее жестких критериев отбора события:

- 1) в событии в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 2,5$  должен быть один изолированный электрон с  $p_T > 25$  ГэВ/с или изолированный мюон с  $p_T > 20$  ГэВ/с;
- 2) недостающая поперечная энергия в событии должна удовлетворять условию  $E_T^{\text{miss}} > 20$  ГэВ;
- 3) присутствие в событии четырех или более адронных струй с  $E_T \geq 30$  ГэВ в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 2,5$ , две из которых должны быть  $b$ -струями.

Благодаря этим критериям отбора основным фоновым процессом для исследуемого  $t\bar{t}$ -резонанса становится СМ  $t\bar{t}$ -пары. Остальные источники физического фона, среди которых доминирующим является процесс  $pp \rightarrow W+$  струи, становятся пренебрежимо малыми.

Как уже отмечалось, поиск  $Z'$ -резонанса, распадающегося на  $t\bar{t}$ -пару, проводился на базе лептон-струйных событий. Целью анализа было нахождение (восстановление) пика в спектре инвариантной массы  $t\bar{t}$ -пары, отвечающего искомому  $Z'$ -резонансу.

При восстановлении инвариантной массы  $t\bar{t}$ -пары сначала восстанавливались инвариантные массы  $W$ -бозона и  $t$ -кварка, распавшихся по адронному каналу ( $t \rightarrow Wb \rightarrow q\bar{q}b$ ), а затем  $t$ -кварка, распавшегося по лептонному каналу ( $t \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b$ ). Из двух и более адронных струй, не восстановленных как  $b$ -струи, выбиралась та комбинация двух струй, инвариантная масса которой ближе всего к генерированному значению массы  $W$ -бозона ( $M_W^{\text{PDG}} = 80,4$  ГэВ/с<sup>2</sup>). Чтобы восстановить адронный топ-кварк, необходимо выбрать комбинацию адронного  $W$ -бозона и одной из двух  $b$ -струй. Было рассмотрено три способа выбора такой комбинации: комбинация, дающая наибольший поперечный импульс восстановленного топ-кварка; комбинация с ближайшим к генерированному значению массы  $t$ -кварка ( $M_{\text{top}}^{\text{gen}} = 175$  ГэВ/с<sup>2</sup>) значением инвариантной массы; комбинация с наименьшим значением  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ . На рис. 2, а показана зависимость восстановленной тремя способами инвариантной массы адронного  $t$ -кварка после применения «старых» и «новых» критериев отбора событий для различных масс

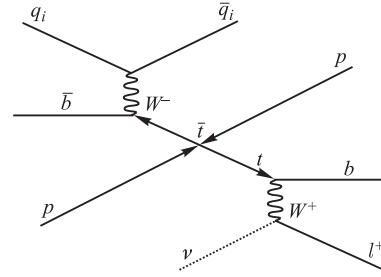


Рис. 1. «Лептон-струйный» канал распада топ-анти топ-пары. При этом только электрон и мюон принимаются как лептоны

$Z'$ -бозона (для обозначения значения восстановленных масс  $t$ -кварка в фоновых событиях использовалось значение массы  $t\bar{t}$ -резонанса  $350 \text{ ГэВ}/c^2$ ). Можно также увеличить эффективность восстановления адронного топ-кварка, накладывая дополнительное условие на массу адронного  $W$ -бозона,  $|M_{jj} - 80,4| < 30 \text{ ГэВ}/c^2$  (см. рис. 2, б).

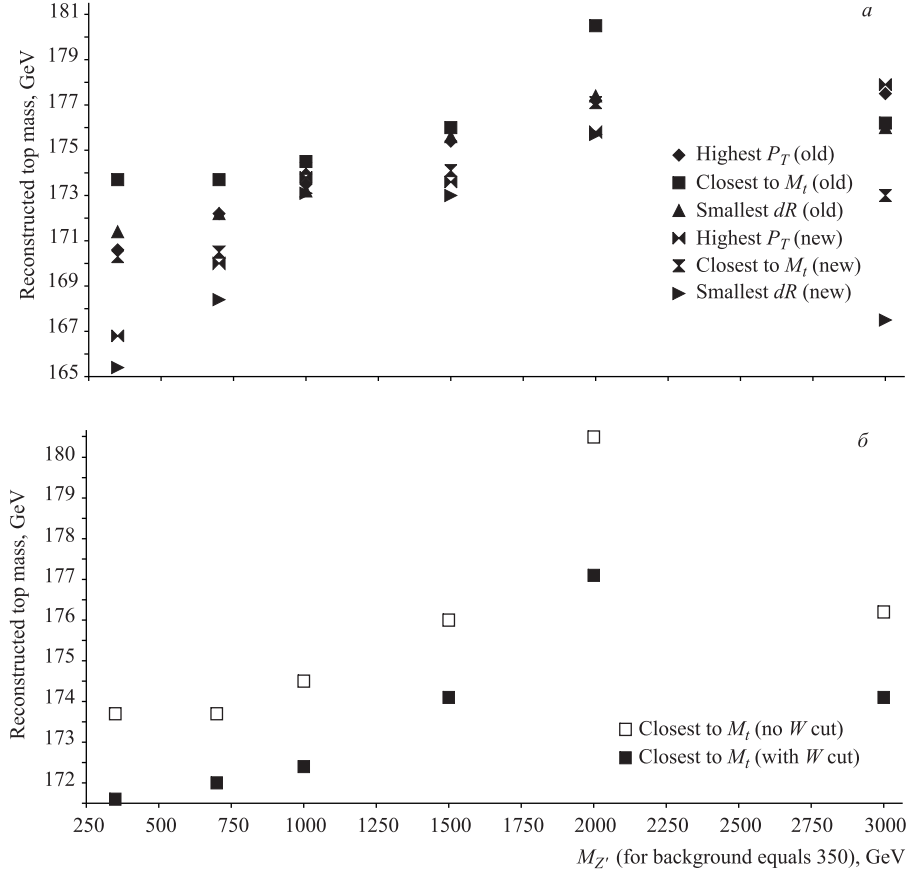


Рис. 2. а) Адронный топ-кварк, восстановленный тремя способами после применения «старых» и «новых» критериев отбора событий, в зависимости от массы  $t\bar{t}$ -резонанса (значение массы  $Z' = 350 \text{ ГэВ}/c^2$  соответствует результатам, полученным для фона, прямое рождение  $t\bar{t}$ -пары). б) Восстановленная инвариантная масса адронного топ-кварка после применения «старых» критериев отбора с применением (темные квадраты) дополнительного условия на массу адронного  $W$ -бозона ( $|M_{jj} - 80,4| < 30 \text{ ГэВ}/c^2$ ) и без него (светлые квадраты)

Поскольку, в среднем, значения восстановленной массы адронного топ-кварка после применения «старых» критериев отбора и без требования, чтобы  $|M_{jj} - 80,4| < 30 \text{ ГэВ}/c^2$ , — ближе к  $M_{\text{top}}^{\text{gen}} = 175 \text{ ГэВ}/c^2$ , то этот способ восстановления и был выбран для дальнейшего анализа.

Следующим шагом является восстановление лептонного  $t$ -кварка, но поскольку в событии имеется информация только о потерянной поперечной энергии, то для восстановления делается предположение, что вся потерянная энергия в событии — следствие

нерегистрируемого нейтрино в распаде  $W$ -бозона ( $W \rightarrow l\nu_l$ ), т.е.  $E_T^{\text{miss}} \equiv P_T^\nu$ . Таким образом, решая квадратичное уравнение  $M_W = 80,4 = \sqrt{(E_l + E_{\nu_l})^2 - (\mathbf{p}_l + \mathbf{p}_{\nu_l})^2}$  относительно  $p_{\nu_l}^z$ , либо не получаем ни одного решения, и тогда событие отбрасывается, либо получаем два решения, и тогда выбирается та комбинация лептонного  $W$ -бозона и второй  $b$ -струи, которая дает ближайшее значение инвариантной массы к генерированному значению.

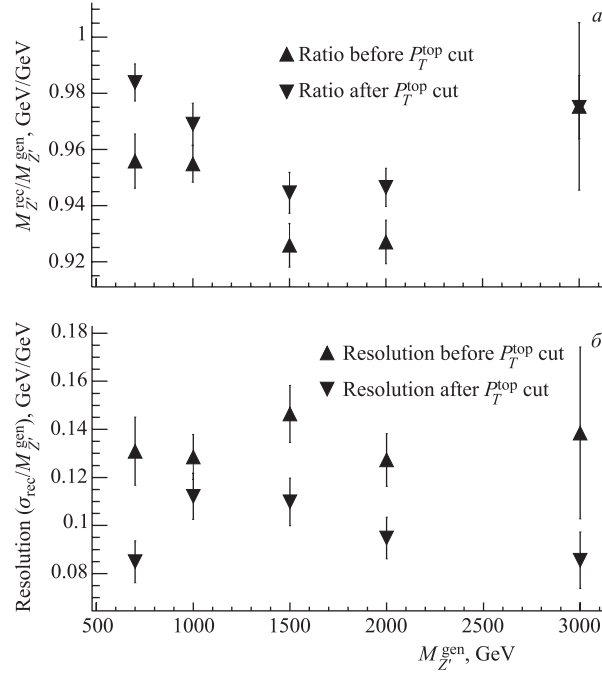


Рис. 3. *a*) Отношение восстановленной инвариантной массы  $t\bar{t}$ -резонанса к генерированному значению в зависимости от  $M_{Z'}^{\text{gen}}$ ; *б*) зависимость разрешения восстановленного  $t\bar{t}$ -резонанса от  $M_{Z'}^{\text{gen}}$

Так как поперечные импульсы топ-кварков от распада  $t\bar{t}$ -резонанса больше, чем поперечные импульсы топ-кварков при прямом рождении  $t\bar{t}$ -пары, то для подавления фона можно применить дополнительный критерий на поперечный импульс адронного  $t$ -кварка [13], т.е. чтобы было  $p_T^{\text{had}} > 200, 250, 300, 350$  и  $450$  ГэВ/ $c$  для резонансов с массами 700, 1000, 1500, 2000 и 3000 ГэВ/ $c^2$  соответственно. Отношение восстановленной инвариантной массы  $t\bar{t}$ -резонанса к генерированному значению в зависимости от генерированных значений показано на рис. 3, *a*, а на рис. 3, *б* — зависимость разрешения восстановленного  $t\bar{t}$ -резонанса от его массы. Хорошо видно, что применение критерия на поперечный импульс адронного топ-кварка приближает восстановленное значение инвариантной массы  $Z'$ -бозона к генерированному значению и улучшает его разрешение.

Расчет минимального сечения, необходимого для обнаружения  $t\bar{t}$ -резонанса в лептон-струйном канале распада, проводился по формуле

$$\sigma \times \text{Br} = 5 \frac{\sqrt{\sigma_{\text{bkg}} \epsilon_{\text{bkg}}}}{\epsilon_{\text{sig}} \sqrt{L}}, \quad (2)$$

где  $\sigma_{\text{bkg}}$  — сечение прямого рождения  $t\bar{t}$ -пары;  $L$  — предполагаемая интегральная светимость ускорителя, а  $\epsilon_{\text{bkg}}$  и  $\epsilon_{\text{sig}}$  — эффективность критериев отбора событий и дополнительного условия на поперечный импульс адронного топ-кварка в пределах  $M_{Z'}^{\text{rec}} \pm 2\sigma_{Z'}^{\text{rec}}$ .

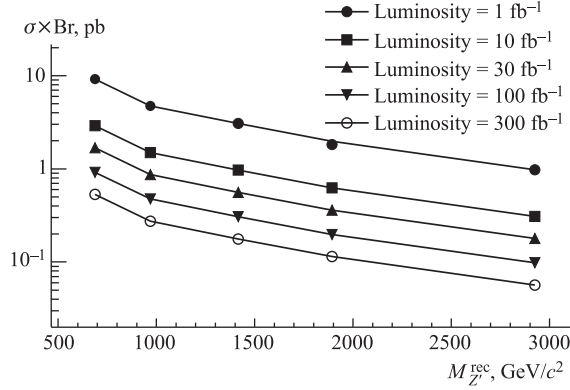


Рис. 4. Минимальное сечение образования  $Z'$ -резонанса, необходимое для достижения уровня достоверности в  $5\sigma$  в лептон-струйном канале, в зависимости от массы  $t\bar{t}$ -резонанса при различных значениях предполагаемой интегральной светимости ускорителя

На рис. 4 показаны минимальные сечения (2), необходимые для достижения уровня достоверности в  $5\sigma$ , для различных значений предполагаемой интегральной светимости ускорителя в зависимости от массы  $Z'$ -бозона. Например, видно, что при интегральной светимости ЛНС  $300 \text{ fb}^{-1}$  можно будет обнаружить  $Z'$ -резонанс с массой  $2 \text{ ТэВ}/c^2$ , если его сечение рождения превышает  $0,1 \text{ пб}$ .

## 2. ИССЛЕДОВАНИЯ В КРАТКОСРОЧНОЙ ПЕРСПЕКТИВЕ (БЕЗ $b$ -ТЭГГИНГА)

Как правило, на ранней стадии работы экспериментальных установок возможность определения, была ли адронная струя инициирована  $b$ -кварком или нет, практически отсутствует, но при этом существует возможность восстанавливать сами адронные струи. Естественно, критерии отбора лептон-струйного события изменятся:

1. В событии должен быть один изолированный лептон с  $p_T > 20 \text{ ГэВ}/c$  в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 2,5$ .

2. Недостающая поперечная энергия в событии должна удовлетворять условию  $E_T^{\text{miss}} > 20 \text{ ГэВ}$ .

3. Присутствие в событии четырех адронных струй с максимальной поперечной энергией и  $E_T \geq 40 \text{ ГэВ}$  в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 2,5$ .

Лептонный  $W$ -бозон в этом случае восстанавливается так же, как и в разд. 1. После этого для того, чтобы восстановить лептонный  $t$ -кварк и адронные  $W$ -бозон и  $t$ -кварк, нужно выбрать комбинацию из четырех адронных струй (12 возможных комбинаций) и двух значений  $p_{\nu_i}^z$ . Правильной считалась комбинация, дающая минимальное значение для величины  $|\chi^2/\text{ndf} - 1|$ , где  $\text{ndf} = 12$ , а  $\chi^2$  вычислялось с помощью следующего выражения:

$$\chi^2 = \frac{(m_{l\nu_j a} - M_{\text{top}}^{\text{gen}})^2}{(\Gamma_{\text{top}}^{\text{lept}})^2} + \frac{(m_{j_b j_c j_d} - M_{\text{top}}^{\text{gen}})^2}{(\Gamma_{\text{top}}^{\text{had}})^2} + \frac{(m_{j_b j_c} - M_W^{\text{gen}})^2}{(\Gamma_W^{\text{had}})^2}. \quad (3)$$

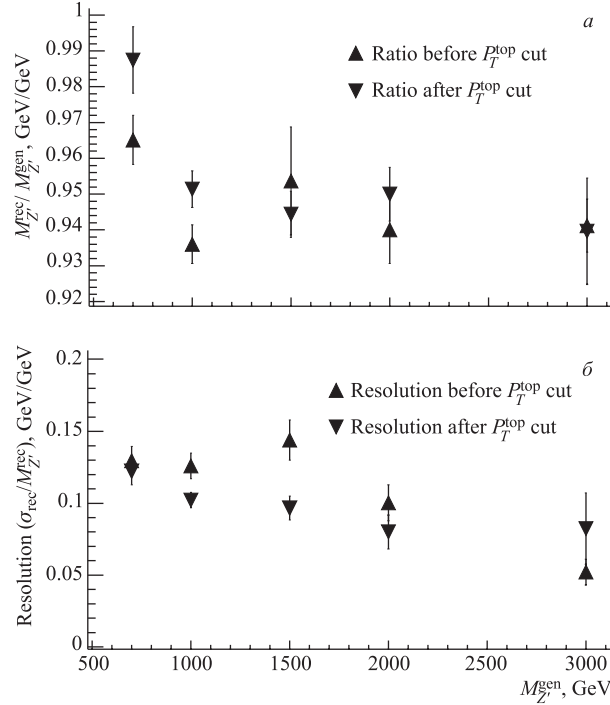


Рис. 5. а) Отношение восстановленной инвариантной массы  $t\bar{t}$ -резонанса к генерированному значению в зависимости от генерированных значений без  $b$ -тэггинга; б) зависимость разрешения восстановленного  $t\bar{t}$ -резонанса от генерированного значения его массы без  $b$ -тэггинга

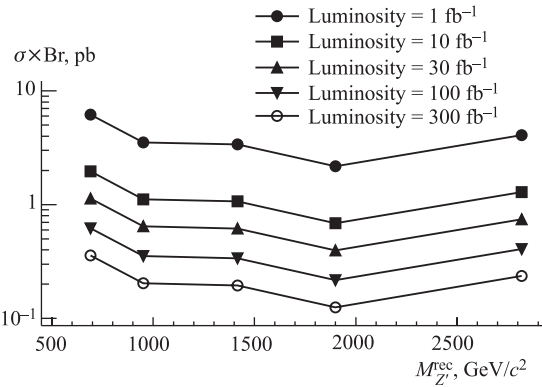


Рис. 6. Минимальное сечение образования  $Z'$ -резонанса, необходимое для достижения уровня достоверности в  $5\sigma$  в лептон-струйном канале, в зависимости от массы  $t\bar{t}$ -резонанса при различных значениях предполагаемой интегральной светимости ускорителя без  $b$ -тэггинга

В дальнейшем, после восстановления инвариантной массы  $Z'$ -бозона также было наложено дополнительное условие на поперечный импульс адронного топ-кварка. Полученные отношения восстановленной инвариантной массы резонанса к генерированному

значению в зависимости от генерированных значений массы  $Z'$  показаны на рис. 5, а. На рис. 5, б представлена зависимость разрешения восстановленного  $t\bar{t}$ -резонанса от его массы. После наложения дополнительного условия на поперечный импульс адронного топ-кварка, в среднем, инвариантная масса резонанса и разрешение также лучше восстанавливаются, чем без этого дополнительного условия.

Минимальное сечение рождения  $t\bar{t}$ -резонанса, рассчитанное с помощью выражения (2), в зависимости от массы резонанса при различных значениях предполагаемой интегральной светимости ускорителя приведено на рис. 6.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе оценена возможность регистрации на ЛHC тяжелого  $t\bar{t}$ -резонанса. В качестве примера был выбран дополнительный электрически нейтральный калибровочный  $Z'$ -бозон с массами 700, 1000, 1500, 2000 и 3000 ГэВ/ $c^2$  и шириной, составляющей 2,3% его массы. Лептон-струйный канал распада  $t\bar{t}$ -пары был выбран для поиска и восстановления инвариантной массы резонанса, при этом основной фоновый процесс — прямое рождение топ-анти топ-пары, остальные источники фоновых процессов дают незначительный вклад. Кроме того, был применен новый дополнительный критерий на поперечный импульс «адронного»  $t$ -кварка, который позволил улучшить точность восстановления инвариантной массы резонанса. Оценено минимальное сечение рождения  $t\bar{t}$ -резонанса, позволяющее зарегистрировать его в лептон-струйном канале на уровне достоверности  $5\sigma$  при различных значениях интегральной светимости как с  $b$ -тэггингом, так и без него. Как видно, например из рис. 6, при интегральной светимости ЛHC 10 фб $^{-1}$  можно будет обнаружить  $Z'$ -резонанс с массой 2 ТэВ/ $c^2$ , если его сечение рождения превышает 0,7 пб/ $c^2$ .

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *ATLAS Collab.* ATLAS Technical Design Report 15. V. I, II. CERN/LHCC 99-015. 1999.
2. *Accomando E. et al.* // Phys. Rep. 1998. V. 299. P. 1–78.  
*Djouadi A.* The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. I: The Higgs Boson in the Standard Model. hep-ph/0503172.
3. *Gonzales S.* MSSM Higgs Decay to Top Quarks. ATL-PHYS-2000-006;  
*Gonzales S.* Comparison between Full and Fast Simulation of the ATLAS Detector for the Channel  $H/A \rightarrow t\bar{t}$ . ATL-PHYS-2003-019.
4. *Hill C. T., Parke* // Phys. Rev. D. 1994. V. 49. P. 4454.
5. *Casalbuoni R. et al.* // Z. Phys. C. 1996. V. 69. P. 519.C.
6. *Schwabenberger (CDF and DX0 Collab.).* PoS HEP2005, 349. 2006; hep-ex/0602048.
7. *CDF Collab.* CDF/ANAL/EXOTIC/PUBLIC8421. 2006.
8. *Sjostrand T. et al.* PYTHIA 6.3 Physics and Manual. hep-ph/0308153. 2003.



9. *Frixione S., Webber B. R.* The MC@NLO 2.3 Event Generator. hep-ph/0402116. 2004.
10. *Pumplin J. et al.* New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis. hep-ph/0201195. 2002.
11. *Jezabek M., Kuhn J. H.* QCD Corrections to Semileptonic Decays of Heavy Quarks // Nucl. Phys. B. 1989. V. 314. P. 1.
12. *Balantekin A. B.* Review of Particle Physics (PDG) // Nucl. Part. Phys. 2006. V. 33. P. 1.
13. *Khramov E. et al.* Search for  $t\bar{t}$  Resonances with the ATLAS Detector. ATL-PHYS-INT-2007-010.

Получено 16 января 2008 г.