

Máster en Física Avanzada

Especialidad Física Teórica



Trabajo Fin de Máster

ESTUDIO DE LA ASIMETRÍA DE CARGA EN LA
PRODUCCIÓN DE PARES DE QUARKS TOP-
ANTITOP A TRAVÉS DE UN AXIGLUÓN

Juan Manuel Cruz Martínez

Tutor (1): Germán Rodrigo

Tutor (2): Antonio Pich

Curso académico 2013/14

Abstract

Estudiamos en este trabajo la producción de pares de quarks top-antitop en los colisionadores de hadrones Tevatron (Fermilab) y LHC (CERN). La medida de la sección eficaz, en ambos, es compatible con el Modelo Estándar. La asimetría de carga, sin embargo, es mayor de lo esperado en Tevatron, aunque consistente con el Modelo Estándar en los datos de LHC a una energía de centro de masas de $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Tomando los datos de LHC y Tevatron y los cálculos teóricos, hacemos un estudio fenomenológico y ajustamos los parámetros de una nueva partícula, el axigluón, que podría explicar las discrepancias existentes entre el modelo y los datos experimentales. Una vez seleccionados los parámetros para la nueva partícula, ofrecemos algunas predicciones teóricas sobre la asimetría y la sección eficaz que generaría en la próxima toma de datos de LHC, así como rangos de energía en los que la significancia estadística de la diferencia con el Modelo Estándar es mayor. Para todo ello se han desarrollado una serie de herramientas informáticas.

Índice general

1. Introducción	5
1.1. Sobre la medida	5
1.2. Introducción teórica	7
1.2.1. Rapidez	9
1.2.2. Asimetría de carga en Tevatron	10
1.2.3. Asimetría de carga en LHC	10
1.2.4. Axigluón	12
2. Estudio con los datos actuales	14
2.1. Método	14
2.2. Parámetros	15
2.2.1. Tevatron	16
2.2.2. LHC	17
2.3. Masa del axigluón	19
3. Predicciones para el futuro	21
3.1. Sección Eficaz	23
3.2. Asimetría	24
4. Conclusiones	26
A. Sección Eficaz $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$	30
B. Sección Eficaz $gg \rightarrow t\bar{t}$	34

Capítulo 1

Introducción

En la década de los setenta, Kobayashi y Maskawa propusieron la existencia de una tercera generación de quarks [1], necesaria para explicar la violación de la simetría CP en la interacción electrodébil: los quarks top (cima, t) y bottom (fondo, b) [2]. En 1977 el quark b fue hallado [3], lo que parecía confirmar la existencia de dicha tercera generación, de la que quedaba entonces por descubrir el segundo componente.

Esta última partícula, el quark top, tardaría más de quince años en aparecer (desde el descubrimiento de su compañera). Tal y como se esperaba, era más masiva que aquella (unas 40 veces más [4]) y hasta la construcción del Tevatron no tuvimos una máquina capaz de generarla:

$$m_t = 173.34 \pm 0.27 \pm 0.71 \text{ GeV}. \quad (1.1)$$

Su descubrimiento fue por primera vez evidenciado en 1994 por la colaboración CDF y confirmado en 1995 conjuntamente por las colaboraciones CDF y D0 [5, 6].

Con esto, la búsqueda de los elementos fundamentales del Modelo Estándar estaba prácticamente completa, a falta del Higgs (fig. 1.1). En los años siguientes a su descubrimiento los esfuerzos se centraron en la determinación exacta de la masa del quark top [7] (un reto no completamente resuelto) así como el estudio de sus propiedades ya que, debido a sus especiales características, se trata de una partícula esencial a la hora de parametrizar nueva física más allá del Modelo Estándar.

En este trabajo vemos, a modo introductorio, algunas de las formas en que el quark top es producido en colisionadores de hadrones (tales como Tevatron o LHC) y los diagramas de Feynman que a ello contribuyen, así como algunas definiciones útiles como rapidez o asimetría de carga.

La producción de pares de quarks top-antitop presenta, a nivel experimental, una asimetría mayor que la predicha por el Modelo Estándar en Tevatron [8, 9]. Esta diferencia llega incluso a las tres desviaciones estándar para ciertos rangos de selección de datos. De entre los diferentes modelos que dan lugar a una asimetría compatible con las medidas experimentales, explicando por tanto las discrepancias, estudiamos el axigluon [10–12], principalmente en la escala de energías del LHC, e imponemos algunos límites para acentuar su efecto y facilitar su búsqueda.

1.1. Sobre la medida

Debido a su enorme masa, el quark top es la partícula elemental que más rápidamente se desintegra. Antes, incluso, de que llegue a formar hadrones, siendo el canal de desintegración principal $t \rightarrow Wb$ [13]. Todas las medidas se hacen, a su vez, a partir de los productos de la desintegración del par top-antitop.

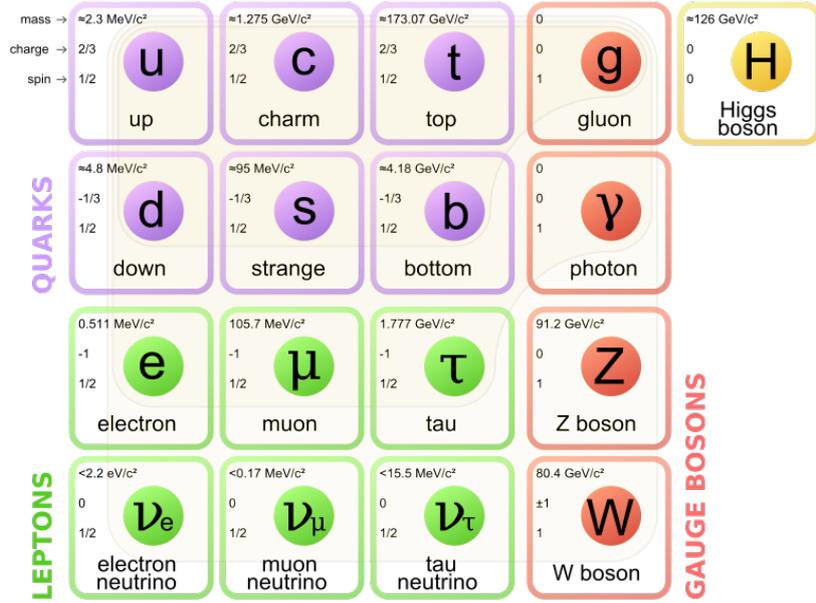


Figura 1.1: *Bulding blocks* de la naturaleza y bosones de interacción.

En general se seleccionan aquellos eventos de la forma:

$$\begin{aligned}
 t &\rightarrow W^+ b \rightarrow jjb_{jet} \\
 \bar{t} &\rightarrow W^- \bar{b} \rightarrow l\bar{\nu}\bar{b}_{jet},
 \end{aligned}$$

o su conjugado de carga, lo cual corresponde a un *Branching Ratio* del 40 % [14]. Siendo el resto de decaimientos o puramente a jets o a leptones.

La elección de este canal, semileptónico, nos permite determinar la carga de cada quark de forma sencilla (gracias al leptón), es decir, nos permite diferenciar entre quark top y antitop sin perder demasiada estadística (el canal dileptónico, por su parte, corresponde a menos del 10 % de los decaimientos, aunque presenta un menor fondo y, por tanto, mejor resolución).

Una vez que se han obtenido la serie de señales finales (jets o leptones) necesarias para reconstruir las variables cinemáticas del proceso original, se asignan mediante algún algoritmo que nos permita discernir si pertenecen al quark top o al antitop. Podemos, por ejemplo, distinguir si un jet pertenece a un quark tipo b pero no si se trata del b o el \bar{b} . Esta reconstrucción introduce cierto error sistemático en la medida (que en el LHC es ya, de hecho, dominante).

Para poner un ejemplo ilustrativo se ha tomado el generador de eventos Madgraph [15] (y Pythia [16] para generar la cascada de partones de los productos del par $t\bar{t}$), junto al simulador de detectores Delphes [17]. A partir de un set de datos generado por estas aplicaciones se ha estimado cuál sería la matriz respuesta a la hora de reconstruir las *rapidities* de los quarks top y antitop siguiendo el siguiente algoritmo:

Sabemos que la masa del quark y del antiquark es la misma. En el sistema centro de masas sumamos los cuadrivectores de las distintas combinaciones posibles de jets y leptones y seleccionamos como pares $t\bar{t}$ aquellas que dan un resultado más parecido para la masa de ambas partículas.

Este algoritmo ha sido implementado en C++ y hace uso de los datos proporcionados por Delphes, cuya salida corresponde a una lista de eventos y, dentro de cada evento, a una lista de partículas y jets con sus cuadrivectores correspondientes. Leemos esta salida, recorriendo la lista y seleccionando los eventos que cumplen con las condiciones requeridas para, posteriormente, calcular

la rapidez del quark t o \bar{t} reconstruido con el algoritmo anterior. La rapidez real del quark top o antitop producido en el evento se calcula directamente a partir del cuadrivector de la partícula correspondiente.

En la figura 1.2 podemos ver comparadas la matriz respuesta ideal junto a la calculada del modo descrito. Observamos que, mientras que idealmente reconstruiríamos (reco) lo mismo que se produce (true) en la práctica aparece una importante dispersión entre lo real y lo reconstruido.

Este proceso de reconstrucción y modelado introduce un error sistemático en la medida que puede atenuar la significancia con la que calculamos las magnitudes relacionadas con una medida.

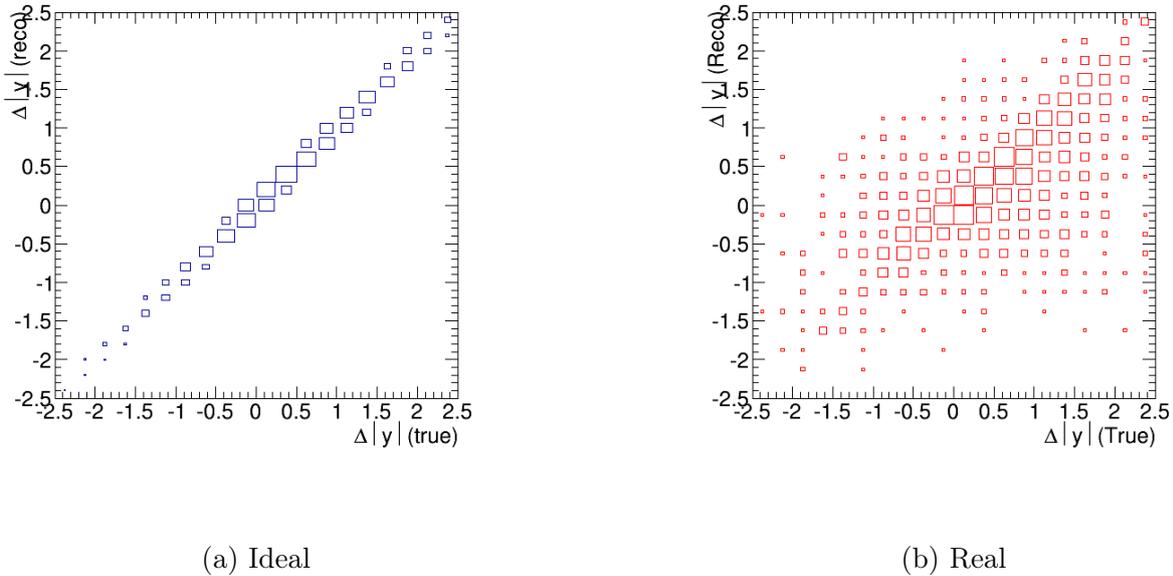


Figura 1.2: Matriz respuesta ideal y con incertidumbre en la identificación de jets.

1.2. Introducción teórica

La creación de pares de quarks top-antitop es simétrica en Cromodinámica Cuántica (QCD) para el intercambio de $t \leftrightarrow \bar{t}$ al orden dominante (LO). A órdenes superiores, sin embargo, aparece cierta asimetría, debido a correcciones radiativas e interferencias entre diagramas [8]. Esta pequeña asimetría es un buen test para comprobar la validez y completitud del Modelo Estándar.

En un colisionador de hadrones (sea tipo Tevatron o LHC) los dos canales de producción de pares de quarks top-antitop principales son:

$$gg \longrightarrow t\bar{t} \quad (1.2)$$

$$q\bar{q} \longrightarrow t\bar{t}. \quad (1.3)$$

Siendo la sección eficaz diferencial del proceso a nivel partónico $gg \rightarrow t\bar{t}$:

$$\frac{d\sigma^{gg \rightarrow t\bar{t}}}{d\cos\hat{\theta}} = \alpha_s^2 \frac{\pi\beta}{2\hat{s}} \left(1 + c^2 + 8m^2 - \frac{32m^4}{(1-c^2)} \right) \left(\frac{1}{N_c(1-c^2)} - \frac{T_F}{2C_F} \right). \quad (1.4)$$

Mientras que la del proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ resulta:

$$\frac{d\sigma^{q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}}}{d \cos \hat{\theta}} = \pi \frac{T_F C_F}{N_C} \alpha_s^2 \frac{\beta}{2\hat{s}} (1 + c^2 + 4m^2), \quad (1.5)$$

con $c = \beta \cos \hat{\theta}$, $\beta = \sqrt{1 - 4m^2}$, $m^2 = \frac{m_t^2}{\hat{s}}$, $\hat{s} = x_1 x_2 s$, $T_F = \frac{1}{2}$ y $C_F = \frac{4}{3}$.

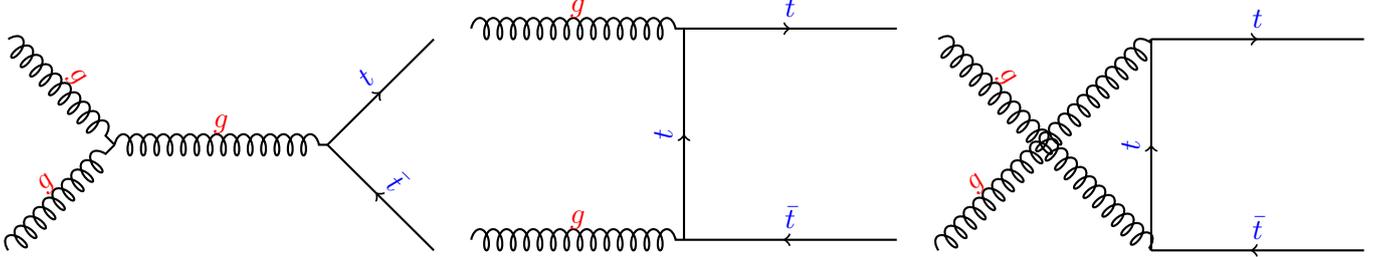


Figura 1.3: Diagramas de Feynman que contribuyen al proceso $gg \rightarrow t\bar{t}$ a nivel árbol.

Al primero de ellos (eq. 1.2) contribuyen tres diagramas (fig. 1.3) cuyos elementos de matriz se encuentran calculados en el apéndice B y dan lugar a una sección eficaz completamente simétrica (eq. 1.4) puesto que el estado inicial (dos gluones) es simétrico. En efecto, el coseno ($\cos \hat{\theta}$), que relaciona las direcciones de la partículas incidente y producto (fig. 1.4), aparece al cuadrado en todo momento.

Intercambiar los quarks top y antitop es equivalente, en el centro de masas, al intercambio de $\hat{\theta}$ por $\hat{\theta} + \pi$, es decir, $\cos \hat{\theta}$ por $-\cos \hat{\theta}$ en la sección eficaz.

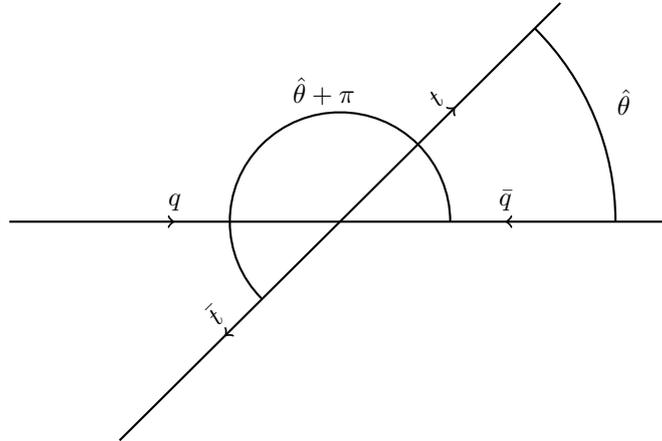


Figura 1.4: Colisión $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ en centro de masas.

El que el estado inicial sea simétrico hace que el proceso se mantenga simétrico ante el intercambio $\hat{\theta} \rightarrow \hat{\theta} + \pi$ incluso a órdenes superiores, por lo que uno de los objetivos experimentales a la hora de poner de manifiesto dicha asimetría será suprimir, en la medida de lo posible, la contribución de estos diagramas.

Al segundo de los canales, aniquilación de quark y antiquark (eq. 1.3), contribuye un solo diagrama a nivel árbol (fig. 1.5) en el Modelo Estándar. Su sección eficaz (eq. 1.5), calculada en el apéndice¹ A, es de nuevo simétrica. Sí presenta sin embargo (por interferencias entre diagramas a órdenes mayores [8] (fig 1.6)) cierta asimetría en la que el quark pesado es preferiblemente emitido en la dirección del quark incidente.

¹El cálculo de la sección eficaz en el Modelo Estándar corresponde tan solo al primer diagrama de dicho apéndice.

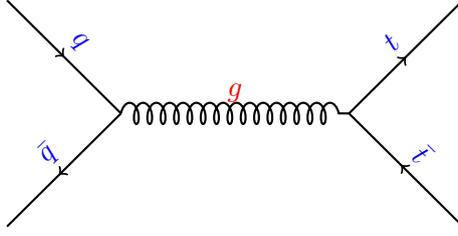


Figura 1.5: Diagrama de Feynman para el proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ a nivel árbol.

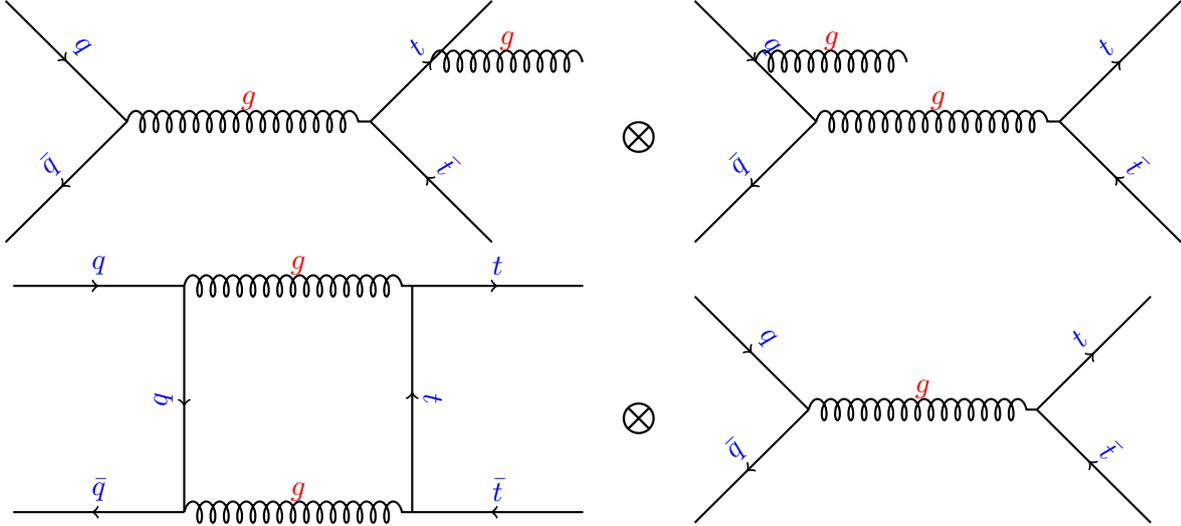


Figura 1.6: Diagramas de Feynman para el proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ que contribuyen a la asimetría de carga en el Modelo Estándar.

1.2.1. Rapidez

Un concepto fundamental en este análisis es el de la rapidez (*rapidity* en inglés), pues a esta cantidad está referida el cálculo de la asimetría.

Intuitivamente, en nuestro caso se trata de una medida de la velocidad del quark top en la dirección del haz incidente. Una de las mayores ventajas es que las diferencias de rapidez son invariantes Lorentz ante una transformación de Lorentz a lo largo del eje de movimiento de la partícula incidente.

Siendo z el eje de incidencia del haz, E la energía de la partícula y p su momento, el cálculo de la rapidez toma la forma:

$$y = \frac{1}{2} \log \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (1.6)$$

También se utiliza a menudo la cantidad conocida como pseudorapidez (η), relacionada con la rapidez y que es solo función del ángulo $\hat{\theta}$ entre las partículas final e inicial.

$$\eta = -\log \left(\tan \frac{\hat{\theta}}{2} \right). \quad (1.7)$$

Es respecto a la pseudorapidez que se describen los rangos de aceptación de ciertos detectores (ya que están íntimamente ligados con la geometría de los mismos).

1.2.2. Asimetría de carga en Tevatron

El primer colisionador de hadrones capaz de alcanzar la energía suficiente para la creación de pares de quarks top-antitop fue Tevatron, en Fermilab. Esta máquina, que enfrenta un haz de protones y un haz de antiprotones, tiene como principal canal de producción de pares la aniquilación quark-antiquark mediante un gluon (85 % $q\bar{q}$ frente a 15 % gg).

Esto, unido al hecho de que el top es preferiblemente emitido en la dirección del quark incidente en el Modelo Estándar, da lugar a una asimetría de carga equivalente a una asimetría adelante-atrás (*forward-backward* en inglés) en el centro de masas:

$$A_{FB} = \frac{N(\Delta y > 0) - N(\Delta y < 0)}{N(\Delta y > 0) + N(\Delta y < 0)}, \quad (1.8)$$

donde $\Delta y = y_t - y_{\bar{t}}$.

Del cálculo del modelo estándar para A_{FB} en Tevatron a una energía de centro de masas de $\sqrt{s} = 1.96$ TeV resulta [8]:

$$A_{FB} = 0.087 \pm 0.010. \quad (1.9)$$

No obstante, la asimetría hallada a partir de los datos de las colaboraciones CDF y D0 [18] fue mayor de la esperada. En efecto, CDF [19], observa una asimetría medida de:

$$A_{FB} = 0.20 \pm 0.07 \pm 0.02, \quad (1.10)$$

mayor, en casi dos desviaciones estándar, de la predicha por el Modelo Estándar, llegándose hasta más de tres desviaciones estándar cuando se seleccionan pares $t\bar{t}$ con una masa invariante ($m_{t\bar{t}}$) mayor de 450 GeV [20, 21]. Este hecho atrajo las miradas hacia la tercera generación de quarks en la búsqueda de nueva física.

Diferentes modelos propuestos (gluones de Kaluza-Klein [22], axigluones [23], W' [24] e incluso candidatos para materia oscura [25]) dan lugar a asimetrías compatibles con las medidas exóticas de CDF y D0. En los años siguientes este interés se centró en imponer límites a los parámetros de cada uno de estos modelos, con la esperanza de encontrar física más allá del Modelo Estándar a altas energías.

1.2.3. Asimetría de carga en LHC

En 2009 se puso en marcha el *Large Hadron Collider* (LHC) en el CERN, llamado a recoger el testigo del Tevatron en el estudio de la fenomenología de partículas a altas energías.

Esta nueva máquina, capaz de alcanzar energías muy superiores a las de su predecesora, nos ha permitido estudiar propiedades físicas de las partículas con una estadística sin precedentes. Entre los hallazgos del LHC hay que destacar la confirmación del bosón de Higgs [26], que puso un broche a la búsqueda de los elementos más básicos sobre los que descansa el Modelo Estándar.

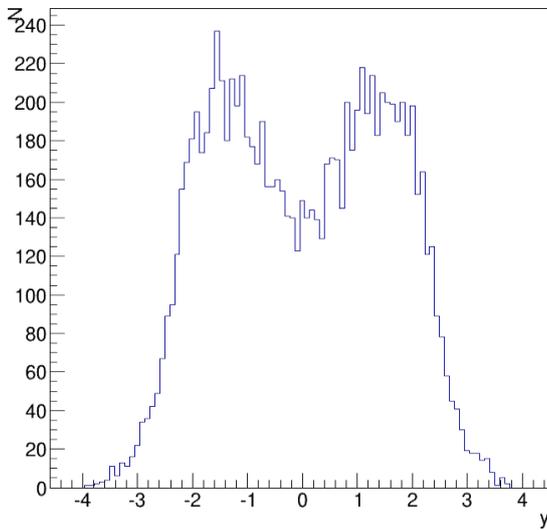
El mecanismo de colisión del LHC es protón-protón (en contraste con Tevatron). Siendo el canal principal en esta máquina la fusión de gluones, que, como hemos dicho, es simétrica, con lo que la asimetría se encuentra fuertemente apantallada. Asimismo, dado que el estado inicial (protón-protón) es también simétrico, la simetría adelante-atrás se desvanece. A nivel partónico lo que ocurre es que quarks (y antiquarks) pueden provenir con igual probabilidad de ambos protones en todo el rango de energías ya que en ambos protones pertenecen a la capa de valencia (o al mar, en el caso de los antiquarks).

Los quarks de valencia cargan consigo, por lo general, mayor fracción del momento del protón que aquellos del mar. Podemos hacer uso de este hecho para definir una nueva cantidad en relación con la rapidez de las partículas t y \bar{t} . La asimetría de carga en LHC será pues (eq. 1.11):

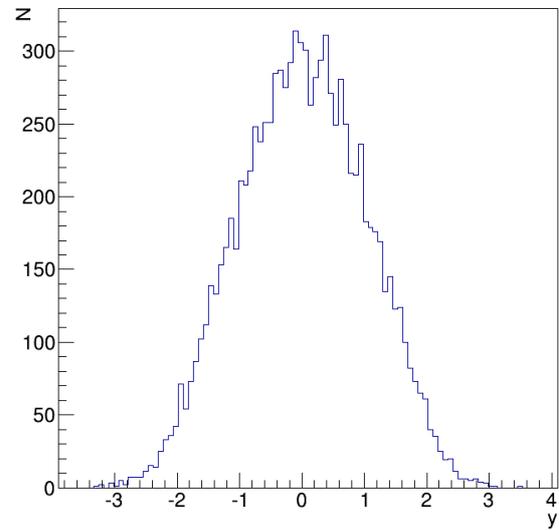
$$A_C = \frac{N(\Delta|y|>0) - N(\Delta|y|<0)}{N(\Delta|y|>0) + N(\Delta|y|<0)}, \quad (1.11)$$

con $\Delta|y| = |y_t| - |y_{\bar{t}}|$.

En efecto, si quarks de mayor momento interactúan con antiquarks de menor, podemos esperar ver este hecho reflejado en las distribuciones en rapidez de los quarks top (fig. 1.7a) y antitop (fig. 1.7b). Esperamos, en el caso de asimetría positiva, que los quarks t tengan mayor rapidez en valor absoluto que los \bar{t} .



(a) Distribución en rapidez del quark t .



(b) Distribución en rapidez del antiquark \bar{t} .

Figura 1.7: Forma esperada de las distribuciones en rapidez de los quarks top y antitop en caso de existir una asimetría de carga positiva (es decir, que el top sea emitido preferiblemente en la dirección del quark incidente y no al contrario) para una colisión tipo pp . Ambas gráficas han sido realizadas con Madgraph y Root, con un Modelo Estándar modificado en el que se introduce el axiglúon ($m_A = 2$ TeV, $g_a = g_v = 1$). Se ha suprimido en este caso la contribución del Modelo Estándar para forzar una asimetría mucho mayor que la real y hacer este efecto más evidente.

La predicción teórica para la asimetría en LHC [8], para una energía de centro de masas de $\sqrt{s} = 7$ TeV (aproximadamente 70% de fusión gluónica) es de:

$$A_C = 0.0115 \pm 0.0006. \quad (1.12)$$

En este caso, las medidas llevadas a cabo por ATLAS y CMS [27] sí son compatibles con el Modelo Estándar dentro de los errores:

$$A_C = 0.005 \pm 0.007 \pm 0.006. \quad (1.13)$$

1.2.4. Axigluón

Algunos modelos proponen que el grupo de simetría real en el que habita la Cromodinámica Cuántica sea, en realidad, $SU(3)_L \times SU(3)_R$. Esta simetría se rompe a bajas energías, dando lugar al grupo diagonal $SU(3)$ del Modelo Estándar (en ocasiones se llama a este modelo de QCD modificada QC²D, donde la segunda C hace referencia a *chiral*) y a ocho generadores masivos que podemos identificar con el axigluón [11].

Esta partícula, con carga de color y de espín entero 1, posee acoplamientos axial y vectorial con los quarks (relacionados con la quiralidad):

$$g_s g_v = g_L + g_R \qquad g_s g_a = g_L - g_R. \qquad (1.14)$$

Notemos ahora los bosones gauge de los grupos $SU(3)_L$ y $SU(3)_R$ como L_μ y R_μ tales que:

$$L_\mu = \cos \theta A_\mu + \sin \theta G_\mu \qquad (1.15)$$

$$R_\mu = \cos \theta G_\mu - \sin \theta A_\mu, \qquad (1.16)$$

con el campo G_μ haciendo referencia a los gluones y el campo A_μ a los axigluones. Podemos tomar el Lagrangiano quiral para un modelo con simetría $SU(3)_L \times SU(3)_R$ como:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} \not{\partial} \Psi + g_L \bar{\Psi} \not{L} \Psi_L + g_R \bar{\Psi} \not{R} \Psi_R, \qquad (1.17)$$

con $\Psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\Psi$.

Una forma de parametrizar el axigluón sería tomando el Lagrangiano en función de los campos G y A e identificando el acoplamiento vectorial del gluon con g_s (imponiendo que no posea acoplamiento axial, condición necesaria para que el gluon permanezca como campo no masivo ante el grupo diagonal $SU(3)$). Tendremos entonces las condiciones:

$$g_s g_a = g_L \sin \theta - g_R \cos \theta = 0 \qquad g_s g_v = g_L \sin \theta + g_R \cos \theta,$$

que nos llevan a:

$$g_s = g_L \sin \theta = g_R \cos \theta.$$

Esperamos así que los acoplamientos axial y vectorial estén relacionados a través del ángulo de mezcla θ [12].

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} \not{\partial} \Psi + g_s \bar{\Psi} \not{G} \Psi + g_s \bar{\Psi} \not{A} (g_v + \gamma_5 g_a) \Psi. \qquad (1.18)$$

$$g_v = \frac{1}{\tan 2\theta} \qquad g_a = \frac{1}{\sin 2\theta}. \qquad (1.19)$$

El Lagrangiano de interacción que corresponde al axigluón (separando ahora cada quark, haciendo hincapié en el hecho de que los acoplamientos no tienen por qué ser necesariamente iguales para todos los quarks) queda entonces:

$$\Delta \mathcal{L}_A = -i g_s T^a \left(\sum_i \bar{u}_i (g_v^{(i)} + \gamma_5 g_a^{(i)}) \gamma_\mu u_i \right) A^{a\mu}. \qquad (1.20)$$

Aunque el axigluón se comporte como un gluón, en el sentido en que puede acoplarse fuertemente a un par $q\bar{q}$ cualquiera, no puede decaer en dos gluones, ya que la paridad no sería conservada. Añade, además, un acoplamiento axial que da lugar a una cierta asimetría, tanto por sí mismo como por interferencia con la aniquilación de quarks a través de un gluón (fig. 1.5).

La contribución a la sección eficaz de los diagramas de la figura 1.8 presenta pues, ahora sí, cierta asimetría a nivel árbol, ya que aparecen dos términos impares en c debido al acoplamiento axial en la sección eficaz calculada en el Apéndice A.

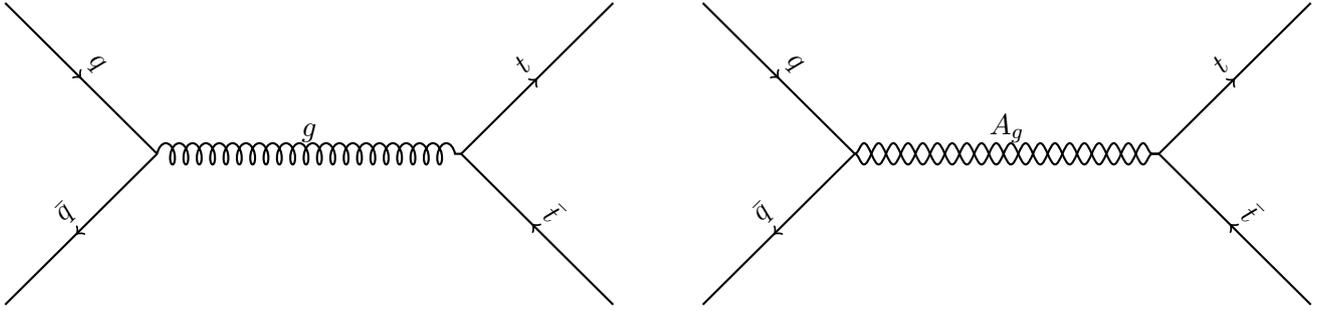


Figura 1.8: Diagrama de Feynman para el proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ a nivel árbol con axigluón.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}}}{d\cos\hat{\theta}} &= \alpha_s^2 \frac{\pi\beta}{2\hat{s}} \left(\frac{T_R C_F}{N_c} \right) \left\{ (1 + c^2 + 4m^2) \right. \\ &+ \frac{\hat{s}^2}{(\hat{s} - m_A^2)^2 + m_A^2 \Gamma_A^2} [((g_v^{(q)})^2 + (g_a^{(q)})^2) ((g_v^{(t)})^2(1 + c^2 + 4m^2) + (g_a^{(t)})^2(1 + c^2 - 4m^2))] \\ &\left. + 8g_v^{(q)} g_a^{(q)} g_v^{(t)} g_a^{(t)} c \right] + \frac{2\hat{s}(\hat{s} - m_A^2)}{(\hat{s} - m_A^2)^2 + m_A^2 \Gamma_A^2} (g_v^{(q)} g_v^{(t)}(1 + c^2 + 4m^2) + 2c g_a^{(q)} g_a^{(t)}) \left. \right\}. \end{aligned} \quad (1.21)$$

El valor de los acoplamientos axial y vectorial dependen del quark que interaccione en cada caso. El incidente (ligero) se etiqueta como (q) mientras que el top como (t) . A la hora de buscar una parametrización para el axigluón se han considerado casos en los que el acoplamiento vectorial sea siempre independiente del sabor, permitiendo que el axial pueda variar de signo (pero no en valor absoluto). Es decir, consideramos los casos:

$$\text{I)} \quad g_v^{(q)} = g_v^{(t)} \quad g_a^{(q)} = g_a^{(t)} \quad (1.22)$$

$$\text{II)} \quad g_v^{(q)} = g_v^{(t)} \quad g_a^{(q)} = -g_a^{(t)}. \quad (1.23)$$

La sección eficaz introducida por el axigluón ha de ser, asimismo, compatible con los límites actuales de la sección eficaz en la producción de pares $t\bar{t}$ [28, 29], restringiendo así los valores posibles de la masa de esta partícula, pues muy bajas masas aumentan en gran medida la sección eficaz.

Capítulo 2

Estudio con los datos actuales

2.1. Método

Para realizar los distintos cálculos y gráficas presentados en este trabajo se ha desarrollado un programa propio en C que, implementando la rutina Vegas [30] como algoritmo de integración Monte Carlo, lleva a cabo el cálculo de las secciones eficaces mencionadas en el capítulo anterior. La función de distribución de partones (PDF) usada en todos los cálculos es MSTW 2008 [31]. La sección eficaz a integrar es la siguiente:

$$\sigma = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \int_{-1}^1 d \cos \hat{\theta} \left(\sum_{i=u,d,s} f_i(x_1) f_{\bar{i}}(x_2) \frac{d\sigma^{q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}}}{d \cos \hat{\theta}} + f_g(x_1) f_g(x_2) \frac{d\sigma^{gg \rightarrow t\bar{t}}}{d \cos \hat{\theta}} \right), \quad (2.1)$$

donde x_1 y x_2 son la fracción del momento de protón (o antiprotón) que lleva el partón y $f(x)$ la función de distribución de partones (figura 2.1).

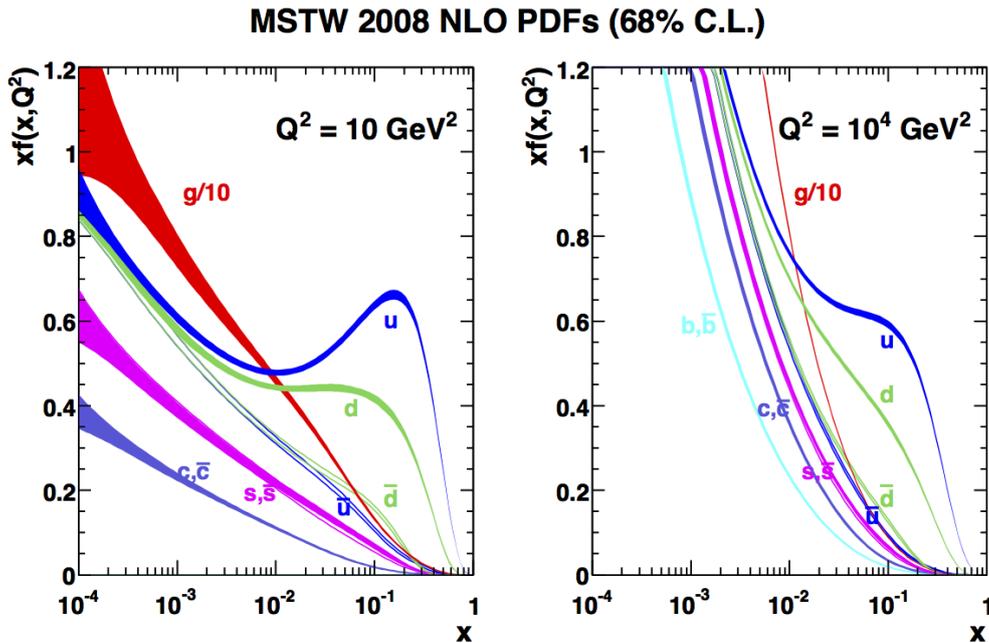


Figura 2.1: Función de distribución de partones MSTW 2008 [31].

Este programa nos permite, además de integrar la sección eficaz (eq. 2.1) y al mismo tiempo, guardar los valores de la rapidez de los quark top y antitop así como la masa invariante del sistema (todo ello en función de las variables $x_1, x_2, \cos \hat{\theta}$). También permite calcular la sección eficaz imponiendo un corte inferior en la energía en centro de masas del par $t\bar{t}$.

La aplicación recibe como entrada el tipo de máquina ($p\bar{p}$ o pp), la energía en centro de masas de los haces incidentes, la masa del axigluón (así como sus acoplamientos) con el que deseamos trabajar y el modelo (Modelo Estándar, Axigluón y Modelo Estándar con Axigluón).

Para la búsqueda de parámetros acepta también el valor de la asimetría que se quiere obtener (con la incertidumbre admitida) así como la sección eficaz en el Modelo Estándar para los valores seleccionados de tipo de máquina y energía en centro de masas cuando fuese necesario (ya que el programa solo la calcula a nivel árbol).

El programa está estructurado, de forma que su lectura y modificación sea más sencilla, en varios niveles. El primero de estos selecciona el tipo de integración que queremos llevar a cabo y ajusta las variables necesarias (gráfica de $\frac{d\sigma}{dm_{t\bar{t}}}$, asimetría, $g_a - g_v$, etc). El siguiente paso que realiza es una llamada a la rutina Vegas, que integra una función cualquiera y le pasa una serie de parámetros.

Esta función, el integrando, realiza a su vez varias tareas. En primer lugar calcula la sección eficaz diferencial para un valor dado de x_1, x_2 y $\cos \hat{\theta}$ (incluyendo el cálculo de PDF a través de una interfaz en C++) para pasar este valor a la rutina de integración. Qué sección eficaz (Modelo Estándar, axigluon, etc) y PDF (quarks ligeros, gluones) calcula dependerá de los parámetros de entrada (tanto secciones eficaces como funciones de distribución de partones son funciones diferentes dentro del programa).

Durante la integración, dependiendo de los conjuntos de resultados finales que queremos obtener, son realizados distintos cálculos por parte de la función integrando, ya ajenos a la integración en sí, para salvar pares o tripletes de datos (σ, y) , $(\sigma, m_{t\bar{t}})$, $(N_t, N_{\bar{t}})$, etc.

A continuación, cuando la sección eficaz ha sido calculada y volviendo al nivel inicial, una serie de funciones (específicas para cada caso) leen los datos salvados por el integrando, manipulándolos y escribiéndolos de forma legible para la aplicación *xmgrace* [32], de esta forma podemos tener una primera vista gráfica de los resultados. También se calcula, durante este paso, la significancia estadística para una luminosidad determinada, así como la luminosidad necesaria para obtener 5σ en los resultados.

Las gráficas presentadas en este capítulo y el siguiente son realizadas con un programa desarrollado en Python usando la librería SciPy [33] que lee los mencionados ficheros, automatizando el proceso (permitiendo una manipulación interactiva del mismo) de dibujo de los distintos tipos de gráfica.

2.2. Parámetros

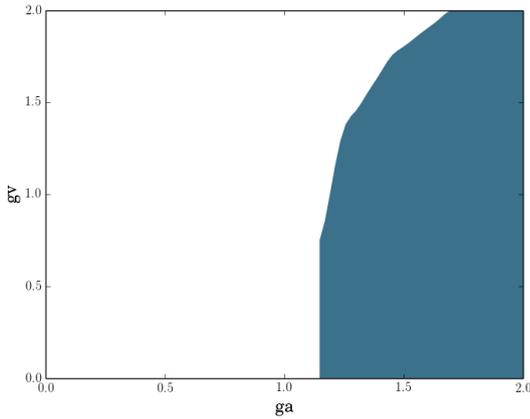
En la definición del axigluón hemos dejado una serie de parámetros libres: acoplamientos, masa de la partícula y anchura [10] (que viene dada en función de los parámetros (eq. 1.22 o 1.23)).

$$\Gamma_A = \frac{\alpha_s m_A T_F}{3} \sum_i \{ (g_v^{(i)})^2 + (g_a^{(i)})^2 \}. \quad (2.2)$$

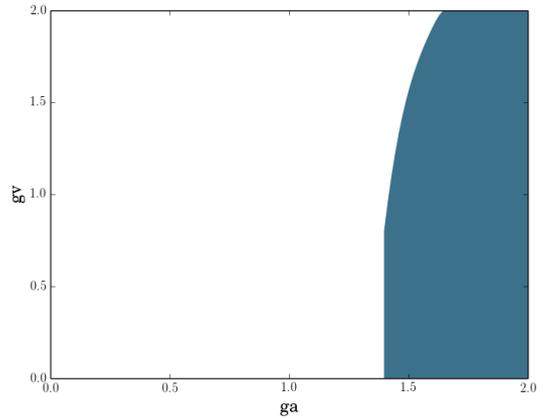
El procedimiento a seguir en la búsqueda de valores para dichos parámetros es el siguiente: a partir del cálculo de la asimetría (teórica y experimental), en una máquina determinada, calculamos cuánta habría de ser la asimetría generada por el axigluón. Damos este valor como entrada del programa, junto a la energía en centro de masas, la máquina escogida y el número de puntos a calcular.

Usando la aplicación descrita en 2.1 hemos recorrido valores para los acoplamientos (g_a, g_v) entre 0 y 2 en pasos de 0.05 para $m_A = 2, 2.5, 3$ y 4 TeV. Seleccionamos aquellas combinaciones de parámetros que generen la asimetría requerida (imponiendo que esta se encuentre entre los límites de error). Dado que para que el axigluón dé lugar a una asimetría es necesario imponer la existencia de componente axial, se exige un valor mínimo de $g_a = 0.1$, aunque los valores $g_a = 0.0$, es decir, sin asimetría de carga alguna, también son compatibles con las medidas de LHC.

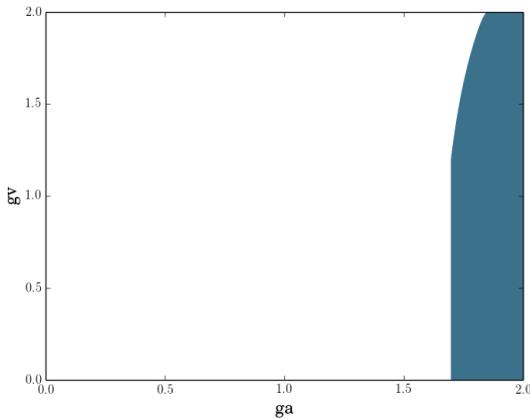
2.2.1. Tevatron



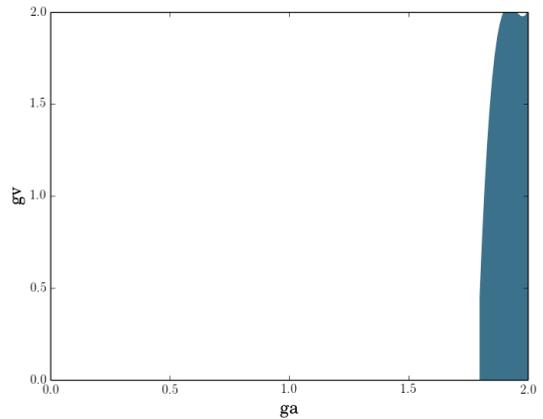
(a) $m_A = 2000 GeV$.



(b) $m_A = 2500 GeV$.



(c) $m_A = 3000 GeV$.



(d) $m_A = 4000 GeV$.

Figura 2.2: Valores de g_a y g_v (con acoplamiento axial de signo opuesto para el quark pesado) en Tevatron con $\sqrt{s} = 1.96$ TeV

En Tevatron, ateniéndonos a los resultados de las ecuaciones (1.9) y (1.10), observamos (para una energía de centro de masas del sistema $p\bar{p}$ de $\sqrt{s} = 1.96$ TeV) una diferencia de asimetría entre el cálculo teórico del Modelo Estándar y el resultado experimental medido por CDF y D0:

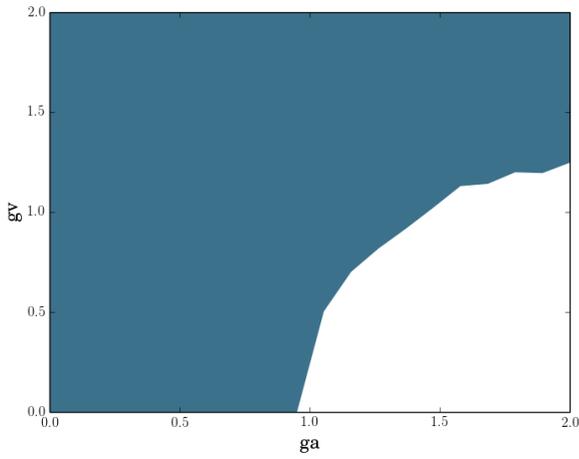
$$A_{FB}^{Exp} - A_{FB}^{SM} = 0.11 \pm 0.07. \quad (2.3)$$

Podemos observar diferentes combinaciones de parámetros en la figura 2.2 con un acoplamiento dependiente del sabor. El exceso de asimetría de Tevatron no es compatible con $g_a^{(q)} = g_a^{(t)}$

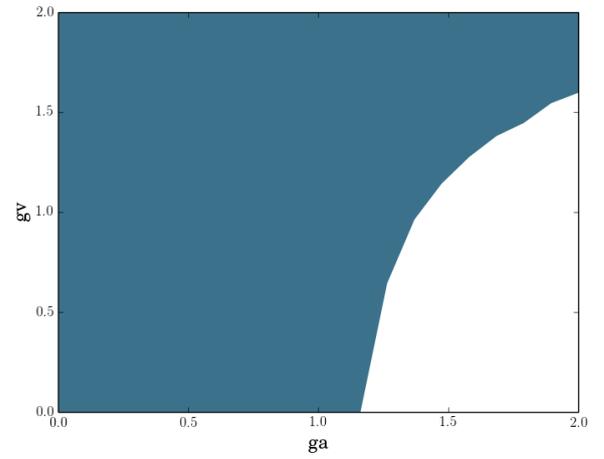
para las masas escogidas por lo que se impone $g_a^{(q)} = -g_a^{(t)}$. Para este tipo de acoplamiento tenemos valores para todas las masas en el rango (0,2), siendo más evidentes en torno a los 2 TeV y prácticamente desapareciendo para 4 TeV.

Al aumentar m_A la sección eficaz del axiglúon disminuye, lo cual nos lleva a una menor asimetría, no generándose suficiente para adecuarse a la ecuación (2.3). Esto explica la disminución del espacio de parámetros según crece la masa del axiglúon. Para $g_a^{(q)} = g_a^{(t)}$ y energías menores a la masa del axiglúon, la asimetría generada es negativa (como puede observarse en la ecuación (1.21)), lo cual tampoco es compatible con la ecuación (2.3).

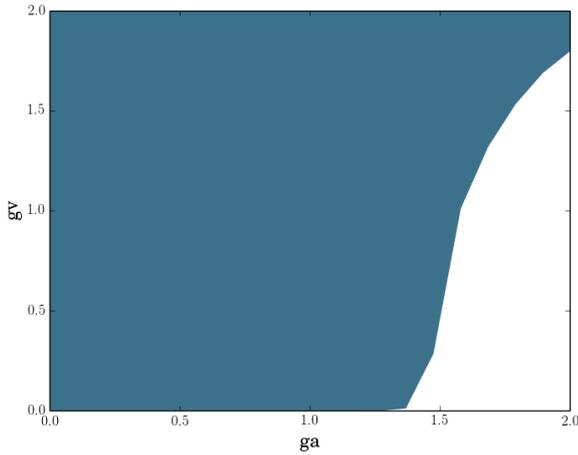
2.2.2. LHC



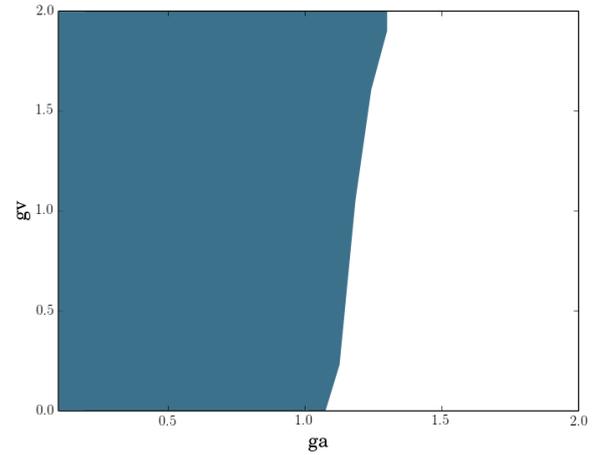
(a) $m_A = 2000 GeV$.



(b) $m_A = 2500 GeV$.



(c) $m_A = 3000 GeV$.

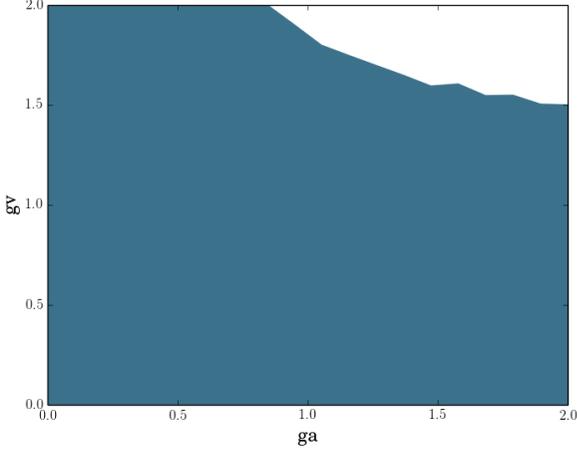


(d) $m_A = 4000 GeV$.

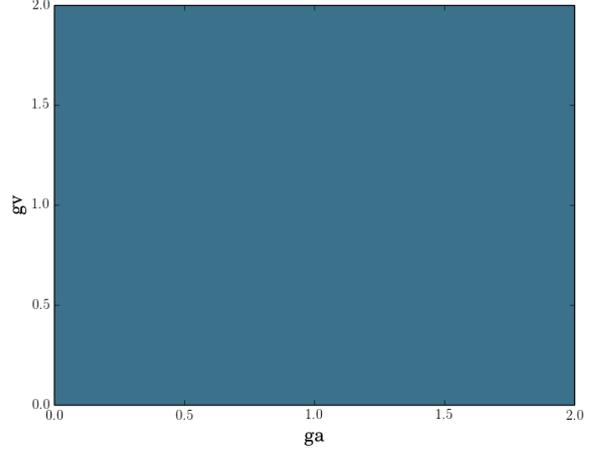
Figura 2.3: Valores de g_a y g_v (con acoplamiento axial de signo opuesto para el quark pesado) LHC con $\sqrt{s} = 7$ TeV.

La asimetría de carga del Modelo Estándar (eq. 1.12) es compatible con el resultado experimental de LHC (eq. 1.13), dentro de las incertidumbres. Podemos, no obstante, explotar la diferencia existente para, junto a los datos de Tevatron, intentar definir mejor el espacio de parámetros del axiglúon:

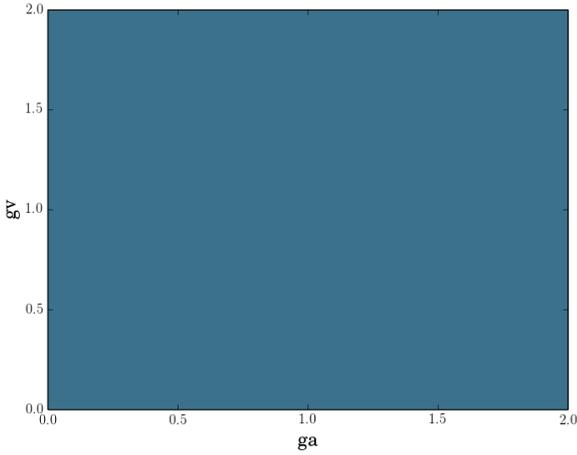
$$A_C^{Exp} - A_C^{SM} = -0.0065 \pm 0.0090. \quad (2.4)$$



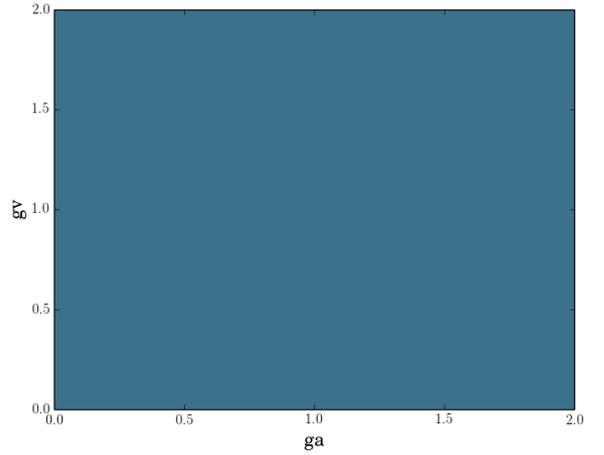
(a) $m_A = 2000 GeV$.



(b) $m_A = 2500 GeV$.



(c) $m_A = 3000 GeV$.



(d) $m_A = 4000 GeV$.

Figura 2.4: Valores de g_a y g_v (independiente del sabor) en LHC con $\sqrt{s} = 7$ TeV.

En esta máquina sí está abierta la posibilidad de que el quark top y los quarks ligeros posean un acoplamiento igual (fig. 2.4) puesto que la diferencia es negativa, aunque la incertidumbre deja abierta la posibilidad de una asimetría de carga positiva. La posibilidad $g_a^{(t)} = g_a^{(q)}$, sin embargo, queda descartada por los valores de Tevatron para estas masas. Observando la figura 2.3 y unido a los valores de g_a y g_v de Tevatron compatibles con esta medida, seleccionamos los siguientes parámetros para un axiglúon de 2 TeV:

$$\begin{aligned} g_v^{(q)} &= g_v^{(t)} = 0.7 \\ g_a^{(q)} &= -g_a^{(t)} = 1.2 \end{aligned} \quad (2.5)$$

estos parámetros corresponden a un ángulo de mezcla (eq. 1.19) de, aproximadamente, $\frac{\pi}{6}$ en el modelo del axiglúon.

2.3. Masa del axiglúon

Se ha tomado como referencia una masa de 2 TeV para el axiglúon, que es la misma que usa ATLAS. La sección eficaz que introduce, a 7 TeV y 8 TeV, es suficientemente pequeña como para no entrar en conflicto con los datos actuales de LHC, mientras que permite un espacio de parámetros mayor para los acoplamientos en Tevatron. La anchura (eq. 2.2), proporcional a la masa de la partícula y a sus acoplamientos, también se ve de este modo reducida, lo cual implica una ventaja a la hora de hacer un estudio fenomenológico sobre la nueva partícula.

En ATLAS, la curva de la distribución $\frac{d\sigma}{dm_{t\bar{t}}}$ se ajusta a los datos teóricos [29,34], no obstante, como se puede observar en la figura 2.5, los datos preliminares de ATLAS excluyen un gluon Kaluza Klein [24,34] hasta los 2 TeV. Un axiglúon con dicha masa produce una menor sección eficaz (aunque también aparezca como resonancia), por lo que no se encontraría necesariamente excluido.

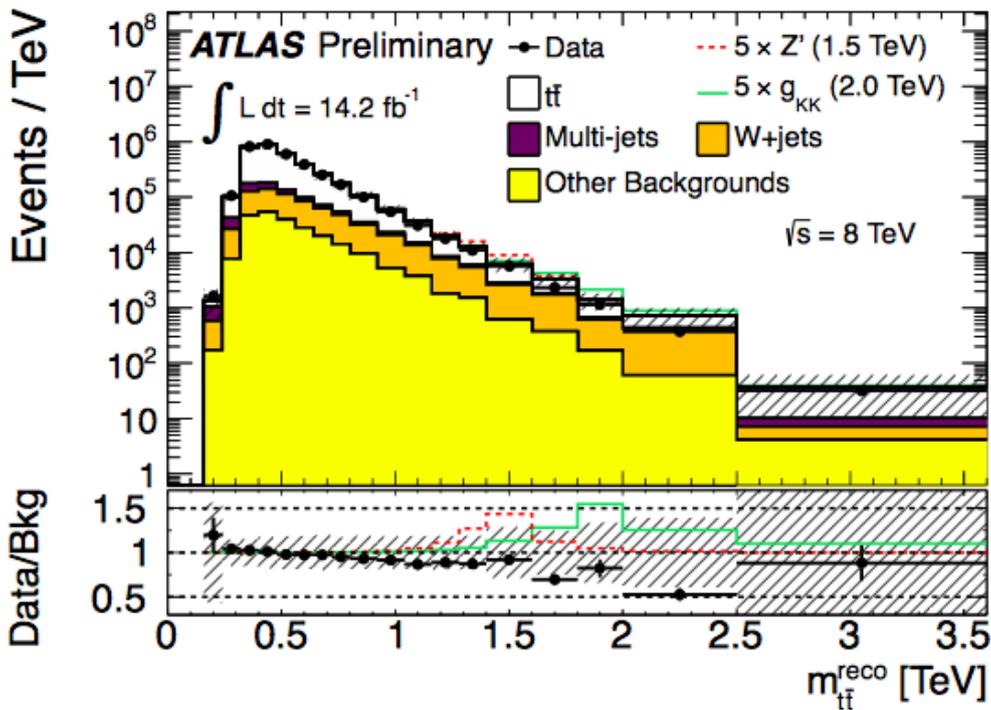


Figura 2.5: Distribución en masa invariante de eventos $t\bar{t}$ (para $\sqrt{s} = 8$ TeV) [34]

Vamos a comprobar el efecto de la introducción del axiglúon de masa 2 TeV con los parámetros de la ecuación (2.5) en la distribución en masa invariante del sistema $t\bar{t}$ de la sección eficaz. Presentamos esto en la figura 2.6 en la que se comparan los resultados para el Modelo Estándar y el Modelo Estándar con el añadido del axiglúon para una energía de centro de masas del sistema pp de $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Observamos que la sección eficaz en ambos modelos coinciden para valores bajos de la masa invariante del sistema $t\bar{t}$ pero que, cuando se añade el axiglúon, se produce una resonancia (como era de esperar) en torno a los 2 TeV, aumentando el número de eventos a esta energía y señalando la existencia de una partícula con la masa propuesta.

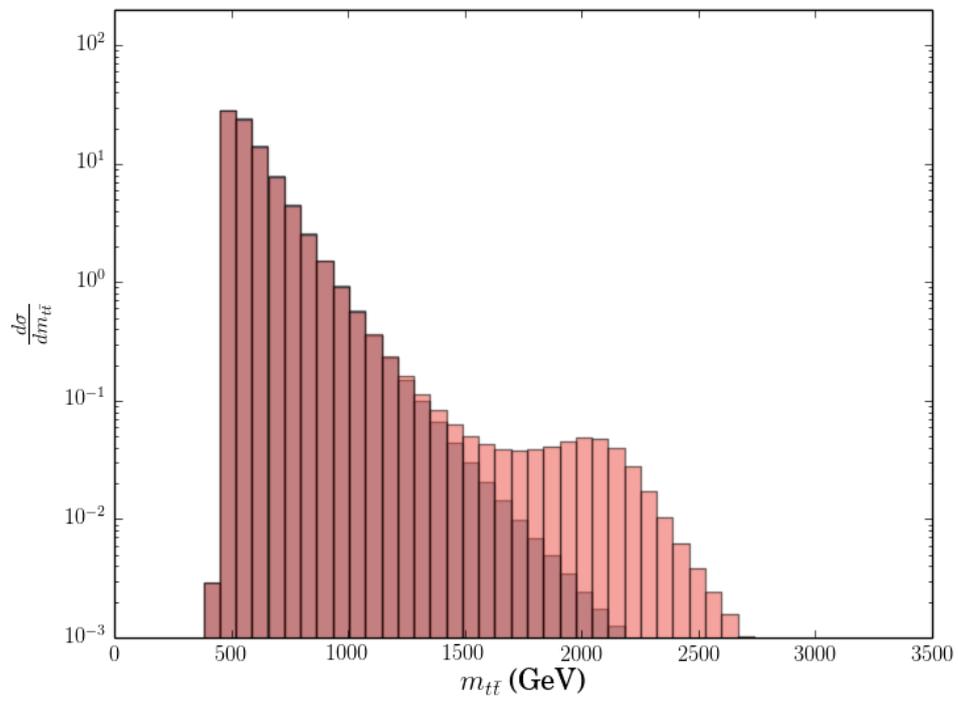


Figura 2.6: Distribución en masa invariante de eventos $t\bar{t}$ (para $\sqrt{s} = 7$ TeV). Se observa una resonancia en torno a los 2 TeV cuando se incluye el axiglúon.

Capítulo 3

Predicciones para el futuro

En 2015 el LHC será puesto de nuevo en marcha con una energía en centro de masas para el sistema pp de $\sqrt{s} = 13$ TeV, si la parametrización del axiglúon es correcta esperaríamos encontrar una resonancia más pronunciada (fig. 3.1) en la distribución de eventos en masa invariante similar a la que observábamos en la figura 2.6.

En la figura 3.2 se representa la luminosidad mínima necesaria en función de la masa invariante del sistema $t\bar{t}$ para lograr cinco desviaciones estándar entre el valor del Modelo Estándar y el del axiglúon. A pesar de que la sección eficaz es menor en la zona de la resonancia (directamente ligado a la PDF), observamos que la luminosidad necesaria para alcanzar estas 5σ es notablemente inferior.

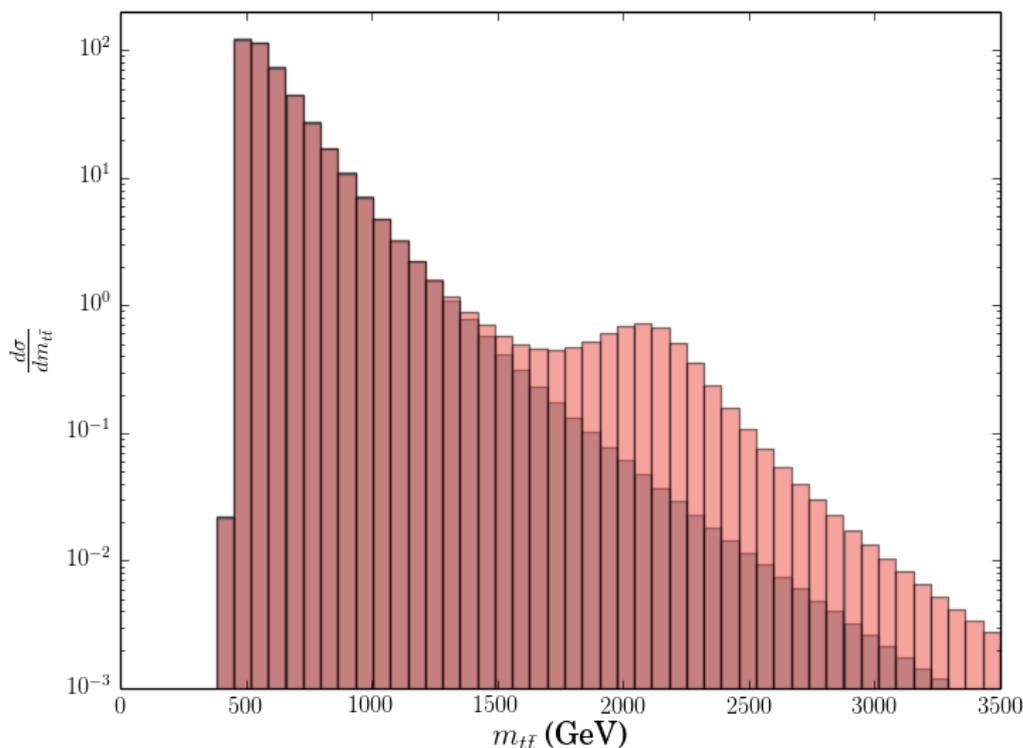


Figura 3.1: Distribución en masa invariante de eventos $t\bar{t}$ (para $\sqrt{s} = 13$ TeV). Aparece la misma resonancia que en la figura 2.6, algo más pronunciada.

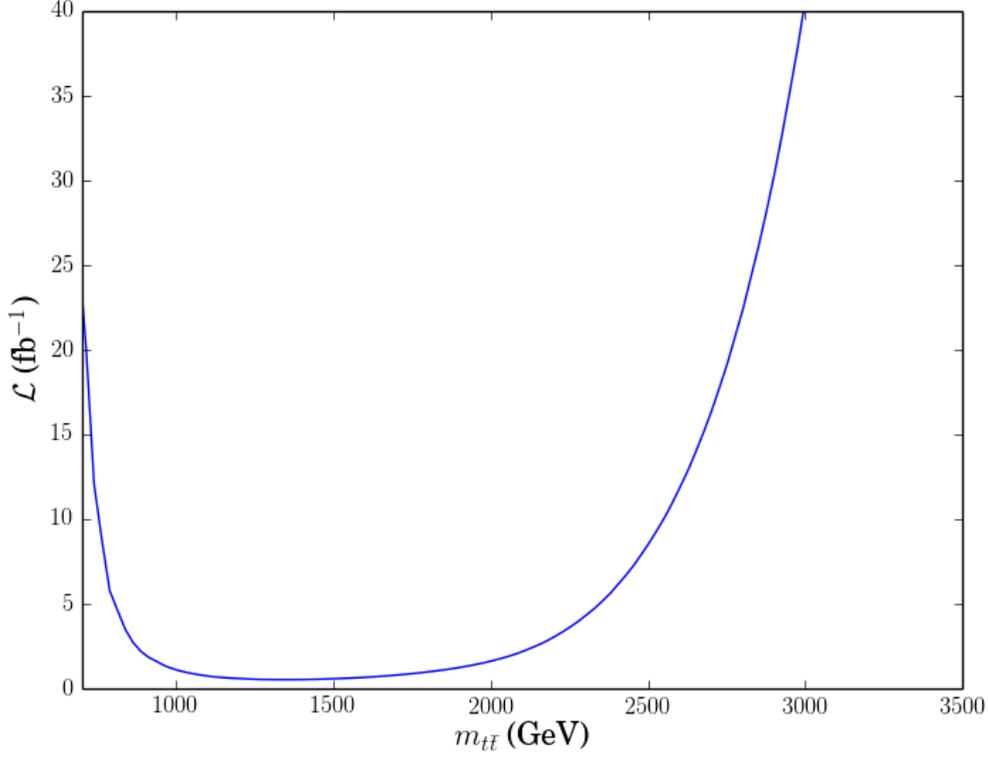


Figura 3.2: Luminosidad mínima, para cada rango de la masa invariante de eventos $t\bar{t}$ (para $\sqrt{s} = 13$ TeV), necesaria para conseguir una significancia estadística de 5σ .

Esta gráfica (fig. 3.2) solo tiene en cuenta el error estadístico a nivel árbol de la sección eficaz calculada. En una medida real se añaden ciertos errores sistemáticos, como el modelado de datos o la incertidumbre en la calibración de la energía de jets (importantes en LHC [35]). Parámetros como la eficiencia de los detectores o rangos de aceptación también reducen el número de eventos disponibles.

Además de la resonancia en la sección eficaz, tenemos otros medios para encontrar el axiglúon, dado que da lugar a una asimetría de carga y a una contribución añadida a la sección eficaz del Modelo Estándar, también han de estar éstas apoyadas por el experimento.

En concreto, para $\sqrt{s} = 13$ TeV y los parámetros de la ecuación (2.5), la asimetría debida al axiglúon añadido al Modelo Estándar deberá encontrarse, a nivel árbol, en torno a:

$$A_C^{BSM} = 0.00367 \pm 0.00015. \quad (3.1)$$

Mientras que la sección eficaz total para la producción de pares $t\bar{t}$ es (también a nivel árbol):

$$\sigma = 436.5 \pm 0.5 \text{ pb}, \quad (3.2)$$

Esperamos un valor mayor debido a correcciones a órdenes superiores. Podemos, no obstante, calcular una contribución de física más allá del Modelo Estándar por parte del axiglúon de:

$$\Delta\sigma_A = 2.3 \pm 0.7 \text{ pb}, \quad (3.3)$$

lo cual corresponde a, aproximadamente, un 0.5% de la sección eficaz total. A orden dominante aproximadamente un 85% corresponde a fusión de gluones y un 15% a aniquilación de quarks y antiquarks a través de un gluon.

Podemos asimismo fijar rangos de búsqueda en los cuáles la sección eficaz correspondiente al axigluón y la asimetría generada sean más reconocibles, como forma de evitar el apantallamiento por parte de la contribución del Modelo Estándar. Pretendemos, de este modo, seleccionar aquellas zonas en las que se encuentre un compromiso entre la sección eficaz total generada (ya que el máximo se encuentra en valores próximos a una energía igual a dos veces la masa del quark top) y la contribución de física más allá del Modelo Estándar (en este caso, el axigluón).

3.1. Sección Eficaz

En un experimento real la asimetría generada por el axigluón se encontrará apantallada, como ya hemos visto, por la mucho mayor sección eficaz de los eventos simétricos (especialmente la fusión de gluones en los 13 TeV, que corresponde a, aproximadamente, el 80 % de los eventos). Es por ello conveniente estudiar la significancia estadística esperada, para una luminosidad integrada dada (hemos tomado $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$), en función del corte en la masa invariante mínima de los eventos $t\bar{t}$. La ecuación para la significancia estadística es la siguiente:

$$S = \frac{N_{Ax}}{\sqrt{N_{total}}} = \frac{\sigma_{total} - \sigma_{SM}}{\sqrt{\sigma_{total}}} \sqrt{\mathcal{L}} \quad (3.4)$$

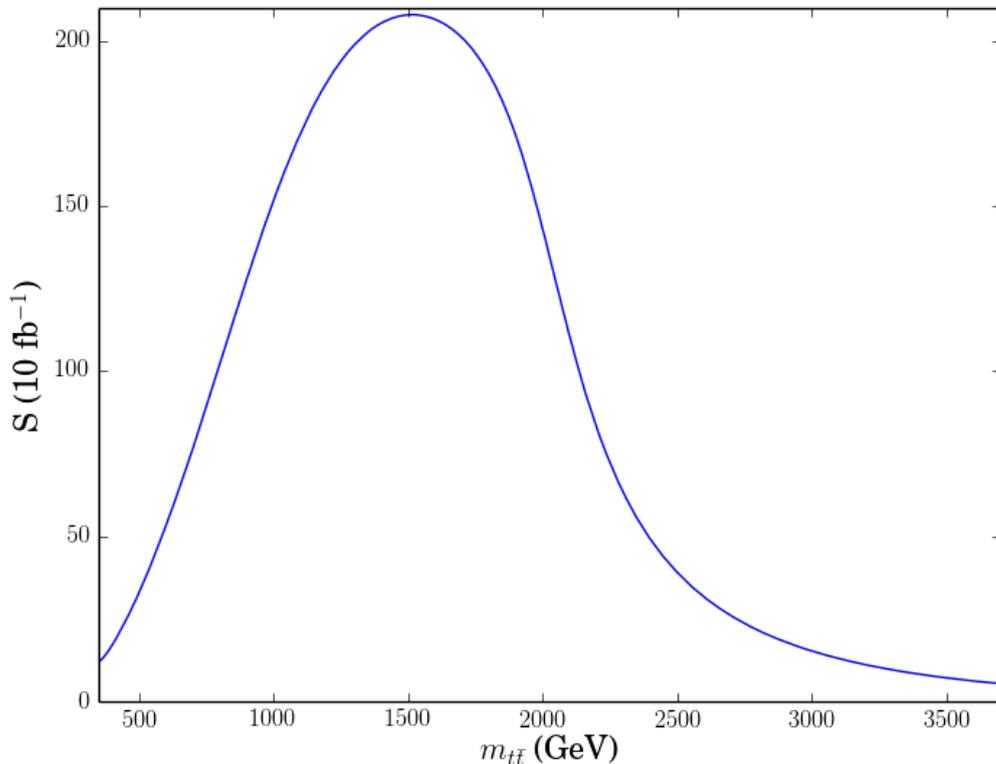


Figura 3.3: Significancia estadística de la sección eficaz del axigluón (σ_A) respecto a la señal total (eq. 3.4) en función del corte al aceptar eventos en la masa invariante $m_{t\bar{t}}$ a nivel árbol (parámetros eq. 2.5) a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ con una luminosidad de $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$.

Vemos esta significancia en la figura 3.3, donde se observa que para un corte en torno a los

1500 GeV la resolución con la que medimos la sección eficaz de la partícula (es decir, la capacidad que tenemos de resolver la cantidad de eventos debidos a contribución de física más allá del Modelo Estándar) es máxima. Recordemos que, como observábamos en la figura 3.1, es a partir de los 1500 GeV cuando la contribución del axigluón a la sección eficaz comenzaba a ser distinguible en la distribución $\frac{d\sigma}{dm_{t\bar{t}}}$.

Este valor, en un experimento real, puede ser menor ya que la inclusión de órdenes mayores del Modelo Estándar puede disminuir esta significancia. No obstante, podemos esperar una forma similar, con unos rangos en los que sea óptimo buscar el exceso de sección eficaz del axigluón parecidos a los aquí presentados.

3.2. Asimetría

Dado que basamos la búsqueda del axigluón en la asimetría en la producción de quarks top y antitop nos interesa conseguir zonas en las que dicha asimetría sea más relevante (fig. 3.4).

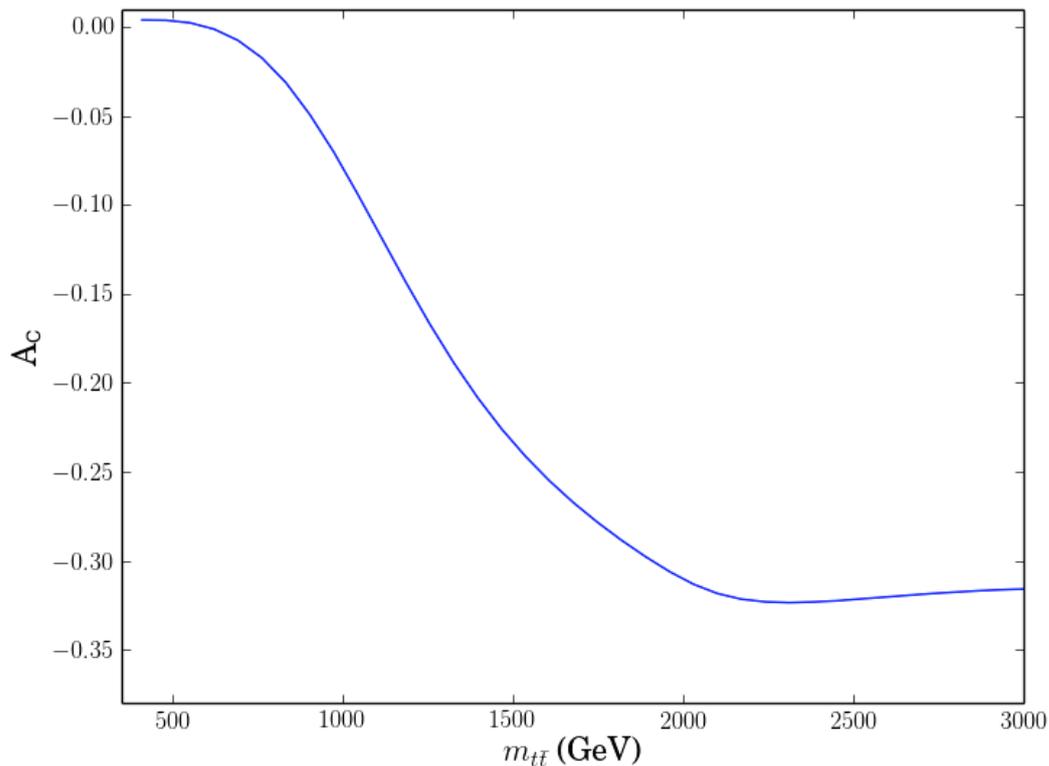


Figura 3.4: Asimetría en función del corte en la masa invariante del sistema $m_{t\bar{t}}$ (parámetros eq. 2.5) a $\sqrt{s} = 13$ TeV

Observamos que es algo antes del valor de la masa del axigluón (de nuevo unos 1500 GeV) cuando la asimetría empieza a acercarse a su máximo valor absoluto, disminuyendo paulatinamente una vez superada la resonancia.

El cálculo de la significancia estadística es solo estimativo, ya que no estamos teniendo en cuenta la debida al propio Modelo Estándar y tomamos esta como cero. Pero, al igual que ocurría

con la sección eficaz, nos puede dar una idea de las zonas en las que la luminosidad necesaria es menor [36].

La significancia (y luminosidad) para la asimetría de carga toma la forma:

$$S = \frac{A_C - A_C^{SM}}{\sqrt{1 - A_C^{SM}}} \sqrt{N_{total}} = A_C \sqrt{\sigma_{total} \mathcal{L}} \quad \longrightarrow \quad \mathcal{L} = \frac{S^2}{A_C^2 \sigma_{total}} \quad (3.5)$$

En la figura 3.5 podemos ver la luminosidad que necesitaríamos para conseguir cinco desviaciones estándar en la medida de la asimetría. Esta gráfica es muy similar a la de la figura 3.2. De nuevo, un corte en torno a los 1000 o 1500 GeV en la energía en centro de masas mínima a la hora de seleccionar eventos minimiza la luminosidad necesaria para un axigluón de las características aquí consideradas, haciendo más relevante su presencia.

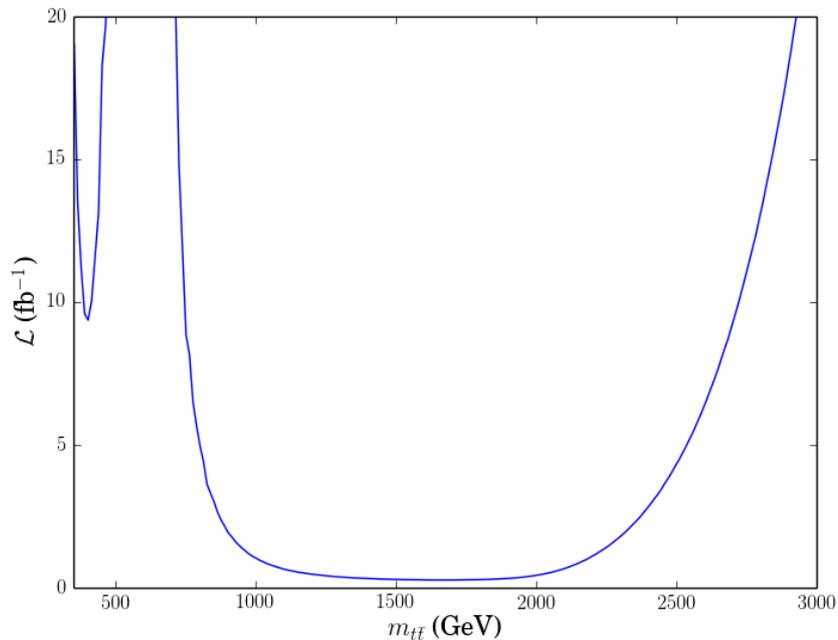


Figura 3.5: Luminosidad necesaria para conseguir cinco desviaciones estándar respecto de la medida de la asimetría del Modelo Estándar a nivel árbol ($A_C^{SM} = 0$) en función del corte en la masa invariante del sistema $m_{t\bar{t}}$ (parámetros eq. 2.5) a $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Capítulo 4

Conclusiones

Hemos estudiado en este trabajo la producción de pares de quarks top-antitop a nivel árbol, así como los resultados medidos por Tevatron y LHC en sus respectivas tomas de datos a $\sqrt{s} = 1.96$ TeV y $\sqrt{s} = 7$ TeV. Hemos visto que el Modelo Estándar difiere de los datos de Tevatron (aunque coincide, dentro de los errores, con los de LHC) para la medida de la asimetría de carga. Para solventar las diferencias se ha implementado un modelo que extiende el Modelo Estándar, el axigluón, que introduce una partícula masiva con carga de color y acoplamiento axial con los quarks del modelo. Este acoplamiento axial introduce una asimetría de carga a nivel árbol que puede ser ajustada para explicar las diferencias (de casi dos sigmas en Tevatron) con el Modelo Estándar sin entrar en conflicto con los datos actuales.

A partir de los datos de LHC y Tevatron para la asimetría de carga y su comparación con los resultados teóricos, hemos podido parametrizar el axigluón, ajustando los valores de sus acoplamientos axial y vectorial (en distintas formas) para distintas masas. Seleccionamos, finalmente, una masa de 2 TeV para la nueva partícula y unos acoplamientos de, en valor absoluto, $g_v = 0.7$ y $g_a = 1.2$, para realizar un estudio fenomenológico sobre la influencia de dicha partícula en la asimetría de carga y en la sección eficaz. Los cálculos presentados en este trabajo han sido realizados con un programa propio desarrollado en C.

Para finalizar, ofrecemos algunas predicciones en la sección eficaz y la asimetría que un axigluón con los parámetros propuestos generaría a una energía de centro de masas de $\sqrt{s} = 13$ TeV (con vistas a la futura toma de datos del LHC en 2015). Estudiamos asimismo en qué rangos de selección de eventos obtendríamos mayor significancia estadística a la hora de buscar nueva física, encontrando que es entre los 1000 y 1500 GeV para el mínimo de energía en centro de masas de las partículas finales cuando el número de eventos y la diferencia entre Modelo Estándar y axigluón se combinan para dar lugar a un resultado óptimo.

Bibliografía

- [1] M. Kobayashi and T. Maskawa. CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Progress of Theoretical Physics*, 49:652–657, feb 1973.
- [2] H. Harari. A new quark model for hadrons. *Physics Letters B*, 57:265–269, jul 1975.
- [3] Daniel M. Kaplan. The Discovery of the v family. 1994.
- [4] First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass. 2014, arXiv:1403.4427.
- [5] F. Abe, H. Akimoto, A. Akopian, M. G. Albrow, S. R. Amendolia, D. Amidei, J. Antos, C. Anway-Wiese, S. Aota, G. Apollinari, and et al. Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab. *Physical Review Letters*, 74:2626–2631, apr 1995, arXiv:hep-ex/9503002.
- [6] S. Abachi et al. Search for high mass top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $s = 1.8$ tev. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2422–2426, Mar 1995.
- [7] J. Beringer et al. Review of Particle Physics (RPP). *Phys.Rev.*, D86:010001, 2012.
- [8] Johann H. Kuhn and German Rodrigo. Charge asymmetries of top quarks at hadron colliders revisited. *JHEP*, 1201:063, 2012, arXiv:1109.6830.
- [9] Yvonne Reinhild Peters. Top anti-top Asymmetries at the Tevatron and the LHC. pages 27–37, 2012, arXiv:1211.6028.
- [10] Paola Ferrario and German Rodrigo. Massive color-octet bosons and the charge asymmetries of top quarks at hadron colliders. *Phys.Rev.*, D78:094018, 2008, arXiv:0809.3354.
- [11] F. Cuypers. Chiral color and axiguons. *Acta Phys.Polon.*, B22:137–143, 1991.
- [12] Frank Cuypers. ASYMMETRIC CHIRAL COLOR. *Z.Phys.*, C48:639–646, 1990.
- [13] Dhiman Chakraborty, Jacobo Konigsberg, and David L. Rainwater. Review of top quark physics. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, 53:301–351, 2003, arXiv:hep-ph/0303092.
- [14] CMS Collaboration. Measurement of Top Quark Pair Differential Cross Sections at $\sqrt{s} = 7$ TeV. 2012.
- [15] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. 2014, arXiv:1405.0301.

- [16] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput.Phys.Commun.*, 178:852–867, 2008, arXiv:0710.3820.
- [17] S. Ovin, X. Rouby, and V. Lemaitre. DELPHES, a framework for fast simulation of a generic collider experiment. 2009, arXiv:0903.2225.
- [18] Oleg Brandt. Top quark property measurements at the Tevatron. 2013, 1306.5528.
- [19] CDF collaboration and T. Schwarz. Combination of the forward-backward asymmetry in the top pair production from $l+j$ and dil channels using 5 fb⁻¹.
- [20] German Rodrigo. Tevatron anomalies and LHC cross-checks. *PoS*, EPS-HEP2011:214, 2011, arXiv:1112.6106.
- [21] T. Aaltonen et al. Evidence for a Mass Dependent Forward-Backward Asymmetry in Top Quark Pair Production. *Phys.Rev.*, D83:112003, 2011, arXiv:1101.0034.
- [22] Ben Lillie, Jing Shu, and Timothy M.P. Tait. Kaluza-Klein Gluons as a Diagnostic of Warped Models. *Phys.Rev.*, D76:115016, 2007, arXiv:0706.3960.
- [23] Paul H. Frampton and Sheldon L. Glashow. Chiral Color: An alternative to the standard model. *Phys. Letters B*, 190:157–16, 1987.
- [24] Serguei Chatrchyan et al. Search for W' to tb decays in the lepton + jets final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. 2014, arXiv:1402.2176.
- [25] Kyoungchul Kong, Hye-Sung Lee, and Myeonghun Park. Dark decay of the top quark. *Phys.Rev.*, D89:074007, 2014, arXiv:1401.5020.
- [26] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys.Lett.*, B716:1–29, 2012, 1207.7214.
- [27] Combination of ATLAS and CMS $t\bar{t}$ charge asymmetry measurements using LHC proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. 2014.
- [28] Marc Besancon. Mini review on top quark production at the Tevatron. 2012, arXiv:1208.1841.
- [29] Georges Aad et al. A search for $t\bar{t}$ resonances in lepton+jets events with highly boosted top quarks collected in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *JHEP*, 1209:041, 2012, arXiv:1207.2409.
- [30] T. Hahn. CUBA: A Library for multidimensional numerical integration. *Comput.Phys.Commun.*, 168:78–95, 2005, arXiv:hep-ph/0404043.
- [31] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne, and G. Watt. Parton distributions for the LHC. *Eur.Phys.J.*, C63:189–285, 2009, arXiv:0901.0002.
- [32] Grace Development Team. Grace: <http://plasma-gate.weizmann.ac.il/grace/>.
- [33] Eric Jones, Travis Oliphant, Pearu Peterson, et al. SciPy: Open source scientific tools for Python, 2001–.
- [34] Ruchika Nayyar. A Search for $t\bar{t}$ Resonances in Lepton Plus Jets Events with ATLAS using 14 fb⁻¹ of Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. 2013, 1310.0486.

- [35] Georges Aad et al. Measurement of the top quark pair production charge asymmetry in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector. *JHEP*, 1402:107, 2014, 1311.6724.
- [36] Paola Ferrario and German Rodrigo. Heavy colored resonances in t t -bar + jet at the LHC. *JHEP*, 1002:051, 2010, arXiv:0912.0687.
- [37] A. Denner R. Mertig, M. Böhm. Feyn Calc - Computer-algebraic calculation of Feynman amplitudes. *Comput.Phys.Commun.*, 64:345, 1991.

Apéndice A

Sección Eficaz $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$

Una teoría propuesta para explicar la asimetría en la creación de pares $t\bar{t}$ es la de la existencia de una partícula con acoplamientos axiales. Un gluon masivo (el gluon habitual es una corriente vectorial) con un acoplamiento tal que:

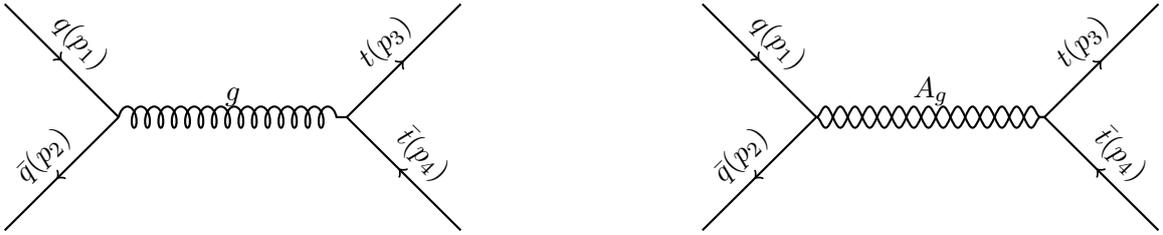
$$(g_v^{(q)} + g_a^{(q)}\gamma_5)\gamma^\mu, \quad (\text{A.1})$$

y que, siendo masivo, introduce un nuevo propagador de la forma (en el gauge de Feynman):

$$\frac{ig^{\mu\nu}}{\hat{s} - m_A^2 - im_A\Gamma_A}, \quad (\text{A.2})$$

siendo m_A la masa del axigluón y Γ_A su anchura [10]:

$$\Gamma_A \simeq \alpha_s m_A (g_v^2 + g_a^2) \quad (\text{A.3})$$



Con estas consideraciones nos encontramos los siguientes elementos de matriz para estos diagramas:

$$i\mathcal{M}_1 = \bar{u}_{p_3}(-ig_s T_{ab}^k \gamma^\mu) v_{p_4} \left(\frac{-ig_{\mu\nu}}{\hat{s}} \right) \bar{v}_{p_2}(-ig_s T_{ji}^k \gamma^\nu) u_{p_1} \quad (\text{A.4})$$

$$i\mathcal{M}_2 = \bar{u}_{p_3}(-ig_s(g_v^{(t)} + g_a^{(t)}\gamma_5)T_{ab}^k \gamma^\mu) v_{p_4} \frac{ig_{\mu\nu}}{\hat{s} - m_A^2 - im_A\Gamma_A} \bar{v}_{p_2}(-ig_s(g_v^{(q)} + g_a^{(q)}\gamma_5)T_{ji}^k \gamma^\nu) u_{p_1}. \quad (\text{A.5})$$

Algunas definiciones útiles:

$$p_1 = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}(1, 0, 0, 1) \quad \text{Tr}(ABC) = \text{Tr}(CAB) = \text{Tr}(BCA) \quad (\text{A.6})$$

$$p_2 = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}(1, 0, 0, -1) \quad \text{Tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu) = 4g^{\mu\nu} \quad (\text{A.7})$$

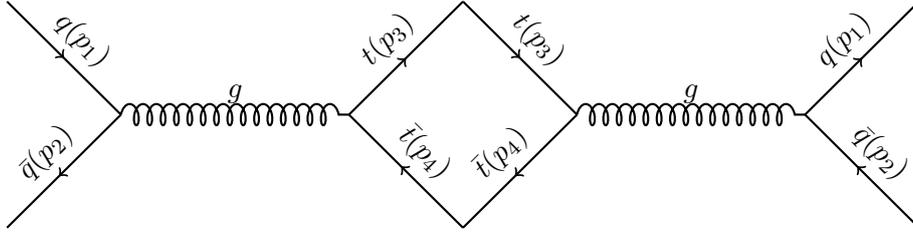
$$p_3 = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}(1, 0, \beta \sin \hat{\theta}, \beta \cos \hat{\theta}) \quad \text{Tr}(T^a T^b) = T_F \delta^{ab} \quad (\text{A.8})$$

$$p_4 = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}(1, 0, -\beta \sin \hat{\theta}, -\beta \cos \hat{\theta}) \quad T_R \delta^{ab} T_{ij}^a T_{ji}^b = \frac{T_R C_F}{N_C} \quad (\text{A.9})$$

$$\sum_{\hat{s}} u_{p_3} \bar{u}_{p_3} = \not{p}_3 + m_t \quad \sum_{\hat{s}} v_{p_4} \bar{v}_{p_4} = \not{p}_4 - m_t \quad (\text{A.10})$$

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{\hat{s}}} \quad g_s^2 = 4\pi\alpha_s. \quad (\text{A.11})$$

$|M_1|^2$



Este resultado corresponde al Modelo Estándar para $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$. En primer lugar separamos los cálculos según correspondan a la parte de los quarks ligeros (p_1 y p_2) o de los quarks pesados (p_3 y p_4). El cálculo de ambos es similar si hacemos cero la masa del quark top.

$$\text{Tr} \left(\overbrace{\bar{u}_{p_3} T^a \gamma^\mu v_{p_4} \bar{v}_{p_4} T^b \gamma^\nu u_{p_3}} \right) = T_R \delta^{ab} \text{Tr} \left(\gamma^\mu (\not{p}_3 + m_t) \gamma^\nu (\not{p}_4 - m_t) \right). \quad (\text{A.12})$$

Usando relaciones como las de las eq. (A.6-A.11) obtenemos, para los dos quarks pesados:

$$T_R \delta^{ab} \text{Tr} \left(\gamma^\mu \not{p}_3 \gamma^\nu \not{p}_4 \right) - m_t^2 \text{Tr} (\gamma^\mu \gamma^\nu) = T_R \delta^{ab} (4p_3^\mu p_4^\nu + 4p_4^\mu p_3^\nu - 2\hat{s}g^{\mu\nu}). \quad (\text{A.13})$$

Para los quarks iniciales el resultado es el mismo (con p_1 y p_2). El elemento de matriz al cuadrado total nos queda entonces como:

$$|M_1|^2 = \frac{C_F T_F}{N_C} \frac{16^2 \pi^2}{\hat{s}^2} \alpha_s^2 \left(p_3^\mu p_4^\nu + p_4^\mu p_3^\nu - \frac{\hat{s}}{2} g^{\mu\nu} \right) \left(p_{1\mu} p_{2\nu} + p_{2\mu} p_{1\nu} - \frac{\hat{s}}{2} g_{\mu\nu} \right) \quad (\text{A.14})$$

$$|M_1|^2 = \frac{C_F T_F}{N_C} \frac{16^2 \pi^2}{\hat{s}^2} \alpha_s^2 (2(p_3 \cdot p_1)(p_4 \cdot p_3) 2(p_3 \cdot p_2)(p_4 \cdot p_1) - \hat{s}(p_3 \cdot p_4 + p_1 \cdot p_2 - \hat{s})) \quad (\text{A.15})$$

Siendo $p_1 \cdot p_3 = \frac{\hat{s}}{4}(1 - \beta \cos \hat{\theta})$ y $p_1 \cdot p_4 = \frac{\hat{s}}{4}(1 + \beta \cos \hat{\theta})$. Con $m^2 = \frac{m_t^2}{\hat{s}}$ y con $c = \beta \cos \hat{\theta}$:

$$|\mathcal{M}_1|^2 \propto 2 \left(\left(\frac{\hat{s} + \hat{c}c}{4} \right)^2 + \left(\frac{\hat{s} - \hat{c}c}{4} \right)^2 + \frac{\hat{s}^2 m}{2} \right) \quad (\text{A.16})$$

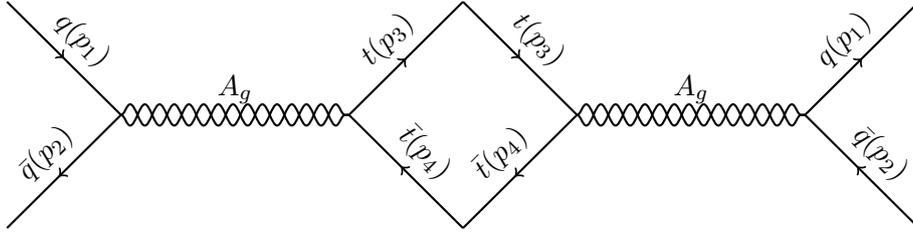
$$|\mathcal{M}_1|^2 \propto \frac{1}{4} \hat{s}^2 (1 + c^2 + 4m^2). \quad (\text{A.17})$$

Quedando entonces el elemento de matriz al cuadrado:

$$|\mathcal{M}_1|^2 = 4\pi^2 \frac{C_F T_F \alpha_s}{N_C} \hat{s}^2 (1 + c^2 + 4m^2) \quad (\text{A.18})$$

$|\mathcal{M}_2|^2$

Tanto este apartado como el siguiente pertenecen a un modelo más allá del Modelo Estándar. El cálculo, no obstante, es similar, con la diferencia de la introducción de una parte axial (γ_5) en el acoplamiento. Este añadido da lugar a términos no simétricos ante el intercambio de quarks top y antitop (términos no simétricos en c).



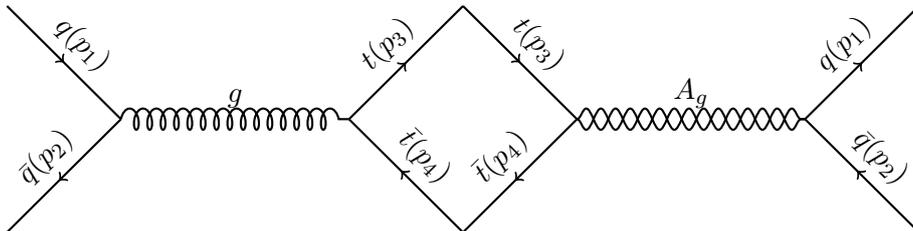
El cálculo de este resultado (así como de trazas de Dirac y de color) ha sido realizado con Wolfram Mathematica haciendo uso del paquete FeynCalc [37].

$$\begin{aligned} & \text{Tr} \left\{ (g_v + g_a \gamma_5) \gamma^\mu (\not{p}_3 + m_t) (g_v + g_a \gamma_5) \gamma^\nu (\not{p}_4 - m_t) \right\} \\ & = 4 \left(g^{\mu\nu} (2g_a^2 m_t^2 - \frac{g_a^2 + g_v^2}{2} \hat{s}) + p_3^\mu p_4^\nu (g_a^2 + g_v^2) + p_4^\mu p_3^\nu (g_a^2 + g_v^2) - 2i g_a^{(t)} g_v^{(t)} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

De nuevo, obtenemos la parte correspondiente a los quarks ligeros llevando m_t a 0.

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_2|^2 & = \left(\frac{T_F C_F}{N_c} \right) \frac{\hat{s}^2}{(\hat{s} - m_A^2)^2 + m_A^2 \Gamma^2} \left((g_v^{(q)})^2 + (g_a^{(q)})^2 \right) \left((g_v^{(t)})^2 (1 + c^2 + 4m^2) + (g_a^{(t)})^2 (1 + c^2 - 4m^2) \right) \\ & + 8g_v^{(q)} g_a^{(q)} g_v^{(t)} g_a^{(t)} c \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

Interferencia entre M_1 y M_2



Al elevar al cuadrado el elemento de matriz, encontramos la suma $M_1 M_2^+ + M_2 M_1^+$, esto anula la parte imaginaria que aparece debido a la anchura del axigluón, quedando $2\text{Re}M_1 M_2$. Tenida en cuenta esta consideración, Wolfram Mathematica devuelve el siguiente resultado para el cruce de los diagramas del Modelo Estándar y el Axigluón:

El cálculo de la traza de Dirac es similar al anterior:

$$\text{Tr} \left\{ (g_v + g_a \gamma_5) \gamma^\mu (\not{p}_3 + m_t) \gamma^\nu (\not{p}_4 - m_t) \right\} = 4 \left(g_v^{(t)} (p_3^\mu p_4^\nu + p_4^\mu p_3^\nu) - \frac{1}{2} g_v^{(t)} g^{\mu\nu} \hat{s} - i g_a^{(t)} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \right) \quad (\text{A.21})$$

$$|\mathcal{M}_{12}|^2 = \left(\frac{C_F T_F}{N_c} \right) \frac{\hat{s}(\hat{s} - m_A^2)}{(\hat{s}^2 - m_A^2)^2 + m_A^2 \Gamma^2} \left((g_v^{(q)} g_v^{(t)} (c^2 + 4m^2 + 1) + 2c g_a^{(q)} g_a^{(t)}) \right) \quad (\text{A.22})$$

Siendo el elemento matriz al cuadrado total:

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2|^2 = & \left(\frac{C_F T_F}{N_c} \right) \left\{ (1 + c^2 + 4m^2) \right. \\ & + \frac{\hat{s}^2}{(\hat{s} - m_A^2)^2 + m_A^2 \Gamma^2} \left((g_v^{(q)})^2 + (g_a^{(q)})^2 \right) \left((g_v^{(t)})^2 (1 + c^2 + 4m^2) + (g_a^{(t)})^2 (1 + c^2 - 4m^2) \right) \\ & \left. + 8g_v^{(q)} g_a^{(q)} g_v^{(t)} g_a^{(t)} c + \frac{2\hat{s}(\hat{s} - m_A^2)}{(\hat{s} - m_A^2)^2 + m_A^2 \Gamma^2} (g_v^{(q)} g_v^{(t)} (1 + c^2 + 4m^2) + 2c g_a^{(q)} g_a^{(t)}) \right\}. \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

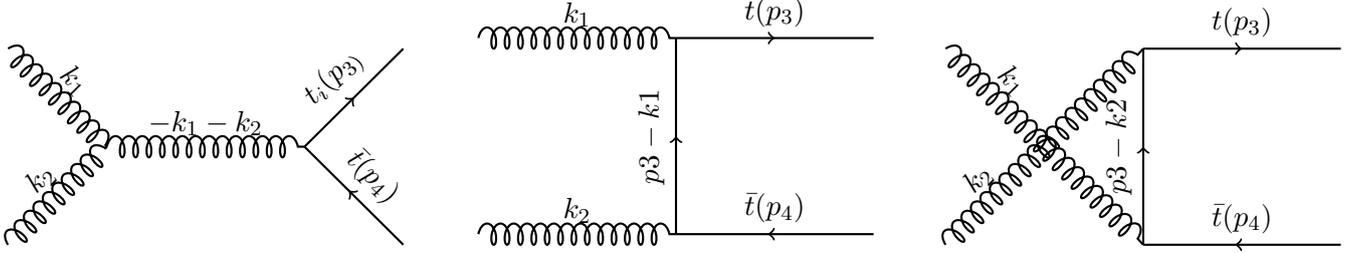
La sección eficaz es hallada añadiendo a este cálculo el del espacio de fases, lo que, para un sistema de dos partículas ligeras yendo a dos partículas pesadas de igual masa, se reduce a:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\hat{\theta}} = \frac{\beta}{16\pi\hat{s}} |M|^2 \quad (\text{A.24})$$

Apéndice B

Sección Eficaz $gg \rightarrow t\bar{t}$

A diferencia de la aniquilación de quarks, nos encontramos en este caso con la contribución (en el Modelo Estándar) de tres diagramas. No se produce ninguna interferencia por la introducción del axigluón ya que no hay acoplamientos de dos gluones con un axigluón (la paridad no se conservaría).



Los elementos de matriz de estos diagramas son:

$$i\mathcal{M}_1 = \bar{u}_{p_3}(-ig_s T_{ij}^c \gamma^\mu) v_{p_4} \frac{-ig^{\mu\alpha}}{\hat{s}} (-ig_s) f^{abc} \epsilon_{k_1}^a \epsilon_{k_2}^b \{g_{ab}(k_1 - k_2)_\alpha + g_{b\alpha}(k_2 - (-k_1 - k_2))_a + g_{\alpha b}(-2k_1 - k_2)_b\} \quad (\text{B.1})$$

$$i\mathcal{M}_2 = \bar{u}_{p_3}(-ig_s T_{ik}^a \gamma^\mu \epsilon_{k_1}^a) \left(-ig^{\mu\nu} \frac{\not{p}_3 - \not{k}_1 + m_t}{(p_3 - k_1)^2 - m_t^2} \right) (-ig_s T_{kj}^b \gamma^\nu \epsilon_{k_2}^b) v_{p_4} \quad (\text{B.2})$$

$$i\mathcal{M}_3 = \bar{u}_{p_3}(-ig_s T_{ik}^b \gamma^\mu \epsilon_{k_1}^b) \left(-ig^{\mu\nu} \frac{\not{p}_3 - \not{k}_2 + m_t}{(p_3 - k_2)^2 - m_t^2} \right) (-ig_s T_{kj}^a \gamma^\nu \epsilon_{k_2}^a) v_{p_4} \quad (\text{B.3})$$

Además de las definiciones del Apéndice A, vamos a añadir algunas más aplicables a este caso.

$$p_3 \cdot k_1 = \frac{\hat{s}}{4}(1 - c) \qquad p_3 \cdot k_2 = \frac{\hat{s}}{4}(1 + c) \quad (\text{B.4})$$

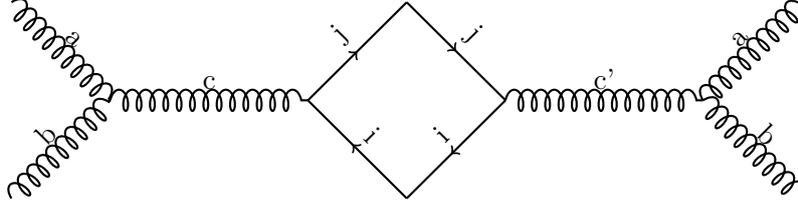
$$k_1 \cdot k_2 = \frac{\hat{s}}{2} \qquad p_3^2 = p_4^2 = m^2 \quad (\text{B.5})$$

$$\sum \epsilon_{k_1}^\nu \epsilon_{k_1}^\mu = -g^{\mu\nu} \qquad g_s^2 = 4\pi\alpha_s \quad (\text{B.6})$$

Veamos, paso a paso, el cálculo completo de la sección eficaz de la fusión gluónica que se reduce a simplemente:

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 + \mathcal{M}_3|^2 \quad (\text{B.7})$$

$$|M_1|^2$$



$$|M_1|^2 = \frac{4\pi^2\alpha_s^2}{(k_1 + k_2)^4} \text{Tr}(T^c T^{c'} f^{cab} f^{c'ab}) \text{Tr}(Dirac) \quad (B.8)$$

$$Dirac = (\not{p}_3 + m) \gamma^\mu \cdot g^{\mu\alpha} (g^{ab} (k_{1\alpha} - k_{2\alpha}) + g^{\alpha a} (-2k_{1b} - k_{2b}) + (k_{1a} + 2k_{2a}) g^{\alpha b}) (\not{p}_4 - m) \\ (g^{ab} (k_{1\beta} - k_{2\beta}) + g^{\beta a} (-2k_{1b} - k_{2b}) + (k_{1a} + 2k_{2a}) g^{\beta b}) \cdot g^{\beta\nu} \cdot \gamma^\nu \quad (B.9)$$

Calculamos cada una de las diferentes trazas para $|M_1|^2$ usando Wolfram Mathematica:

$$Dirac = -\hat{s}^2 (5c^2 + 32m^2 + 11) \quad (B.10)$$

$$Color = C_A C_F = 4 \quad (B.11)$$

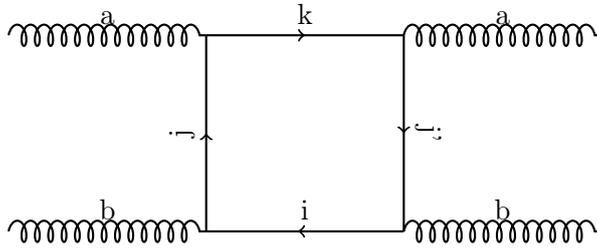
El propagador será simplemente:

$$\frac{1}{(k_1 + k_2)^4} = \frac{1}{\hat{s}^2} \quad (B.12)$$

El primer elemento de matriz cuadrado (canal s) queda:

$$|M_1|^2 = -16\pi^2\alpha_s^2 (32m^2 + 11 + 5c^2) \quad (B.13)$$

$$|M_2|^2$$



$$|M_2|^2 = \frac{4\pi^2\alpha_s^2}{((p_3 - k_1)^2 - m_t^2)^2} \text{Tr}(T^b T^a T^a T^b) \text{Tr}(Dirac) \quad (B.14)$$

$$Dirac = (\not{p}_3 + m) \gamma^\mu (\not{p}_3 - \not{k}_1 + m) \gamma^\nu (\not{p}_4 - m) \gamma_\nu (\not{p}_3 - \not{k}_1 + m) \gamma_\mu \quad (B.15)$$

Usando de nuevo Wolfram Mathematica:

$$Dirac = (-32m^4 + 8m^2(1 - c) + 2(1 - c^2)) \hat{s}^2 \quad (B.16)$$

$$Color = \frac{(N_c^2 - 1)^2}{4N_c} = \frac{16}{3} \quad (B.17)$$

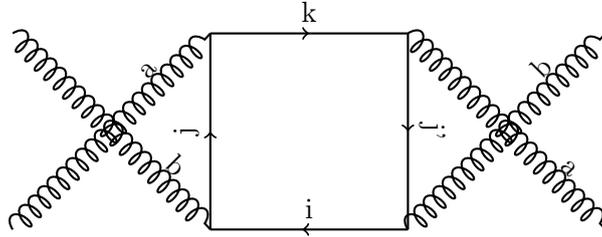
$$\frac{1}{((p_3 - k_1)^2 - m_t^2)^2} = \frac{4}{\hat{s}^2(1 - c)^2} \quad (B.18)$$

Siendo el resultado para el canal t:

$$|\mathcal{M}_2|^2 = 512\pi^2\alpha_s^2 \frac{-16m^4 + 4m^2(1 - c) + 2(1 - c^2)}{9(1 - c)^2} \quad (B.19)$$

$$|\mathcal{M}_3|^2$$

Este diagrama es equivalente a \mathcal{M}_2 bajo el intercambio de k_1 y k_2 .



$$|\mathcal{M}_3|^2 = \frac{4\pi^2\alpha_s^2}{((p_3 - k_2)^2 - m_t^2)^2} \text{Tr}(T^b T^a T^a T^b) \text{Tr}(Dirac) \quad (B.20)$$

$$Dirac = (\not{p}_3 + m)\gamma^\mu(\not{p}_3 - \not{k}_2 + m)\gamma^\nu(\not{p}_4 - m)\gamma_\nu(\not{p}_3 - \not{k}_2 + m)\gamma_\mu \quad (B.21)$$

$$Dirac = (-32m^4 + 8m^2(1 + c) + 2(1 - c^2))\hat{s} \quad (B.22)$$

Efectivamente, en la traza de Dirac de este cálculo solo ocurre el cambio k_1 por k_2 , que es equivalente a cambiar c por $-c$.

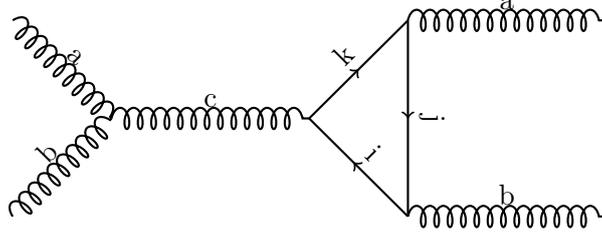
$$Color = \frac{(N_c^2 - 1)^2}{4N_c} = \frac{16}{3} \quad (B.23)$$

$$\frac{1}{((p_3 - k_2)^2 - m_t^2)^2} = \frac{4}{\hat{s}^2(1 + c)^2} \quad (B.24)$$

El resultado para el canal u es:

$$|\mathcal{M}_3|^2 = 512\pi^2\alpha_s^2 \frac{-16m^4 + 4m^2(1 + c) + 2(1 - c^2)}{9(1 + c)^2} \quad (B.25)$$

Interferencia entre M_1 y M_2



$$|\mathcal{M}_{12}|^2 = \frac{i4\pi^2\alpha_s^2}{((p_3 - k_1)^2 - m_t^2)(-k_1 - k_2)^2} \text{Tr}(T^c T^b T^a f^{cab}) \text{Tr}(Dirac) \quad (\text{B.26})$$

$$Dirac = (\not{p}_3 + m)\gamma^\mu (g_{\alpha\beta}(k_1 - k_2)_\mu + g_{\beta\mu}(2k_2 + k_1)_\alpha - g_{\alpha\mu}(2k_1 + k_2)_\beta) (\not{p}_4 - m)\gamma^\beta (\not{p}_3 - \not{k}_1 + m)\gamma^\alpha \quad (\text{B.27})$$

$$Dirac = -2\hat{s}^2(4m^2 + (1 - c)^2) \quad (\text{B.28})$$

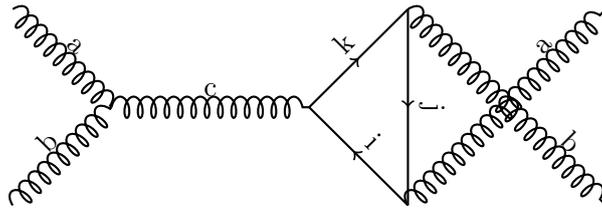
$$Color = \frac{i}{4}(N_c^2 - 1) = 2i \quad (\text{B.29})$$

$$\frac{1}{((p_3 - k_1)^2 - m_t^2)(-k_1 - k_2)^2} = \frac{2}{\hat{s}^2(1 - c)} \quad (\text{B.30})$$

La interferencia de los canales s y t resulta en:

$$|\mathcal{M}_{12}|^2 = 32\pi^2\alpha_s^2 \frac{4m^2 + (1 - c)^2}{1 - c} \quad (\text{B.31})$$

Interferencia entre M_1 y M_3



$$|\mathcal{M}_{13}|^2 = \frac{-i4\pi^2\alpha_s^2}{((p_3 - k_1)^2 - m_t^2)(-k_1 - k_2)^2} \text{Tr}(T^c T^a T^b f^{cab}) \text{Tr}(Dirac) \quad (\text{B.32})$$

De nuevo nos encontramos con un simple intercambio ($k_1 \leftrightarrow k_2$).

$$Dirac = (\not{p}_3 + m)\gamma^\mu (g_{\alpha\beta}(k_1 - k_2)_\mu + g_{\beta\mu}(2k_2 + k_1)_\alpha - g_{\alpha\mu}(2k_1 + k_2)_\beta) (\not{p}_4 - m)\gamma^\beta (\not{p}_3 - \not{k}_2 + m)\gamma^\alpha \quad (\text{B.33})$$

En este caso el cruce de los gluones nos cambia de signo tanto la traza de dirac como la de color.

$$Dirac = 2\hat{s}(4m^2 + (1 + c)^2) \quad (\text{B.34})$$

$$Color = \frac{-iN_c}{4}(N_c^2 - 1) = -2i \quad (B.35)$$

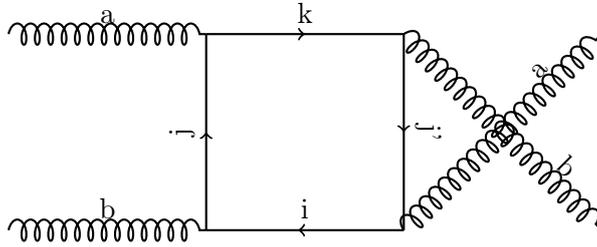
El propagador mientras tanto:

$$\frac{1}{((p_3 - k_2)^2 - m_t^2)(-k_1 - k_2)^2} = \frac{2}{s^2(1 + c)} \quad (B.36)$$

Siendo la interferencia s y u:

$$|\mathcal{M}_{13}|^2 = 32\pi^2\alpha_s^2 \frac{4m^2 + (1 + c)^2}{1 + c} \quad (B.37)$$

Interferencia entre M_2 y M_3



$$|\mathcal{M}_{23}|^2 = \frac{4\pi^2\alpha_s^2}{((p_3 - k_1)^2 - m_t^2)((p_3 - k_2)^2 - m_t^2)} \text{Tr}(T^b T^a T^b T^a) \text{Tr}(Dirac) \quad (B.38)$$

$$Dirac = (\not{p}_3 + m)\gamma^\mu(\not{p}_3 - \not{k}_1 + m)\gamma^\nu(\not{p}_4 - m)\gamma_\mu(\not{p}_3 - \not{k}_2 + m)\gamma_\nu \quad (B.39)$$

Usando Wolfram Mathematica:

$$Dirac = 8\hat{s}^2 m^2 (1 - 4m^2) \quad (B.40)$$

$$Color = -\frac{N_c^2 - 1}{4N_c^2} = \frac{-2}{9} \quad (B.41)$$

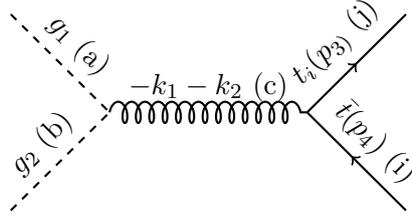
$$\frac{1}{((p_3 - k_1)^2 - m_t^2)(p_3 - k_2)^2} = \frac{4}{s^2(1 - c^2)} \quad (B.42)$$

El resultado final para la interferencia de los canales u y t:

$$|\mathcal{M}_{23}|^2 = 256\pi^2\alpha_s^2 \frac{m^2(4m^2 - 1)}{9(1 - c)^2} \quad (B.43)$$

Diagrama fantasma

Para compensar las polarizaciones no físicas usadas para simplificar los cálculos anteriores (es decir, el uso de (eq. B.6), gauge de Feynman) hemos de calcular el diagrama fantasma.



El elemento de matriz de este diagrama es:

$$\mathcal{M}_g = \bar{u}_{p_3} (-i g_s T_{ij}^c \gamma^\mu) v_{p_4} \left(-i \frac{g^{\mu\alpha}}{\hat{s}} k_2^\mu f^{cab} \right) \quad (\text{B.44})$$

El elemento de matriz cuadrado de este diagrama es más sencillo que los anteriormente calculados, ya que, al ser las partículas iniciales distintas, no añade interferencia con ninguno de los $gg \rightarrow t\bar{t}$.

$$|\mathcal{M}_g|^2 = \frac{1}{s} \text{Tr}(T^c T^{c'} f^{cab} f^{c'ab}) \text{Tr}(\not{p}_3 \not{k}_1 \not{p}_4 \not{k}_1) \quad (\text{B.45})$$

$$\text{Dirac} = (1 - c^2) \hat{s}^2 \quad (\text{B.46})$$

Este diagrama, en lo que a la traza de color se refiere, es equivalente a \mathcal{M}_1 .

$$\text{Color} = C_A C_F = 4 \quad (\text{B.47})$$

La corrección del diagrama fantasma resulta entonces:

$$|\mathcal{M}_g|^2 = 16\pi^2 \alpha_s^2 (1 - c^2) \quad (\text{B.48})$$

Total $|M|^2$

$$|M|^2 = -16\pi^2 \alpha_s^2 \frac{(9c^2 + 7) ((c^4 - 1) + 8(c^2 - 1)m^2 + 32m^4)}{3(1 - c^2)^2} \quad (\text{B.49})$$

Que podemos escribir, con $T_F = \frac{1}{2}$, $C_F = \frac{4}{3}$ y $N_c = 3$, como:

$$|M|^2 = 8\pi^2 \alpha_s^2 \left(1 + c^2 + 8m^2 - \frac{32m^4}{(1 - c^2)} \right) \left(\frac{1}{N_c(1 - c^2)} - \frac{T_F}{2C_F} \right) \quad (\text{B.50})$$

Resta incluir el espacio de fases al igual que en el apéndice anterior.