

Producción y detección de quarks top en ATLAS(LHC)

Juan Roberto Perilla y Jairo Alexis Rodríguez

Departamento de Física, Universidad Nacional de Colombia

Resumen

Con el descubrimiento del quark top en Fermilab, la física del top se ha movido de la etapa de búsqueda a la etapa de estudio. Las predicciones a NLO para $\sigma_{t\bar{t}} = 833pb$ en LHC implica una producción de mas de 8 millones de pares $t\bar{t}$ por año a baja luminosidad. Usando métodos de Monte Carlo junto con programas como Pythia, ROOT, ATLEFAST y Geant4, se realiza una simulación de la producción de eventos en colisiones pp con una energía en el centro de masa de $\sqrt{s} = 14 TeV$, de especial interés para LHC. Se estudia el proceso $pp \rightarrow t\bar{t}$ y los subprocessos $t\bar{t} \rightarrow Wb \rightarrow (l\nu)(jj)b$, $t\bar{t} \rightarrow Wb \rightarrow (jj)(jj)bb$ y $t\bar{t} \rightarrow Wb \rightarrow (l\nu)(l\nu)bb$. También se obtiene el elemento matricial V_{tb} en la matriz CKM y se reconstruye la masa del top en el canal semileptonico. Todo dentro del modelo estándar de partículas elementales.

Palabras claves: Física de partículas elementales, quark top

Abstract

After the top quark discovery at Fermilab, the top quark physics has move on from the search to the study state. The NLO predictions for $\sigma_{t\bar{t}} = 833pb$ at LHC imply a production of 8 millions top quark pairs per year at low luminosity. Using Monte Carlo methods and programs like Pythia, ROOT, ALTFAST and Geant4, a simulation of the events in pp collisions is done with an energy of the center of mass of $\sqrt{s} = 14 TeV$, which is relevant for LHC. The process $pp \rightarrow t\bar{t}$ is studied and the subprocesses $t\bar{t} \rightarrow Wb \rightarrow (l\nu)(jj)b$, $t\bar{t} \rightarrow Wb \rightarrow (jj)(jj)bb$ y $t\bar{t} \rightarrow Wb \rightarrow (l\nu)(l\nu)bb$ too. Also the element V_{tb} of the CKM matrix is gotten and the top quark mass is obtained from the semileptonic channel. The framework used is the standard model of elementary particles.

Las únicas instalaciones donde las partículas tan masivas como el quark *top* pueden ser producidas a tasas razonables y estudiadas efectivamente son los colisionadores simétricos de altas energías. A la fecha, solo el Tevatron de Fermilab (el cual en su primera corrida (1992-1996) alcanzo una energía de $1,8 \text{ TeV}$ y en su segunda corrida $1,96 \text{ TeV}$) tiene suficiente energía para producir quarks *top*.

En los colisionadores de hadrones son posibles dos mecanismos de producción: producción dominante de pares $t\bar{t}$, vía interacción fuerte; y producción de quarks t aislados vía interacción electrodébil[6]. Este trabajo se centra en el estudio de producción de pares vía interacción fuerte.

1. Producción de $t\bar{t}$

En el modelo estándar, los pares $t\bar{t}$ son producidos vía aniquilación quark-antiquark $q\bar{q}$ (Figura 1) y fusión de gluones (Figura 2).

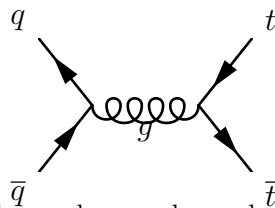


FIGURA 1. Aniquilación de quarks para la producción de pares de quarks pesados (t, \bar{t}).

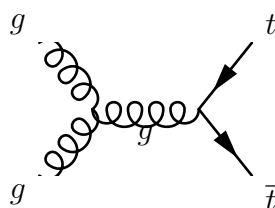


FIGURA 2. Fusión de gluones para la producción de pares de quarks pesados (t, \bar{t}).

La sección eficaz hadrónica $t\bar{t}$ (aproximación de Born) en los colisionadores de hadrones es una convolución de las funciones de

distribución partónicas para los (anti)protones incidentes y la sección eficaz para los procesos partónicos $q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t}$:

$$\begin{aligned} \sigma(s, m_t^2) &= \sum_{i,j} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 f_i(x_i, \mu_f^2) f_j(x_j, \mu_f^2) \\ &\times \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, m_t, \alpha_s(\mu_f^2)) \end{aligned} \quad (1)$$

donde i, j son las posibles combinaciones de los pares de gluones o quark-antiquark incidentes y $f(x, \mu_f^2)$ son las funciones partónicas de distribución, evaluadas a alguna escala de factorización μ_f que corresponde a la escala del problema, tal como m_t , y a un valor x que es la fracción de la energía incidente del (anti)protón que lleva el partón. A $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, la suma en la ecuación (1) se hace sobre los estados iniciales de $q\bar{q}$ y gg .

Parametrizando la sección eficaz como[7],

$$\hat{\sigma}(s, \mu) = \frac{\alpha_s^2(\mu)}{M_t^2} \left[h_{ij}^0(\rho) + h_{ij}^1 \alpha_s(\mu) + h_{ij}^2 \alpha_s(\mu) \log \left(\frac{\mu^2}{M_t^2} \right) \right]. \quad (2)$$

Al orden mas bajo, $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, las secciones eficaces a nivel partónico son[13],

$$\begin{aligned} h_{q\bar{q}}^0 &= \frac{\pi\beta\rho}{27}(2 + \rho) \\ h_{gg}^0 &= \frac{\pi\beta\rho}{192} \left[\frac{1}{\beta}(\rho^2 + 16\rho + 16) \log \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) - 28 - 31\rho \right] \\ h_{qg}^0 &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

donde

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{4M_t^2}{s} \\ \beta &= \sqrt{q - \rho} \end{aligned} \quad (4)$$

La condición de umbral es $\rho = 1$ y $\hat{\sigma}_{ij}$ se hace nula en el umbral. A cualquier orden en $\alpha_s(\mu)$, la sección eficaz hadrónica σ_H debe ser independiente de μ ,

$$\frac{d\sigma_h}{d\log\mu^2} = 0. \quad (5)$$

Aplicando esta restricción en (2) se obtiene,

$$\begin{aligned} 0 = & \int \left\{ \frac{\partial f(x_1, \mu)}{\partial \log \mu^2} f(x_2, \mu) + f(x_1, \mu) \frac{\partial f(x_2, \mu)}{\partial \log \mu^2} \right\} \\ & \times \hat{\sigma}(x_1, x_2, S, \mu) dx_1 dx_2 \\ & + \int f(x_1, \mu) f(x_2, \mu) \frac{\partial \hat{\sigma}(x_1, x_2, S, \mu)}{\partial \log \mu^2} dx_1 dx_2. \end{aligned} \quad (6)$$

La dependencia con la escala de las PDF esta gobernada por las funciones de evolución $P_{ij}(z)$,

$$\frac{\partial f_i(x, \mu)}{\partial \log \mu^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \sum_j \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{ij} \left(\frac{x}{y} \right) f_j(y, \mu). \quad (7)$$

De manera similar, la dependencia con la escala de la constante de acoplamiento fuerte, $\alpha_s(\mu)$ esta gobernada por la evolución de la función beta de QCD[10],

$$\frac{\partial \alpha_s(\mu)}{\partial \log \mu^2} = -b_0 \alpha_s^2 \quad (8)$$

donde $b_0 = \frac{(33-2n_f)}{12\pi}$ y n_{lf} es el número de sabores. A NLO la dependencia con la escala de los diferentes términos se debe cancelar, teniendo entonces una predicción para h_{ij}^2 ,

$$\begin{aligned} h_{ij}^2 = & \frac{1}{2\pi} \left[4\pi b_0 h_{ij}^0(\rho) - \sum_k \int_\rho^1 dz h_{kj}^0 \left(\frac{\rho}{z} \right) P_{ki}(z) \right. \\ & \left. - \sum_k \int_\rho^1 dz h_{ik}^0 \left(\frac{\rho}{z} \right) P_{kj}(z) \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Utilizando las ecuaciones exactas de evolución de Altarelli-Parisi [12, 9] junto con la ecuación (3), se obtiene

$$\begin{aligned}
h_{q\bar{q}}^2 &= \frac{1}{2\pi} \left[\frac{16\pi\rho}{81} \log\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{9} h_{q\bar{q}}^0(\rho) \left(127 - 6n_f + 48 \log\left(\frac{\rho}{4\beta^2}\right) \right) \right] \\
h_{gg}^2 &= \frac{1}{2\pi} \left[\frac{\pi}{192} \left\{ 2\rho (59\rho^2 + 198\rho - 288) \log\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) \right. \right. \\
&\quad + 12\rho (\rho^2 + 16\rho + 16) g_2(\beta) \\
&\quad - 6\rho (\rho^2 - 16\rho + 32) g_1(\beta) \\
&\quad \left. \left. - \frac{4}{15} \beta (7449\rho^2 - 3328\rho + 724) \right\} \right. \\
&\quad \left. - 12h_{gg}^0(\rho) \log\left(\frac{\rho}{4\beta^2}\right) \right] \\
h_{qg}^2 &= \frac{1}{384} \left[\frac{4\rho}{9} (14\rho^2 + 27\rho - 136) \log\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) \right. \\
&\quad \left. - \frac{32}{3} \rho(2-\rho)g_1(\beta) - \frac{8\beta}{135} (1319\rho^2 - 3468\rho + 724) \right]
\end{aligned} \tag{10}$$

donde

$$\begin{aligned}
g_1(\beta) &= \log^2\left(\frac{1+\beta}{2}\right) - \log^2\left(\frac{1-\beta}{2}\right) \\
&\quad + 2Li_2\left(\frac{1+\beta}{2}\right) - 2Li_2\left(\frac{1-\beta}{2}\right) \\
g_2(\beta) &= Li_2\left(\frac{2\beta}{1+\beta}\right) - Li_2\left(\frac{-2\beta}{1-\beta}\right)
\end{aligned} \tag{11}$$

Los cálculos para h_{ij}^1 solo pueden ser obtenidos realizando un calculo completo de NLO[5] y los resultados analíticos no están disponibles aunque una parametrización numérica es muy precisa[13] usando los coeficientes de la tabla 1 en las ecuaciones,

$$\begin{aligned}
h_{q\bar{q}}^1 &= \frac{\rho}{72\pi} \left[\frac{16}{3}\beta \ln^2(8\beta^2) - \frac{82}{3}\beta \ln(8\beta^2) - \frac{\pi^2}{6} \right] \\
&\quad + \beta [a_0 + \beta^2 (a_1 \ln(8\beta^2) + a_2) + \beta^4 (a_3 \ln(8\beta^2) + a_4) \\
&\quad + a_5 \beta^6 \ln(8\beta^2) + a_6 \ln \rho + a_7 \ln^2 \rho] \\
&\quad + \frac{1}{8\pi^2} (n_f - 4) h_{q\bar{q}}^0(\rho) \left[\frac{2}{3} \ln \left(\frac{4}{\rho} \right) - \frac{10}{9} \right] \\
h_{gg}^1 &= \frac{7}{1536\pi} \left[12\beta \ln^2(8\beta^2) - \frac{366}{7}\beta \ln(8\beta^2) + \frac{11}{42}\pi^2 \right] \\
&\quad + \beta [a_0 + \beta(a_1 \ln(8\beta^2) + a_2) + a_3 \beta^4 \ln(8\beta^2) \\
&\quad + \rho^2(a_4 \ln \rho + a_5 \ln^2 \rho) + \rho(a_6 \ln \rho + a_7 \ln^2 \rho)] \\
&\quad + (n_f - 4) \frac{\rho}{1024\pi} \left[\ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 2\beta \right) \right] \\
h_{gq}^1 &= \beta [\beta^2(a_0 \ln \beta + a_a) + \beta^4(a_2 \ln \beta + a_3) \\
&\quad + \rho^2(a_4 \ln \rho + a_5 \ln^2 \rho) + \rho(a_6 \ln \rho + a_7 \ln^2 \rho)]. \quad (12)
\end{aligned}$$

	$h_{q\bar{q}}^1$	h_{gg}^1	h_{gq}^1
a_0	0,180899	0,108068	0,0110549
a_1	0,101949	-0,114997	-0,426773
a_2	-0,234371	0,0428630	-0,00103876
a_3	-0,0109950	0,131429	0,450626
a_4	-0,0185575	0,0438768	-0,227229
a_5	0,00907527	-0,0760996	0,0472502
a_6	0,0160367	-0,165878	-0,197611
a_7	0,00786727	-0,158246	-0,0529130

Cuadro 1: Coeficientes en el ajuste para h_{ij}^1 [13].

Usando el conjunto de funciones de distribución partónicas de MRST($\alpha_s = 0,1175$) [11] a NLO para ser consistentes con el desarrollo junto con las ecuaciones (1), (3), (12), y (10) se obtiene

$$\sigma_{LHC} = 796 pb. \quad (13)$$

Como la tasa total de eventos esta dada por $R = \mathcal{L} \sigma_{int}$, para LHC se tiene $\mathcal{L}_{LHC} = 1,0 \times 10^4 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [8] y así se obtiene ,

$$\begin{aligned} R_{LHC} &= \mathcal{L}_{LHC} \sigma_{LHC} = 1,0 \times 10^4 \cdot 796 \cdot 10^{30} \frac{\text{pb}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \\ &\approx 8 \times 10^6 \text{ eventos/año.} \end{aligned} \quad (14)$$

El acoplamiento fuerte evaluado a la masa del quark es pequeño $\alpha_s(M_t) \sim 0,1$, y por tanto una expansión perturbativa converge rápidamente. En LHC el subproceso $gg \rightarrow t\bar{t}$ domina la tasa de producción con un 90 % y la sección eficaz a NLO es grande $\sigma_{LHC} = 796$ [6] para $m_t = 175 \text{ GeV}$ con $\mu_R = \mu_F$ utilizando el conjunto de funciones de distribución partónicas MRST.

2. Interacción débil de top

Los autoestados de la interacción débil no son autoestados de la masa,

$$L = -\frac{q}{2\sqrt{2}} \sum_{q=d,s,b} \bar{t} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) V_{tq} q W_\mu^+ + \dots \quad (15)$$

y por tanto la interacción de un quark top con un bosón W y un quark liviano es proporcional al elemento de mezcla de CKM V_{tq} . Medición sobre las tasas decaimiento de top en quarks mas livianos entonces se traduce directamente en medidas de los ángulos de mezcla CKM.

La unitariedad de la matriz CKM y la restricción a 3 generaciones de fermiones impone un limite en V_{tb} a partir de los valores medidos de $|V_{ub}|$ y $|V_{cb}|$ [8], $1 = |V_{ub}|^2 + |V_{cb}|^2 + |V_{tb}|^2$, obteniéndose

$$0,9990 < |V_{tb}| < 0,9992 \quad (16)$$

El cociente,

$$R_{tb} \equiv \frac{\Gamma(t \rightarrow Wb)}{\Gamma(t \rightarrow Wq)} = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2}, \quad (17)$$

al contar el número de quarks b en un evento de top y suponiendo la unitariedad de la matriz CKM el denominador de la ecuación

(17) es 1, por tanto la medición puede interpretarse como la medida de V_{tb} . En CDF se encontró que $R_{tb} = ,94_{-12}^{+15}[3]$. En una simulación con 10,000 eventos generados en Pythia[14] y detectados en ATLFast++[1], se obtuvieron 9440 eventos con b-jets, teniendo así que $V_{tb} = ,94$ (ver Figura 3).

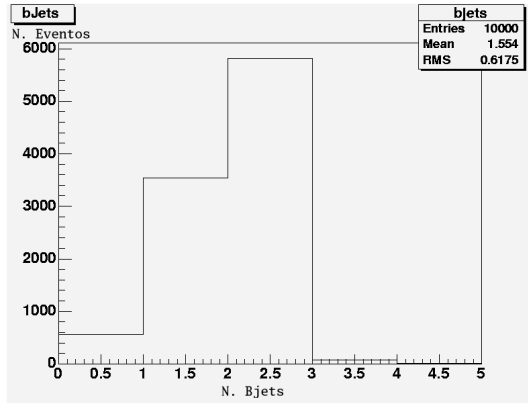


FIGURA 3. Histograma con la producción de b-jets en una muestra de 10000 eventos generados con Pythia.

3. Decaimientos y detección del quark top

El decaimiento de top abarca todo el espectro de quarks y leptones. Dentro del modelo estándar, dado que $|V_{tb} \sim 1|$, el quark top decae casi exclusivamente en W^+b (ver Figura 4). Y el bosón W decae casi instantáneamente ($\approx 3 \times 10^{-25} s$)[4] bien sea *leptonicamente* en un par lepton-neutrino: $B(W \rightarrow e\bar{\nu}_l)$, ($l = e, \mu, \tau$ con probabilidades iguales) o *hadronicamente* en un par quark-antiquark: $B(W \rightarrow q_1\bar{q}_2)$, ($q_1(q_2) = u(d), c(s)$ con probabilidades iguales).

Todos los resultados mostrados en esta sección fueron obtenidos utilizando como señal el programa de Monte Carlo Pythia[14] y como detector ATLFast++[1] basado en ROOT[2]. Para esto se generaron 10000 eventos $t\bar{t}$ y un background de 10000 eventos para cada uno de los eventos: W^\pm , $W^\pm + jet$, Z^0 , $Z^0 + jet$ y $b\bar{b}$. El corte transversal de un evento se puede ver en la figura 5.

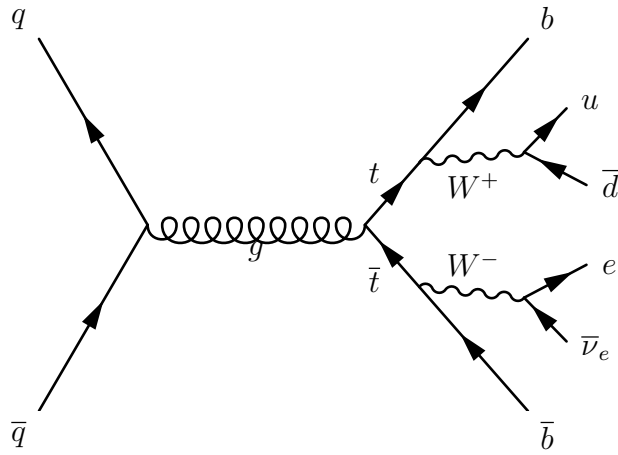


FIGURA 4. Diagrama de Feynman para el decaimiento de un solo lepton en un evento $t\bar{t}$

3.1. Muestra de un solo lepton mas jets

La topología de un solo lepton mas jet, $t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b} \rightarrow (l\nu)(jj)b\bar{b}$ se espera que surja en un porcentaje $2 \times 2/9 \times 6/9 \approx 29,6\%$ de todos

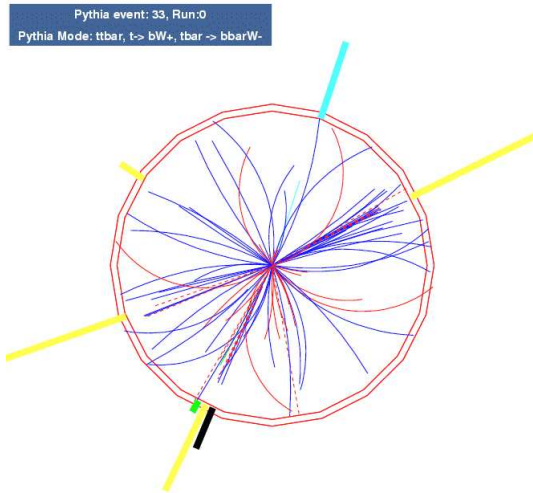


FIGURA 5. Corte transversal de un evento $t\bar{t}$ para ATLAS en LHC.

los eventos $t\bar{t}$.

Se seleccionan los jets con $p_T > 20 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 2,5$ que tengan un lepton aislado con $p_T > 20 \text{ GeV}$ y $E_T^{\text{perdida}} > 20 \text{ GeV}$, usando un algoritmo de reconstrucción de cono con $\delta R = 0,7$ se obtienen 1731 eventos semileptonicos de un total de 4273 eventos identificados como $t\bar{t}$ (ver Figura 6) teniendo una producción del $\sim 41\%$ sobre el total de eventos detectados.

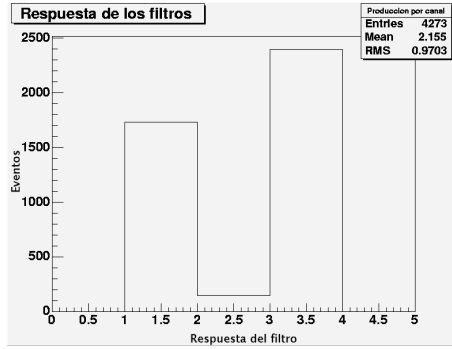


FIGURA 6. Histograma con la producción por canal sobre 10000 eventos generados en Pythia. La columna 1 corresponde al decaimiento semileptonico, la 2 al dileptonico y la 3 al multijet.

3.2. Muestra dileptonica

Los eventos dileptonicos, en donde cada W decae leptonicamente, proveen una fuente particularmente limpia de eventos $t\bar{t}$, aunque el producto de los radios de ramificación es pequeño $2/9 \times 2/9 \approx 4,9\%$. La presencia de dos leptones con p_T alto provee un trigger eficiente. Los criterios de selección utilizados requirieron de dos leptones con signo opuesto con $p_T > 35 \text{ GeV}$ y $p_T > 25 \text{ GeV}$ respectivamente y con $E_T^{\text{perdida}} > 40 \text{ GeV}$. También se requirió dos jets con $p_T > 25 \text{ GeV}$. Se obtuvieron 147 eventos dileptonicos sobre un total de 4273 $t\bar{t}$ eventos detectados, dando una producción $\sim 3,4\%$.

3.3. Muestra de multijets

La muestra mas grande de eventos $t\bar{t}$ consiste en la topología $t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b} \rightarrow (jj)(jj)b\bar{b}$. El producto de los coeficientes de ramificación es $6/9 \times 6/9 \approx 44,4\%$. Estos eventos sufren de un background muy grande de eventos de multijets de QCD. La selección se hace con eventos que presenten 6 o mas jets con $p_T > 15 \text{ GeV}$ y con al menos dos de ellos con b-tagging. Se obtuvieron 2395 eventos de multijet sobre un total de 4273 eventos $t\bar{t}$ detectados, dando una producción $\sim 56\%$. En la figura 7 puede verse la multiplicidad de jet para los eventos detectados.

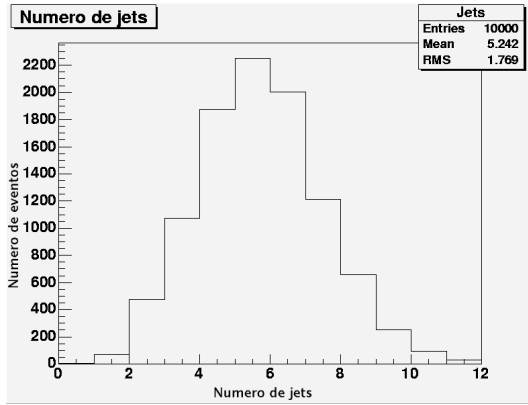


FIGURA 7. Multiplicidad de jets.

4. Respuesta al background

Observando las mayores fuentes de ruido $W + jet$ (Figura 8), W (Figura 9), Z (Figura 10), $Z + jet$ (Figura 11) y $b\bar{b}$ (Figura 12). Se observa que el único canal que presenta ruido después del filtro corresponde al proceso $W + jet$, que introduce un evento en el canal de multijets (Figura 8). Sin embargo los cortes propuestos proveen una buena eficiencia conjunta $\sim 46\%$ y una excelente tolerancia al ruido ($< 1\%$) de otros procesos.

Reduciendo el corte para el canal de multijets a 6 jets con $p_T > 15 \text{ GeV}$ con 1 b-tagging el background no crece y la muestra sube a

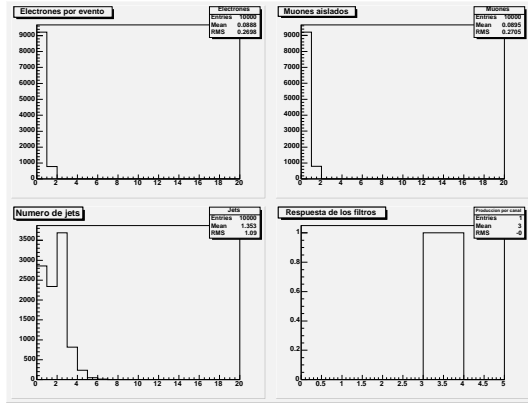


FIGURA 8. Respuesta al ruido del filtro para eventos de $W + jet$. No. de eventos vs respuesta del filtro.

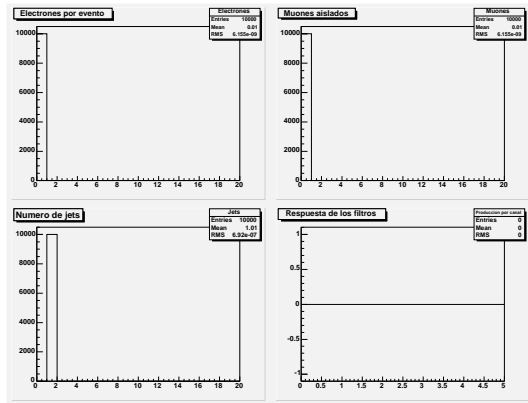


FIGURA 9. Respuesta al ruido del filtro para eventos de W . No. de eventos vs respuesta del filtro

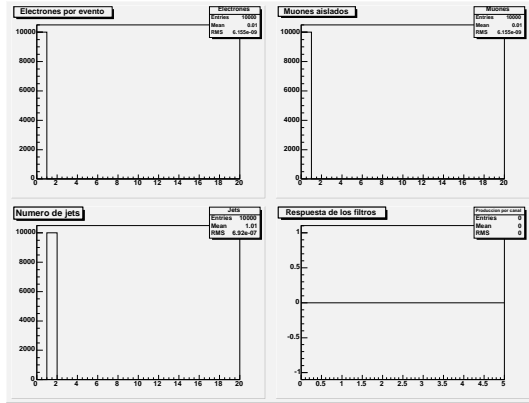


FIGURA 10. Respuesta al ruido del filtro para eventos de $Z.No.$ de eventos vs respuesta del filtro

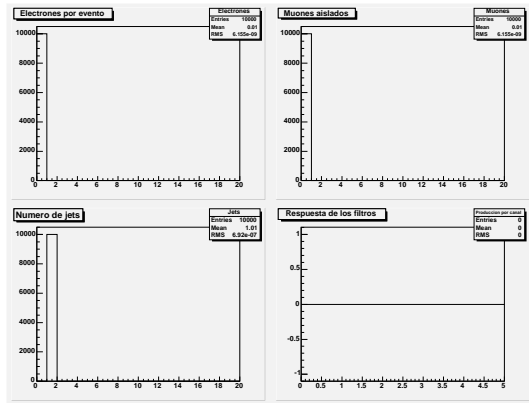


FIGURA 11. Respuesta al ruido del filtro para eventos de $Z+jet$. No. de eventos vs respuesta del filtro

3504 eventos de multijet, incrementando el número de eventos total $t\bar{t}$ a 5382.

5. Reconstrucción de la masa de top

El proceso $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b} \rightarrow (l\nu)(jj)b\bar{b}$ provee un nivel de detección en la simulación cercana al $\sim 41\%$, sin embargo para la reconstrucción de la masa se toma una muestra pura de eventos semileptonicos.

Para esta muestra es posible reconstruir completamente el estado final. El cuadri-momentum para el neutrino se reconstruye haciendo $m_\nu = 0$, y haciendo $E_T(\nu) = E_t^{perdida}$, calculando $p_z(\nu)$ y aplicando la restricción que $m_{l\nu} = m_W$.

La discusión presentada aquí se centrara en el método donde un lepton aislado y un $E_T^{perdido}$ grande se usan para distinguir el evento. El valor de m_t , se extrae como la masa invariante del sistema de tres jets que surgen del decaimiento hadrónico del quark top $m_t = m_{jjb}$.

Los eventos se seleccionaron requirieron un lepton aislado con $p_T > 20 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 2,5$ y con $E_T^{perdida} > 20 \text{ GeV}$. Los jets se reconstruyen usando un algoritmo de cono con $\Delta R = 0,7$.

Para los procesos que son aceptados, el decaimiento $W \rightarrow jj$ fue reconstruido sobre los jets que no son marcados como b-jets.

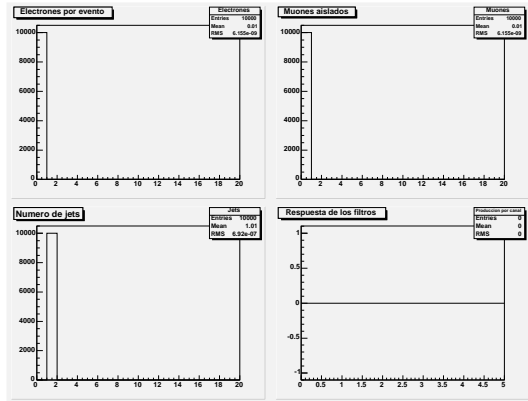


FIGURA 12. Respuesta al ruido del filtro para eventos de $b\bar{b}$. No. de eventos vs respuesta del filtro

El par de jets con masa invariante m_{jj} mas cercana a m_W se selecciona como el candidato W. La distribución de masa invariante de las combinaciones de di-jet seleccionadas se muestra en la figura 13a. En la gráfica 13b se calibran los jets usando el cociente $p_T(parton)/p_T(jet)$ obtenido de eventos de di-jet $H \rightarrow b\bar{b}$ con $m_H = 100 GeV$ [6]. Asi esta calibración no incluye todo los posibles efectos y correcciones.

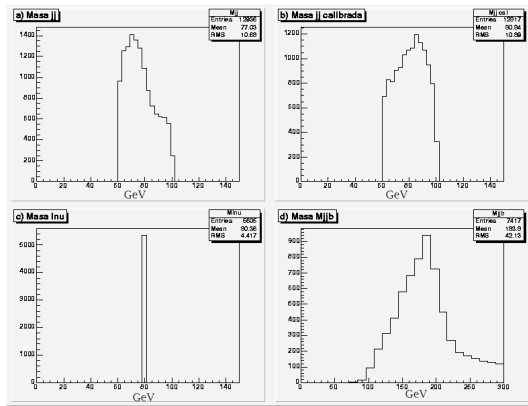


FIGURA 13. a) Reconstrucción de la masa del W antes de la calibración por M_{jj} . b) Reconstrucción de la masa del W después de la calibración por M_{jj} . c) Reconstrucción de la masa del W por $M_{l\nu}$. d) Reconstrucción de la masa del top por M_{jjb} .

Después se retienen los eventos con $|m_{jj} - m_W| < 20 GeV$ y el candidato W se combina luego con uno de los b-jets para intentar reconstruir $t \rightarrow Wb$. Para eventos con mas de un quark b se escogió el b-jet mas cercano al cono de jj . Los resultados para esta reconstrucción se encuentran en la figura 13d.

6. Conclusiones

Si bien la producción de quarks top es abundante se requiere de un trigger muy exigente para mantener la pureza de la muestra, lo que reduce la muestra efectiva a menos de la mitad según se obtuvo en la sección 3.1. El canal di-leptónico aún cuando es el mas limpio, su poca estadística hacen que sea difícil hacer un estudio

sobre este canal (sección 3.2). El canal de mayor producción, el multijets, presenta una gran estadística (sección 3.3) pero para la reconstrucción de la masa, representa un obstáculo debido a que la identificación de los jets por medio del algoritmo del cono([14]) es complicada, aún cuando existen nuevos métodos para trabajar la sobreposición de jets no se ha incluido ninguno y por ende no hemos realizado análisis sobre este canal. El b-tagging es crítico en la selección de cualquier evento de top dentro del modelo estándar, esta selección solo se puede hacer por un detector de vértice, de los cuales ATLAS se encuentra bien equipado.

La producción de quarks b dentro de los eventos de top, permite encontrar el valor del elemento matricial V_{tb} . Si existe una cuarta generación de quarks este valor no sería necesariamente ~ 1 , debido a que la condición de unitariedad de la matriz CKM $|V_{td}^2| + |V_{st}|^2 + |V_{tb}|^2 = 1$ no sería necesariamente válida.

La reconstrucción de la masa del top, se hace solo por el canal semileptónico, sobre una muestra pura. Para esto primero se reconstruye la masa del bosón W obteniendo un error menor al 1%, sin embargo seleccionar un b-jet para reconstruir la masa del quark top es un proceso dispendioso y crítico. El método utilizado consistió en seleccionar el b-jet mas cercano al bosón W reconstruido, los resultados son satisfactorios, de 50000 eventos generados 40000 se encuentran en una ventana de $\pm 40 GeV$ alrededor de la masa generada $m_t = 175 GeV$. Existen otras opciones como: seleccionar el b-jet mas alejado del lepton aislado, o seleccionar el b-jet con mayor p_T para la reconstrucción del top, ninguno de estos métodos fue utilizados en el análisis.

Si se desea introducir nueva física en los generados de Monte Carlo en la escala hadrónica, es necesario proponer un nuevo modelo de fragmentación, aparte de los que se encuentran actualmente en uso: por cuerdas y clusters. Nueva física al nivel partónico significa introducir cambios vía las funciones de distribución partónicas en los showers de estado inicial y final así como en la sección eficaz a nivel partónico.

Referencias

- [1] *Atlfast++ the atlas fast simulation program*, <http://root.cern.ch/root/atlfast.html>.
- [2] *Root data analysis framework*, <http://root.cern.ch/>.
- [3] T. AFFOLDER ET AL., Phys. Rev. Lett., 86 (2001), pp. 3233–3238, hep-ex/0012029.
- [4] V. BARGER AND R. PHILLIPS, *Collider Physics (Frontiers in Physics, 71)*, Westview Press, 1996.
- [5] W. BEENAKKER, W. L. VAN NEERVEN, R. MENG, G. A. SCHULER, AND J. SMITH, Nucl. Phys., B351 (1991), pp. 507–560.
- [6] M. BENEKE ET AL., (2000), hep-ph/0003033.
- [7] S. DAWSON, (2003), hep-ph/0303191.
- [8] S. EIDELMAN ET AL., Phys. Lett., B592 (2004), p. 1.
- [9] R. K. ELLIS, *Qcd at tasi '94*. Presented at TASI '94, Boulder, Colo, May 29 - Jun 24, 1994.
- [10] R. D. FIELD, *Applications of perturbative qcd*. Redwood City, USA: Addison-Wesley (1989) 366 p. (Frontiers in physics, 77).
- [11] A. D. MARTIN, R. G. ROBERTS, W. J. STIRLING, AND R. S. THORNE, Eur. Phys. J., C14 (2000), pp. 133–145, hep-ph/9907231.
- [12] S. MRENNA, *Basics of event generators*. CTEQ Summer School on QCD, Madison, Wisconsin, 22 - 30 June 2004.
- [13] P. NÄSON, S. DAWSON, AND R. K. ELLIS, Nucl. Phys., B303 (1988), p. 607.
- [14] T. SJOSTRAND, L. LONNBLAD, S. MRENNA, AND P. SKANDS, (2003), hep-ph/0308153.