



**CENTRO DE INVESTIGACIÓN Y DE ESTUDIOS AVANZADOS
DEL INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL**

**Unidad Mérida
DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA**

**“ Interacciones anómalas tqg y producción del quark top
en colisiones pp ”**

TESIS

Que presenta

Gerardo Abad García

Para obtener el grado de

Maestro en Ciencias

En la Especialidad de

Física Aplicada

Director de Tesis:

Dr. Antonio Osvaldo Bouzas Arteché

Agradecimientos

Agradezco a mis padres por el apoyo incondicional que me han brindado toda mi carrera profesional hasta el día de hoy y a mis hermanos por sus grandes ánimos de querer seguir estudiando y querer superarnos.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) y al Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN (CINVESTAV) por todo el apoyo brindado durante toda la maestría, que me ha permitido formarme con una educación de alto nivel y de calidad.

A todos mis profesores del CINVESTAV y en particular a mi asesor el Dr. Antonio Bouzas por sus grandes enseñanzas, formación y apoyo durante la creación de esta tesis.

Índice

1. Introducción	7
2. El Modelo Estándar.	9
2.1. Electrodinámica Cuántica	9
2.2. Teoría Electrodébil	10
2.3. Cromodinámica Cuántica	12
3. Interacciones del quark top.	14
3.1. Interacciones del quark top en el MS	14
3.2. Interacciones anómalas tqg en SMEFT de dimensión 6	14
3.2.1. Normalización	15
3.2.2. Lagrangiana: Base Q	16
3.2.3. Lagrangiana: Base \mathcal{O}	16
4. Modelo computacional.	17
4.1. FeynRules	17
4.2. MadGraph5	17
4.3. Validación del modelo	18
5. Producción del quark top en el MS en colisiones pp.	25
5.1. Los modos de producción y su representación esquemática	25
5.1.1. Producción de single top en canal t	25
5.1.2. Producción de single top en canal s	25
5.1.3. Producción asociada de tW	25
5.1.4. Producción de pares top	26
5.2. Secciones eficaces	26
5.3. Resultados experimentales	27
6. Producción t en interacciones tqg.	28
6.1. Producción t	28
6.2. Background para la producción t	28
6.2.1. Irreducible	28
6.2.2. Reducible	29
7. Producción tj en interacciones tqg	30
7.1. Producción tj	30
7.2. Background para producción tj	30
7.2.1. Irreducible	30
7.2.2. Irreducible con dos jets ligeros	31
7.2.3. Reducible: $j\mu^+\nu_\mu\bar{j}$	31
7.2.4. Reducible: $b\mu^+\nu_\mu\bar{b}$	32
8. Producción tjj en interacciones tqg	32
8.1. Producción tjj	32
8.2. Producción $t\bar{t}$ y decaimiento anómalo	33
8.3. Background	33

8.3.1.	Background anómalo irreducible	33
8.3.2.	Background Irreducible MS	34
8.3.3.	Background Reducible I	35
8.3.4.	Background Reducible II	35
9.	Producción $tjjj$ en interacciones tqg	36
9.1.	Producción $tjjj$	36
10.	Selección de eventos y secciones eficaces de los procesos señal	36
10.1.	Cortes en el espacio de fases en simulaciones a nivel de partones	37
10.2.	Secciones eficaces a nivel de partones	38
10.3.	Cortes en el espacio de fases a nivel análisis	38
10.4.	Secciones eficaces a nivel análisis	39
11.	Secciones eficaces para los procesos del background	40
11.1.	Secciones eficaces del background a nivel de partones	40
11.2.	Secciones eficaces del background a nivel de análisis	41
12.	Resumen de los resultados de las secciones eficaces	42
12.1.	Procesos anómalos	42
12.2.	MS backgrounds	43
12.3.	Incertezas estadísticas	44
12.4.	Parametrizaciones de las secciones eficaces	45
13.	Límites a los acoplamientos anómalos	46
13.1.	Límites en $ \hat{C}_{TuGr}^{13} $	46
13.2.	Límites en $ \hat{C}_{TuGr}^{23} $	46
13.3.	Límites experimentales en acoplamientos anómalos	47
13.3.1.	Límites de ATLAS	47
13.3.2.	La razón de decaimiento $\mathcal{B}(t \rightarrow qg)$	47
13.3.3.	Límites de CMS	48
13.3.4.	Proyecciones CMS para la HL-LHC	48
13.4.	Literatura previa sobre acoplamientos anómalos en la FCC-hh	48
14.	Conclusiones	50
A.	Apéndice	51
A.1.	Límites solo con incertidumbre estadística	51
B.	Límites en las razones de decaimiento	51
C.	El método de significancia estadística	52

Resumen

En este trabajo estudiamos los acoplamientos de la interacción cromodinámica con cambio de sabor $gt\bar{q}_u$, $q_u = u, c$, en el contexto del modelo de los operadores de dimensión seis invariante de gauge bajo $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ es decir, en la Teoría Efectiva de Campos del Modelo Standard. Obtenemos límites para los acoplamientos mediante simulaciones Monte Carlo para los procesos $pp \rightarrow t \rightarrow b\ell^+\nu_\ell, b\ell^+\nu_\ell j, b\ell^+\nu_\ell jj$, a las energías del HL-LHC (High Luminosity Large Hadron Collider), HE-LHC (High-Energy Large Hadron Collider) y FCC-hh (Future Circular Collider), para procesos señal y de fondo. Dichos resultados los comparamos con los ya obtenidos en los experimentos ATLAS y CMS.

Asbtrac

In this work we study the flavor-changing top-gluon couplings $gt\bar{q}_u$, $q_u = u, c$, in the context of the low gauge invariant six-dimensional operators model $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ that is, in the Effective Field Theory of the Standard Model. We obtain limits for the couplings through Monte Carlo simulations for the processes $pp \rightarrow t \rightarrow b\ell^+\nu_\ell$, $b\ell^+\nu_\ell j$, $b\ell^+\nu_\ell jj$, to the energies of the HL-LHC (High Luminosity Large Hadron Collider), HE-LHC (High-Energy Large Hadron Collider) and FCC-hh (Future Circular Collider), for signal and background processes. These results are compared with those already obtained by the experiments ATLAS and CMS.

1. Introducción

El quark top es el quark de tipo up de la tercera generación de fermiones en el Modelo Standard de la física de partículas elementales (MS en lo que sigue). El quark top es la partícula elemental más pesada conocida, con $m_t = 172 \text{ GeV}$ [1]. Su ancho de decaimiento, $\Gamma_t = 1.42_{-0.15}^{+0.19} \text{ GeV}$ [1], corresponde a una vida media $\tau_t = \hbar/\Gamma_t = 4.7 \times 10^{-25} \text{ s}$. Puesto que la escala de hadronización típica de QCD, $\Lambda_{\text{QCD}} = 170 \text{ MeV}$, corresponde a un tiempo característico de hadronización $\tau_{\text{QCD}} = 3.9 \times 10^{-24} \text{ s}$, que es un orden de magnitud mayor que τ_t , el quark top decae débilmente a través del proceso $t \rightarrow Wb$ antes de que pueda hadronizarse. Por tanto, no existen hadrones compuestos por quark top. En virtud de estas propiedades, el top constituye uno de los mejores candidatos para buscar física más allá del MS.

Las interacciones diagonales de sabor del quark top con bosones neutros están dadas por vértices de la forma $Bt\bar{t}$, con $B = \gamma, Z, H, g$, y están presentes en el MS. Aquellas con cambio de sabor son de la forma $Bt\bar{q}_u$ con $q_u = u, c$. Estas interacciones de corriente neutra con cambio de sabor son de gran interés para la física de partículas debido a que están muy suprimidas en el MS y son, por tanto, características de la física más allá del MS. La interacción cromodinámica con cambio sabor $gt\bar{q}_u$, en particular, no existe en QCD. Por este motivo se estudian experimentalmente en el Large Hadron Collider (LHC) los procesos de dispersión a los que esta interacción da lugar, para poner límites a los acoplamientos anómalos correspondientes.

La colaboración ATLAS ha estudiado [2] la interacción $gt\bar{q}_u$ a través del proceso de producción de un solo top $q_u g \rightarrow t \rightarrow b\ell^+\nu_\ell$ en colisiones pp , en el que el quark top se produce en reposo en el plano transversal. De modo similar, la colaboración CMS [3] ha estudiado el proceso $pp \rightarrow t \rightarrow b\ell^+\nu_\ell j$, con un jet ligero adicional en el estado final, en el que el quark top producido tiene gran momento transversal. También la colaboración CMS ha obtenido [4] proyecciones para la sensibilidad a los acoplamientos de gluón con cambio de sabor de ese experimento en el contexto del High Luminosity LHC (HL-LHC). En la referencia [5], se realiza una simulación de un estudio similar al de ATLAS a la energía del futuro colisionador circular (FCC-hh), para estimar la sensibilidad a los acoplamientos anómalos $gt\bar{q}_u$. Como en [2], en [5] sólo se consideran estados finales sin jets ligeros.

En este trabajo, estudiamos mediante simulaciones de Monte Carlo los procesos $pp \rightarrow t \rightarrow b\ell^+\nu_\ell, b\ell^+\nu_\ell j, b\ell^+\nu_\ell jj$, a las energías del HL-LHC, HE-LHC y FCC-hh. Determinamos la dependencia de las secciones eficaces totales con los acoplamientos anómalos y, a partir de la misma, obtenemos límites a los acoplamientos anómalos $gt\bar{q}_u$. Otro ingrediente importante en este proceso es el estudio de los procesos de fondo, que llevamos a cabo en detalle. Las cotas obtenidas se comparan con los resultados experimentales y teóricos previos citados arriba. Este trabajo describe el proceso completo de cálculo analítico y numérico que conduce desde la lagrangiana hasta los límites a los acoplamientos anómalos, así como su contexto teórico.

La organización de la tesis es la siguiente.

- En el capítulo 2 damos un resumen de los aspectos del MS relevantes para este trabajo.
- La extensión del MS a una teoría efectiva invariante de norma $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ se denomina Teoría Efectiva de Campos del Modelo Standard (SMEFT por sus iniciales en inglés). En el capítulos 3 discutimos las interacciones del quark top, tanto en el MS, como en la SMEFT restringida a operadores de dimensión menor o igual que seis.
- En el capítulo 4 describimos la implementación de los operadores efectivos en el modelo de Monte Carlo usado para las simulaciones numéricas.
- En el capítulo 5 se discuten la producción de quark top en el MS en colisiones pp en todos los posibles canales, y se comparan las secciones eficaces teóricas a nivel árbol con las observadas experimentalmente.

- El capítulo 6 describe la producción de un sólo top en colisiones pp a través de la interacción tqg , en el canal leptónico, con estados finales que no contengan jets ligeros. También se discuten en detalle los procesos de fondo.
- En el capítulo 7 se estudian los procesos de producción de top análogos a los del capítulo anterior, pero para estados finales que incluyan un jet ligero. También se tienen en cuenta en detalle los procesos de fondo.
- En el capítulo 8 se lleva a cabo un análisis similar al de los capítulos 6 y 7, con estados finales que contengan dos jets ligeros. Se estudian los procesos de producción de top, y los de fondo.
- En el capítulo 9 se extiende el análisis de los capítulos anteriores al caso de estados finales con tres jets ligeros, pero sólo para el proceso señal.
- Los resultados numéricos para las secciones eficaces de los procesos de producción de top estudiados en los capítulos 6–9 se proporcionan en el capítulo 10, donde también se da una descripción detallada de los cortes usados en la selección de eventos.
- En el capítulo 11 se dan los resultados numéricos para las secciones eficaces de los procesos de fondo descritos en los capítulos 6–8.
- En el capítulo 13 se obtienen límites a los acoplamientos anómalos a partir de los resultados numéricos de los capítulos 10 y 11. Asimismo, se da una comparación detallada de esos límites con los obtenidos en la literatura previa.
- Finalmente, en el capítulo 14 damos un breve discusión de los resultados y nuestras conclusiones.

2. El Modelo Estándar.

El modelo estándar (MS) de la física de partículas es la teoría que describe las relaciones entre las interacciones fundamentales conocidas y las partículas elementales que componen la materia, exceptuando la gravedad[6].

Las partículas elementales se dividen en dos tipos dado el espín que poseen: fermiones con espín semi-entero y bosones con espín entero. Los fermiones son la composición de la materia y los bosones son los mediadores de las interacciones de esa materia. Asimismo los fermiones se dividen en dos grupos, los leptones y los quarks. Existen 6 tipos de leptones; el electrón, el muón y el tauón, y sus respectivos neutrinos diferentes asociados, los primeros tres con carga eléctrica -1 y los neutrinos sin carga eléctrica.

Por su parte, los quarks se clasifican en up, charm y top con carga eléctrica 2/3 y los quarks down, strange y bottom con carga eléctrica -1/3, todos estos no se observan como partículas libres, si no siempre en estados ligados llamados hadrones. Los hadrones pueden ser mesones, compuestos por un quark y un antiquark, o (anti) bariones, compuestos por tres (anti) quarks.

En el MS la teoría que describe las interacciones fuertes entre los quarks es la cromodinámica cuántica (QCD). Esta es una teoría de norma con grupo $SU(3)_C$ de color. Este grupo de simetría implica que existen ocho bosones vectoriales mediadores de masa nula, los gluones. Los quarks, a su vez, existen en tres colores. Debido al carácter no abeliano del grupo de color, los gluones interactúan entre sí, a diferencia de los fotones.

El MS es entonces una teoría invariante de norma con grupo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ donde el factor $SU(2)_L \times U(1)_Y$ corresponde a la interacción electrodébil mediada por los bosones vectoriales masivos W^\pm , Z^0 y el fotón γ .

2.1. Electrodinámica Cuántica

La teoría cuántica con simetría $U(1)_{E.M.}$ corresponde a lo que conocemos como la electrodinámica cuántica, la cual describe las interacciones entre partículas cargadas y el fotón. Como los fotones corresponden a un grupo de simetría abeliano, no interactúan entre sí y como ya se mencionó antes, estos no tienen masa ni carga eléctrica.

Para dar la descripción de esta teoría, partimos de la lagrangiana de Dirac, que describe fermiones libres con espín 1/2 y además es invariante de Lorentz:

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi. \quad (1)$$

Aquí γ^μ son las matrices de Dirac, Ψ es un espinor de Dirac y su respectivo adjunto $\bar{\Psi}$, definido como $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger\gamma^0$. La lagrangiana anterior es invariante bajo transformaciones del grupo $SU(1)$ globales, es decir:

$$T : \Psi \rightarrow \exp(ie\alpha)\Psi, \quad \mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}. \quad (2)$$

En nuestro caso pediremos además que la lagrangiana sea invariante por un grupo de transformaciones locales $U(1)$, es decir,

$$T : \Psi \rightarrow \exp(ie\alpha(x))\Psi, \quad \mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}. \quad (3)$$

Para que esta condición se cumpla debemos postular un nuevo campo vectorial $A_\mu(x)$, cuya transformación es de la forma:

$$T : A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x). \quad (4)$$

Al introducir este campo la lagrangiana sufre modificaciones ya que se agrega un término que representa la interacción entre fotones y fermiones cargados. La lagrangiana ya modificada se puede escribir simplemente reemplazando la derivada parcial por la derivada covariante, definida de la siguiente forma:

$$D_\mu \Psi \equiv (\partial_\mu - ieA_\mu(x)) \Psi. \quad (5)$$

Por lo que la lagrangiana de QED es:

$$\mathcal{L}_{e.m.} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi. \quad (6)$$

Sin embargo, no hemos considerado los estados de fotones libres en la lagrangiana anterior, es decir, un término cinético independiente de los fermiones, este término cinético lo usaremos de la electrodinámica clásica que es su análogo de este término. Sea $F_{\mu\nu}$ el tensor de campo electromagnético, tal que:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (7)$$

Así el término cinético a incluir es:

$$\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (8)$$

Siempre y cuando nos restringiéramos a que los estados físicos están representados por A_μ , que nos garantiza que solo se obtengan dos estados de polarización para el fotón:

$$\partial_\mu A^\mu = 0 \quad (9)$$

Por lo tanto la lagrangiana completa para QED bajo nuestras condiciones es:

$$\mathcal{L}_{QED} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi. \quad (10)$$

Esta lagrangiana genera predicciones muy exactas en diversas áreas de la física y se considera un gran logro de la teoría cuántica de campos.

2.2. Teoría Electrodébil

Para poder explicar ciertos procesos de decaimiento es necesario incluir en el MS un nuevo tipo de interacción, la interacción débil.

La interacción electromagnética está muy relacionada con esta, y resulta que se puede unificar en lo que llamamos la teoría electrodébil. La lagrangiana invariante que surge en este planteamiento es invariante ante un grupo local $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Dado que debe ser invariante ante las transformaciones locales, entonces se obtendrán tres campos vectoriales (uno por cada generador del grupo $SU(2)_L$), a los que llamaremos W_μ^k , $k=1,2,3$. Y como la teoría debe contener también a la electrodinámica, entonces incluimos la simetría local, que transforma:

$$\mathbf{V} : \begin{pmatrix} \Psi_L \\ \Psi_R \end{pmatrix} \rightarrow e^{i\mathbf{X}\mathbf{Y}} \begin{pmatrix} \Psi_L \\ \Psi_R \end{pmatrix} \quad (11)$$

Donde \mathbf{Y} se denomina matriz de hipercarga y se define como:

$$\mathbf{Y} = \begin{pmatrix} y_L & 0 & 0 \\ 0 & y_L & 0 \\ 0 & 0 & y_L \end{pmatrix} \quad (12)$$

La elección de y_L o y_R es arbitraria y se utiliza para ajustar la teoría a la carga eléctrica medida de las diversas partículas, ya que la matriz asociada a la carga eléctrica se obtiene como $Q = Y + T_3$. En el caso de los quarks y_R es una matriz diagonal de 2×2 con los valores de hipercarga asociados. Por otra parte esta simetría induce otro campo vectorial al que se llamara B_μ . Agregando estos campos junto con sus constantes de acoplamiento correspondientes se obtiene la siguiente derivada covariante asociada:

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ig \frac{\sigma_k}{2} W_\mu^k - ig' \mathbf{Y} B_\mu \quad (13)$$

Si definimos las matrices (con la dimensión correcta para cada familia):

$$\mathbf{T}_a = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \sigma_a & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (14)$$

con σ_a las matrices de Pauli y tomaremos el vector en el espacio de sabor,

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_L \\ \Psi_R \end{pmatrix} \quad (15)$$

Entonces la derivada covariante toma la forma:

$$\mathbf{D}_\mu \Psi \equiv (\partial_\mu - ig \mathbf{T}_a W_\mu^a - ig' \mathbf{Y} B_\mu) \Psi \quad (16)$$

De este modo la lagrangian electrodébil toma la forma simple:

$$\mathcal{L}_{E.W}^{fermion} = \bar{\Psi} i \gamma^\mu \mathbf{D}_\mu \Psi \quad (17)$$

Es importante destacar que hasta este punto no se han discutido los términos cinéticos asociados a bosones vectoriales. Tales términos se pueden escribir en términos de los tensores de campo:

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad W_{\mu\nu}^k = \partial_\mu W_\nu^k - \partial_\nu W_\mu^k - g \epsilon_{ijk} W_\mu^i W_\nu^j \quad (18)$$

Y resultan ser:

$$\mathcal{L}_{kin} = -\frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_i^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^i \quad (19)$$

El primero de ellos surge tomando como base la electrodinámica clásica, sin embargo, el tensor de campo débil involucra campos no abelianos por lo que contiene un término no lineal adicional, análogo al caso de QCD.

Así la lagrangiana electrodébil sin términos de masa es:

$$\mathcal{L}_{E.W} = -\frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_i^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^i + \bar{\Psi} i \gamma^\mu \mathbf{D}_\mu \Psi \quad (20)$$

Por otro lado incluir términos de masa para los bosones que respeten las simetrías gauge, requiere de la ruptura espontánea de la simetría. El método consiste en agregar a la lagrangiana electrodébil un campo escalar, lo que hará que la derivada covariante considerada antes se modifique y con ello se obtienen términos que son asociados a las masas de los bosones W y Z, además de la propia del llamado bosón de Higgs. Así mismo que gracias al campo de Higgs involucrado es posible agregar términos a la lagrangiana correspondientes a los fermiones, la lagrangiana que los involucra es la lagrangiana de Yukawa.

En resumen involucrando todos los términos mencionados anteriormente y escribiéndola en términos que acoplan los fermiones a los bosones W y Z, la lagrangiana que usaremos tiene la forma:

$$\mathcal{L} = e \{ A_\mu \mathcal{J}_{E.M}^\mu + \frac{1}{\sqrt{2} \sin(\theta)_W} (W_\mu^+ \mathcal{J}_{CC}^\mu + W_\mu^- \mathcal{J}_{CC}^{\mu \dagger}) + \frac{1}{\sin(\theta)_W \cos(\theta)_W} Z_\mu \mathcal{J}_{N.C}^\mu \} \quad (21)$$

Aquí g , g' y y_R se han fijado de modo que nuestra teoría contenga a QED,

$$e = g \sin(\theta)_W = g' \cos(\theta)_W \quad (22)$$

y además, $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$.

Los fermiones aparecen en la lagrangiana a través de las corrientes:

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{EM}^\mu &= \bar{\Psi} \gamma^\mu (\mathbf{T}_3 + \mathbf{Y}) \Psi, \\ \mathcal{J}_{CC}^\mu &= \bar{\Psi} \gamma^\mu (\mathbf{T}_1 + i\mathbf{T}_2) \Psi, \\ \mathcal{J}_{CN}^\mu &= \bar{\Psi} \gamma^\mu (\mathbf{T}_3 - \sin^2(\theta)_W (\mathbf{T}_3 + \mathbf{Y})) \Psi \end{aligned} \quad (23)$$

Denominadas Corrientes Electromagnética (EM), Corriente Cargada (CC) y corriente Neutra (CN) respectivamente. Ya que el presente trabajo se centra en el quark top y los protones contienen quarks ligeros (además de b en nuestro modelo) en su estructura interna, es conveniente escribir las corrientes para el sector de quarks completo:

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{EM}^\mu &= \frac{2}{3} (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} - \frac{1}{3} (\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \\ \mathcal{J}_{CC}^\mu &= (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_L \gamma^\mu \mathbf{V} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \\ \mathcal{J}_{CN}^\mu &= \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_L \gamma^\mu \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_R \gamma^\mu \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_R \\ &\quad \left(\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2} \right) (\bar{d}, \bar{s}, \bar{b})_L \gamma^\mu \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W (\bar{d}, \bar{s}, \bar{b})_R \gamma^\mu \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_R \end{aligned} \quad (24)$$

2.3. Cromodinámica Cuántica

Sabemos que los quarks sienten la interacción electromagnética, débil y fuerte a través de observaciones experimentales, además de que poseen carga eléctrica fraccionaria y un número cuántico adicional llamado color. En las interacciones fuertes los mediadores son los gluones, que se acoplan a la carga de color de forma análoga a como el fotón lo hace con la carga eléctrica, sin embargo, al tener un comportamiento de tipo no abeliano, cuyo grupo asociado es el $SU(3)_C$ los gluones pueden interactuar entre sí. QCD es el modelo que cumple con estas características. Para describir esta teoría partimos de la lagrangiana asociada a términos cinéticos para los quark libres:

$$\mathcal{L}_q^{(0)}(x) = \sum_{j=1}^f \bar{q}^j(x) (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_j) q^j(x) \quad (25)$$

donde cada campo de quark tiene tres componentes de color:

$$q^j(x) = \begin{pmatrix} q_1^j \\ q_2^j \\ q_3^j \end{pmatrix} \quad (26)$$

y;

$$q^1 \equiv u, \quad q^2 \equiv d, \quad q^3 \equiv c, \quad q^4 \equiv s, \dots \quad (27)$$

Además requerimos que la densidad lagrangiana sea invariante ante transformaciones locales del grupo $SU(3)_C$:

$$U : \quad q^j \rightarrow U(x)q^j, \quad \mathcal{L}_q^{(0)}(x) \rightarrow \mathcal{L}_q^{(0)}(x) \quad (28)$$

Pero con las condiciones que tenemos esto no ocurre, ya que:

$$\mathcal{L}_q^{(0)}(x) = \sum_{j=1}^f \bar{q}^j(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_j)q^j(x) \rightarrow \sum_{j=1}^f \bar{q}^j(x) (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_j + i\gamma^\mu U^\dagger(x)\partial_\mu U(x)) q^j(x) \quad (29)$$

Para resolver este problema y hacer que sea invariante agregamos un campo vectorial por cada generador de gauge (en $SU(3)$), por lo que necesitamos ocho campos vectoriales del gluón G_λ^a , con $a=1,2,\dots,8$. Los cuales se combinan con las matrices λ de Gell-Mann para poderse formar matrices hermíticas con traza nula 3×3 :

$$G_\lambda = G_\lambda^a(x) \frac{\lambda_a}{2} \quad (30)$$

Análogamente a la electrodinámica cuántica definimos la derivada covariante como:

$$\partial_\lambda \rightarrow D_\lambda \equiv \partial_\lambda - ig_s G_\lambda(x) \quad (31)$$

Por lo que la lagrangiana se escribe como:

$$\mathcal{L}_q(x) = \sum_{j=1}^f \bar{q}^j(x)(i\gamma^\lambda D_\lambda - m_j)q^j(x) \quad (32)$$

Esta lagrangiana es invariante bajo el grupo $SU(3)$ si los campos del gluón se transforman de la forma:

$$G_\lambda \rightarrow G'_\lambda(x) = U(x)G_\lambda(x)U^\dagger(x) + \frac{i}{g_s}U(x)\partial_\lambda U^\dagger(x) \quad (33)$$

Sin embargo esta lagrangiana solo contempla la interacción de quarks y gluones de forma externa. Para que sea transformada en una variable dinámica es necesario incluir un termino cinético asociado. Definimos el tensor de campo del gluón como:

$$G_{\lambda\rho}(x) = \partial_\lambda G_\rho(x) - \partial_\rho G_\lambda(x) + ig_s[G_\lambda(x), G_\rho(x)] \quad (34)$$

Que se transforma de la forma:

$$U : \quad G_{\lambda\rho} \rightarrow UG_{\lambda\rho}U^\dagger \quad (35)$$

Por lo tanto la lagrangiana completa para QCD en entonces:

$$\mathcal{L}_{QCD}(x) = -\frac{1}{2}Tr(G^{\lambda\rho}(x)G_{\lambda\rho}(x)) + \sum_{j=1}^f \bar{q}^j(x)(i\gamma^\lambda D_\lambda - m_j)q^j(x) \quad (36)$$

Esta lagrangiana tiene simetría local $SU(3)_C$ y es además invariante de Lorentz.

3. Interacciones del quark top.

3.1. Interacciones del quark top en el MS

La lagrangiana en el MS de las interacciones de los quarks de la tercera generación, ignorando la mezcla con la primera y la segunda generación está dada por

$$\begin{aligned}
L &= L_{em} + L_{cc} + L_{nc} + L_{QCD} + L_{Yuk}, \\
L_{em} &= e j_{em}^\mu A_\mu, \\
L_{cc} &= \frac{e}{\sqrt{2}s_W} (j_{cc}^\mu W_\mu + j_{cc}^{\mu\dagger} W_\mu^\dagger), \\
L_{nc} &= \frac{e}{c_w s_W} (j_{nc}^\mu - s_W^2 j_{em}^\mu) Z_\mu, \\
L_{QCD} &= g_s j_{QCD}^{\mu,A} G_{\mu,A}, \\
L_{Yuk} &= j_{Yuk} H,
\end{aligned} \tag{37}$$

Con las corrientes correspondientes,

$$\begin{aligned}
j_{em}^\mu &= \mathfrak{s} \frac{2}{3} \bar{t} \gamma^\mu t - \mathfrak{s} \frac{1}{3} \bar{b} \gamma^\mu b, \\
j_{cc}^\mu &= \mathfrak{s} V_{tb} \bar{t} \gamma^\mu P_L b, \quad j_{cc}^{\mu\dagger} = \mathfrak{s} V_{tb}^* \bar{b} \gamma^\mu P_L t, \\
j_{nc}^\mu &= \mathfrak{s} \frac{1}{2} \bar{t} \gamma^\mu P_L t - \mathfrak{s} \frac{1}{2} \bar{b} \gamma^\mu P_L b, \\
j_{QCD}^{\mu,A} &= \mathfrak{s} (\bar{t}_a \gamma^\mu t_b + \bar{b}_a \gamma^\mu b_b) T_{ab}^A, \quad T^A = \frac{1}{2} \lambda^A, \\
j_{Yuk} &= -\frac{y_b}{\sqrt{2}} \bar{b} b - \frac{y_t}{\sqrt{2}} \bar{t} t.
\end{aligned} \tag{38}$$

donde $\mathfrak{s} \equiv \text{FR\$D}\text{Sign} = +1$. La lagrangiana mostrada aquí esta codificada en FeynRules 2.0.33 ([7], [8]) y es consistente con la convención de la derivada covariante de los quarks:

$$(D_\mu q L)_n^j = \left(\partial_\mu \delta^{jk} \delta_{nm} - \mathfrak{s} \frac{i}{2} g(\tau^I)^{jk} W_\mu^I \delta_{nm} - \mathfrak{s} i g' Y_{qL} B_\mu \delta^{jk} \delta_{nm} - \mathfrak{s} \frac{i}{2} g_s (\delta^A)_{nm} G_\mu^A \delta^{jk} \right) q_{Lm}^k, \tag{39}$$

$$(D_\mu q R)_n^j = \left(\partial_\mu \delta^{jk} \delta_{nm} - \mathfrak{s} i g' Y_{qR} B_\mu \delta^{jk} \delta_{nm} - \mathfrak{s} \frac{i}{2} g_s (\lambda^A)_{nm} G_\mu^A \delta^{jk} \right) q_{Rm}^k, \tag{40}$$

Aquí la representación fundamental SU(2) tiene índices de isospín débil $j = 1, 2$, la representación fundamental SU(3) tiene índices de color $n, m = 1, 2, 3$, la representación adjunta con un índice de isospín débil $I = 1, 2, 3$ y un índice de color SU(3) de representación adjunta $A = 1, \dots, 8$.

La convención de signos opuestos se usa en [9], con el resultado de que las corrientes vectoriales en la interacción Lagrangiana obtienen un signo menos general con respecto a (37). La lagrangiana de interacción para fermiones en [9] está dada en (22.123) para las interacciones fuertes, y en (22.77) para las interacciones electrodébiles con las corrientes (22.78) o, más explícitamente, (22.112) para CC, (22.114) para NC y (22.124) para e.m. Las interacciones de Yukawa, a su vez, se dan en (22.109). La convención de signos con $\mathfrak{s} = -1$ también se usa en [10].

3.2. Interacciones anómalas tqg en SMEFT de dimensión 6

En la base [10], hay dos operadores invariantes de norma de dimensión 6 que involucran interacciones de gluones para quarks pipo up, y en particular quark top. Estos son esencialmente momentos dipolares cromo-

magnéticos y cromoelectrónicos (de transición). La expresión general es:

$$Q_{uG}^{pr} = (\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} T^A u_r) \tilde{\varphi} G_{\mu\nu}^A \quad (41)$$

con $\tilde{\varphi} \equiv i\sigma_2 \varphi^*$ que en gauge unitario se representa como

$$\varphi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \tilde{\varphi} = \begin{pmatrix} \frac{v+h}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (42)$$

Expresando los campos de fermiones como campos físicos en (41) obtenemos,

$$Q_{uG}^{pr} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \bar{u}_{pL} \sigma^{\mu\nu} T^A u_{rR} G_{\mu\nu}^A. \quad (43)$$

De lo anterior obtenemos dos operadores, uno que involucra el campo del top izquierdo y el otro al top derecho, junto con sus adjuntos,

$$Q_{uG}^{k3} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \bar{u}_k \sigma^{\mu\nu} T^A P_R t G_{\mu\nu}^A, \quad Q_{uG}^{3k} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} T^A P_R u_k G_{\mu\nu}^A, \quad (44)$$

$$Q_{uG}^{k3 \dagger} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} T^A P_L u_k G_{\mu\nu}^A, \quad Q_{uG}^{3k \dagger} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \bar{u}_k \sigma^{\mu\nu} T^A P_L t G_{\mu\nu}^A. \quad (45)$$

Es importante tomar en cuenta dos combinaciones lineales de los operadores (44), (45), uno que implica un acoplamiento tensorial, el operador dipolo cromomagnético de transición, y el otro que implica un acoplamiento tensor-axial, el operador de dipolo cromoelectrónico de transición. Están representados por

$$\begin{aligned} Q_{TuG}^{k3} &\equiv Q_{uG}^{k3} + Q_{uG}^{3k \dagger} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \bar{u}_k \sigma^{\mu\nu} T^A t G_{\mu\nu}^A, \\ Q_{TuG}^{k3 \dagger} &\equiv Q_{uG}^{k3 \dagger} + Q_{uG}^{3k} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} T^A u_k G_{\mu\nu}^A, \\ Q_{AuG}^{k3} &\equiv i \left(Q_{uG}^{k3} - Q_{uG}^{3k \dagger} \right) = i \frac{v+h}{\sqrt{2}} \bar{u}_k \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 T^A t G_{\mu\nu}^A, \\ Q_{AuG}^{k3 \dagger} &\equiv i \left(Q_{uG}^{3k} - Q_{uG}^{k3 \dagger} \right) = i \frac{v+h}{\sqrt{2}} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 T^A u_k G_{\mu\nu}^A. \end{aligned} \quad (46)$$

De estas definiciones es importante notar que,

$$Q_{TuG}^{k3 \dagger} = Q_{TuG}^{3k}, \quad Q_{AuG}^{k3 \dagger} = Q_{AuG}^{3k}. \quad (47)$$

3.2.1. Normalización

Los operadores dados en (44), (45) y (46) son como se definen en [10]. De hecho, trabajaremos con operadores normalizados como en [11]. Por lo tanto definimos,

$$\mathcal{O}_{uG}^{k3} = y_t g_s Q_{uG}^{k3}, \quad \mathcal{O}_{uG}^{3k} = y_t g_s Q_{uG}^{3k}, \quad \mathcal{O}_{TuG}^{k3} = y_t g_s Q_{TuG}^{k3}, \quad \mathcal{O}_{AuG}^{k3} = y_t g_s Q_{AuG}^{k3}. \quad (48)$$

3.2.2. Lagrangiana: Base Q

Introducimos ahora el siguiente conjunto de coeficientes de Wilson, que son números complejos:

$$C_{uG}^{k3}, C_{uG}^{3k}, C_{TuG}^{k3}, C_{AuG}^{k3}, \quad k = 1, 2, \quad (49)$$

Por lo que el lagrangiano se puede escribir como,

$$L = \frac{1}{\Lambda^2} \sum_{k=1}^2 \left((C_{uGr}^{k3} + iC_{uGi}^{k3}) Q_{uG}^{k3} + (C_{uGr}^{k3} - iC_{uGi}^{k3}) (Q_{uG}^{k3})^\dagger \right. \\ \left. + (C_{uGr}^{3k} + iC_{uGi}^{3k}) Q_{uG}^{3k} + (C_{uGr}^{3k} - iC_{uGi}^{3k}) (Q_{uG}^{3k})^\dagger \right). \quad (50)$$

De forma equivalente podemos escribir,

$$L = \frac{1}{\Lambda^2} \sum_{k=1}^2 \left((C_{TuGr}^{k3} + iC_{TuGi}^{k3}) Q_{TuG}^{k3} + (C_{TuGr}^{k3} - iC_{TuGi}^{k3}) (Q_{TuG}^{k3})^\dagger \right. \\ \left. + (C_{AuGr}^{k3} + iC_{AuGi}^{k3}) Q_{AuG}^{k3} + (C_{AuGr}^{k3} - iC_{AuGi}^{k3}) (Q_{AuG}^{k3})^\dagger \right). \quad (51)$$

Comparando (50) y (51) se obtiene,

$$\begin{aligned} C_{uGr}^{k3} &= C_{TuGr}^{k3} - C_{AuGr}^{k3}, & C_{uGi}^{k3} &= C_{TuGi}^{k3} + C_{AuGi}^{k3}, \\ C_{uGr}^{3k} &= C_{TuGr}^{3k} + C_{AuGr}^{3k}, & C_{uGi}^{3k} &= -C_{TuGi}^{3k} + C_{AuGi}^{3k}, \end{aligned} \quad (52)$$

y

$$\begin{aligned} C_{TuGr}^{k3} &= \frac{1}{2} (C_{uGr}^{k3} + C_{uGr}^{3k}), & C_{TuGi}^{k3} &= \frac{1}{2} (C_{uGi}^{k3} - C_{uGi}^{3k}), \\ C_{AuGr}^{k3} &= \frac{1}{2} (C_{uGi}^{k3} + C_{uGi}^{3k}), & C_{AuGi}^{k3} &= \frac{1}{2} (-C_{uGr}^{k3} + C_{uGr}^{3k}). \end{aligned} \quad (53)$$

3.2.3. Lagrangiana: Base O

Los operadores que están implementados en FeynRules son los del tipo (48). Por lo tanto,

$$L = \frac{1}{\Lambda^2} \sum_{k=1}^2 \left((\widehat{C}_{uGr}^{k3} + i\widehat{C}_{uGi}^{k3}) \mathcal{O}_{uG}^{k3} + (\widehat{C}_{uGr}^{k3} - i\widehat{C}_{uGi}^{k3}) (\mathcal{O}_{uG}^{k3})^\dagger \right. \\ \left. + (\widehat{C}_{uGr}^{3k} + i\widehat{C}_{uGi}^{3k}) \mathcal{O}_{uG}^{3k} + (\widehat{C}_{uGr}^{3k} - i\widehat{C}_{uGi}^{3k}) (\mathcal{O}_{uG}^{3k})^\dagger \right). \quad (54)$$

y

$$L = \frac{1}{\Lambda^2} \sum_{k=1}^2 \left((\widehat{C}_{TuGr}^{k3} + i\widehat{C}_{TuGi}^{k3}) \mathcal{O}_{TuG}^{k3} + (\widehat{C}_{TuGr}^{k3} - i\widehat{C}_{TuGi}^{k3}) (\mathcal{O}_{TuG}^{k3})^\dagger \right. \\ \left. + (\widehat{C}_{AuGr}^{k3} + i\widehat{C}_{AuGi}^{k3}) \mathcal{O}_{AuG}^{k3} + (\widehat{C}_{AuGr}^{k3} - i\widehat{C}_{AuGi}^{k3}) (\mathcal{O}_{AuG}^{k3})^\dagger \right). \quad (55)$$

Donde nosotros tenemos relaciones de la forma,

$$C = y_t g_s \widehat{C}. \quad (56)$$

Mas aún, las ecuaciones (52), (53) siguen siendo válidas si todas las C_s se reemplazan por \widehat{C}_s .

4. Modelo computacional.

4.1. FeynRules

Implementamos el uso de un modelo llamado FEYNRULES para estudiar los acoplamientos anómalos del quark top, este modelo contiene al MS y los operadores de dimensión seis de las ecuaciones (48). FEYNRULES es un programa de MATHEMATICA 9.

FEYNRULES genera una implementación del modelo en un formato tipo *Universal Feynrules Output* (UFO), que se utilizan directamente para simulaciones con MADGRAPH5_AMCNLO (MG5) [12]

4.2. MadGraph5

Para la generación del proceso de dispersión en MG5 se implementaron las siguientes instrucciones:

```
import model SMtqg_v02-tensor
define p = g u c d s u ~ c ~ d ~ s ~
define j = g u c d s u ~ c ~ d ~ s ~
define l+ = e+ mu+
define l- = e- mu-
define vl = ve vm vt
define vl~ = ve~ vm~ vt~
generate u g >t >b w+ X<=4
output prueba2
```

donde el modelo SMtqg_v02-tensor indica el nombre del modelo junto con las restricciones del mismo para solo aplicar ciertos operadores en este caso los de la familia de C_{TuG} . Con todas las partículas definidas las últimas dos líneas generan el proceso, como se ve en el código. El parámetro X determina el número máximo de vértices efectivos admisible, y el resultado de este código es una carpeta de trabajo llamada prueba2.

Para la ejecución de la simulación se utiliza MADEVENT. Las instrucciones tienen la forma:

```
multi_run 2 - -laststep=parton
done
set run_card run_tag CTuG13r_1
set run_card nevents 50000
set run_card lpp1 0
set run_card lpp2 0
set run_card ebeam1 90.0
set run_card ebeam2 90.0
set run_card polbeam1 0
set run_card polbeam2 0
set run_card pdlabel none
set run_card fixed_ren_scale True
set run_card fixed_fac_scale True
set run_card scale 91.1876
set run_card dsqrt_q2fact1 91.1876
```

```

set run_card dsqrt_q2fact2 91.1876
set param_card Lambda 1000.0
set param_card CTuG23r 0.0
set param_card CTuG23i 0.0
set param_card CTuG13r 1.0
set param_card CTuG13i 0.0
set param_card width 6 Auto
done

```

Con este código se simulan 50000 eventos con $\sqrt{s} = 180$ Gev y con el valor del acoplamiento anómalo de $C_{TuG}^{13} = 1$. En general, se suele hacer un barrido sobre varios valores de \sqrt{s} .

4.3. Validación del modelo

Para verificar que la implementación del modelo fuera correcta, se calcularon expresiones analíticas para la sección eficaz total de los diversos procesos. Estas expresiones se obtuvieron por medio de la teoría de perturbaciones, utilizando la lagrangiana de la interacción de la corriente cargada del MS y agregando el operador de dimensión seis que se desee estudiar. Aplicamos los campos en su forma integral en términos de operadores de creación y aniquilación, junto con sus propiedades de conmutación en conjunto al teorema de Wick para determinar las reglas de Feynman para el proceso que estudiamos. Por último, usamos estas reglas para obtener el módulo al cuadrado de la amplitud, la sección eficaz diferencial respecto al coseno del ángulo de dispersión, la sección eficaz total y la sección eficaz diferencial normalizada, utilizando como herramienta FEYN CALC [13] para el cálculo de trazas de Dirac.

Para cuantificar la precisión del modelo calculamos el error relativo para diferentes energías y obtuvimos gráficas, para sus diversos valores que se presentan a continuación.

\sqrt{s} (GeV)	Madevent (pb)	Cálculo Analítico (pb)	Error %
260	0.561	0.5680	1.24
1000	2.049	2.0725	1.14
2000	7.669	7.7537	1.10
10000	187.6	189.7550	1.14
20000	749.9	758.5151	1.14

Tabla 1: Datos comparativos del modelo aplicando el operador tensorial $(O_{TuG}^{13})^\dagger$ y la simulación *MADEVENT*.

Amplitud al cuadrado,

$$|M|^2 = \frac{g^2 g_s^2 s^2 |C_{TuG}|^2 (1 - \chi_\omega) m_t^2}{12\Lambda^4 (1 - \chi_t) m_\omega^2} [(1 + \chi_t)(1 + 2\chi_\omega) + (1 - \chi_t)(1 - 2\chi_\omega) \cos(\theta)] \quad (57)$$

Sección eficaz diferencial,

$$\frac{d\sigma}{d(\cos(\theta))} = \frac{g^2 g_s^2 s^2 |C_{TuG}|^2 (1 - \chi_\omega) m_t^2}{384\pi s \Lambda^4 (1 - \chi_t) m_\omega^2} [(1 + \chi_t)(1 + 2\chi_\omega) + (1 - \chi_t)(1 - 2\chi_\omega) \cos(\theta)] \quad (58)$$

Sección eficaz total,

$$\sigma = \frac{\pi}{12} \frac{\alpha\alpha_s}{\sin(\theta_\omega)^2} |C_{TuG}|^2 \frac{m_t^2}{m_\omega^2} \frac{s}{\Lambda^4} \left(\frac{1 - \chi_\omega}{1 - \chi_t} \right)^2 (1 + \chi_t)(1 + 2\chi_\omega) \quad (59)$$

Sección eficaz diferencial total normalizada.

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d(\cos(\theta))} = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{(1 - \chi_t)(1 - 2\chi_\omega)}{(1 + \chi_t)(1 + 2\chi_\omega)} \cos(\theta) \right] \quad (60)$$

Por último, calculamos las secciones eficaces considerando los acoplamientos quirales para comparar de nuevo la precisión de nuestro modelo, cuyas ecuaciones analíticas y datos son:

σ^{31}

$$\sigma^{31} = \frac{\pi}{12} \frac{\alpha\alpha_s}{\sin(\theta_\omega)^2} |C_{uG}^{31}|^2 \frac{m_t^2}{m_\omega^2} \frac{s}{\Lambda^4} \left(\frac{1 - \chi_\omega}{1 - \chi_t} \right)^2 (1 + 2\chi_\omega) \quad (61)$$

$$\frac{1}{\sigma^{31}} \frac{d\sigma^{31}}{d\xi} = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1 - 2\chi_\omega}{1 + 2\chi_\omega} \xi \right] \quad (62)$$

\sqrt{s} (Gev)	Madevent (pb)	Cálculo Analítico (pb)	Error %
260	0.3903	0.393785	0.89
1000	1.99	2.006178	0.81
2000	7.609	7.670838	0.81
10000	187.6	189.0580	0.77
20000	750.0	755.8966	0.78

Tabla 2: Datos comparativos del modelo aplicando el operador quiral \mathcal{O}_{uG}^{31} y la simulación *MADEVENT*.

σ^{13}

$$\sigma^{13} = \frac{\pi}{12} \frac{\alpha\alpha_s}{\sin(\theta_\omega)^2} |C_{uG}^{13}|^2 \frac{m_t^4}{m_\omega^2} \frac{1}{\Lambda^4} \left(\frac{1 - \chi_\omega}{1 - \chi_t} \right)^2 (1 + 2\chi_\omega) \quad (63)$$

$$\frac{1}{\sigma^{13}} \frac{d\sigma^{13}}{d\xi} = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1 - 2\chi_\omega}{1 + 2\chi_\omega} \xi \right] \quad (64)$$

\sqrt{s} (Gev)	Madevent (pb)	Cálculo Analítico (pb)	Error %
260	0.1709	0.172333	0.83
1000	0.0589	0.059350	0.76
2000	0.0563	0.056733	0.76
10000	0.0555	0.055930	0.77
20000	0.0554	0.055906	0.91

Tabla 3: Datos comparativos del modelo aplicando el operador quiral $(\mathcal{O}_{uG}^{13})^\dagger$ y la simulación *MADEVENT*.

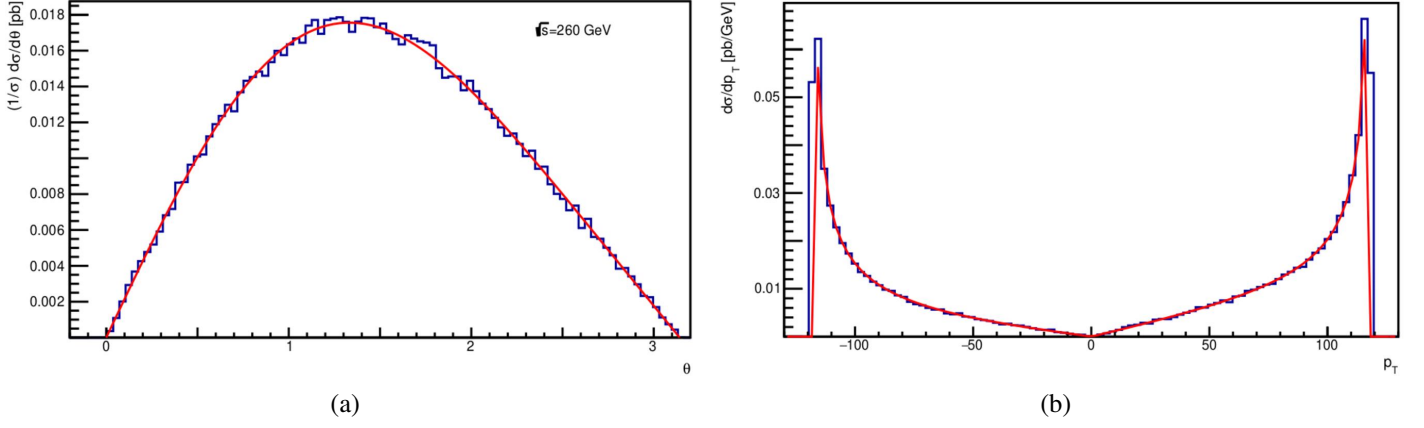


Figura 1: Secciones eficaces diferenciales normalizadas respecto a θ (a) y respecto a p_T (b), aplicando el operador tensorial $(\mathcal{O}_{TuG}^{13})^\dagger$, a una energía de $\sqrt{s} = 260$ GeV. (Simulación *MADEVENT*-azul, cálculo analítico (59), (60)-rojo).

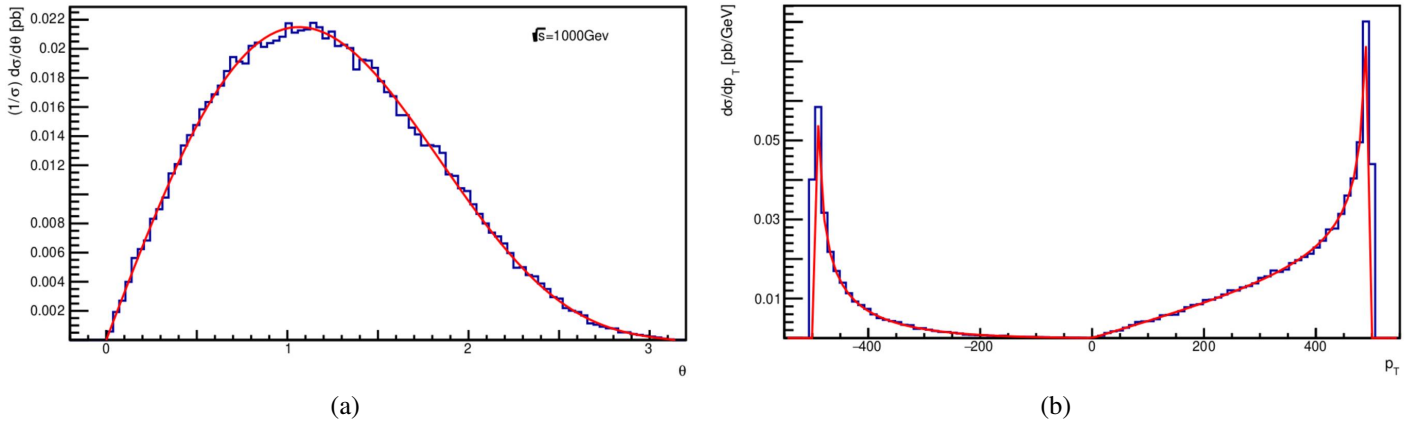


Figura 2: Secciones eficaces diferenciales normalizadas respecto a θ (a) y respecto a p_T (b), aplicando el operador tensorial $(\mathcal{O}_{TuG}^{13})^\dagger$, a una energía de $\sqrt{s} = 1000$ GeV. (Simulación *MADEVENT*-azul, cálculo analítico (59), (60)-rojo).

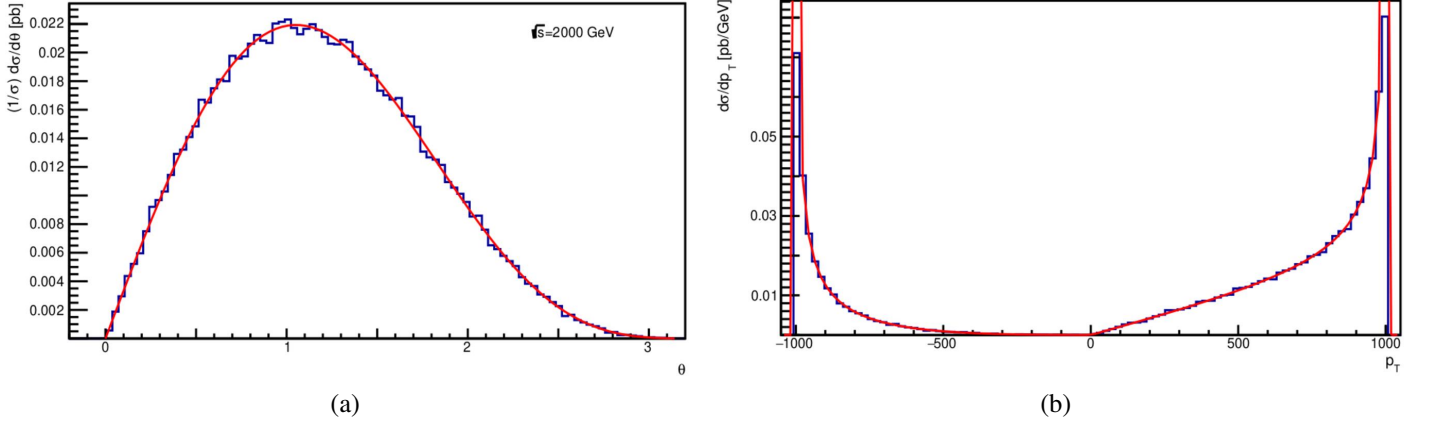


Figura 3: Secciones eficaces diferenciales normalizadas respecto a θ (a) y respecto a p_T (b), aplicando el operador tensorial $(\mathcal{O}_{TuG}^{13})^\dagger$, a una energía de $\sqrt{s} = 2000$ GeV. (Simulación *MADEVENT*-azul, cálculo analítico (59), (60)-rojo).

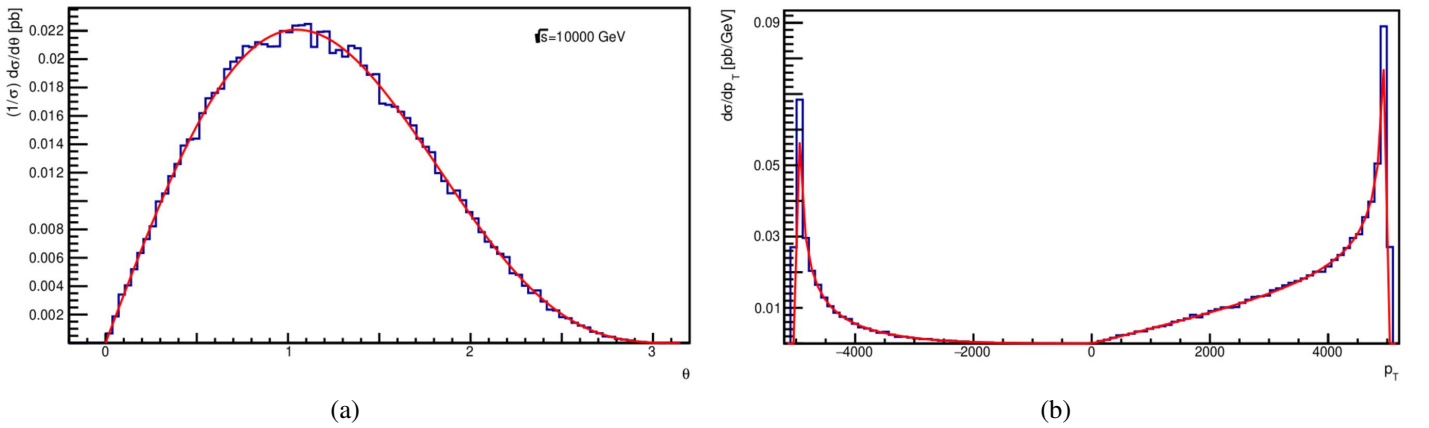


Figura 4: Secciones eficaces diferenciales normalizadas respecto a θ (a) y respecto a p_T (b), aplicando el operador tensorial $(\mathcal{O}_{TuG}^{13})^\dagger$, a una energía de $\sqrt{s} = 10000$ GeV. (Simulación *MADEVENT*-azul, cálculo analítico (59), (60)-rojo).

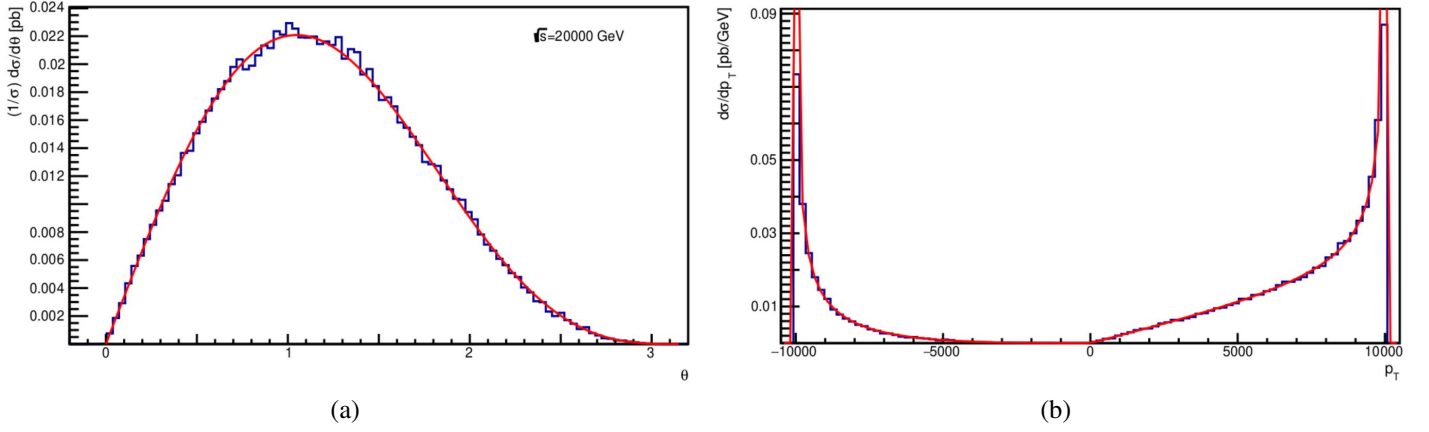


Figura 5: Secciones eficaces diferenciales normalizadas respecto a θ (a) y respecto a p_T (b), aplicando el operador tensorial $(\mathcal{O}_{TuG}^{13})^\dagger$, a una energía de $\sqrt{s} = 20000$ GeV. (Simulación *MADEVENT*-azul, cálculo analítico (59), (60)-rojo).

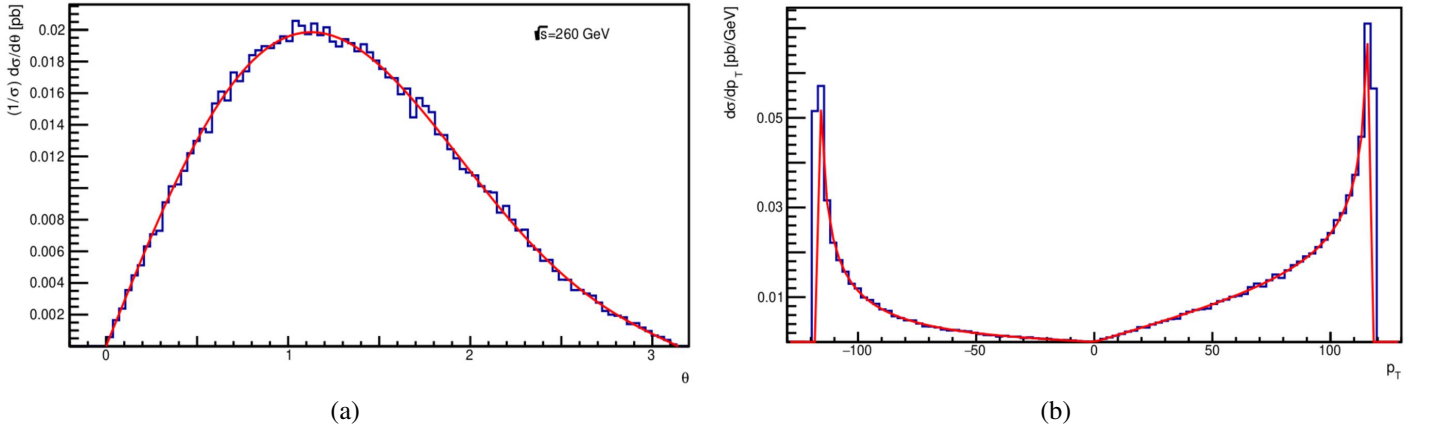


Figura 6: Secciones eficaces diferenciales normalizadas respecto a θ (a) y respecto a p_T (b), aplicando el operador tensorial \mathcal{O}_{uG}^{31} , a una energía de $\sqrt{s} = 260$ GeV. (Simulación *MADEVENT*-azul, cálculo analítico (59), (60)-rojo).

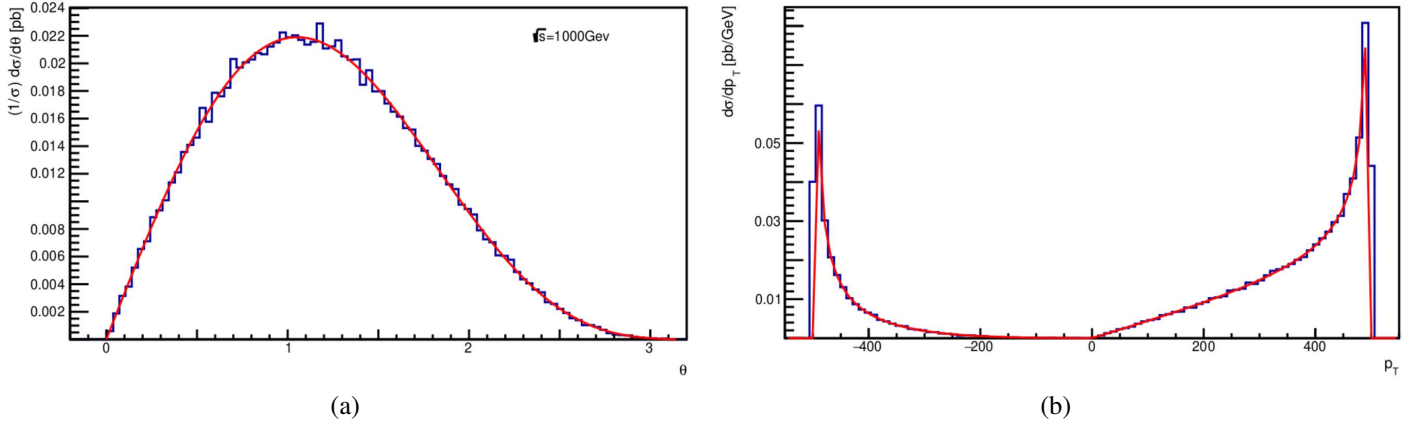


Figura 7: Secciones eficaces diferenciales normalizadas respecto a θ (a) y respecto a p_T (b), aplicando el operador tensorial \mathcal{O}_{uG}^{31} , a una energía de $\sqrt{s} = 1000$ GeV. (Simulación *MADEVENT*-azul, cálculo analítico (59), (60)-rojo).

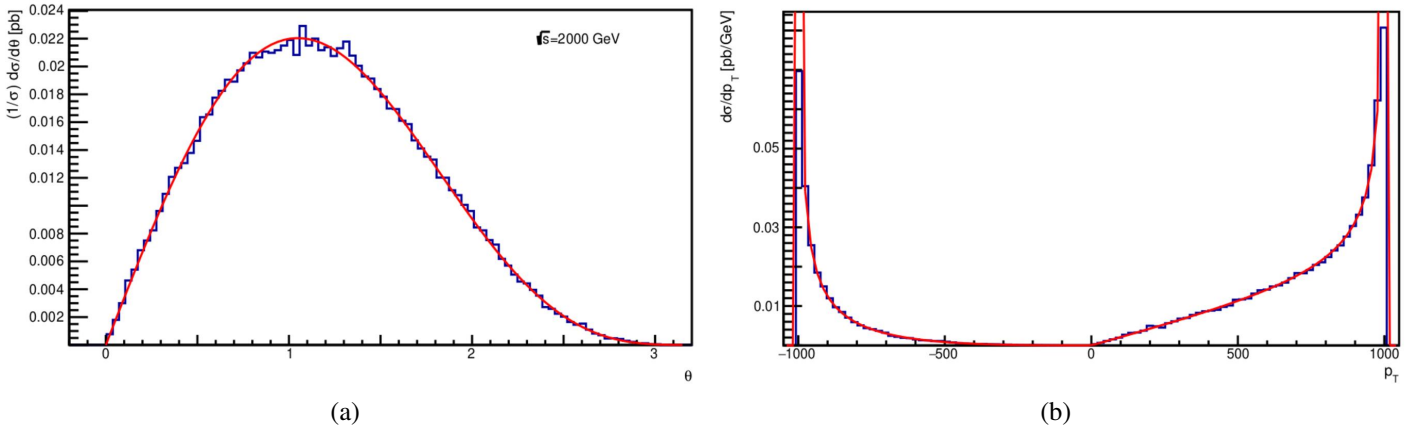


Figura 8: Secciones eficaces diferenciales normalizadas respecto a θ (a) y respecto a p_T (b), aplicando el operador tensorial \mathcal{O}_{uG}^{31} , a una energía de $\sqrt{s} = 2000$ GeV. (Simulación *MADEVENT*-azul, cálculo analítico (59), (60)-rojo).

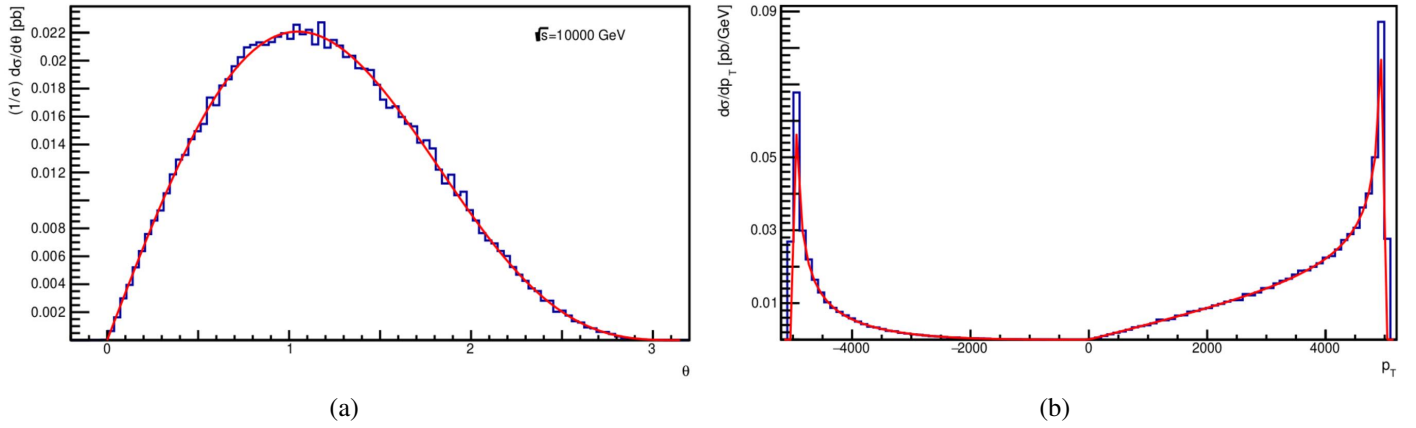


Figura 9: Secciones eficaces 0 normalizadas respecto a θ (a) y respecto a p_T (b), aplicando el operador tensorial \mathcal{O}_{uG}^{31} , a una energía de $\sqrt{s} = 10000$ GeV. (Simulación *MADEVENT*-azul, cálculo analítico (59), (60)- rojo).

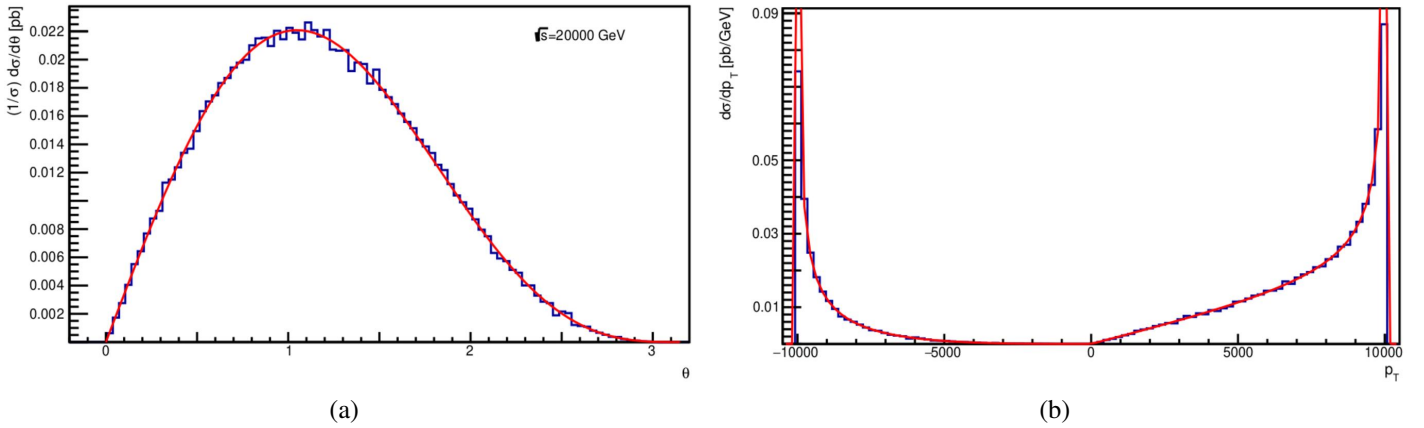


Figura 10: Secciones eficaces diferenciales normalizadas respecto a θ (a) y respecto a p_T (b), aplicando el operador tensorial \mathcal{O}_{uG}^{31} , a una energía de $\sqrt{s} = 20000$ GeV. (Simulación *MADEVENT*-azul, cálculo analítico (59), (60)- rojo).

5. Producción del quark top en el MS en colisiones pp.

5.1. Los modos de producción y su representación esquemática

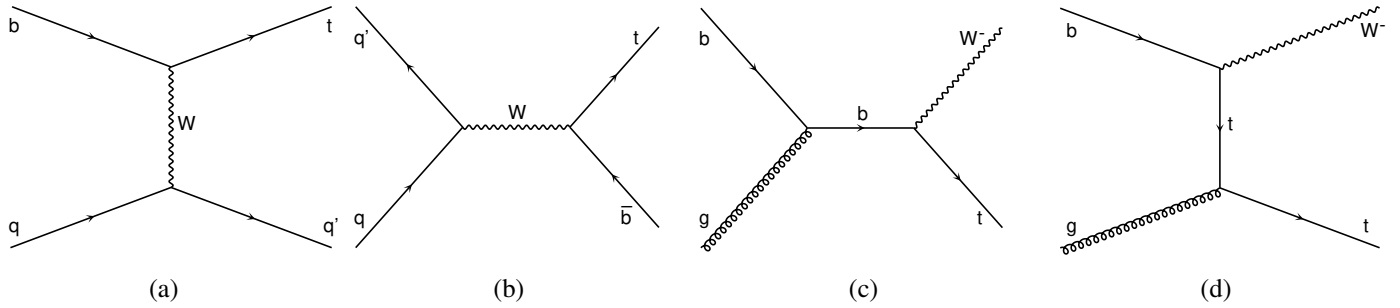


Figura 11: Producción de single top en canal-t (a), en canal-s (b), y el asociado a tW (c), (d).

5.1.1. Producción de single top en canal t

El proceso de producción de un single top en canal-t es de la forma

$$\begin{aligned} q_u b, b q_u &\rightarrow t q_d, & \bar{q}_d b, b \bar{q}_d &\rightarrow t \bar{q}_u, \\ \bar{q}_u \bar{b}, \bar{b} \bar{q}_u &\rightarrow \bar{t} \bar{q}_d, & q_d \bar{b}, \bar{b} q_d &\rightarrow \bar{t} q_u, \end{aligned} \quad (65)$$

donde $q_u = u, c, q_d = d, s$, véase la figura 11 (a). Esto equivale a cuatro combinaciones de sabores para cada uno de los ocho procesos enumerados en (65), lo que lleva a un total de 32 diagramas. (Ignoramos la mezcla de tercera generación, que conduce a procesos de la forma, por ejemplo, $ub \rightarrow tb$, ya que esas contribuciones son insignificanemente pequeñas).

5.1.2. Producción de single top en canal s

El proceso de producción de un single top en canal-s es de la forma

$$q_u \bar{q}_d, \bar{q}_d q_u \rightarrow t \bar{b}, \quad \bar{q}_u q_d, q_d \bar{q}_u \rightarrow \bar{t} b, \quad (66)$$

donde $q_u = u, c, q_d = d, s$, véase la figura 11 (b). Esto equivale a cuatro combinaciones de sabores para cada uno de los cuatro procesos enumerados en (66), para un total de 16 diagramas. (Como arriba, ignoramos la mezcla de tercera generación). Obsérvese que, mientras que la diferencia entre los diagramas de canal t y s es puramente teórica, los procesos (65) y (66) tienen diferentes estados finales, lo cual es observable experimentalmente.

5.1.3. Producción asociada de tW

El proceso de producción asociada tW, tiene la forma

$$g b, b g \rightarrow t W^-, \quad g \bar{b}, \bar{b} g \rightarrow \bar{t} W^+ \quad (67)$$

véase la figura 11 (c), (d). Teniendo en cuenta tanto la producción de t como la de \bar{t} , implica cuatro diagramas.

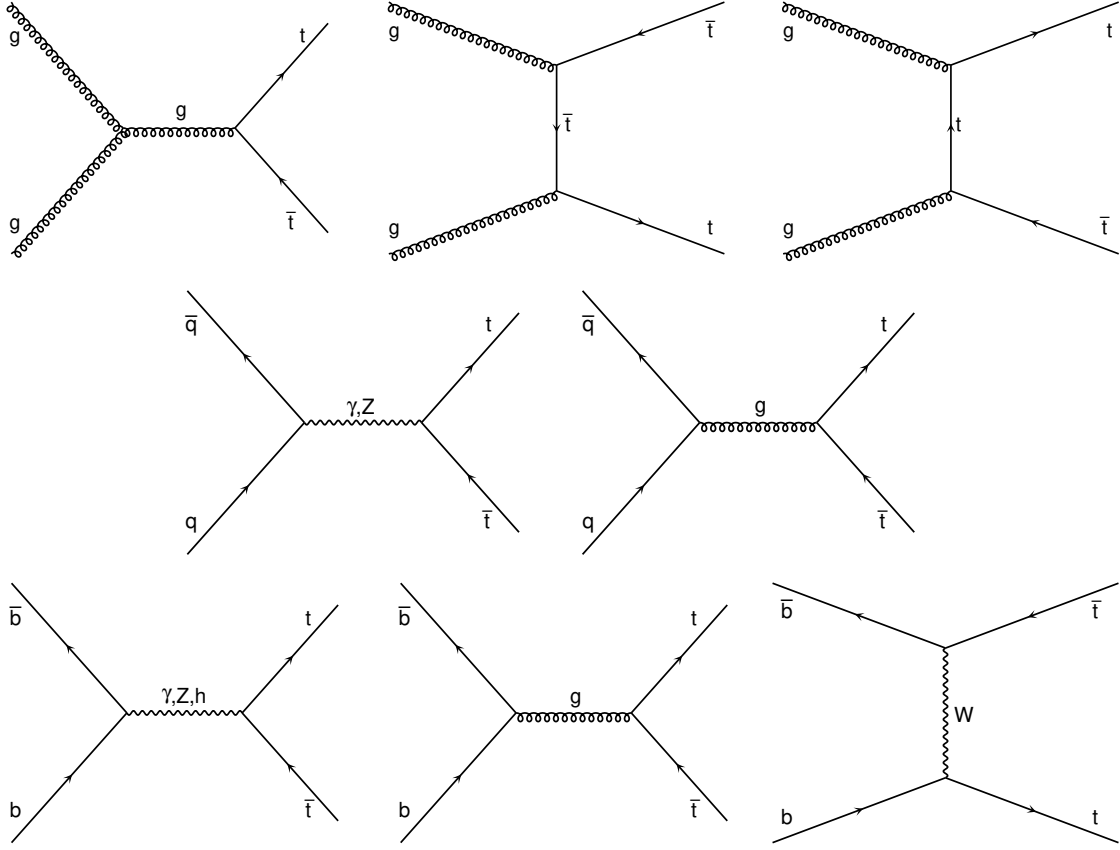


Figura 12: Diagramas de Feynman para la producción de pares top en el canal de fusión de gluones (fila superior), en el canal de aniquilación $q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$, fila central) y en el canal de aniquilación $b\bar{b}$ (fila inferior).

5.1.4. Producción de pares top

La producción de pares top en colisiones protón-protón puede proceder a través de los siguientes canales de reacción,

$$gg \rightarrow t\bar{t}, \quad q\bar{q}, \bar{q}q \rightarrow t\bar{t}, \quad q = u, d, c, s, \quad b\bar{b}, \bar{b}b \rightarrow t\bar{t}, \quad (68)$$

a saber, fusión de gluones, aniquilación de quarks y antiquarks y aniquilación de $b\bar{b}$. Los correspondientes diagramas de Feynman se muestran en la figura 12. Vemos que en la aniquilación $b\bar{b}$ hay un diagrama de intercambio de bosones W de canal-t además de los diagramas de canal-s análogos a los presentes en la aniquilación $q\bar{q}$, razón por la cual se muestran esos dos procesos de aniquilación por separado. Entonces tenemos 3 diagramas de fusión de gluones, $2 \times 4 \times 3$ aniquilación de quarks-antiquarks y 2×5 diagramas de aniquilación $b\bar{b}$, nos da un total de 37.

5.2. Secciones eficaces

Calculamos las secciones eficaces para los procesos de mayor producción enumerados en la sección 5.1 a nivel de árbol en el MS con MadGraph 5 versión 3.3.1 (en adelante MG5). Elegimos la PDF NN23LO1, implementada en MG5, con escalas de factorización y renormalización $\mu_R = \mu_F = 172.0$ GeV. Los resultados se muestran en la tabla 4. Como se puede ver en la tabla 4, el par top es el modo de producción cromodinámico dominante en colisiones pp en el rango de energía desde $\sqrt{s} = 7$ TeV hasta 100 TeV. A esas energías, el modo

$\sqrt{s}[\text{TeV}]$	$\sigma[\text{pb}]$			
	t	t-ch	tW	s-ch
7	124.4	60.18	12.61	2.73
8	176.6	79.02	17.77	3.35
13	570.0	199.9	55.96	6.63
27	2675.0	687.0	249.5	16.78
100	27110.0	4539.0	2301.0	74.74

Tabla 4: Secciones eficaces para los procesos (65)-(68), calculados en el MS a nivel árbol con MG5 a energías del LHC, HE-LHC y FCC-hh.

de fusión del gluón es el más importante: su contribución a la sección eficaz total $t\bar{t}$ crece del 80% a $\sqrt{s} = 7$ TeV al 96% a 100 TeV. La parte restante de la sección eficaz proviene de la aniquilación $q\bar{q}$, con la contribución de la aniquilación $b\bar{b}$ menos del 1% en todas las energías de la tabla.

En la tabla también se ven los modos de producción electrodébiles subdominantes, a saber, producción de un solo top en canal-t, producción asociada tW y un solo top en canal-s, ordenados por sección eficaz. Estos modos subdominantes se vuelven cada vez más pequeños en relación con $t\bar{t}$ a medida que aumenta la energía. Por otro lado, la producción asociada a tW crece más en relación con un solo top en canal-t con el aumento de \sqrt{s} .

\sqrt{s} TeV	$t\bar{t}$			t t-ch			tW			t s-ch		
	$\sigma[\text{pb}]$	$\varepsilon\%$	ref.	$\sigma[\text{pb}]$	$\varepsilon\%$	ref.	$\sigma[\text{pb}]$	$\varepsilon\%$	ref.	$\sigma[\text{pb}]$	$\varepsilon\%$	ref.
7	178.5 ± 4.7	2.6	[22]	67.5 ± 5.7	8.4	[25]	16.3 ± 4.1	25.2	[25]			
8	243.3 ± 6.0	2.4	[22]	87.7 ± 5.8	6.6	[25]	23.1 ± 3.6	15.6	[25]	4.9 ± 1.4	28.6	[25]
13A	826.4 ± 19.8	2.4	[21]	247 ± 46	18.6	[23]	94 ± 27	28.7	[24]	8.2 ± 3.2	39.0	[26]
13C	791.0 ± 25.0	3.2	[27]	207 ± 15.0	15.0	[28]	89 ± 12.6	14.2	[29]			

Tabla 5: Secciones eficaces para los procesos (65)-(68) medidas en el LHC. Los datos para las energías inferiores a 13 TeV son una combinación de ATLAS y CMS, los datos se muestran por separado. Las incertidumbres se muestran de forma absoluta y relativa.

s	$(\sigma_{exp} - \sigma_{mg5})/\sigma_{exp} \%$			
	tt	t-ch	tW	s-ch
7	30.3	10.8	22.7	
8	27.4	9.9	23.0	31.6
13A	31.0	19.1	40.4	19.1
13C	27.9	3.4	37.1	

Tabla 6: Diferencias porcentuales de las secciones eficaces de la tabla 4 y los correspondientes en la tabla 5.

5.3. Resultados experimentales

En la tabla 5 resumimos los resultados experimentales de las colaboraciones ATLAS y CMS para secciones eficaces inclusivas para todos los principales modos de producción disponibles en el LHC, a saber, pares top,

un solo top en canal-t, producción asociada tW y un solo top en canal-s. Los datos combinados de las dos colaboraciones son dadas en las dos energías más bajas, en las que están disponibles.

6. Producción t en interacciones tqg.

Cuando el lagrangiano del MS (37), (38) se aumenta agregando las interacciones anómalas (51), aparecen nuevos modos de producción de top. Consideramos procesos en los que un quark top se produce solo o en asociación con jets ligeros.

6.1. Producción t

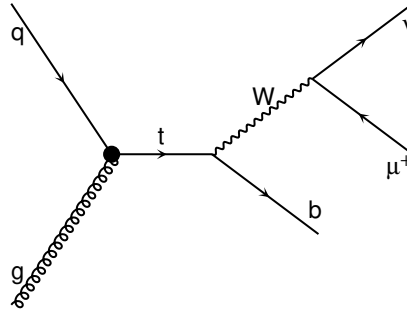


Figura 13: Producción de un single top a partir de interacciones tqg, en modo leptónico- μ sin jets en el estado final ($q = u, c$).

El proceso de producción de un solo top a través de la interacción anómala tqg con decaimiento leptónico está dado por el diagrama de Feynman en la figura 13,

$$gq_u, q_u g \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu. \quad (69)$$

Teniendo en cuenta los dos tipos posibles de quarks iniciales y la simetría del estado inicial pp, se obtiene a un total de cuatro diagramas. Observe que, debido a la conservación de la cantidad de movimiento, el top se crea en reposo en el plano transversal.

6.2. Background para la producción t

6.2.1. Irreducible

Un background irreducible al proceso de la señal (69) resulta de la producción de tj (76), que se muestra en la figura 16, cuando el jet ligero pasa desapercibido porque está fuera del detector. Simulamos el proceso (76) con los cortes (92), con la excepción del corte en jets ligeros en la tercera línea de esa ecuación, que se reemplaza por

$$|y(J_0)| > 4.5. \quad (70)$$

A nivel de análisis aplicamos los cortes (100), (101) correspondientes a $N_j = 0$, complementados con

$$|y(J_0)| > y_{min}, \quad (71)$$

con $y_{min} = 6.0$ en el FCC-hh y $y_{min} = 5.0$ en el (HE-LHC). Las secciones eficaces a nivel de partones y análisis se dan en las secciones 11.1 y 11.2.

6.2.2. Reducible

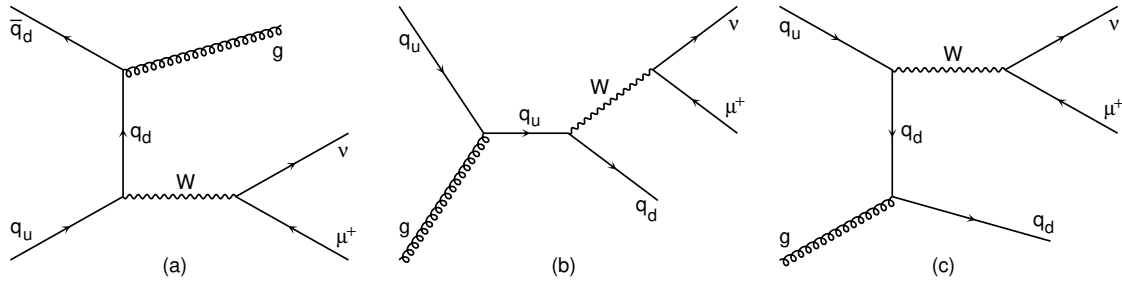


Figura 14: Diagramas representativos del MS para el background reducible (72) con estados iniciales (a) $q\bar{q}$, y (b), (c) gq .

Los procesos de background reducible para el proceso (69) están dados por,

$$q_u\bar{q}_d, \bar{q}_d q_u \rightarrow g\mu^+\nu_\mu, \quad gq, qg \rightarrow q\mu^+\nu_\mu. \quad (72)$$

Estos procesos están determinados por los diagramas genéricos de Feynman que se muestran en la figura 14; hay así 48 diagramas una vez que se toman en cuenta todas las combinaciones posibles de quarks y sabores. Como se ve en la figura, el proceso físico involucrado es la producción de Wj . Este es el fondo principal del MS para el proceso de la señal (69). Sus secciones eficaces se dan más abajo en la sección 11.1 y 11.2.

7. Producción tj en interacciones tqg

7.1. Producción tj

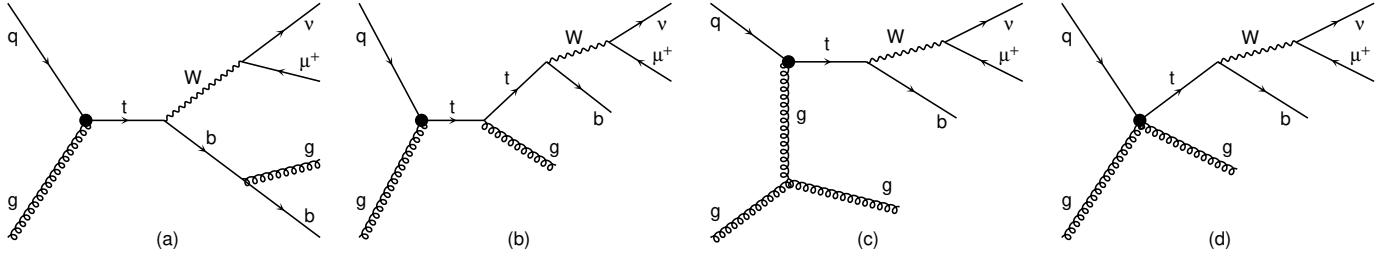


Figura 15: Diagramas representativos para la producción de un solo top a partir de interacciones tqg, en modo leptónico- μ con un jet ligero en el estado final ($q = u, c$). El jet ligero adicional se origina en el decaimiento t en (a), pero no en (b)–(d).

La producción anómala de un quark top con un jet ligero adicional viene dado por,

$$pp \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu j, \quad (73)$$

con j cualquier quark o antiquark más ligero que b , o gluón. Más específicamente, podemos distinguir entre canales gluón-quark, gluón-gluón, quark-quark y quark-antiquark,

$$gq_u, q_u g \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu g, \quad gg \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu \bar{q}_\mu, \quad qq \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu q, \quad q\bar{q}, \bar{q}q \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu \bar{q}, \quad (74)$$

con q cualquier quark o antiquark más ligero que b , y $q_u = u, c$. Los diagramas de Feynman para el proceso con gq iniciales se ilustran en la figura 15. Teniendo en cuenta todos los canales de reacción posibles, se obtienen 88 diagramas en total (44 que involucran el vértice tug y 44 del vértice tcg). El estado final se puede alcanzar a través del decaimiento radiativo del top, como en la figura 15 (a), en cuyo caso el top se produce en reposo en el plano transversal. Si el jet ligero adicional no se emite desde los productos de desintegración del top, sino desde otras líneas iniciales o intermedias, como se ilustra en la figura 15 (b)–(d), el quark top puede adquirir un momento transversal significativo. También debemos tener en cuenta procesos similares a (74) con quarks b en el estado inicial o final. Como mencionamos a continuación, los procesos $b\bar{b} \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu q$ tienen una sección eficaz despreciablemente pequeña. Los procesos

$$q_u b, bq_u \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu b, \quad q_u \bar{b}, \bar{b}q_u \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu \bar{b}, \quad (75)$$

como se analiza a continuación, tienen una sección eficaz que es aproximadamente el 1% de la de (74). Asumiendo una eficiencia de etiquetado b del 80%, la probabilidad de etiquetar erróneamente un estado final $b\bar{b}/b\bar{b}$ como bj es 0.32, lo que produce una sección eficaz para (75) que es algo menos del 0.5% de (74). Por tanto, podemos despreciar (75) en una primera aproximación.

7.2. Background para producción tj

7.2.1. Irreducible

Los backgrounds irreducibles en el MS para la producción anómala tj están dados por,

$$qb, bq \rightarrow b\mu^+\nu_\mu q'. \quad (76)$$

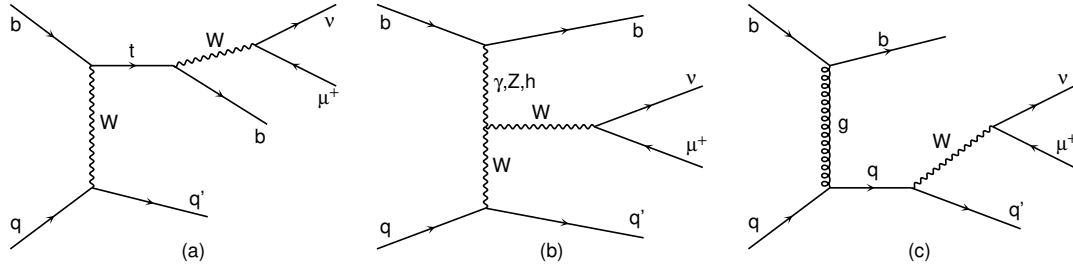


Figura 16: Diagramas representativos en el MS para el background irreducible (76) que incluyen producción de un solo top en canal- t (a), y la producción Wb (b), (c).

Estos procesos incluyen la producción de un solo top en canal- t con un jet ligero adicional y la producción de Wbj , como se ilustra en la figura 16. Hay 13 diagramas para cada elección de (q, q') , y ocho de esas combinaciones de sabores, para un total de 104 diagramas. Ese número se duplica cuando tenemos en cuenta que el b inicial puede originarse de un haz de protones o del otro. Este es el background principal en el MS de nuestro proceso de señal (74), sus secciones eficaces de dan más abajo en la sección 11.1.

7.2.2. Irreducible con dos jets ligeros

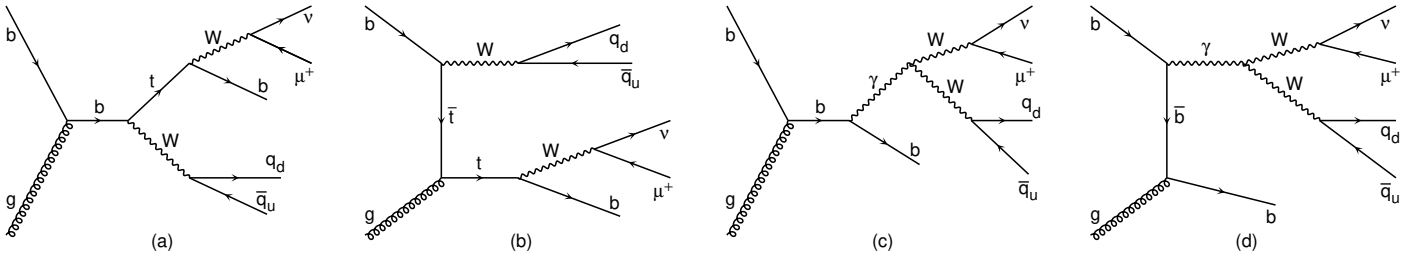


Figura 17: Diagramas representativos en el MS para el background irreducible (77) que incluyen producción asociado a tW (a), (b) y la producción de WWb (b), (c).

Consideramos también los procesos de la forma,

$$jb, bj \rightarrow b\mu^+\nu_\mu jj. \quad (77)$$

con j un parton ligero. Estos procesos son, en principio, rechazados por los cortes comentados en el apartado 10.3. Sin embargo, si uno de los jets en los estados finales en (77) está fuera de la aceptación del detector, entonces ese estado final es el mismo que el de (76), y (77) se convierte en un background irreducible. Los procesos (77) están dados por 1464 diagramas, incluidos los de producción de tW y WWb , que son los más resonantes. Algunos de esos diagramas se ilustran en la figura 17.

7.2.3. Reducible: $j\mu^+\nu_\mu j$

Este background reducible corresponde a los procesos:

$$gq, qq \rightarrow g\mu^+\nu_\mu q, \quad gg \rightarrow q\mu^+\nu_\mu q, \quad qq \rightarrow q\mu^+\nu_\mu q, \quad qq \rightarrow b\mu^+\nu_\mu g, \quad (78)$$

con $q = u, d, c, s$. Estos procesos incluyen la producción de W^+W^- , WZ , $W\gamma^*$ y Wjj . Implican un total de 3344 diagramas. Este es el background reducible más importante, con una sección eficaz (después del error de

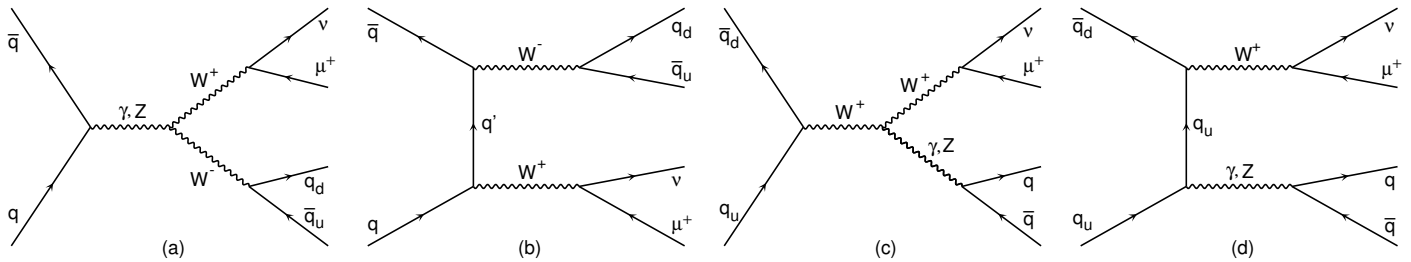


Figura 18: Diagramas representativos en el MS para el background reducible (78) que incluyen la producción WW (a), (b) y la producción Wjj (c), (d).

etiquetado) comparable a la del background irreducible (76), como se analiza más adelante en la sección 11.1. Consideramos también los procesos:

$$b\bar{b} \rightarrow q\mu^+\nu_\mu q \quad (79)$$

con q como arriba, dada por 104 diagramas. La sección eficaz para estos procesos es insignificamente pequeña, por lo que no los consideraremos más.

7.2.4. Reducible: $b\mu^+\nu_\mu\bar{b}$

Este background reducible corresponde al proceso:

$$q_u\bar{q}_d, \bar{q}_d q_u \rightarrow b\mu^+\nu_\mu\bar{b} \quad (80)$$

Este proceso incluye la producción de $W\gamma^*$, WZ , Wh , con γ^* , Z , $h \rightarrow b\bar{b}$. Este proceso involucra 13 diagramas en cuatro canales de sabor, para un total de 52. Ese número se duplica cuando tenemos en cuenta que los quarks up pueden provenir del haz de protones de la izquierda o de la derecha. Este background es muy pequeño, su sección eficaz es menos del 1 % del proceso de la señal, y se indica más abajo en la sección 11.1.

8. Producción tjj en interacciones tqg

8.1. Producción tjj

La producción anómala de un quark top con dos jets ligeros adicionales viene dada por,

$$pp \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu jj, \quad (81)$$

con j cualquier quark o antiquark más ligero que b , o gluón. Podemos ser un poco más específicos, como en (74), para escribir,

$$gq, qg \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu qq, \quad gq, qg \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu gg, \quad gg \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu gq, \quad qq \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu gq, \quad (82)$$

con q cualquier quark o antiquark más ligero que b . Algunos diagramas de Feynman representativos se muestran en la figura 19. Tener en cuenta todos los posibles canales de reacción conduce a 1962 diagramas en total. Como en el caso de un jet ligero que se muestra en la figura 15, los jets ligeros adicionales pueden originarse a partir de productos de decaimientos del top, figura 19 (a), o de otras líneas en el diagrama, figura 19 (b), (c). En este último caso, el top puede tener momento transversal substancial.

También como en el caso anterior de un solo jet ligero, podemos tener en cuenta los procesos análogos a (81)

con quarks b o antiquarks en el estado inicial, o en lugar de los jets ligeros en el estado final. Estos procesos son de la forma,

$$qq \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu q_b q_b, \quad q_b q, qq_b \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu j q_b, \quad q_b q_b \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu jj, \quad (83)$$

donde q y j como en (81) y (82) y $q_b = b$ o \bar{b} . Como discutimos con más detalle cuantitativo más abajo, sólo el primer proceso a la izquierda de esta ecuación es significativo, con una sección eficaz que es aproximadamente el 8 % de la de los procesos de señal (81), siendo el otro aproximadamente 1.2 % y 0 %, respectivamente. En el caso del primer proceso, sin embargo, suponiendo una eficiencia de etiquetado b del 80 % conduce a una probabilidad del 10 % de etiquetar erróneamente $q_b q_b$ como jj . Así, la sección eficaz para ese proceso es aproximadamente el 0.8 % del de la señal.

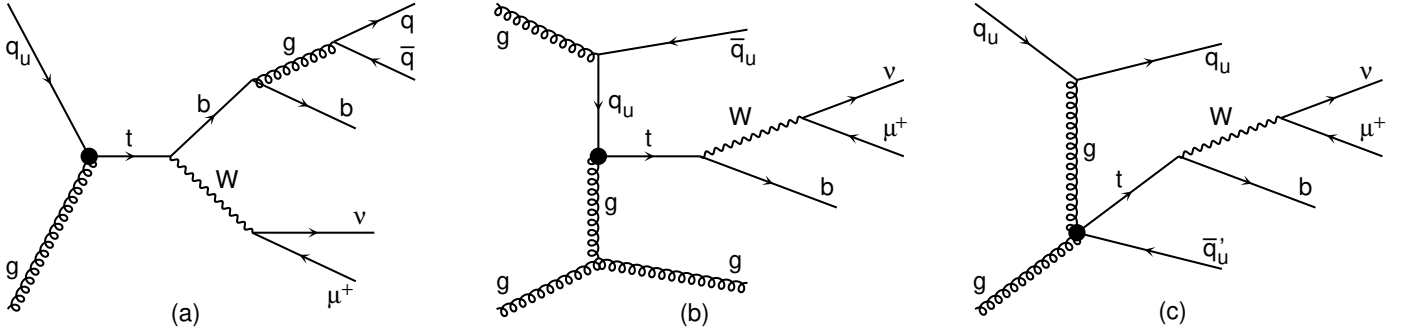


Figura 19: Diagramas representativos para la producción de un solo top a partir de interacciones tqq , en modo leptónico- μ con dos jets ligeros en el estado final ($q_u = u, c, q = u, d, s, c$). Los jets ligeros adicionales se originan en el decaimiento de t en (a), pero no en (b), (c).

8.2. Producción $t\bar{t}$ y decaimiento anómalo

En el caso de los procesos (81), con dos jets ligeros en estado final, se abre un nuevo canal de producción, la producción de pares top. Los diagramas de Feynman correspondientes se muestran en la figura 20. Como se ve allí, los procesos son de la forma,

$$gg \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\mu^+\nu_\mu jj, \quad q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\mu^+\nu_\mu jj, \quad (84)$$

con j como en la ecuación (81), y con q cualquier quark o antiquark más ligero que b . Con todas las combinaciones de sabores tomados en cuenta, obtenemos 54 diagramas. Como se analiza más abajo con más detalle, la contribución de producción de pares top en la sección eficaz se suprime en gran medida mediante la aplicación de cortes de espacio de fase apropiados.

8.3. Background

8.3.1. Background anómalo irreducible

El background anómalo irreducible de la producción de tjj (81) está dado por la producción anómala de un solo bosón W con un jet b y dos ligeros,

$$gg \rightarrow b\mu^+\nu_\mu gq, \quad gq, qg \rightarrow b\mu^+\nu_\mu gg, \quad gq, qg \rightarrow b\mu^+\nu_\mu qq, \quad qq \rightarrow b\mu^+\nu_\mu gq, \quad (85)$$

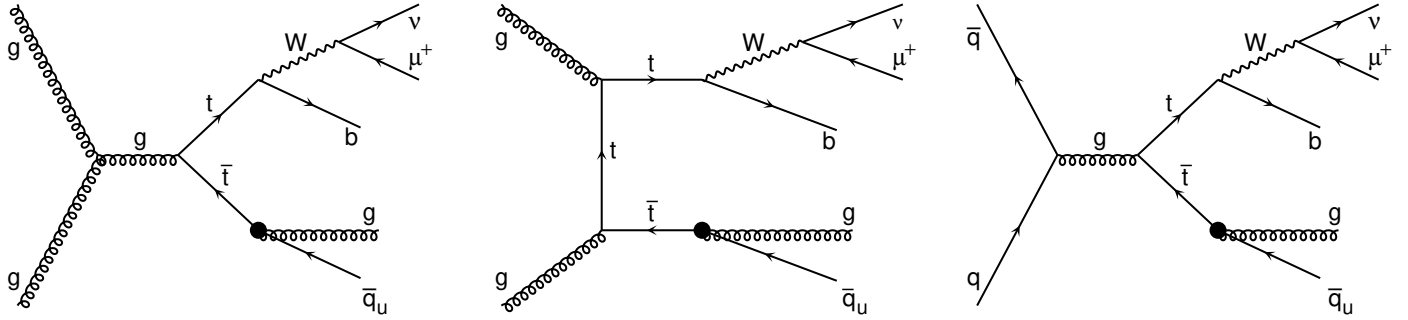


Figura 20: Diagramas representativos para la producción de pares top, en modo semileptónico- μ con dos jets ligeros en el estado final ($q_u = u, c, q = u, d, s, c$). Los jets ligeros adicionales se originan a través del decaimiento del top a través del vértice anómalo tqg

Este proceso viene dado por 474 diagramas de Feynman, algunos de los cuales se muestran en la figura 21. Todos los diagramas para (85) involucran una línea de quark top de canal t unida a un vértice anómalo y, los más resonantes, un W decayendo leptónicamente.

Se dan las secciones eficaces a nivel partónico para los procesos (85) que involucran un vértice anómalo y (por $\hat{C}_{TuGr}^{13} = 1$) en la tabla 11 bajo la etiqueta $(85)_u$, y para aquellos que involucran un vértice anómalo tcg (por $\hat{C}_{TuGr}^{23} = 1$) bajo $(85)_c$. Una comparación de las secciones eficaces para el proceso de señal en la tabla 7 con las de (85) en la tabla 11 muestra que estos últimos son insignificamente pequeños respecto a los primeros. Las secciones eficaces a nivel de análisis, que permiten errores de etiquetado de b , se dan a continuación en la tabla 14.

Notamos aquí también que los diagramas que contienen un vértice tug tienen un quark u en el estado inicial o final, mientras que aquellos con un vértice tcg tienen un quark c inicial o final. Por esta razón, la sección eficaz para ambos tipos de procesos se pueden sumar de manera incoherente.

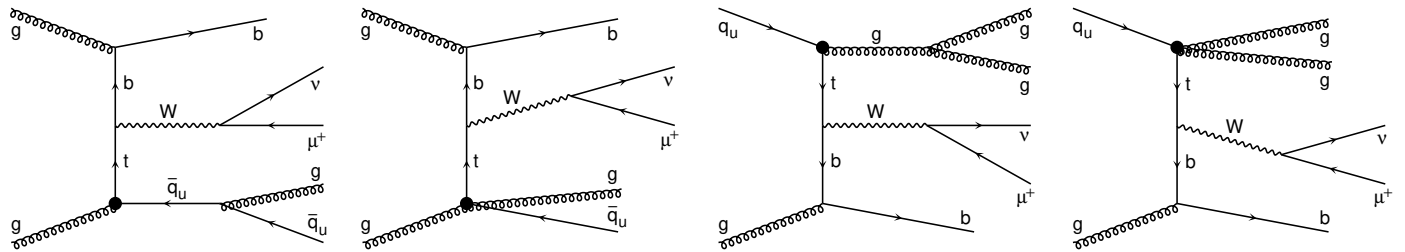


Figura 21: Diagramas representativos en el MS para el background irreducible (85), que consisten en la producción anómala de $Wbjj$.

8.3.2. Background Irreducible MS

El background irreducible en el MS del proceso señal (81) (ver también (82)) consta de procesos de la forma,

$$gb, bg \rightarrow b\mu^+\nu_\mu qq, \quad qb, bq \rightarrow b\mu^+\nu_\mu gq, \quad (86)$$

donde b puede ser sustituido por \bar{b} . Los procesos (86) pueden contener uno o tres vértices QCD, y se dan por 2928 diagramas. La sección eficaz, sin embargo, se concentra en unos pocos subprocessos resonantes, como tW^- , $\bar{t}W^+$, y la producción de tjj que están dadas por diagramas con un vértice QCD, y la producción de $Wjjj$ dada por diagramas con 3 vértices QCD. Estos procesos se ilustran en la figura 22. Si restringimos nuestra

atención sólo a esos procesos resonantes, nos quedan 608 diagramas. Este es el principal fondo irreducible de (81). Sus secciones eficaces se dan más abajo en (11.1) en el parton y en (11.2) a nivel de análisis.

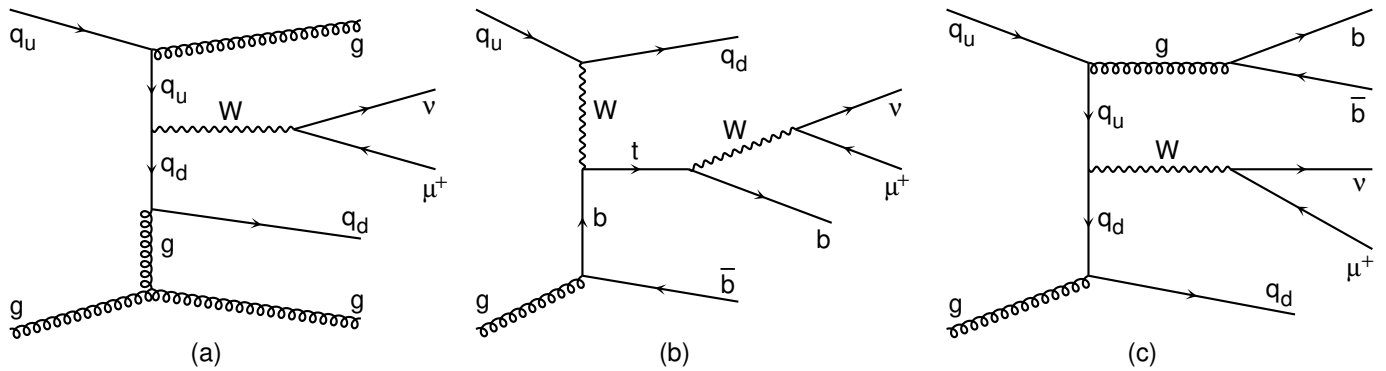


Figura 22: Diagramas MS representativos para los backgrounds reducibles (87), que consisten en la producción SM de (a) tqg , (b) tW , (c) tqq , (d) $Wbqq$.

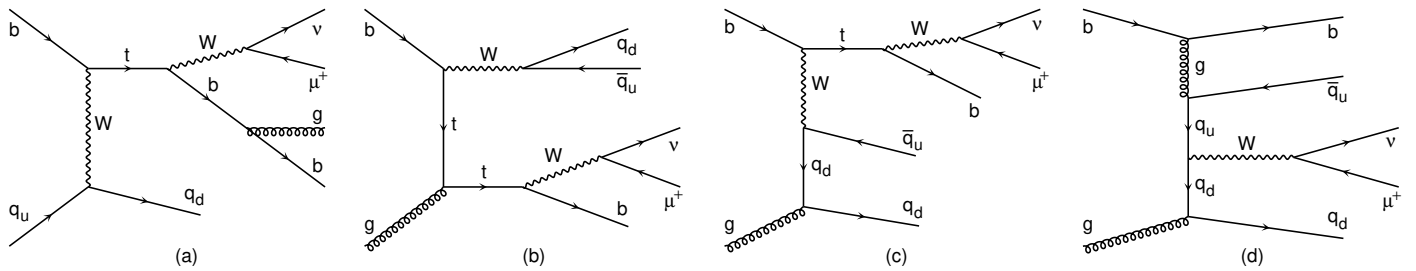


Figura 23: Diagramas representativos del MS para los backgrounds irreducibles (86)

8.3.3. Background Reducible I

El background reducible al proceso de señal (82) corresponde a los procesos:

$$gq, qq \rightarrow g\mu^+\nu_\mu gq, \quad gq, qq \rightarrow q\mu^+\nu_\mu qq, \quad gg \rightarrow g\mu^+\nu_\mu qq, \quad qq \rightarrow g\mu^+\nu_\mu gg, \quad (87)$$

con $q = u, d, c, s$. Estos procesos incluyen la producción de $W^+W^-j, WZj, W\gamma^*j, Wjjj$ (como se ve en la figura 23 (a)) así como muchos procesos no resonantes. Se trata de un total de 27826 diagramas, algunos de los cuales se pueden obtener adjuntando una pata de gluón a las líneas de quarks en la figura 18.

8.3.4. Background Reducible II

Consideremos ahora los antecedentes reducibles a la producción de tjj (81) con 2 b -jets en el estado final, dados por los procesos,

$$gq, qq \rightarrow q\mu^+\nu_\mu q\bar{b} \quad (88)$$

Estos procesos están dados por diagramas 784, pero su sección eficaz está dominada por un solo top (tbj) y, en menor medida, por un solo W ($Wb\bar{b}j$), como se ilustra en la figura 23 (b), (c).

9. Producción $tjjj$ en interacciones tqg

9.1. Producción $tjjj$

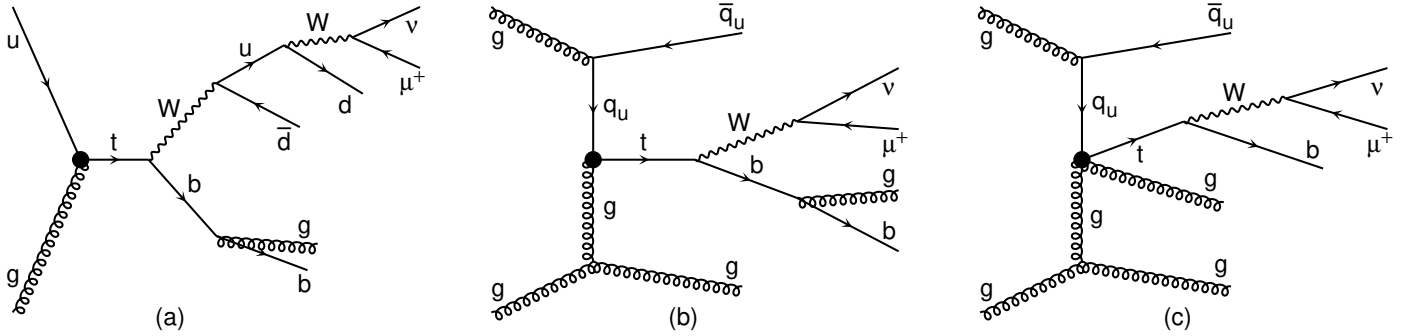


Figura 24: Diagramas representativos para la producción de un single top a partir de interacciones tqg , en modo leptónico- μ con tres jets ligeros en el estado final ($q_u = u, c, q = u, d, s, c$). Los jets ligeros adicionales se originan en el decaimiento de t en (a), pero no en (b), (c).

La producción anómala de un quark top con tres jets ligeros adicionales se puede representar como

$$pp \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu jjj, \quad (89)$$

con j cualquier quark o antiquark más ligero que b , o gluón. Algunos diagramas representativos de Feynman se muestran en figura 24. Teniendo en cuenta todos los posibles canales de reacción, obtenemos 42886 diagramas en total (21443 con quark inicial u , y otros tantos con quark inicial c). Como en el caso de uno y dos jets ligeros considerados anteriormente, los jets ligeros adicionales pueden originarse a partir de productos de decaimiento del top, figura 24 (a), o de otras líneas en el diagrama, figura 24 (b), (c). En el último caso, el top que decae puede tener un momento transversal significativo. Como en los casos anteriores de uno o dos jets ligeros, podemos tener en cuenta los procesos análogos a (89) con quarks b o antiquarks en el estado inicial, o en lugar de los jets ligeros en el estado final. Esos procesos están dados por 21500 diagramas de Feynman adicionales. Sus contribuciones son generalmente pequeñas, como se discute en detalle a continuación.

También como en el caso anterior de dos jets ligeros, tenemos una producción de pares top

$$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\mu^+\nu_\mu jjj. \quad (90)$$

Teniendo en cuenta todas las combinaciones de sabores, obtenemos 771 diagramas proporcionales a $\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 1$ y otros tantos a $\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 1$. Como se analiza a continuación con más detalle, la contribución de la producción de pares top en la sección eficaz se suprime en gran medida mediante la aplicación de cortes en el espacio de fases.

10. Selección de eventos y secciones eficaces de los procesos señal

Consideramos los siguientes procesos a nivel de partones,

$$pp \rightarrow t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu J_0 \cdots J_{N_j-1} \quad (91)$$

1 2 3 4 5 6 6 + N_j

donde $J_k, k = 0, \dots, N_j - 1$, son jets ligeros ordenados por p_T tal que $p_T(J_0) > p_T(J_1) > \dots > p_T(J_{N_j-1})$.

10.1. Cortes en el espacio de fases en simulaciones a nivel de partones

Para todas las simulaciones aplicamos los siguientes cortes en el archivo `run_card` en MG5, donde todas las cantidades dimensionales se encuentran en GeV,

$$\text{run_card} : \left\{ \begin{array}{l} |y(\mu)| < 2.8, \quad p_T(\mu) > 2.0, \quad \cancel{E}_T > 2.0, \\ |y(b)| < 3.0, \quad p_T(b) > p_{Tmin}, \\ |y(J_k)| < 3.0, \quad p_T(J_k) > p_{Tmin}, \\ \Delta R(b, \mu^+), \Delta R(b, J_k), \Delta R(J_k, \mu^+), \Delta R(J_k, J_p) > 0.4, \\ k, p = 0, \dots, N_j - 1, k < p, \end{array} \right. \quad (92)$$

donde

$$\begin{array}{c|ccc} \sqrt{s}[TeV] & 13.5 & 27 & 100 \\ \hline p_{Tmin}[GeV] & 15 & 35 & 50 \end{array} \quad (93)$$

Los rangos de rapidez usados son consistentes con la aceptación en la rapidez de la simulación que se halla en el detector CMS [20]. Además también aplicamos cortes a las “masas”, en el archivo `cuts.f` dentro de MG5 de la siguiente manera,

$$N_j = 0 : \left\{ \begin{array}{l} 30.0 < m_{45} < 130.0, \\ 120.0 < m_{345} < 1000.0, \end{array} \right. \quad (94)$$

$$N_j = 1 : \left\{ \begin{array}{l} 30.0 < m_{45} < 130.0, \\ 100.0 < m_{36}, \\ 120.0 < m_{345}, m_{456} < 1000.0, \\ 250.0 < m_{3456} = \sqrt{\hat{s}} \end{array} \right. \quad (95)$$

$$N_j = 2 : \left\{ \begin{array}{l} 30.0 < m_{45} < 130.0, \\ 100.0 < m_{36}, m_{37}, m_{67} \\ 120.0 < m_{345}, m_{456}, m_{457}, m_{367} < 1000.0, \\ 250.0 < m_{3456}, m_{3457}, m_{4567} < 1500.0, \\ 250.0 < m_{34567} = \sqrt{\hat{s}} \end{array} \right. \quad (96)$$

$$N_j = 3 : \left\{ \begin{array}{l} 30.0 < m_{45} < 130.0, \\ 100.0 < m_{36}, m_{37}, m_{38}, m_{67}, m_{68}, m_{78} \\ 120.0 < m_{345}, m_{456}, m_{457}, m_{458}, m_{367}, m_{368}, m_{378}, m_{678} < 1000.0, \\ 250.0 < m_{3456}, m_{3457}, m_{3458}, m_{4567}, m_{4568}, m_{4578}, m_{3678} < 1500.0, \\ 250.0 < m_{34567}, m_{34568}, m_{34578}, m_{45678}, \\ 250.0 < m_{345678} = \sqrt{\hat{s}} \end{array} \right. \quad (97)$$

- Los cortes de la simulación a nivel partonico son simétricos en los partones del estado final(“jets”). En particular, no se supone un papel especial para el quark b .
- Los cortes para dijets, permiten decaimientos de la forma $t \rightarrow qug$ y por lo tanto, la producción de pares top. Para el nivel análisis estos cortes serán mas estrictos.
- Los cortes en las masas para n partículas con $n \geq 4$ suprimen los decaimientos radiativos del quark top.

Adicionalmente los eventos que contienen leptones cargados o jets ligeros adicionales observados por el detector, los rechazamos. Por ejemplo, en el caso de eventos con $N_j = 1$ podemos considerar procesos con dos jets ligeros en el estado final, si alguno de estos jets cumple los cortes (94)-(97) y el otro esta fuera del calorímetro hadronico.

$$|y| > y_{\max}, \quad y_{\max} = \left\{ \begin{array}{ll} 5.0 & \text{LHC} \\ 6.0 & \text{FCChh} \end{array} \right. \quad (98)$$

10.2. Secciones eficaces a nivel de partones

$\sqrt{s} [TeV]$	σ [pb]					
	$\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 1$			$\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 1$		
	13.5	27	100	13.5	27	100
$N_j = 0$	210.2	349.5	900.8	43.66	119.7	541.4
$N_j = 1$	87.82	141.7	422.9	14.83	43.4	259.7
$N_j = 2$	23.42	42.54	147.2	4.31	14.46	99.39
$N_j = 3$	4.4	9.0	34.0	0.92	3.3	24.0

Tabla 7: Secciones eficaces a nivel de partones para diferentes energías.

Notamos aquí que los resultados para $N_j = 2, 3$ en la tabla 7 contienen la contribución de la producción de $t\bar{t}$ como descrito en la sección 8.2. Las secciones eficaces para la producción de pares top se reportan en la tabla 8.

$\sqrt{s} [TeV]$	σ [pb]					
	$\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 1$			$\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 1$		
	13.5	27	100	13.5	27	100
$N=2$	0.53	2.1	15.4	0.53	2.1	15.4
$N=3$	0.23	0.81	5.8	0.23	0.81	5.8

Tabla 8: Secciones eficaces a nivel de partones de la producción de pares top.

Debido a que la interacción anómala tqg entra en la producción de pares top solo a través del vértice de decaimiento, ver la figura 20, los resultados en la tabla 8 son los mismos para $\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 1$ que para $\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 1$. A diferencia del caso $N_j = 2$, para $N_j = 3$ la simulación MG5 tiene poca convergencia numérica, incluso con los cortes 10.1. Así, las secciones eficaces en la tabla 8 para $N_j = 3$ tienen una incerteza significativamente mayor que para $N_j = 2$. Este problema es bastante irrelevante, sin embargo, dado que los cortes en la sección 10.3 hacen que las secciones eficaces para la producción de pares top sean insignificanamente pequeñas, como se muestra en la tabla 10.

10.3. Cortes en el espacio de fases a nivel análisis

Al igual que en la sección anterior, todas las cantidades dimensionales están en GeV y los $p_{T\min}$ para cada caso se dan en (93). Ahora detallaremos los cortes aplicados al espacio de fases que usamos en el análisis de los eventos de la simulación, solo que ahora asumiremos que se lleva a cabo el etiquetado del quark b . Requerimos como cortes de preselección que los eventos tengan el número adecuado de jets b y ligeros,

$$N_b = 1, \quad N_{light} = N_j. \quad (99)$$

Los cortes de espacio de fase para la selección de eventos vienen dados por,

$$N_j = 0, 1, 2, 3 : \left\{ \begin{array}{l} |y(\mu)| < 2.8, \quad p_T(\mu) > 2.0, \quad \cancel{E}_T > 2.0, \\ |y(b)| < 2.5, \quad p_T(b) > p_{T\min}, \\ |y(J_k)| < 2.5, \quad p_T(J_k) > p_{T\min}, \\ \Delta R(b, \mu^+), \Delta R(b, J_k), \Delta R(J_k, \mu^+), \Delta R(J_k, J_p) > 0.4, \\ k, p = 0, \dots, N_j - 1, \quad k < p, \end{array} \right. \quad (100)$$

$$N_j = 0, 1, 2, 3 : \begin{cases} 40.0 < m_{45} < 120.0, \\ 142.0 < m_{345} < 202.0, \end{cases} \quad (101)$$

$$N_j = 1 : \begin{cases} 250.0 < m_{36}, \\ 250.0 < m_{456} < 1000.0, \\ 250.0 < m_{3456} = \sqrt{\hat{s}} \end{cases} \quad (102)$$

$$N_j = 2 : \begin{cases} 250.0 < m_{36}, m_{37}, m_{67}, \\ 250.0 < m_{456}, m_{457}, m_{367} < 1000.0, \\ 250.0 < m_{3456}, m_{3457}, m_{4567} < 1500.0, \\ 250.0 < m_{34567} = \sqrt{\hat{s}} \end{cases} \quad (103)$$

$$N_j = 3 : \begin{cases} 250.0 < m_{36}, m_{37}, m_{38}, m_{67}, m_{68}, m_{78} \\ 250.0 < m_{456}, m_{457}, m_{458}, m_{367}, m_{368}, m_{378}, m_{678} < 1000.0, \\ 250.0 < m_{3456}, m_{3457}, m_{3458}, m_{4567}, m_{4568}, m_{4578}, m_{3678} < 1500.0, \\ 250.0 < m_{34567}, m_{34568}, m_{34578}, m_{45678}, \\ 250.0 < m_{345678} = \sqrt{\hat{s}} \end{cases} \quad (104)$$

Los cortes en (98) también deben aplicarse en su caso.

10.4. Secciones eficaces a nivel análisis

$\sqrt{s}[TeV]$	σ [pb]					
	$\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 1$			$\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 1$		
	13.5	27	100	13.5	27	100
$N_j = 0$	175.47	292.17	771.89	40.45	109.85	487.85
$N_j = 1$	22.2	45.45	167.4	2.8	11.86	97.6
$N_j = 2$	1.6	3.8	16.5	0.2	1.0	10.52
$N_j = 3$	0.047	0.14	0.72	0.0068	0.038	0.46

Tabla 9: Secciones eficaces a nivel de análisis para diferentes energías.

Como en el caso de la sección 10.2, los resultados en la tabla 9 para $N_j = 2, 3$ incluyen la contribución de la producción $t\bar{t}$. En este caso, sin embargo, esa contribución es insignificamente pequeña debido a los cortes fase-espacio descritos en la sección 10.3, como se ve en esta tabla,

$\sqrt{s}[TeV]$	σ [pb]					
	$\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 1$			$\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 1$		
	13.5	27	100	13.5	27	100
N=2	3.9×10^{-4}	1.8×10^{-3}	0.02	3.9×10^{-4}	1.8×10^{-3}	0.02
N=3	3.5×10^{-4}	1.2×10^{-3}	9.0×10^{-3}	3.5×10^{-4}	1.2×10^{-3}	9.0×10^{-3}

Tabla 10: Secciones eficaces a nivel análisis de la producción pares top.

Igualmente que en la tabla 8, los resultados para $\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 1$ son los mismos que para $\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 1$.

11. Secciones eficaces para los procesos del background

11.1. Secciones eficaces del background a nivel de partones

Con los cortes descritos en la sección 10.1 obtenemos las secciones eficaces a nivel partonico en [pb], para los eventos con cero, uno, dos y tres jets ligeros, dados en las siguientes tablas,

$\sqrt{s}[TeV]$	σ [pb]	
	(72)	(76) $_{N_j=0}$
13.5	1256.0	0.67
27	1515.0	2.04
100	3494.0	14.4

Tabla 11: Secciones eficaces del background para el proceso de produccion de t . Estas secciones eficaces deben compararse con las del proceso señal dados en (10.2).

$\sqrt{s}[TeV]$	σ [pb]				
	(76)	(77)	(78)	(79)	(80)
13.5	5.84	0.011	199.7	0.0017	0.43
27.0	12.01	0.040	315.4	0.0069	0.73
100.0	42.02	0.31	1023.0	0.047	1.83

Tabla 12: Secciones eficaces del background para el proceso tj . Estas secciones eficaces deben compararse con las del proceso señal dados en (10.2).

$\sqrt{s}[TeV]$	σ [pb]				
	(85) $_u$	(85) $_c$	(86)	(87)	(88)
13.5	0.12	0.032	0.58	26.52	0.83
27.0	0.15	0.079	1.18	47.17	1.67
100.0	0.71	0.59	4.57	161.5	5.89

Tabla 13: Secciones eficaces del background para el proceso tjj . Estas secciones eficaces deben compararse con las del proceso señal dados en (10.2).

De la ultima tabla notemos aquí que las secciones eficaces para backgrounds reducibles a nivel de partones no tienen en cuenta las correspondientes probabilidades de error de clasificación, que se incluyen en el nivel de análisis.

11.2. Secciones eficaces del background a nivel de análisis

Con los cortes descritos en la sección 10.3 obtenemos las secciones eficaces a nivel análisis en [pb], para los eventos con cero, uno y dos jets ligeros, dados en las siguientes tablas,

$\sqrt{s}[\text{TeV}]$	σ [pb]	
	(72)	(76) $_{N_j=0}$
13.5	9.39	0.2
27	15.29	0.67
100	39.31	1.37

Tabla 14: Secciones eficaces del background para el proceso t nivel análisis. Estas secciones eficaces deben compararse con las del proceso señal dados en 10.4.

Para los backgrounds reducibles, tomamos la eficiencia de etiquetado b como $\eta_b = 1.0$, por simplicidad. Para las probabilidades de error tomamos $p_c = 0.1$ para quarks c y $p_j = 0.01$ para partones más ligeros

$\sqrt{s}[\text{TeV}]$	σ [pb]				
	(76)	(77)	(78)	(79)	(80)
13.5	0.95	2.3×10^{-4}	0.21	-	-
27.0	2.53	1.5×10^{-3}	0.65	-	-
100.0	11.81	4.7×10^{-3}	2.99	-	-

Tabla 15: Secciones eficaces del background del proceso tj nivel análisis. Estas secciones eficaces deben compararse con las del proceso señal dados en (10.4).

$\sqrt{s}[\text{TeV}]$	σ [pb]				
	(85) $_u$	(85) $_c$	(86)	(87)	(88)
13.5	4.3×10^{-4}	1.5×10^{-4}	7.8×10^{-3}	6.4×10^{-3}	3×10^{-3}
27.0	9.8×10^{-4}	6.3×10^{-4}	0.027	0.025	8.9×10^{-3}
100.0	6.7×10^{-3}	5.7×10^{-3}	0.17	0.102	0.043

Tabla 16: Secciones eficaces del background del proceso tjj nivel análisis. Estas secciones eficaces deben compararse con las del proceso señal dados en (10.4).

Las secciones para el fondo (85) en la tabla 16 se dan para los casos $\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 1, \widehat{C}_{TuGr}^{23} = 0$, etiquetado (85) $_u$ y $\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 0, \widehat{C}_{TuGr}^{23} = 1$, etiquetado (85) $_c$.

Las secciones eficaces para los procesos (86), (87), (88) tienen en cuenta las probabilidades de error de clasificar b $p_c = 0.1, p_j = 0.01$. Para los backgrounds irreducibles como (86) los efectos de maletiquetado de b son bastante pequeños. Para simplificar, consideramos una eficiencia de etiquetado b , $\eta_b = 1.0$ en todos los casos, con la excepción de (88). En ese caso particular, requerir (99) con $\eta_b = 1.0$ conduciría a un rechazo completo de todos los eventos y una sección eficaz que desaparece. Un valor más realista es entonces $\eta_b = 0.85$, que es el valor utilizado para obtener los resultados para (88) citados en la tabla 16.

12. Resumen de los resultados de las secciones eficaces

En esta sección resumimos los resultados de las secciones eficaces de las secciones 10.2, 10.4, 11.1, 11.2.

12.1. Procesos anómalos

Los procesos señal anómalos con $N_j = 0$ se describen en la sección. 6.1, ec. (69), con $N_j = 1$ en la secc. 7.1, ecuaciones (73), (74), con $N_j = 2$ en seg. 8.1, ecs. (81), (82) y con $N_j = 3$ en la secc. 9.1, ec. (89). Las secciones eficaces se dan en la secc. 10.4, tabla 9. Por otro lado, para $N_j = 2$ tenemos los procesos anómalos de fondo de la sección 8.3.1, eq. (85), cuyas secciones eficaces se dan en la secc. 11.2, tabla 16. Esos resultados pueden resumirse en las siguientes tablas

$N_j = 0$	$\sqrt{s}[TeV]$	$\sigma[\text{pb}]$	
		Señal (69)	Señal(69)
		$\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 1$ $\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 0$	$\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 0$ $\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 1$
	13.5	175.4	40.5
	27	292.2	109.0
	100	771.8	487.9

Tabla 17: Secciones eficaces para el procesos anómalo (69) sin jets ligeros en el estado final.

$N_j = 1$	$\sqrt{s}[TeV]$	$\sigma[\text{pb}]$	
		Señal (73)	Señal(73)
		$\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 1$ $\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 0$	$\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 0$ $\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 1$
	13.5	22.2	2.8
	27	45.5	11.9
	100	167.4	97.6

Tabla 18: Secciones eficaces para el proceso anómalo (73) con un jet ligero en el estado final.

$N_j = 2$	$\sqrt{s}[TeV]$	$\sigma[\text{pb}]$			
		Señal (81)	Señal(81)	Background (85)	Background (85)
		$\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 1$ $\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 0$	$\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 0$ $\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 1$	$\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 1$ $\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 0$	$\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 0$ $\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 1$
	13.5	1.6	0.2	4.3×10^{-4}	1.5×10^{-4}
	27	3.8	1.0	9.8×10^{-4}	6.3×10^{-4}
	100	16.5	10.52	6.7×10^{-3}	5.7×10^{-3}

Tabla 19: Secciones eficaces para el proceso anómalo (85) con dos jets ligeros en el estado final.

$N_j = 3$	$\sigma[\text{pb}]$		
	Señal (89)		Señal(89)
	$\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 1$	$\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 0$	$\widehat{C}_{TuGr}^{13} = 0$
	$\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 0$	$\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 0$	$\widehat{C}_{TuGr}^{23} = 1$
$\sqrt{s}[\text{TeV}]$			
13.5	0.047	0.0068	
27	0.14	0.038	
100	0.72	0.46	

Tabla 20: Secciones eficaces para el proceso anómalo (89) con tres jets ligeros en el estado final.

12.2. MS backgrounds

$N=0$	$\sigma[\text{pb}]$			
	(72)	(76) $_{N_j=0}$		
	MS	MS	Σ	QS
$\sqrt{s}[\text{TeV}]$				
13.5	9.4	0.20	9.6	9.4
27	15.3	0.70	16.0	15.3
100	39.3	1.37	40.67	39.3

Tabla 21: Secciones eficaces de los fondos (72), (76) sin jets ligeros en el estado final.

$N=1$	$\sigma[\text{pb}]$			
	(76)	(80)		
	MS	MS	Σ	QS
$\sqrt{s}[\text{TeV}]$				
13.5	0.95	0.21	1.16	0.97
27	2.53	0.65	3.18	2.61
100	11.8	3.0	14.8	12.17

Tabla 22: Secciones eficaces de los fondos (76), (80) con un jet ligero en el estado final.

N=2	σ [pb]				
	(86)	(87)	(88)	Σ	QS
\sqrt{s} [TeV]	MS	MS	MS		
13.5	7.8×10^{-3}	6.4×10^{-3}	3.0×10^{-3}	0.017	0.011
27	0.027	0.025	8.9×10^{-3}	0.061	0.038
100	0.17	0.102	0.043	0.315	0.200

Tabla 23: Secciones eficaces de los fondos (86), (87), (88) con dos jets ligeros en el estado final.

12.3. Incertezas estadísticas

En una medición de la sección eficaz de procesos de la forma

$$pp \rightarrow b\mu^+\nu_\mu n_j, \quad (105)$$

con $n_j = 0j, 1j, 2j$, con los cortes dados en la sección 10.3, esperamos que el resultado esté dado por el total de las secciones eficaces en las tablas (21)-(23). Las incertidumbres estadísticas asociadas están relacionadas con el número de eventos $N = \sigma L_{int}$, siendo L_{int} la luminosidad integrada del colisionador. Las luminosidades integradas esperadas por año son,

\sqrt{s} [TeV]	13.5	27	100
L_{int} [ab ⁻¹]	3	9	30

Tabla 24: Luminosidades para el HL-LHC,HE-LHC y FCC-hh

Suponiendo que el proceso de dispersión (105) sea un proceso de conteo de Poisson, la incerteza estadística en el número de eventos ésta dada por $\Delta N = \sqrt{N}$. Por lo tanto,

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta N}{L_{int}} = \frac{1}{\sqrt{\sigma L_{int}}} \quad (106)$$

Dado que las incertezas estadísticas deben sumarse en cuadratura, usamos la columna “QS” en las tablas (21)-(23) para obtenerlas de la siguiente tabla 25, Como se puede ver en la tabla 25, las incertezas estadísticas son

\sqrt{S}	$\Delta\sigma/\sigma$ [%]		
	$N_j = 0$	$N_j = 1$	$N_j = 2$
13.5	0.02	0.06	0.55
27	0.009	0.02	0.17
100	0.003	0.005	0.04

Tabla 25: Incertezas estadísticas con sumas cuadráticas “QS”.

menores al 1 % para $N_j = 2$, y menores al 0.1 % para $N_j = 0, 1$. Por lo tanto, esperamos que las incertezas de medición estén dominadas por la sistemática, mientras que las incertezas estadísticas son insignificamente pequeñas.

12.4. Parametrizaciones de las secciones eficaces

Las secciones eficaces para los procesos (69), (73), (81), (89), se pueden parametrizar en el orden más bajo la teoría de perturbaciones, y en la dimensión seis en la expansión de la teoría efectiva, como

$$\sigma = \hat{\sigma}_0^{13} \left((\hat{C}_{TuGr}^{13})^2 + (\hat{C}_{TuGi}^{13})^2 \right) + \hat{\sigma}_0^{23} \left((\hat{C}_{TuGr}^{23})^2 + (\hat{C}_{TuGi}^{23})^2 \right). \quad (107)$$

En esta parametrización, los coeficientes $\hat{\sigma}_0^{k3}$, $k = 1, 2$, dependen de la escala de nueva física Λ en (55). En este trabajo, tomamos $\Lambda = 1$ TeV. Para ese valor de Λ , los coeficientes en (107) pueden obtenerse de las tablas 17-20. Para obtener una determinación más precisa de los coeficientes $\hat{\sigma}_0^{k3}$, $k = 1, 2$, y sus incertezas, para cada $N_j = 0, 1, 2$, calculamos la sección eficaz para 10 valores diferentes de \hat{C}_{TuGr}^{k3} , $k = 1, 2$, para los que realizamos un ajuste de mínimos cuadrados. Para cada energía y N_j , elegimos cinco valores positivos y cinco negativos de \hat{C}_{TuGr}^{k3} para que la sección eficaz sea menor o igual a los valores QS en las tablas 21- 23. Así los coeficientes resultantes dan los siguientes valores,

$\sqrt{s} [TeV]$	$N_j = 0$		$N_j = 1$		$N_j = 2$	
	$\hat{\sigma}_0^{13}$	$\hat{\sigma}_0^{23}$	$\hat{\sigma}_0^{13}$	$\hat{\sigma}_0^{23}$	$\hat{\sigma}_0^{13}$	$\hat{\sigma}_0^{23}$
13.5	175.47±0.13	40.55±0.040	22.18±0.12	2.829±0.015	1.632±0.009	0.2086±0.0030
27	292.34±0.32	109.96±0.073	46.00±0.16	11.880±0.032	3.820±0.019	1.050±0.0083
100	770.25±1.42	487.39±0.160	167.69±0.31	98.3±0.090	16.58±0.093	10.622±0.0640

Tabla 26: Coeficientes de la ecuación (107) para $N_j = 0, 1, 2$

Estos resultados están en muy buena concordancia numérica con los de 17-20, como deberían.

13. Límites a los acoplamientos anómalos

En esta sección obtendremos los límites sobre los acoplamientos anómalos \widehat{C}_{TuGr}^{k3} , $k = 1, 2$, que es el principal objetivo de este trabajo. Como se mencionó en la sección 12.3, en ausencia de interacciones anómalas, esperamos que el resultado de una medición de la sección eficaz para los procesos (105), con $n_j = 0_j, 1_j, 2_j$, con los cortes dados en el apartado 10.3, esté dado por las secciones eficaces totales en las tablas 21-23. Sea la incerteza de medición relativa ε . Entonces, esperamos que la sección eficaz anómala satisfaga,

$$\sigma_{\text{eff}} < \sigma_{\text{MS}} \times \varepsilon \times N_s, \quad (108)$$

donde σ_{eff} son las secciones eficaces (107) con los coeficientes en la tabla (26), σ_{MS} son las secciones eficaces en el SM (67) y N_s es la significancia estadística. De las desigualdades (108) obtendremos límites superiores para $|\widehat{C}_{TuGr}^{k3}|$, $k = 1, 2$. En lo que sigue estableceremos $N_s = 2$, correspondiente al 95 % de nivel de confianza (C.L.). También supondremos que la incerteza de medición ε sea del 3 % o del 5 %.

13.1. Límites en $|\widehat{C}_{TuGr}^{13}|$

Como se explicó antes, de (108) obtenemos el siguiente conjunto de límites para $|\widehat{C}_{TuGr}^{13}|$ a 95 % C.L.

$\sqrt{s}[\text{TeV}]$	$\varepsilon = 3 \%$			$\varepsilon = 5 \%$		
	$N_j = 0$	$N_j = 1$	$N_j = 2$	$N_j = 0$	$N_j = 1$	$N_j = 2$
13.5	0.057	0.057	0.025	0.074	0.074	0.032
27	0.056	0.064	0.031	0.073	0.082	0.040
100	0.056	0.073	0.034	0.072	0.094	0.044

Tabla 27: Límites para $|\widehat{C}_{TuGr}^{13}|$

Vemos que los límites más estrictos se obtienen en cada energía para $N_j = 2$. Pero, notablemente, mientras que para $N_j = 0, 1$ los límites se fortalecen con el aumento de la energía, para $N_j = 2$ se debilitan. Otra observación importante es que, para N_j fijo, la variación de los límites con \sqrt{s} es muy moderada, ciertamente no un cambio de orden de magnitud, tal como se reporta en [5].

13.2. Límites en $|\widehat{C}_{TuGr}^{23}|$

$\sqrt{s}[\text{TeV}]$	$\varepsilon = 3 \%$			$\varepsilon = 5 \%$		
	$N_j = 0$	$N_j = 1$	$N_j = 2$	$N=0$	$N_j = 1$	$N_j = 2$
13.5	0.119	0.161	0.070	0.154	0.208	0.090
27	0.092	0.125	0.059	0.118	0.162	0.076
100	0.070	0.095	0.042	0.091	0.123	0.054

Tabla 28: Límites para $|\widehat{C}_{TuGr}^{23}|$

Vemos que en este caso, a diferencia del apartado anterior, los límites se hacen más estrictos a medida que aumenta la energía para todos los N_j . Vemos también que los límites de $|\widehat{C}_{TuGr}^{23}|$ son en todos los casos más débiles que los de $|\widehat{C}_{TuGr}^{13}|$, como se esperaba. Nótese que los límites obtenidos en [5] para $|\widehat{C}_{TuGr}^{23}|$ son un poco más estrictos que los de $|\widehat{C}_{TuGr}^{13}|$, lo que no es físico.

13.3. Límites experimentales en acoplamientos anómalos

En esta sección discutimos los límites experimentales para $\widehat{C}_{TuGr}^{1,23}$ establecidos por las colaboraciones del LHC y proyectados para el HL-LHC.

13.3.1. Límites de ATLAS

En la ref. [2] se reporta una medida de la sección eficaz para el proceso $pp \rightarrow b\ell^+\nu_\ell$, $\ell = e, \mu$, que se aplica para establecer límites a los acoplamientos anómalos tqg . La interacción efectiva supuesta en [2] está dada por la siguiente Lagrangiana de [19],

$$\mathcal{L}_S = -g_s \sum_{q=u,c} \frac{\kappa_{qgt}^{\text{ATL}}}{\Lambda} \bar{q} \lambda^a \sigma^{\mu\nu} (f_q + ih_q \gamma_5) t G_{\mu\nu}^a + h.c. , \quad (109)$$

con f_q, h_q tal que $|f_q|^2 + |h_q|^2 = 1$. (Señalamos aquí que en [2], $+h_q \gamma_5$ se escribe en lugar de $+ih_q \gamma_5$, que obviamente es un error tipográfico ya que, de lo contrario, el Lagrangiano no sería hermitiano). Con $f_q = 1$, $h_q = 0$ en (109) se produce un acoplamiento tensorial. Comparar ese acoplamiento tensorial con (55) resulta en la relación

$$\kappa_{ugt}^{\text{ATL}} = -\frac{m_t}{2\Lambda} \widehat{C}_{TuGr}^{13} , \quad \kappa_{cgt}^{\text{ATL}} = -\frac{m_t}{2\Lambda} \widehat{C}_{TuGr}^{23} , \quad \frac{m_t}{2\Lambda} = 0.086 . \quad (110)$$

Los límites de acoplamiento individual encontrados por ATLAS [2] (para $\Lambda = 1$ TeV),

$$|\kappa_{ugt}^{\text{ATL}}| < 5.8 \times 10^{-3}, \quad \kappa_{cgt}^{\text{ATL}} = 0, \quad y \quad \kappa_{ugt}^{\text{ATL}} = 0, \quad |\kappa_{cgt}^{\text{ATL}}| < 13.0 \times 10^{-3}, \quad (111)$$

se traducen a nuestra notación como,

$$|\widehat{C}_{TuGr}^{13}| < 0.067, \quad \widehat{C}_{TuGr}^{23} = 0, \quad y \quad \widehat{C}_{TuGr}^{13} = 0, \quad |\widehat{C}_{TuGr}^{23}| < 0.151 , \quad (112)$$

que se deben comparar con las tablas 27, 28.

13.3.2. La razón de decaimiento $\mathcal{B}(t \rightarrow qg)$

Siguiendo a [2], parametrizamos la razón de decaimiento como

$$\mathcal{B}(t \rightarrow qg) = \mathcal{C} \left(\frac{\kappa_{qgt}^{\text{ATL}}}{\Lambda} \right)^2 , \quad (113)$$

con $\kappa_{qgt}^{\text{ATL}}$ de (109). El coeficiente \mathcal{C} se calculó en NLO QCD en [19]. De la tabla 1 de esa referencia encontramos,

$$\mathcal{C} = 1.1964, \quad (114)$$

y $\mathcal{C} = 1.001$ en LO. Por lo tanto, de (110) encontramos,

$$\mathcal{B}(t \rightarrow qg) = 0.008849 (\widehat{C}_{TuGr}^{q3})^2 . \quad (115)$$

De esta forma, podemos expresar los límites en 27, 28. como límites en $\mathcal{B}(t \rightarrow qg)$.

13.3.3. Límites de CMS

De manera similar al tratamiento por ATLAS discutido en la sección 13.3.1, la colaboración CMS ha informado [3] una medición de la sección eficaz para el proceso $pp \rightarrow b\ell^+\nu_\ell j$, $\ell = e, \mu$, con j un jet ligero, y lo aplicó para establecer límites al acoplamiento tqg . La interacción efectiva asumida en [3] está dada por la siguiente lagrangiana,

$$\mathcal{L} = g_s \sum_{q=u,c} \frac{\kappa_{tqg}^{CMS}}{\Lambda} \bar{q} \sigma^{\mu\nu} \frac{\lambda^a}{2} t G_{\mu\nu}^a + h.c. . \quad (116)$$

Nótese que, a diferencia de (109), esta lagrangiana supone un acoplamiento puramente tensorial, y que la constante de acoplamiento se define con una convención diferente. Comparar (116) con (55) resulta en la relación

$$\kappa_{ugt}^{CMS} = \frac{m_t}{\Lambda} \widehat{C}_{TuGr}^{13} , \quad \kappa_{cgt}^{CMS} = \frac{m_t}{\Lambda} \widehat{C}_{TuGr}^{23} . \quad (117)$$

Los límites de acoplamiento individual encontrados por CMS [3] (para $\Lambda = 1$ TeV),

$$|\kappa_{ugt}^{CMS}| < 4.1 \times 10^{-3}, \quad \kappa_{cgt}^{CMS} = 0, \quad \text{y} \quad \kappa_{ugt}^{CMS} = 0, \quad |\kappa_{cgt}^{CMS}| < 1.8 \times 10^{-2}, \quad (118)$$

que traducimos a nuestra notación como,

$$|\widehat{C}_{TuGr}^{13}| < 0.0238, \quad \widehat{C}_{TuGr}^{23} = 0, \quad \text{y} \quad \widehat{C}_{TuGr}^{13} = 0, \quad |\widehat{C}_{TuGr}^{23}| < 0.105, \quad (119)$$

que, a su vez, se pueden comparar con las tablas 27, 28.

13.3.4. Proyecciones CMS para la HL-LHC

Para el HL-LHC, con el detector CMS Phase 2, la colaboración CMS ha proyectado [4] los siguientes límites en los acoplamientos (116) (para $\Lambda = 1$ TeV),

$$|\kappa_{ugt}^{CMS}| < 1.8 \times 10^{-3} (2.9 \times 10^{-3}), \quad \kappa_{cgt}^{CMS} = 0, \quad \text{y} \quad \kappa_{ugt}^{CMS} = 0, \quad |\kappa_{cgt}^{CMS}| < 5.2 \times 10^{-3} (9.1 \times 10^{-3}), \quad (120)$$

para $L_{\text{int}} = 3 \text{ ab}^{-1}$ ($L_{\text{int}} = 300 \text{ fb}^{-1}$). Los límites en (120) son un factor 2.3 y 3.5 más pequeños que los de (118) para κ_{ugt}^{CMS} y κ_{cgt}^{CMS} , respectivamente. En virtud de la dependencia cuadrática en (113), esto se refleja como una reducción de los límites para la relación de ramificación en un orden de magnitud, como se afirma en [4].

Los límites de acoplamiento simple (120) se pueden traducir a nuestra notación como ,

$$|\widehat{C}_{TuGr}^{13}| < 0.011 (0.017), \quad \widehat{C}_{TuGr}^{23} = 0, \quad \text{y} \quad \widehat{C}_{TuGr}^{13} = 0, \quad |\widehat{C}_{TuGr}^{23}| < 0.030 (0.053), \quad (121)$$

que se van a comparar con las tablas 27, 28.

13.4. Literatura previa sobre acoplamientos anómalos en la FCC-hh

Un estudio previo de la sensibilidad de la producción de un solo top en el FCC-hh a los acoplamientos tqg anómalos se informa en [5]. Comparando el Lagrangiano en (1) de [5] con (55) obtenemos las relaciones,

$$\zeta_u = \frac{1}{2} \frac{m_t^2}{\Lambda^2} \widehat{C}_{TuGr}^{13}, \quad \zeta_c = \frac{1}{2} \frac{m_t^2}{\Lambda^2} \widehat{C}_{TuGr}^{23}, \quad \frac{m_t^2}{2\Lambda^2} = 0.01479, \quad (122)$$

donde ζ_q , $q = u, c$ son los acoplamientos anómalos definidos en [5], y donde el valor numérico resulta de poner $m_t = 172$ GeV y $\Lambda = 1$ TeV.

El trabajo [5] considera solo el caso $N_j = 0$, al igual que el estudio experimental [2]. El análisis en [5] está basado sobre la significancia estadística definida como,

$$SS = \sqrt{2[(N_S + N_B) \log(1 + N_S/N_B) - N_S]} = \sqrt{2L_{\text{int}}\sigma_S} \sqrt{\left(1 + \frac{\sigma_B}{\sigma_S}\right) \log\left(1 + \frac{\sigma_S}{\sigma_B}\right) - 1}, \quad (123)$$

donde N_S, σ_S son el número de eventos y la sección eficaz para el proceso señal, análogamente N_B, σ_B para el background total, y L_{int} es la luminosidad integrada. Debido a la dependencia de la sección eficaz σ_S con el acoplamiento anómalo, se pueden obtener límites sobre ellos requiriendo $SS \geq n$, por alguna significancia n , típicamente $n = 2$.

Obsérvese que al obtener los límites para los acoplamientos anómalos de (123), la incerteza sistemática en la medición de la sección eficaz no se tiene en cuenta, lo cual no es físico. Como resultado, si tomamos $L_{\text{int}} \rightarrow \infty$, los límites en los acoplamientos tienden a 0 que, de nuevo, no es físico. En efecto, para L_{int} muy grande, la incerteza estadística se vuelve muy pequeña, y la sistemática domina la incerteza total.

Los límites de acoplamiento simple obtenidos en [5] basados en (123) son, en el 95 % C.L., en $\sqrt{s} = 100$ TeV y $L_{\text{int}} = 10/\text{ab}$,

$$\mathcal{B}(t \rightarrow ug) < 5.18 \times 10^{-7}, \quad \mathcal{B}(t \rightarrow cg) < 4.45 \times 10^{-7}. \quad (124)$$

De (115) obtenemos la relación,

$$\mathcal{B}(t \rightarrow qg) = 0.008849(\widehat{C}_{TuGr}^{q3})^2 = 40.4537\zeta_q. \quad (125)$$

Entonces, los límites (124) pueden ser escritos como,

$$\zeta_u < 1.13 \times 10^{-4}, \quad \zeta_c < 1.05 \times 10^{-4}, \quad (126)$$

o en nuestra notación,

$$|\widehat{C}_{TuGr}^{13}| < 7.65 \times 10^{-3}, \quad |\widehat{C}_{TuGr}^{23}| < 7.09 \times 10^{-3}. \quad (127)$$

Notemos que en (124), (126), (127), el límite al acoplamiento del quark charm es más estricto que el del quark up, lo que no es físico.

Los límites (127) de [5] son significativamente más ajustados que los que obtenemos en las tablas 27, 28. Sin embargo, si utilizamos la significación estadística (123) para obtener nuestros límites, los resultados serían aún más pequeños que de (127), como se informa en el apéndice A.

14. Conclusiones

En esta tesis se obtuvieron límites a los acoplamientos anómalos tug y tcg , a partir de procesos de producción de un solo top con 0, 1 o 2 jets ligeros en el estado final. Para ese fin, se llevaron a cabo simulaciones de Monte Carlo de esos procesos, con la implementación dada en el capítulo 4 de los operadores efectivos descritos en el capítulo 3. Dichos operadores son los de momentos dipolares de transición cromomagnéticos y cromoelectrónicos. Las simulaciones de Monte Carlo fueron realizadas con MadGraph 5 v. 3.4.0. Es con ese software que se llevaron a cabo tanto los análisis diagramáticos de los procesos señal y fondo dados en los capítulos 6 a 9, como los estudios numéricos de los capítulos 10 y 11.

En las secciones 6.1 y 6.2 hallamos límites para $|\hat{C}_{TuGr}^{k3}|$, $k = 1, 2$, para las tres energías del HL-LHC, HE-LHC y FCC-hh, para $N_j = 0, 1, 2$ jets ligeros en el estado final, y suponiendo dos valores distintos para la incerteza de medición de la sección eficaz. En todos los casos los límites más estrictos se obtienen para $N_j = 2$. Esto es debido a que en ese caso la sección eficaz del fondo es más pequeña en relación a la señal. Esto último, a su vez, está relacionado con los cortes definidos en la sección 10.3. Por otro lado, las cotas obtenidas para $N_j = 1$ son más débiles que para $N_j = 0$, lo que también está relacionado con los procesos de fondo.

Los límites para $|\hat{C}_{TuGr}^{13}|$, tabla 27, se debilitan al incrementar \sqrt{s} . Esto se debe a que la sección eficaz de los fondos crece con \sqrt{s} más rápidamente que $\hat{\sigma}_0^{13}$ en la tabla 26. Para $|\hat{C}_{TuGr}^{23}|$ la situación es la opuesta: el coeficiente $\hat{\sigma}_0^{23}$, tabla 26, crece con \sqrt{s} más rápidamente que la sección eficaz de los procesos de fondo, por lo que las cotas para $|\hat{C}_{TuGr}^{23}|$, tabla 28, se vuelven más estrictas al incrementar \sqrt{s} . Este crecimiento de $\hat{\sigma}_0^{23}$ con \sqrt{s} es una consecuencia, a su vez, del crecimiento de la PDF del quark c . Los límites establecidos por la colaboración ATLAS [2] para $|\hat{C}_{TuGr}^{13}|$, (112), son menos estrictos que los que hallamos en la tabla 27 para las energías del HE-LHC y el FCC-hh, para $N_j = 0, 2$, suponiendo $\varepsilon = 3\%$. Las cotas que obtenemos para $N_j = 1$ son esencialmente las mismas que las de ATLAS. Si suponemos $\varepsilon = 5\%$, las cotas que hallamos para $N_j = 2$ son más fuertes que las de ATLAS a las tres energías. Para $\varepsilon = 5\%$ y $N_j = 0, 1$ los límites que hallamos son algo más débiles que los de ATLAS. Los límites de ATLAS [2] para $|\hat{C}_{TuGr}^{23}|$ son menos estrictos que los que reportamos en la tabla 28 para el HE-LHC y FCC-hh con $\varepsilon = 3\%$. En el caso $N_j = 2$, los límites en la tabla 28 son sustancialmente más fuertes que los de ATLAS tanto para $\varepsilon = 3\%$ como para 5% .

Los límites determinados por la colaboración CMS [3] para $|\hat{C}_{TuGr}^{13}|$, (119), son más estrictos que los que hallamos en la tabla 27 para el HE-LHC y el FCC-hh. Son esencialmente iguales a los límites que hallamos para la energía del HL-LHC con $N_j = 2$, $\varepsilon = 3\%$. Por otro lado, los límites de CMS [3] para $|\hat{C}_{TuGr}^{23}|$, son más débiles que los hallados en la tabla 28 para $N_j = 0, 2$. También son más débiles que los de la tabla 28 para el FCC-hh con $N_j = 0, 1, 2$ con $\varepsilon = 3\%$. En particular, los límites de la tabla 28 a la energía del FCC-hh con $N_j = 2$ son sustancialmente más estrictos que los de CMS tanto para $\varepsilon = 3\%$ como para 5% . En la ecuación (121), sección 13.3.4, reportamos los límites sobre $|\hat{C}_{TuGr}^{12,3}|$ que la colaboración CMS proyecta obtener en el HL-LHC. Los límites (121) proyectados para $|\hat{C}_{TuGr}^{13}|$ con $L_{\text{int}} = 3 \text{ ab}^{-1}$ son significativamente más estrictos que todos los obtenidos en la tabla 27. Los límites (121) proyectados para $|\hat{C}_{TuGr}^{23}|$ con la misma luminosidad integrada son moderadamente más fuertes que los obtenidos en la tabla 28 para el FCC-hh con $N_j = 2$, y sustancialmente más fuertes que el resto de los mismos. Estas proyecciones de CMS para el HL-LHC muestra que es necesario mejorar los límites obtenidos en esta tesis, especialmente para el FCC-hh. Esto podría conseguirse mejorando el tratamiento de rechazo de los procesos de fondo, para reducirlos más en relación a la señal. Como se discute en la sección 13.4, el método de significancia estadística usado en la referencia [5] no tiene en cuenta la incerteza sistemática en la medición de la sección eficaz, lo que no es físico. Como se reporta en el apéndice A, los límites que obtenemos a partir de la significancia estadística (123) son aún más estrictos que los obtenidos en [5], que a su vez son más fuertes que las proyecciones de CMS para el HL-LHC. Sin embargo, cuando incorporamos adecuadamente la incerteza sistemática a la función significancia estadística, obtenemos los mismos límites que reportamos en las tablas 27, 28.

A. Apéndice

A.1. Límites solo con incertidumbre estadística

Es instructivo averiguar cuáles son los límites que obtendríamos si procediésemos de modo no físico, como se hace en [5], despreciando la incerteza sistemática.

Con las parametrizaciones (107) y las dadas en la tabla 26 para la sección eficaz de la señal en función de los acoplamientos anómalos, y las secciones eficaces de fondo 21-23, podemos calcular la significación estadística (123) para obtener límites a 95 % CL, $SS \geq 2$.

$\sqrt{s}[\text{TeV}]$	$L_{int}[\text{ab}^{-1}]$	$N_j = 0$	$N_j = 1$	$N_j = 2$
13.5	3	4.52×10^{-3}	7.58×10^{-3}	9.61×10^{-3}
27	9	2.99×10^{-3}	5.06×10^{-3}	6.56×10^{-3}
100	10	2.28×10^{-3}	3.82×10^{-3}	4.63×10^{-3}

Tabla 29: Límites en \widehat{C}_{TuGr}^{13}

$\sqrt{s}[\text{TeV}]$	$L_{int}[\text{ab}^{-1}]$	$N_j = 0$	$N_j = 1$	$N_j = 2$
13.5	3	9.39×10^{-3}	2.12×10^{-2}	2.69×10^{-2}
27	9	4.88×10^{-3}	9.96×10^{-3}	1.25×10^{-2}
100	10	2.87×10^{-3}	4.98×10^{-3}	5.78×10^{-3}

Tabla 30: Límites en \widehat{C}_{TuGr}^{23}

En las tablas 29, 30 usamos $L_{int} = 10/\text{ab}$, en lugar de $30/\text{ab}$ como 24, para poder comparar con los resultados de [18] para la FCC-hh, véase (127). Notamos que en ambas ecuaciones los límites crecen con N_j debido a la secciones eficaces decrecientes.

B. Límites en las razones de decaimiento

Los límites de \widehat{C}_{TuGr}^{k3} , $k = 1, 2$, dados en las tablas 27, 28 se pueden convertir en las razones de decaimiento $\mathcal{B}(t \rightarrow qg)$ por medio de la igualdad (115). Para $\mathcal{B}(t \rightarrow ug)$ obtenemos,

$\sqrt{s} [\text{TeV}]$	$\varepsilon = 3\%$			$\varepsilon = 5\%$			
	$N_j = 0$	$N_j = 1$	$N_j = 2$	$N_j = 0$	$N_j = 1$	$N_j = 2$	
13.5	2.88×10^{-5}	2.88×10^{-5}	5.53×10^{-6}	4.85×10^{-5}	4.85×10^{-5}	9.06×10^{-6}	(128)
27	2.78×10^{-5}	3.62×10^{-5}	8.50×10^{-6}	4.72×10^{-5}	5.95×10^{-5}	1.42×10^{-5}	
100	2.78×10^{-5}	4.72×10^{-5}	1.02×10^{-5}	4.59×10^{-5}	7.82×10^{-5}	1.71×10^{-5}	

Similarmente, para $\mathcal{B}(t \rightarrow cg)$ obtenemos,

$\sqrt{s} [\text{TeV}]$	$\varepsilon = 3\%$			$\varepsilon = 5\%$			
	$N_j = 0$	$N_j = 1$	$N_j = 2$	$N_j = 0$	$N_j = 1$	$N_j = 2$	
13.5	1.25×10^{-4}	2.29×10^{-4}	4.34×10^{-5}	2.10×10^{-4}	3.83×10^{-4}	7.17×10^{-5}	(129)
27	7.49×10^{-5}	1.38×10^{-4}	3.08×10^{-5}	1.23×10^{-4}	2.32×10^{-4}	5.11×10^{-5}	
100	4.34×10^{-5}	7.99×10^{-5}	1.56×10^{-5}	7.33×10^{-5}	1.34×10^{-4}	2.58×10^{-5}	

Estos resultados deben ser comparados con los obtenidos por ATLAS [2],

$$\mathcal{B}(t \rightarrow ug) < 4.0 \times 10^{-5}, \quad \mathcal{B}(t \rightarrow cg) < 2.0 \times 10^{-4} \quad (130)$$

y por CMS [3],

$$\mathcal{B}(t \rightarrow ug) < 2.0 \times 10^{-5}, \quad \mathcal{B}(t \rightarrow cg) < 4.1 \times 10^{-4} \quad (131)$$

Vemos que en el FCC-hh sí hay una mejora de un orden de magnitud para $\mathcal{B}(t \rightarrow cg)$.

C. El método de significancia estadística

Si nuestro proceso señal no existe en el MS, entonces para una medición de la sección eficaz sea consistente con el MS con una significación estadística S , tenemos que tener,

$$N_S < S \Delta N_B, \quad (132)$$

donde N_S es el numero de eventos señal de la física BSM, N_B el número de eventos de fondo MS, ΔN_B la incerteza de medición de N_B ,

$$\Delta N_B = \sqrt{(\Delta_{\text{stat}})^2 + (\Delta_{\text{syst}})^2}, \quad \Delta_{\text{stat}} = \sqrt{N_B}, \quad \Delta_{\text{syst}} = \varepsilon_{\text{syst}} N_B. \quad (133)$$

Para las secciones eficaces entonces tenemos $\Delta \sigma_B = \Delta N_B / L_{\text{int}}$, por lo tanto,

$$\Delta \sigma_B = \sqrt{\frac{\sigma_B}{L_{\text{int}}}} \sqrt{1 + \varepsilon_{\text{syst}}^2 L_{\text{int}} \sigma_B}. \quad (134)$$

Con lo anterior, (132) se puede reescribir como,

$$\sigma_S < S \Delta \sigma_B = S \sqrt{\frac{\sigma_B}{L_{\text{int}}}} \sqrt{1 + \varepsilon_{\text{syst}}^2 L_{\text{int}} \sigma_B}. \quad (135)$$

Si la incerteza está dominada por la estadística (es decir, $\varepsilon_{\text{syst}} \rightarrow 0$), esta ecuación toma la forma simplificada

$$\sigma_S < S \sqrt{\frac{\sigma_B}{L_{\text{int}}}}. \quad (136)$$

Si, en cambio, la componente dominante es la sistemática $\varepsilon_{\text{syst}}^2 L_{\text{int}} \sigma_B \gg 1$, (135) se convierte en

$$\sigma_S < S \varepsilon_{\text{syst}} \sigma_B, \quad (137)$$

la que es (108). En particular, si tenemos $\sigma_B \gtrsim 1$ pb, $L_{\text{int}} \gtrsim 1/\text{ab} = 10^6/\text{pb}$, $\varepsilon_{\text{syst}} \gtrsim 1\%$, entonces $\varepsilon_{\text{syst}}^2 L_{\text{int}} \sigma_B \gtrsim 100 \gg 1$. Así que, en nuestro caso, (137) es la relación relevante.

Consideramos ahora la definición (123) de la significancia estadística. Para $N_S < N_B$ podemos expandir (123) en series de Maclaurin y así obtener,

$$SS = \frac{N_S}{\sqrt{N_B}} + \dots = \sqrt{L_{\text{int}}} \frac{\sigma_S}{\sqrt{\sigma_B}} + \dots, \quad (138)$$

que es (136). Como se mencionó anteriormente, está es una elección incorrecta, siendo la correcta (137).

Para tener en cuenta la incerteza sistemática tenemos que reemplazar N_B en (123) por $N_B(1 + \varepsilon_{\text{sys}}^2 N_B)$:

$$SS = \sqrt{2N_S} \sqrt{\left(1 + \frac{N_B}{N_S}(1 + \varepsilon_{\text{sys}}^2 N_B)\right) \log\left(1 + \frac{N_S}{N_B(1 + \varepsilon_{\text{sys}}^2 N_B)}\right) - 1}, \quad (139)$$

o

$$SS = \sqrt{2L_{\text{int}}\sigma_S} \sqrt{\left(1 + \frac{\sigma_B}{\sigma_S}(1 + \varepsilon_{\text{sys}}^2 L_{\text{int}}\sigma_B)\right) \log\left(1 + \frac{\sigma_S}{\sigma_B(1 + \varepsilon_{\text{sys}}^2 L_{\text{int}}\sigma_B)}\right) - 1}. \quad (140)$$

En el límite $\sigma_S \rightarrow 0$ obtenemos,

$$SS = \frac{L_{\text{int}}\sigma_S}{\sqrt{L_{\text{int}}\sigma_B(1 + \varepsilon_{\text{sys}}^2 L_{\text{int}}\sigma_B)}} + \dots \quad (141)$$

En el caso $\varepsilon_{\text{sys}}^2 L_{\text{int}}\sigma_B \gg 1$ esta ecuación se reduce a

$$SS = \frac{\sigma_S}{\varepsilon_{\text{sys}}\sigma_B}, \quad (142)$$

y recuperamos (108) con $SS = \mathcal{S}$. Si usamos la expresión (140) para la significancia estadística, en vez de (123), recuperamos los límites en las tablas 27, 28.

Referencias

- [1] R. L. Workman et al. (Particle Data Group), “Review of Particle Physics,” Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**, 083C01 (2022).
- [2] ATLAS Coll., “Search for single top-quark production via flavour-changing neutral currents at 8 TeV with the ATLAS detector,” Eur. Phys. J. C **76** (2016) 55 [30pp](#).
- [3] CMS Coll., “Search for anomalous Wtb couplings and flavour-changing neutral currents in t -channel single top quark production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV,” JHEP **02** (2017) 028 [45pp](#) [arXiv:1610.03545 [hep-ex] [42pp](#)].
- [4] CMS Coll., “Prospects for a search for gluon-mediated FCNC in top quark production using the CMS Phase-2 detector at the HL-LHC,” CMS PAS FTR-18-004 [16pp](#).
- [5] K. Y. Oyulmaz, A. Senol, H. Denizli, O. Cakir, “Top quark anomalous FCNC production via tqg couplings at FCC-hh,” Phys. Rev. D **99** (2019) 115023 [115023](#) [arXiv:1902.03037 [15pp](#)].
- [6] James D. Bjorken, Sidney D. Drell, Relativistic Quantum Fields, Pure Applied Physics.
- [7] N.D. Christensen, C. Duhr, “*FeynRules - Feynman rules made easy*,” [arXiv:0806.4194 [63pp](#)].
- [8] A. Alloul, N. D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr, B. Fuks, “*FeynRules 2.0- A complete toolbox for tree-level phenomenology*,” CERN-PH-TH/2013-239 [121pp](#).
- [9] O. Nachtmann, “*Elementary Particle Physics*,” Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1990).
- [10] B. Grzadkowski, M. Iskrzyński, M. Misiak, J. Rosiek, “*Dimension-six terms in the Standard Model Lagrangian*,” JHEP **10** (2010) 085 [18pp](#).
- [11] C. Zhang, “*Effective field theory approach to top-quark decay at next-to-leading order in QCD*,” Phys. Rev. D **90** (2014) 014008-1–31 [arXiv:1404.1264 [34pp](#)].
- [12] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H.-S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, M. Zaro, J. High Energy Phys. **07** (2004) 079.
- [13] A. Denner R. Mertig, M. Bohm. Feyn Calc - Computer-algebraic calculation of Feynman amplitudes, Comput. Phys. Commun. 64:345, 1991.
- [14] J. A. Aguilar-Saavedra, “*A minimal set of top anomalous couplings*,” Nucl. Phys. B **812** (2009) 181-204.
- [15] J. A. Aguilar-Saavedra, “*A minimal set of top-Higgs anomalous couplings*,” Nucl. Phys. B **821** (2009) 215-227 .
- [16] L. Lehman, “*Extending the Standard Model Effective Field Theory with the Complete Set of Dimension-7 Operators*,” Phys. Rev. D **90** (2014) 125023-1–11 [arXiv:1410.4193 [18pp](#)].
- [17] R. Romero Aguilar, A. Bouzas, F. Larios, “*Limits on the anomalous $W tq$ couplings*,” Phys. Rev. D **92** (2015) 114009 [26pp](#).
- [18] K. Y. Oyulmaz, A. Senol, H. Denizli, O. Cakir, “*Top quark anomalous FCNC production via tqg couplings at FCC-hh*,” Phys. Rev. D **99** (2019) 115023 [115023](#) [arXiv:1902.03037 [15pp](#)].

- [19] J. J. Zhang et al., Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 072001 4pp.
- [20] J. de Favereau, C. Delaere, P. Demin, A. Giammanco, V. Lemaitre, A. Mertens, M. Selvaggi, "DELPHES 3: a modular framework for fast simulation of a generic collider experiment", J. High Energy Phys. 02 (2014) 057.

Resultados experimentales

- [21] ATLAS Collaboration, "Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section and lepton differential distributions in $e\mu$ dilepton events from pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector," Eur. Phys. J. C **80** (2020) 528 79pp.
- [22] The ATLAS and CMS Collaborations, "Combination of inclusive top-quark pair production cross-section measurements using ATLAS and CMS data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV," [arXiv:2205.13830 [hepex]] 21pp.
- [23] The ATLAS collaboration, "Measurement of the inclusive cross-sections of single top-quark and top-antiquark t-channel production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector," JHEP **04** (2017) 086 41.
- [24] The ATLAS collaboration, "Measurement of the cross-section for producing a W boson in association with a single top quark in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with ATLAS," JHEP **01** (2018) 063 42pp.
- [25] The ATLAS and CMS collaborations, "Combinations of single-top-quark production cross-section measurements and $|f_{LV}V_{tb}|$ determinations at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS experiments," JHEP **05** (2019) 088 81pp.
- [26] ATLAS Collaboration, "Search for flavour-changing neutral-current interactions of a top quark and a top quark gluon in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector," Eur. Phys. J. C **82** (2022) 334 35pp.
- [27] CMS Collaboration, "*Measurement of differential $t\bar{t}$ production cross sections in the full kinematic range using lepton + jets events from proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV,*" Phys. Rev. D **104** (2021) 092013 93.
- [28] The CMS Collaboration, "*Measurement of the single top quark and antiquark production cross sections in the t channel and their ratio in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV,*" Phys. Lett. B **800** (2020) 135042 30pp.
- [29] The CMS collaboration, "*Observation of tW production in the single-lepton channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV,*" JHEP **11** (2021) 111 40pp.