

Tesis de Máster en Física Avanzada

Estudio del quark top en modelos de nueva física  
utilizando las infraestructuras Tier2 y Tier3 de  
Valencia

Victoria Sánchez Martínez

Directores: Santiago González de la Hoz y Marcel Vos

Instituto de Física Corpuscular, UV-CSIC

Septiembre 2011



VNIVERSITAT  
DE VALÈNCIA



**CSIC**

Dr. SANTIAGO GONZÁLEZ DE LA HOZ, Contratado Doctor de la Universidad de Valencia (UV),  
Dr. MARCEL VOS, Ramón y Cajal del Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC),

CERTIFICAN:

Que la presente memoria *Estudio del quark top en modelos de nueva física utilizando las infraestructuras Tier2 y Tier3 de Valencia* ha sido realizada bajo nuestra dirección en el Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad de Valencia por Dña. Victoria Sánchez Martínez y constituye su Tesis para optar al Máster en Física Avanzada.

Y para que así conste, firmamos el presente Certificado.

Fdo: Santiago González de la Hoz

Fdo: Marcel Vos

# Índice

<b>1. INTRODUCCIÓN</b>	<b>4</b>
1.1. LHC . . . . .	4
1.2. ATLAS . . . . .	6
1.3. Modelo de Computación de ATLAS . . . . .	7
1.4. El software de ATLAS . . . . .	10
<b>2. FÍSICA MÁS ALLÁ DEL MODELO ESTÁNDAR CON QUARKS TOP</b>	<b>11</b>
2.1. Kaluza Klein gluon ( <i>kkgluon</i> ) . . . . .	11
2.2. Axigluon . . . . .	12
2.3. Diquark . . . . .	12
2.4. Observables: Asimetrías de carga . . . . .	12
<b>3. PRODUCCIÓN Y GENERACIÓN DE LAS MUESTRAS DE DATOS</b>	<b>14</b>
3.1. Generación de datos con MadGraph . . . . .	14
3.2. Simulación completa del detector (Full-Simulation) . . . . .	15
<b>4. ANÁLISIS</b>	<b>16</b>
4.1. Sección eficaz para diferentes mediadores (resonancias) . . . . .	16
4.2. Estudio del <i>kkgluon</i> en el canal $u\bar{u} \rightarrow g^* \rightarrow t\bar{t}$ . . . . .	18
4.2.1. Estudio de errores sistemáticos variando las escalas de renormalización y factorización	19
4.3. Asimetría de carga con tops y leptones . . . . .	20
<b>5. Conclusiones y planes de futuro</b>	<b>22</b>

# 1. INTRODUCCIÓN

La física que se estudia con los grandes aceleradores de partículas ha aportado y está aportando importantes avances, logros y descubrimientos en la ciencia, especialmente en la Física de Altas Energías y en el Análisis de Datos Distribuidos.

Uno de los aceleradores más importantes del mundo es el LHC [1] (Large Hadron Collider), el cual, debido a su gran energía y luminosidad, ha abierto una nueva frontera y una nueva etapa en la física de partículas.

El Modelo Estándar (SM) es actualmente el marco teórico que mejor explica la física de partículas estudiada en los experimentos de Física de Altas Energías. A partir de algunos estudios experimentales, como el problema de la jerarquía (divergencia entre valores teóricos y experimentales de algunos parámetros, como la constante de Fermi) o la oscilación de neutrinos (los neutrinos tienen masa a diferencia de lo predicho por el SM), se ha demostrado que esta teoría no es infalible y que para cierto intervalo de energía se debe buscar más allá de ella, a través de modelos en los cuales intervienen partículas exóticas que ésta es incapaz de predecir, denominados modelos Más Allá del Modelo Estándar (BSM). El descubrimiento de alguna de estas partículas sería señal de nueva física y por tanto, se podría extender y completar el SM.

## 1.1. LHC

El LHC es uno de los mayores aceleradores circulares construidos hasta el momento (27 *km* de perímetro), instalado en el antiguo túnel del LEP (Large Electron Positron) situado en el CERN [2] (European Organization for Nuclear Research), Ginebra y puesto en marcha después de octubre de 2008 (ver figura 1). En él se están colisionando dos haces de protones en sentidos opuestos de 3.5 *TeV* cada uno, a una energía en centro de masas de 7 *TeV* y a una luminosidad de  $1.50 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  (a día de hoy, 1.30 *fb*<sup>-1</sup>). En el año 2014 se espera llegar a su luminosidad óptima (10 *fb*<sup>-1</sup>) y alcanzar los 14 *TeV* en centro de masas.

Debido a que la energía máxima de los haces es tan elevada y su velocidad próxima a la de la luz, cuando estos colisionan las interacciones que se producen son entre quarks y gluones, que forman un “mar” dentro del protón.



Figura 1: Situación del anillo LHC en Ginebra, Suiza

En cada choque de protones se produce un gran número de partículas (denominada *particle shower*) que se detectan y estudian para su posterior análisis. Para ello se han construido principalmente cuatro grandes experimentos de física de partículas: ATLAS [3, 4], CMS [5], LHCb [6] y ALICE [7], que se pueden observar en la figura 2. Los cuatro son detectores gigantes y sus principales características son:

**ATLAS (A large Toroidal LHC Apparatus):** detector de carácter general diseñado para explorar una amplia gama de campos de la física de altas energías, con el propósito de buscar nuevas partículas a grandes escalas de energía (del orden del *TeV*) como el Bosón de Higgs, conocer el origen del universo, de la masa, de dimensiones extra y evidencias de posibles partículas que podrían constituir la materia oscura. Sus dimensiones son 44m x 25m x 25m (longitud, altura, anchura) y 7000 *Tm* de peso. Está situado en Meyrin, Suiza.

**CMS (the Compact Muon Solenoid):** detector de carácter general con finalidad muy similar a la de ATLAS, aunque su colaboración ha optado por otras soluciones técnicas y un sistema magnético de concepción diferente. Sus dimensiones son 21m x 15m x 15m (longitud, altura, anchura) y 12500  $Tm$  de peso. Está situado en Cessi, Francia. El hecho de que CMS y ATLAS sean experimentos concurrentes permite hacer test cruzados para contrastar procedimientos y resultados que se llevan a cabo en cada uno de ellos. De este modo, si uno descubre nueva física, el otro lo puede corroborar.

**LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment):** detector que estudia qué es lo que ocurrió instantes después del Big Bang para permitir que la materia superara en cantidad a la antimateria y formara el universo que habitamos. Su principal objetivo es filtrar y estudiar las desintegraciones que contienen hadrones  $b$  y  $\bar{b}$  (como los mesones-B y los bariones-b).

**ALICE (A Large Ion Collider Experiment at CERN):** es el único detector de iones pesados (plomo) en el LHC. Se encarga de explotar las interacciones de núcleo-núcleo que se producen en cada colisión de protones. Su propósito es el de estudiar la interacción fuerte que sufre la materia a estos niveles altos de energía, situación en la cual se observa una nueva fase de la materia, denominada “plasma quark-gluón”. Ésta es una fase de la cromodinámica cuántica (QCD) que existe cuando la temperatura y/o la densidad son muy altas. Este estado se compone de quarks y gluones casi libres, que son los componentes básicos de la materia.

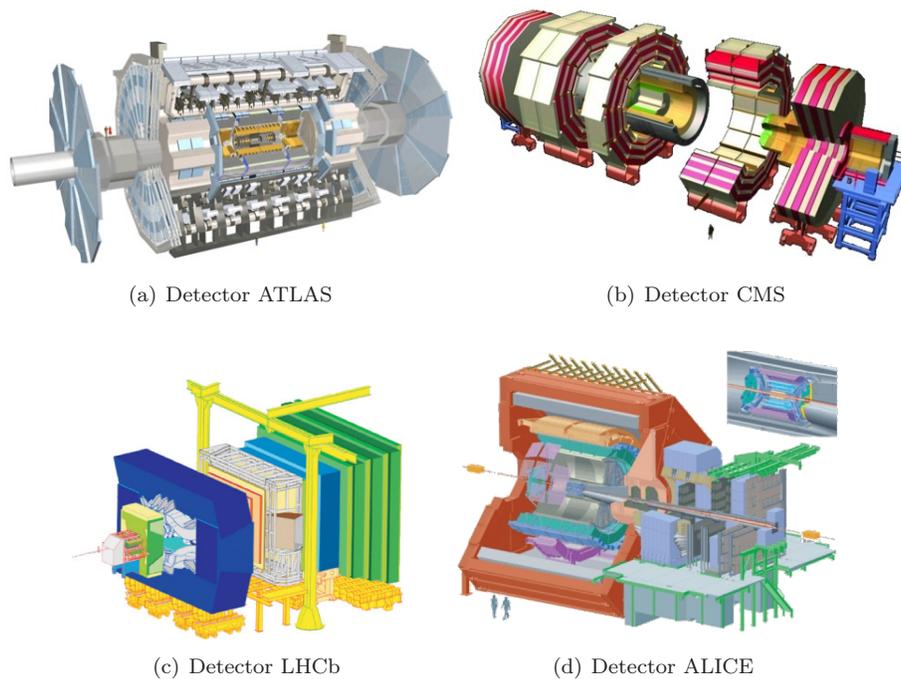


Figura 2: Experimentos actuales del LHC

El LHC está recreando las condiciones que existieron justo después del Big Bang. Desde hace mucho tiempo, el conocimiento de los físicos de partículas se ha basado en el Modelo Estándar de la física de partículas, comprendiendo así muchas de las leyes que se rigen en la naturaleza. Con el LHC se están abriendo y se podrán abrir nuevas fronteras de búsqueda de nueva física debida a las altas energías a las que se opera, confirmando o no las teorías actuales y dando paso a la elaboración de nuevos modelos.

## 1.2. ATLAS

Como hemos mencionado anteriormente, ATLAS (figura 3) es uno de los cuatro experimentos más importantes del LHC que está actualmente en funcionamiento y es el de mayor envergadura. Puesto que es un detector cilíndrico, el sistema de coordenadas más idóneo es el de *coordenadas cilíndricas*. Como el sistema *LAB* (sistema de referencia laboratorio) y el *CM* (sistema de referencia centro de masas) no coinciden debido a que los protones no son partículas elementales, se han definido y utilizado unas variables que son invariantes. En el caso de ATLAS, las más utilizadas son:

$$\text{momento transverso: } p_T = p \sin \theta = \frac{p}{\cosh \eta}$$

$$\text{Rapidity: } y = \frac{1}{2} \log\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$$

$$\text{Pseudorapidity (relacionada con la rapidity): } \eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$$

(Eje Z = es el eje de los haces, donde se produce la colisión,  $E$ =energía partícula,  $p_z$ =momento en eje Z,  $\theta$ =ángulo entre trayectoria de la partícula y eje Z)

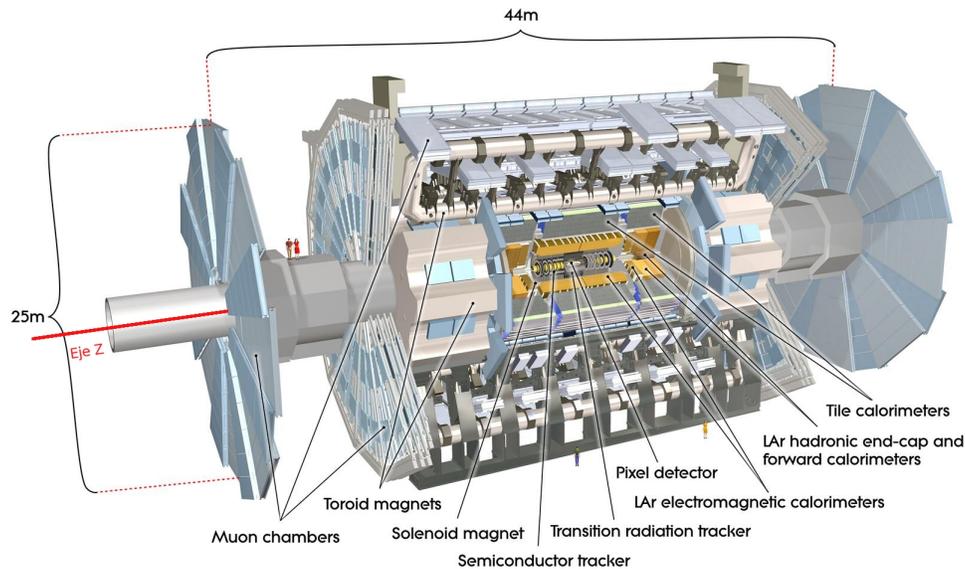


Figura 3: Dimensiones y componentes del detector ATLAS

ATLAS está dividido principalmente en cuatro subdetectores, en forma o estructura de capas (como una cebolla):

• **Detector interno:** su principal función es determinar la traza o trayectoria de las partículas cargadas, midiendo la interacción de éstas con la materia del detector en determinados puntos y concretar así su momento, su energía y su identidad. Como el detector está rodeado de un campo magnético proporcionado por los sistemas de imanes, las partículas cargadas se curvan. Midiendo el radio de curvatura se puede determinar el momento de las partículas y observando la dirección de curvatura se puede conocer la carga de dicha partícula. El detector interno está formado por:

- **Detector Píxel:** mide con precisión las trayectorias cercanas al punto de colisión.
- **Semiconductor (SCT, Semi-Conductor Tracker):** registra las trayectorias de las partículas en el plano perpendicular al del haz.
- **Detector de Radiación de Transición (TRT, Transition Radiation Tracker):** permite reconstruir la trayectoria de las partículas.

•**Calorímetros:** ambos calorímetros son de muestreo y tienen como propósito medir la energía de las partículas absorbiéndolas mediante metales muy densos. El calorímetro electromagnético absorbe la energía de las partículas que interactúan electromagnéticamente (leptones y fotones) y el hadrónico lo hace para las partículas que llegan hasta él porque atraviesan el calorímetro electromagnético e interactúan de forma fuerte (suelen ser hadrones).

•**Espectrómetro de muones:** diseñado para medir con precisión el momento de los muones, ya que son capaces de atravesar todas las partes interiores de ATLAS. Los muones son muy importantes porque están presentes en muchos estados finales de procesos físicos que son interesantes. Para determinar su momento y carga ocurre algo similar a lo que sucede en el detector interno con las partículas cargadas.

•**Sistema de imanes:** está formado por dos grandes imanes cuya finalidad es curvar la trayectoria de las partículas cargadas para así poder determinar su momento. La curvatura se debe a la fuerza de Lorentz y es proporcional a la velocidad. Puesto que la mayoría de las partículas viajan a la velocidad de la luz, la fuerza de Lorentz es similar para partículas con diferentes momentos, curvándose poco las que tienen momento elevado y mucho las que llevan poco momento.

Las interacciones en el detector ATLAS crean un enorme “flujo de datos”. Para digerir todos estos datos, ATLAS ha diseñado y está utilizando un *trigger* y un sistema de adquisición de datos muy avanzado, y un extenso sistema de computación, basado en las tecnologías GRID [8,9].

### 1.3. Modelo de Computación de ATLAS

El gran número de partículas detectadas en ATLAS implica tener una gran cantidad de información como la masa, el momento y la energía, entre otros. Dicha información se debe poder almacenar, analizar y acceder fácilmente y estar al alcance de todos los físicos del CERN. Para ello los experimentos del LHC han escogido un modelo que proporciona un gran grado de descentralización, que permite compartir recursos entre los miembros e institutos de la colaboración, usar e integrar colectivamente ordenadores, bases de datos y redes. Este modelo de computación se basa en las tecnologías GRID, que son un tipo de computación distribuida cuyos recursos pueden conectarse a través de redes de área extensa (como internet).

En el modelo de computación se establece hasta el momento una jerarquía de niveles, denominados *Tier*, conectados entre sí que se encuentran situados por todo el mundo. En las figuras 4 y 5 se esquematiza la conexión entre los Tiers. El conjunto de diferentes Tiers asociados a uno principal, que denominamos Tier1, y situados en una misma zona o país se denomina *cloud*.

Cada nivel se encarga de recoger y albergar diferentes tipos de datos: RAW, ESD, AOD y DPD. Existe un proceso de reducción de la información contenida en los datos cuya finalidad es extraer la más importante y adecuada para cada análisis realizado en los diferentes niveles. Esta información puede ser la recogida directamente de los detectores o bien, la obtenida tras el estudio y procesamiento de los mismos:

- **RAW (Raw Data):** albergan los datos brutos que salen directamente del detector.
- **ESD (Event Summary Data):** contienen la información que viene de los algoritmos de reconstrucción, datos sobre el calorímetro y el sistema de detección de trazas. Debido al sistema de reducción de volumen por el procesado y la distribución por los diferentes Tiers, son accesibles sólo en ciertos lugares debido a su tamaño.
- **AOD (Analysis Object Data):** son los *datasets* (conjunto de datos) que se copian a los Tier-2. Almacenan una parte más pequeña y concisa de la información pero son más accesibles para el análisis.
- **DPD (Derived Physics Data):** datos que se pueden analizar posteriormente dentro y fuera del software de análisis de ATLAS (éste se denomina Athena [10] y se explicará más adelante), y que contienen información muy específica para cada grupo de investigación.

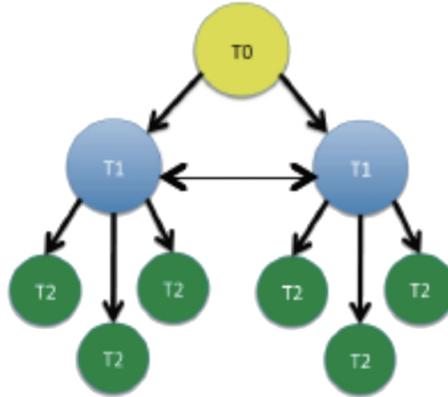
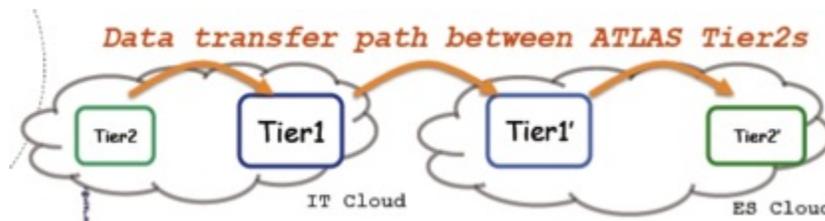


Figura 4: Jerarquía de niveles

Figura 5: Clouds del *Computing Model* actual

El Tier-0 se encuentra en el CERN y alberga principalmente los *RAW data*, es decir, todos los datos obtenidos del detector y también los que han sufrido una primera reconstrucción, como se puede apreciar en la figura 6.

Existen unos diez centros Tier-1 situados en diversos lugares. En ellos se almacenan los ESD y AOD que contienen la información de las partículas, como la masa, la energía y el momento entre otros. Estos niveles también se encargan de proporcionar recursos de computación para realizar reprocesado y análisis que necesitan acceder a una gran cantidad de datos.

Los Tier-2 están distribuidos por todo el mundo. Sus principales funciones son guardar los datos simulados y algunas DPD y AOD oficiales de cada grupo de física, y proporcionar capacidad en disco y en CPU para los futuros análisis a realizar.

Finalmente, los Tier-3 también se sitúan a lo largo del mundo y contienen las DPD creadas a partir del análisis de las AOD y n-tuples. También se encargan de facilitar el acceso a la red GRID a los usuarios finales.

En España existen algunos de estos niveles. Por ejemplo, el Tier-1 se encuentra en el PIC (Port d'Informació Científica) de Barcelona. El Tier-2 español es un Tier-2 Distribuido formado por tres centros: el IFIC [11] (Instituto de Física Corpuscular) de Valencia, el IFAE [12] (Instituto de Física de Altas Energías) de Barcelona y la UAM [13] (Universidad Autónoma de Madrid). Este proyecto está coordinado por dichos centros, es parte de la contribución española al *Computing* de ATLAS y sus recursos están al servicio de toda la colaboración, a diferencia del Tier-3 español [14], que es una infraestructura a utilizar únicamente por el IFIC, que es donde está ubicado.

En el caso del IFIC se ha alcanzado recientemente una capacidad de almacenamiento de 1 *Petabyte*, lo cual es equivalente a la cantidad de información producida y almacenada por ATLAS en un año [15,16].

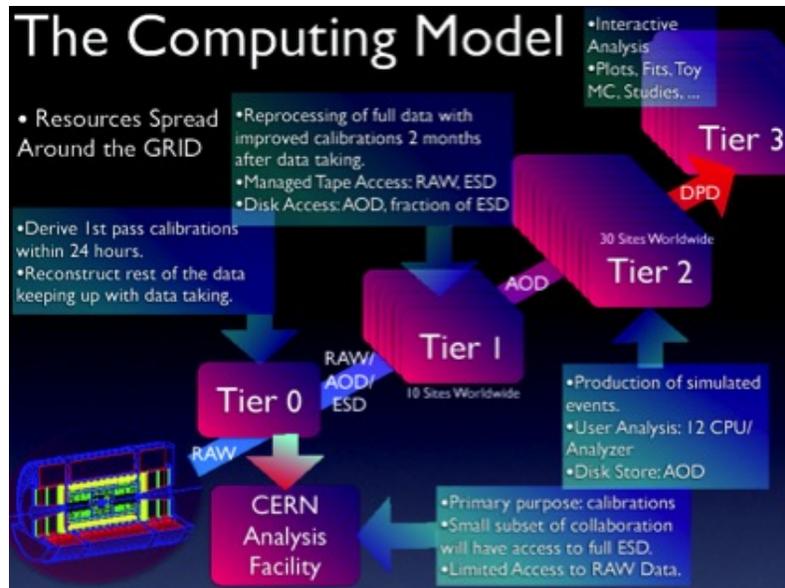


Figura 6: *Computing Model* empleado en el análisis de datos de ATLAS

Actualmente, se están haciendo algunos cambios en el modelo de computación en lo que se refiere a las *clouds* y al *network*. A continuación se exponen algunos ejemplos:

- ▷ Se está alejando del estricto modelo jerárquico para dar lugar a un modelo en que los Tier-2 estén conectados a varios Tier-1, no sólo a su Tier-1 correspondiente.
- ▷ La jerarquía de niveles desaparecerá y cualquier centro (*site*) podrá replicar datos desde cualquier otro centro.
- ▷ Los centros dedicados al análisis podrán recibir datos de cualquier otro si éstos son muy demandados, siguiendo el protocolo establecido.
- ▷ Los trabajos que se ejecuten localmente podrán acceder a datos almacenados en centros remotos.
- ▷ La flexibilidad del modelo de transferencia ayudará a reducir la latencia observada en la red por los físicos.
- ▷ Se tiene como objetivo proporcionar una infraestructura que ayude/soporte el tráfico de datos producidos por el LHC asegurando un continuo y buen funcionamiento para la comunidad de usuarios, y procurando que el resto de tráfico no se vea afectado.

Con estas modificaciones los datos podrán fluir entre los Tier-2, ventaja con respecto al actual modelo de computación, ya que en éste los datos sólo fluyen del Tier-1 a su respectivo Tier-2 y de éste a su correspondiente Tier-3. Estas modificaciones están esquematizadas en las figuras 7 y 8.



Figura 7: Una única cloud para el próximo *Computing Model*

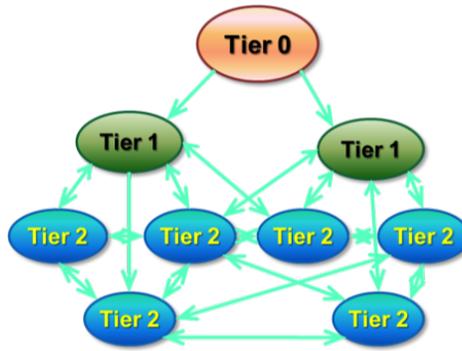


Figura 8: Estructura del futuro *Computing Model*

#### 1.4. El software de ATLAS

La colaboración ATLAS ha desarrollado un conjunto de herramientas y un software que permite a los usuarios acceder a los datos. Esta infraestructura consta del marco de trabajo (*framework*) Athena y de las herramientas de Computación Distribuida, como por ejemplo DDM [17, 18] (*Distributed Data Management*), Ganga [19, 20], pAthena [21] y prun [22] entre otros.

Athena es una estructura de una aplicación dentro de la cual los desarrolladores pueden introducir su propio código. Proporciona gran parte de la funcionalidad y comunicación entre los diferentes componentes. Athena está basado en la estructura de Gaudi, desarrollado para el LHCb, pero añade una serie de mejoras específicas para ATLAS.

Para poder realizar nuestros análisis y pruebas necesitamos unos datos que se asemejen a los que obtendríamos en la realidad. Estos se denominan sucesos Monte Carlo (MC) y para obtenerlos, se necesita realizar la simulación completa del detector. Las etapas para conseguir los datos MC son:

- **Generación:** se generan los cuadrivectores asociados a las partículas de los procesos escogidos.
- **Simulación:** los sucesos generados se pasan a través del detector para producir hits (punto en que la partícula atravesó el detector, energía que depositó). Esta simulación de ATLAS se realiza con GEANT4 [23].
- **Digitalización:** los hits se convierten en digits (dígitos), que son principalmente tiempos y voltajes.
- **Reconstrucción:** los digits se transforman en trazas y almacenes de energía en forma de datos ESD. Se debe resaltar que este paso se realiza con todos los datos, ya sean simulados o reales.
- **Producción de AOD:** se escogen los datos necesarios para el análisis y su posterior estudio.

Todo este proceso se puede observar en la figura 9.

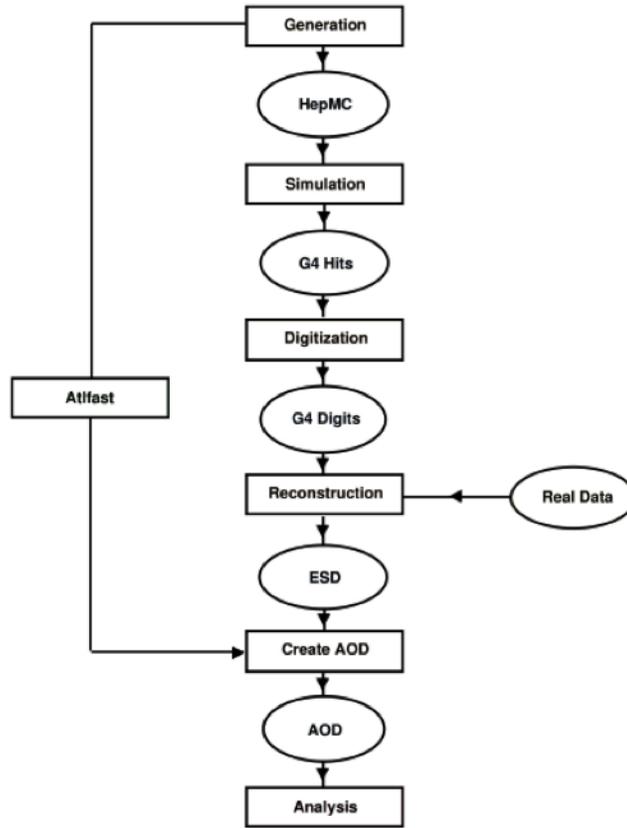


Figura 9: Cadena completa de la producción de datos

## 2. FÍSICA MÁS ALLÁ DEL MODELO ESTÁNDAR CON QUARKS TOP

Para buscar nueva física de estados finales  $t\bar{t}$  o  $t\bar{t}$  se pueden realizar diferentes análisis basados en modelos teóricos que son extensiones viables del SM, los cuales predicen resonancias que se desintegran a  $t\bar{t}$  o  $t\bar{t}$  y se podrán observar en el LHC con la actual luminosidad recogida. Aquí vamos a estudiar modelos en los que intervienen procesos cuyo estado final es  $t\bar{t}$  o  $t\bar{t}$ , que son mediados por diferentes resonancias, por ejemplo Kaluza-Klein gluon [24], *axiguons* [25] y *diquarks* [26,27]. Estos procesos son los siguientes:

$$q\bar{q} \rightarrow g^* \rightarrow t\bar{t} \quad q\bar{q} \rightarrow A \rightarrow t\bar{t} \quad qq \rightarrow D \rightarrow t\bar{t}$$

donde  $q$  hace referencia a cualquier quark de valencia del protón y  $\bar{q}$  a cualquier antiquark de la mar de éste.

### 2.1. Kaluza Klein gluon (*kkgluon*)

Un *kkgluon* es una excitación Kaluza-Klein de bosones gauge que son predichas en el contexto de algunos modelos con dimensiones extra de tamaño  $TeV^{-1}$ . La detección de *kkgluons* es algo difícil ya que sólo se esperan desintegraciones hadrónicas. La forma de acoplarse axial y vectorialmente a los quarks es diferente, siendo el quark top al que más fuertemente se acoplan.

En estas búsquedas la presencia de *kkgluons* se detecta analizando la desviación de la sección eficaz en la resonancia  $t\bar{t}$  o analizando su desintegración a quarks pesados.

## 2.2. Axigluon

Los *axigluons* son bosones gauge pesados neutros de color que son predichos por algunas teorías. La manifestación más importante de los *axigluones* es la generación de la asimetría *forward-backward* de la producción  $t\bar{t}$  en colisiones  $p\bar{p}$  o  $pp$  que se origina a partir de la asimetría de carga. Para el análisis se puede definir un nuevo observable que es más sensible al efecto que la asimetría *forward-backward*. El estudio se está realizando para el Tevatrón [28] (acelerador de partículas circular del Fermilab [29] ubicado en Chicago, Estados Unidos) y se extiende el análisis a muestras seleccionadas adecuadamente del LHC. Como en el Tevatrón, la asimetría de carga puede proporcionar valores mayores de la masa que de la distribución de carga de la resonancia.

## 2.3. Diquark

Un diquark es un estado escalar resonante, sextete o antitriplete en la representación de color. No se refiere a un estado fundamental formado por dos quarks, pero sí que contiene los números cuánticos de dos quarks.

Puesto que el LHC es un colisionador  $pp$ , la producción de partículas pesadas en colisiones  $qq$  será realizada por la componente valencia-valencia del estado inicial. Un simple grupo de consideraciones teóricas muestra que el *scattering* (dispersión)  $qq$  puede producir estados bosónicos de color  $6 \otimes \bar{3}$ . En esta representación de color las partículas serían más bien estados exóticos más allá del espectro del SM.

Cualquier estado con números cuánticos de color  $SU(3)_c$  no triviales puede interactuar con los gluones y por tanto, ser producido vía interacción gauge.

## 2.4. Observables: Asimetrías de carga

Algunas propiedades del quark top se han estudiado en el Tevatrón a través de la asimetría *forward-backward* [30] que se origina a partir de la asimetría de carga. Ésta se puede obtener a partir de la ec.1:

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} \quad (1)$$

donde  $N_F$  es el número de eventos con  $\Delta y = y_t - y_{\bar{t}} > 0$  y  $N_B$  con  $\Delta y < 0$ , siendo  $y$  la *rapidity*.

Los procesos más relevantes en la producción de quarks tops,  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$  y  $gg \rightarrow t\bar{t}$ , no discriminan entre el quark y antiquark finales, por eso predicen distribuciones diferenciales idénticas también para los procesos de producción de hadrones. En el LHC, la asimetría *forward-backward* total [31] desaparece trivialmente porque el estado inicial ( $pp$ ) es simétrico, a diferencia de lo que ocurre en el Tevatrón ( $p\bar{p}$ ), cuyo valor medido es:

$$A_{FB}^{Tev} = 0.12 \pm 0.08(stat) \pm 0.01(sys) \quad A_{FB}^{LHC} = 0$$

Sin embargo, todavía se puede apreciar una asimetría de carga en el LHC si se define en una zona del detector adecuada, y es la denominada **Asimetría de Carga Total**. Esta asimetría suele medirse en la reacción  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}(g)$  y se genera (a nivel árbol) por la interferencia con un estado final cuyo estado inicial radia un gluón (producto de ambos diagramas que aparecen en la figura 10).

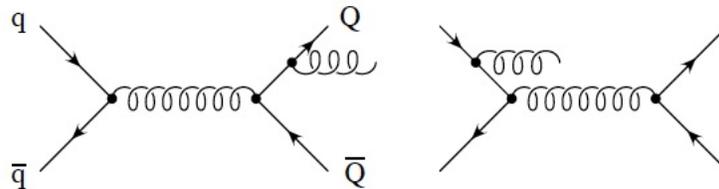


Figura 10: Procesos que dan lugar a la asimetría de carga total

Esta asimetría de carga total, se puede expresar de la forma:

$$A_{tot} = \frac{N_t(y \geq 0) - N_{\bar{t}}(y \geq 0)}{N_t(y \geq 0) + N_{\bar{t}}(y \geq 0)} \quad (2)$$

donde  $y$  es la *rapidity*.

También se ha propuesto una distribución diferencial, la **Asimetría de Pares**,  $\mathcal{A}(Y)$ , que es una mejora de la asimetría de carga (ec.2). Para calcularla se seleccionan eventos donde las *rapidities* de los quarks top y antitop ( $y_+$  e  $y_-$ , respectivamente) se han determinado, de forma que:

$$\mathcal{A}(Y) = \frac{\int (N(y_+ > y_-) - N(y_+ < y_-)) dY}{\int (N(y_+ > y_-) + N(y_+ < y_-)) dY} \quad (3)$$

donde  $Y = (y_+ + y_-)/2$  es la *rapidity* promedio. La mejora que introduce esta asimetría de carga integrada se puede entender de la siguiente forma: definiendo la asimetría de pares uno esencialmente estudia la asimetría *forward-backward* en el sistema de referencia de  $t\bar{t}$ , donde el valor de dicha asimetría es equivalente a 7 – 8.5%, dependiendo de  $\hat{s}$ . Este valor es recuperado en gran medida considerando la asimetría de pares  $\mathcal{A}(Y)$ , independientemente de  $Y$ . En contra, los sucesos donde ambos  $t$  y  $\bar{t}$  se producen con *rapidities* positiva y negativa no contribuyen a la asimetría *forward-backward*  $A_{tot}$ , que por tanto se reduce aproximadamente un 5%.

La producción de tops en el LHC es simétrica respecto a la dirección *forward-backward* en el sistema  $LAB$  como consecuencia de la colisión de los protones del estado inicial. Además la sección eficaz total está dominada por la fusión de gluones y por eso la asimetría de carga generada de las reacciones  $q\bar{q}$  y  $gq$  ( $g\bar{q}$ ) es despreciada en muchos de los espacios de fase cinemáticos. Sin embargo, el efecto se puede estudiar seleccionando aproximadamente regiones cinemáticas. Las muestras que contienen pares de tops con gran masa invariante deben tener una gran cantidad de sucesos inducidos  $q\bar{q}$  y una contribución del *axigluon* mejorada incluso para gran masa de éste. Por este motivo se espera una asimetría considerable aunque se tenga que pagar el precio de reducir la tasa total de sucesos. Esto no es un grave problema para el LHC debido a la gran producción de pares top-antitop, que actualmente es del orden de  $1.6 \times 10^5$  pares (durante todo el año) a baja luminosidad ( $1 \text{ fb}^{-1}$ ), con una  $\sigma = 160 \text{ pb}$  y a una  $E_{CM} = 7 \text{ TeV}$ . En el caso de una  $E_{CM} = 14 \text{ TeV}$ , se producirían un millón de pares a una luminosidad de  $10 \text{ fb}^{-1}$ , con una  $\sigma = 940 \text{ pb}$ .

Podemos definir una nueva asimetría de carga en la cual sólo se tiene en cuenta la región central :

$$A_C(y_C) = \frac{\sigma_t(|y| \leq y_C) - \sigma_{\bar{t}}(|y| \leq y_C)}{\sigma_t(|y| \leq y_C) + \sigma_{\bar{t}}(|y| \leq y_C)} = \frac{N_t(|y| \leq y_C) - N_{\bar{t}}(|y| \leq y_C)}{N_t(|y| \leq y_C) + N_{\bar{t}}(|y| \leq y_C)} \quad (4)$$

Ésta es la denominada **Asimetría de Carga Central**. Obsérvese que  $A_C(y_C) = 0$  si se integra sobre todo el intervalo de *rapidity*.  $A_C(y_C)$  es máximo cuando  $y_C = 1$ . Ésta es una de las asimetrías que abordaremos y estudiaremos en este trabajo.

En ATLAS y CMS las distribuciones de *pseudorapidity* del quark top son simétricas alrededor de cero (porque el estado inicial  $pp$  es simétrico), pero la asimetría de carga se manifiesta como distribuciones de *rapidity* con diferentes anchuras para tops que para antitops. Para medir este efecto ambas colaboraciones usan la variable  $\Delta\eta_{\pm} = |\eta_t| - |\eta_{\bar{t}}|$  y calculan la asimetría de carga [32] de la forma:

$$A_{C,\pm} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (5)$$

siendo  $N_+$  el número de eventos con  $\Delta\eta_{\pm} > 0$  y  $N_-$  el número de eventos con  $\Delta\eta_{\pm} < 0$ . Debido a la gran contribución de eventos  $t\bar{t}$  producidos por la fusión de gluones (90%), se predice que la asimetría de carga en colisiones  $pp$  sea pequeña en el SM:  $A_{C,\pm}^{SM} = 0.0130(11)$  para  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ . Desviaciones de este valor en la asimetría serían indicios de nueva física relacionada con el quark top, como por ejemplo, la existencia de *axigluons*.

Estudios recientes realizados en CMS han obtenido como resultado la estimación de esta asimetría, cuyo valor medido ha sido:

$$A_{C,\pm}^{CMS} = 0.060 \pm 0.134(stat)$$

donde han usado una  $\sigma = 171.7 \text{ pb}$  para la fracción de señal  $t\bar{t}$ .

### 3. PRODUCCIÓN Y GENERACIÓN DE LAS MUESTRAS DE DATOS

En el experimento ATLAS hay un sistema de producción de datos MC centralizado, pero los diferentes grupos de física y sus miembros pueden hacer sus propias generaciones y simulaciones privadas para un análisis más detallado o especial.

Las muestras utilizadas para este análisis las hemos generado nosotros mismos. Puesto que en este trabajo hay diferentes tipos de análisis, también hay diferentes tipos de muestras. Para el estudio del *kkgluon*, hemos utilizado la simulación completa del detector, además de recursos del GRID, y el generador *MadGraph* [33]. En el caso de la asimetría de carga, sólo hemos empleado *MadGraph*.

#### 3.1. Generación de datos con MadGraph

*MadEvent* [34,35] es un generador de eventos a nivel árbol, que está alimentado por *MadGraph*. Cuando se introduce en *MadGraph* un proceso, éste automáticamente crea las amplitudes para todos los subprocesos relevantes y produce la asignación para integrar sobre el espacio de fases. Una vez los eventos se han generado, la información de los eventos (identidad de la partícula, momento, spin, etc) se almacena en ficheros con formato *LHEF* (Les Houches Event Files), que pueden introducirse directamente en programas de Monte Carlo, como *Pythia* [36], o simplemente se puede extraer de ellos la información necesaria para cálculos concretos (sección eficaz, luminosidad, etc).

Con *MadGraph* 4.4.57 generamos el suceso  $pp \rightarrow t\bar{t}$  con  $t \rightarrow W^+b$  y  $\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b}$ . Tenemos que considerar los dos modos de desintegración del bosón W, que pueden dar lugar a hadrones y a leptones. En nuestro estudio vamos a emplear el canal semileptónico (que contiene un leptón y su respectivo neutrino, expresado en la figura 11) y el dileptónico (que contiene dos leptones y sus dos correspondientes neutrinos, como se muestra en la figura 12).

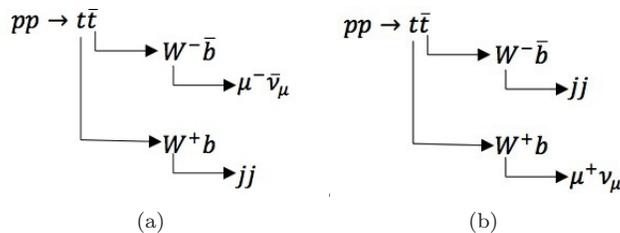


Figura 11: Dos posibilidades del canal semileptónico de la desintegración  $t\bar{t}$ , para el caso en que el leptón es un muón.

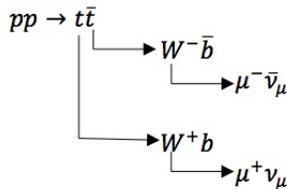


Figura 12: Canal dileptónico de la desintegración  $t\bar{t}$ , para el caso en que los leptones son muones.

Hemos generado los sucesos a una luminosidad integrada de  $1fb^{-1}$ , que es a la que está trabajando actualmente el LHC. Obsérvese que los acoplamientos axial  $g_A$  y vectorial  $g_V$  están formados por acoplamientos *left*  $g_L$  y *right*  $g_R$ , relacionados de la siguiente forma:

$$g_A = \frac{g_R - g_L}{2} \quad g_V = \frac{g_R + g_L}{2} \quad (6)$$

Hay que tener en cuenta estos acoplamientos a la hora de generar el suceso en *MadGraph*, ya que cada resonancia se acopla de un modo a los quarks del estado final. Por ejemplo, los *axigluons* se acoplan a todos los quarks del mismo modo. En cambio, los *kkgluons* no acoplan del mismo modo, como se puede observar en la tabla 1:

	$q_{light}$	$q_{top}$	$q_{bottom}$
$g_V$	0.2	2.5	0.6
$g_A$	0	1.5	-0.4

Tabla 1: Tabla resumen con los valores de los acoplamientos de los *kkgluons* a los quarks.

Para el análisis de cada resonancia hemos empleado un canal de desintegración, una masa y una anchura, resumidas en las tablas 2 y 3.

<i>Resonancia</i>	<i>masa(TeV)</i>	<i>anchura(GeV)</i>
$g_V=1 \ g_A=1 \mid g_V=1 \ g_A=0 \mid g_V=0 \ g_A=0 \mid g_V=0 \ g_A=1 \mid axigluon_{invertido}$	1	100

Tabla 2: Valores de masa y anchura para las resonancias que acoplan de igual modo a todos los quarks. Para todas ellas se han empleado los dos canales semileptónicos, mostrados en la figura 11.

<i>Resonancia</i>	<i>masa(TeV)</i>	<i>anchura(GeV)</i>	<i>Canal empleado</i>
<i>kkgluon<sub>standard</sub></i>	1	153	$pp \rightarrow t\bar{t}$
<i>kkgluon<sub>semilep</sub></i>	1	153	<i>semileptónico</i>
<i>kkgluon<sub>dilep</sub></i>	2	500	<i>dileptónico</i>

Tabla 3: Canal empleado y valores de masa y anchura para las resonancias que acoplan de diferente modo a los quarks.

El *axigluon<sub>invertido</sub>* es una resonancia similar al *axigluon* pero sus acoplamientos  $g_{left}$  y  $g_{right}$  al quark top están cambiados de signo.

### 3.2. Simulación completa del detector (Full-Simulation)

Para realizar la simulación completa del detector (*Full-Simulation*) podemos emplear diferentes recursos. En nuestro trabajo vamos a emplear Athena y el GRID, utilizando Ganga. De la primera forma podemos hacerlo en nuestro propio ordenador y de la segunda, nuestro trabajo se ejecutaría por cualquier parte del mundo (o en un lugar concreto si lo deseamos). Como nuestro lugar habitual de trabajo (IFIC, Valencia) dispone de un Tier-3 [37], vamos a hacer uso de esta infraestructura y cuando lancemos nuestros trabajos al GRID, los enviaremos al Tier-3 de Valencia (ANALY\_IFIC).

Con Athena: generamos 1000 sucesos. El trabajo se ha ejecutado en nuestro ordenador y ha tardado aproximadamente 15 días en finalizar.

Con Ganga: generamos 20000 sucesos en 4 ficheros. Los trabajos fueron enviados a lo largo del mundo usando las herramientas GRID y en este caso se han empleado tan sólo 3 días en su finalización.

Como se puede observar en el tiempo de ejecución del trabajo, emplear el GRID es una ventaja muy grande porque te permite ahorrar mucho tiempo en el procesado de tu trabajo y CPU de tu ordenador personal.

## 4. ANÁLISIS

Nuestro análisis está dividido en varias secciones, como se muestra a continuación. Principalmente vamos a tratar con resonancias  $t\bar{t}$  y  $tt$  (*same-sign top*) y un ejemplo de observable que ya se puede medir en el LHC, la asimetría de carga.

### 4.1. Sección eficaz para diferentes mediadores (resonancias)

Este estudio consiste en la investigación de la fenomenología de modelos BSM que contienen quarks top en sus estados finales. Los modelos mencionados anteriormente se han implementado en *MadGraph* [38] para realizar nuestro análisis. En la figura 13 presentamos los cálculos de la sección eficaz en función de la masa para los tres modelos, utilizando una  $E_{CM} = 7 TeV$  y una luminosidad de  $1 fb^{-1}$ .

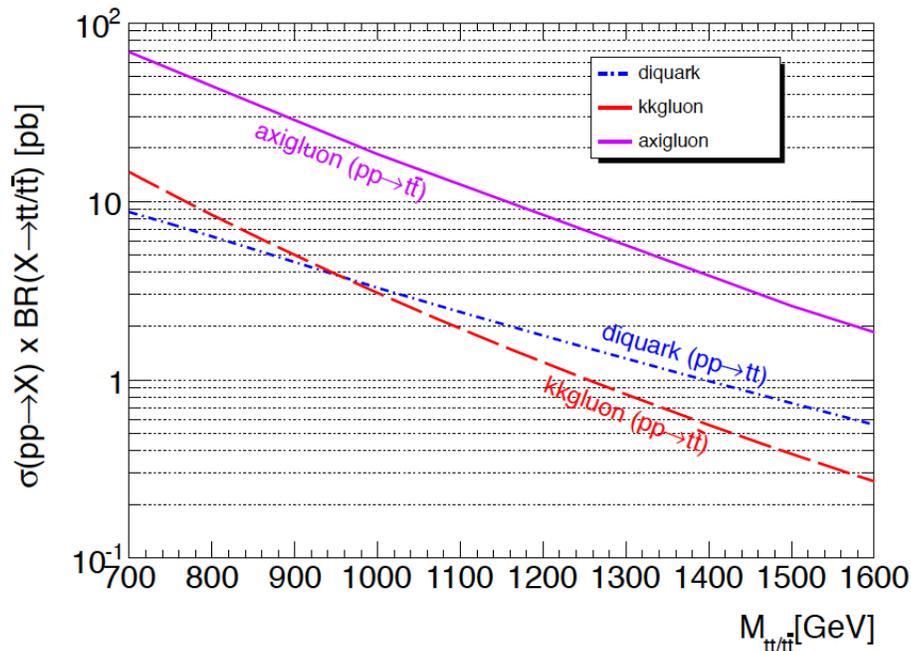


Figura 13: Secciones eficaces de la producción de tops para *axigluon*, *diquark* y *kkgluon*.

Tras el estudio y análisis de estos tres modelos exóticos (BSM), que dan lugar a nueva física a través del quark top, podemos concluir que la sección eficaz de producción de pares  $t\bar{t}$  a través de estados exóticos con color puede ser de varios  $pb$  para masas de hasta  $1 TeV$ . En la figura 13 la pendiente correspondiente al *kkgluon* (línea discontinua  $pp \rightarrow t\bar{t}$ ) es más inclinada que la correspondiente al *diquark* (línea punteada  $pp \rightarrow tt$ ) porque dentro del protón, es más probable encontrar un quark con alta fracción de momento que un antiquark, debido a que la *pdf* (función densidad de probabilidad) del quark siempre está por encima de la del antiquark, como se puede observar en la figura 14.

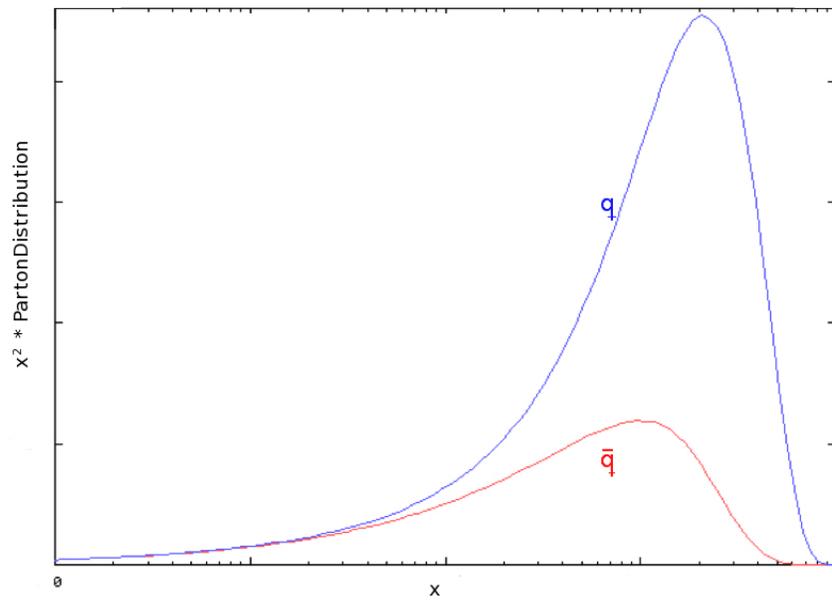


Figura 14: Producto del cuadrado de la fracción de momento ( $x$ ) por la función densidad de probabilidad (pdf) para un quark y un antiquark dentro del protón. No hay unidades en el Eje Y porque es una representación cualitativa.

#### 4.2. Estudio del $kkgluon$ en el canal $u\bar{u} \rightarrow g^* \rightarrow t\bar{t}$

El modelo en el que interviene el  $kkgluon$  interfiere con el SM debido a que el gluón y éste producen los mismos diagramas de Feynman (ver figura 15). En este caso, esa interferencia es destructiva (similar a lo que ocurre en el experimento de Young de la doble rendija [39]), lo que conlleva a un efecto similar a reducir la estadística, como se puede apreciar en la línea punteada de la figura 16.

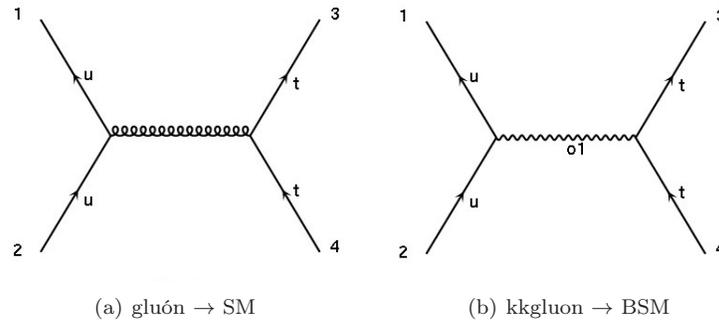


Figura 15: Diagramas de Feynman en el canal  $s$  del gluón y del  $kkgluon$  ( $o_1$ ).

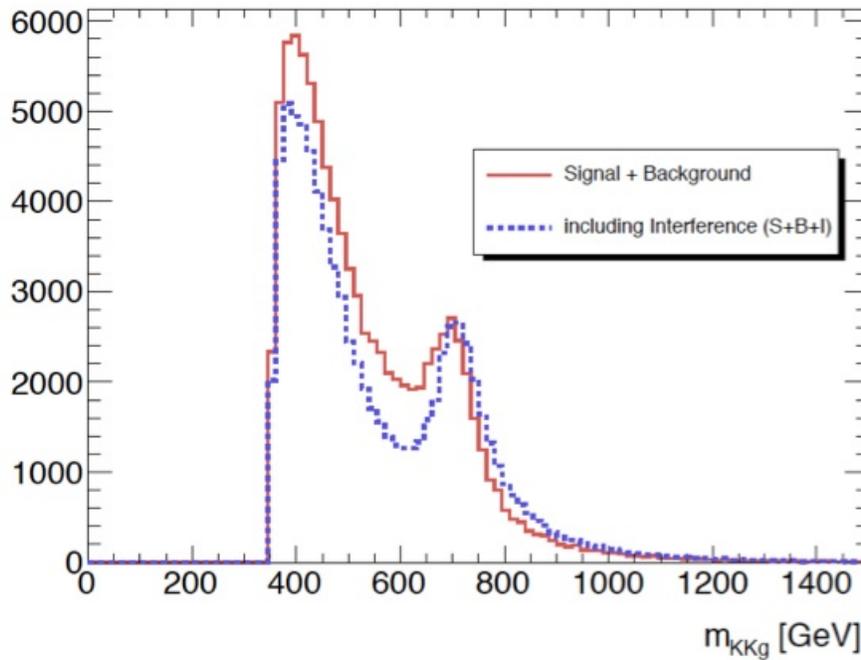


Figura 16: Interferencia del  $kkgluon$  con el SM (línea punteada) a una  $E_{CM} = 7 \text{ TeV}$  y una luminosidad de  $1 \text{ fb}^{-1}$ . En este estudio *Signal* se refiere al  $kkgluon$  y *Background* es el gluón.

#### 4.2.1. Estudio de errores sistemáticos variando las escalas de renormalización y factorización

Vamos a realizar un estudio de los errores sistemáticos (*error set*) en la sección eficaz variando el valor de las escalas de renormalización ( $\mu_{renor}$ ) y factorización ( $\mu_{fact}$ ). Para cada valor de la masa de la resonancia generamos nueve muestras con los valores mostrados en la tabla 4:

$\mu_{renor}$	$M$	$M$	$M$	$2M$	$2M$	$2M$	$M/2$	$M/2$	$M/2$
$\mu_{fact}$	$M$	$2M$	$M/2$	$M$	$2M$	$M/2$	$M$	$2M$	$M/2$

Tabla 4: Combinación de los valores de las escalas de renormalización ( $\mu_{renor}$ ) y factorización ( $\mu_{fact}$ ) necesarios para calcular el error de la sección eficaz. En gris oscuro aparece la combinación de los valores de las escalas que proporcionará el valor de la sección eficaz.

Una vez generadas, tomamos los valores menor y mayor de la sección eficaz, y el valor central de ésta se dará cuando  $M = \mu_{renor} = \mu_{fact}$ . El valor menor y mayor son los que acotarán superior e inferiormente el valor central de la sección eficaz. Estas cotas se aprecian en la figura 17, donde la línea continua expresa el valor de la sección eficaz y la banda punteada el error-set, que representa la banda de error.

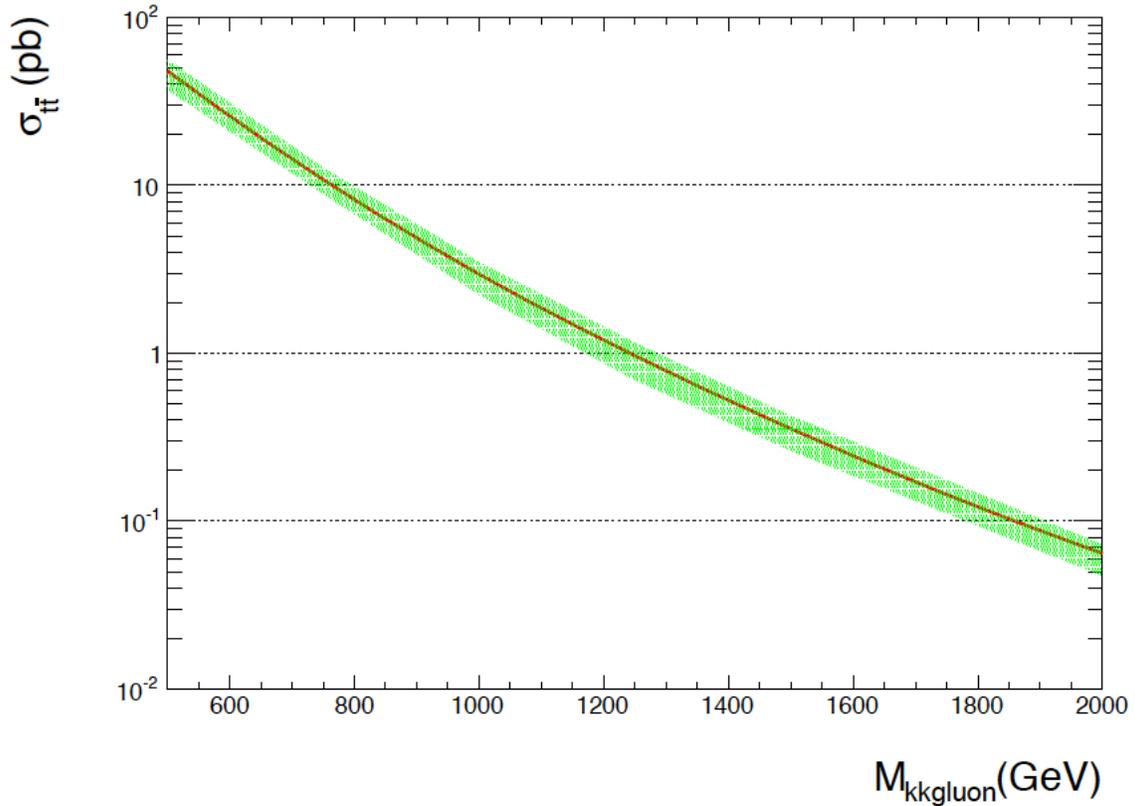


Figura 17: Banda de error en la  $\sigma$  del  $kkgluon$  en el canal  $pp \rightarrow t\bar{t}$ .

### 4.3. Asimetría de carga con tops y leptones

En el LHC no es válida la misma definición de asimetría *forward-backward* que para el Tevatrón debido a que en el LHC el 90% de los estados  $t\bar{t}$  provienen de la aniquilación de gluones ( $gg$ , y según el SM, éstos no producen asimetría) y tan sólo el 10% proviene de estados  $q\bar{q}$ . Esta es la causa por la cual es tan difícil medir esta asimetría en el LHC.

La asimetría de carga de  $t\bar{t}$  puede ser una medida muy sensible a nuevas resonancias. La asimetría de carga de leptones producidos en la cadena de desintegración del quark top (antitop) proporciona una medida complementaria. No sólo sirve para confirmar con una medida poco correlacionada una posible desviación del valor en el SM en la asimetría de carga  $t\bar{t}$ , también puede ayudar a identificar los acoplamientos de la resonancia. Diferentes combinaciones de acoplamientos axiales y vectoriales dan lugar a un comportamiento (*signature*) diferente en ambas asimetrías de carga. La medida de la asimetría en varios intervalos de masa invariante del sistema  $t\bar{t}$  proporciona mas información: la dependencia de la asimetría con la masa es sensible a los acoplamientos y la masa de la resonancia.

Vamos a calcular dos tipos de asimetría de carga en una determinada zona del detector: la  $A_C(y_C)$  (dada por la ec.4) y la  $A_{C,\pm}$  (expresada en la ec.5). Para este último caso, calcularemos dos valores, uno usando tops y el otro con leptones.

Una vez generada la muestra con MadGraph, estudiamos la salida obtenida. Para ello, creamos una macro en lenguaje C++ (podría ser cualquier otro lenguaje) y calculamos el valor de las asimetrías para cada evento. Podemos ver los resultados de este análisis en las figuras 18 y 19. En todas ellas las asimetrías vienen diferenciadas por el color y por el tipo de línea:

$A_{C,\pm} \rightarrow$  negro-línea punteada     $A_C(y_C)^{top} \rightarrow$  rojo-línea discontinua     $A_C(y_C)^{lepton} \rightarrow$  verde-línea continua.

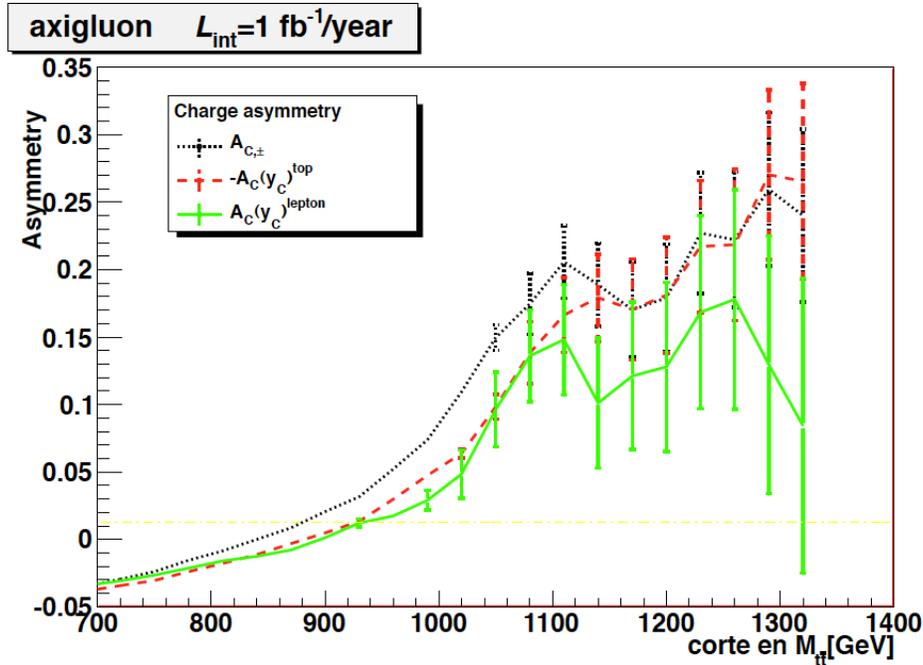


Figura 18: Asimetrías de carga para el *axigluon* ( $g_V=0$   $g_A=1$ )

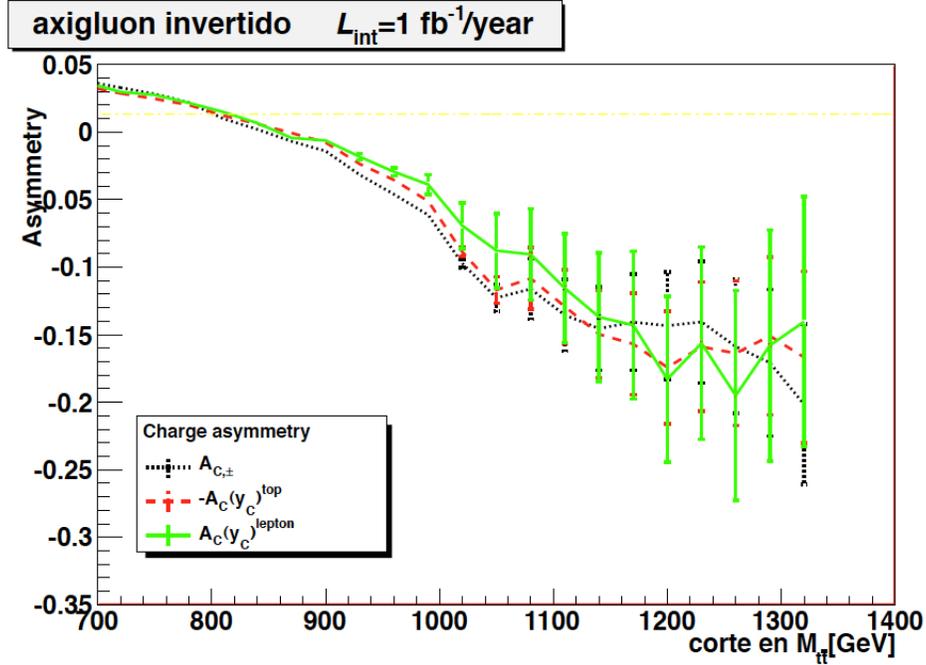


Figura 19: Asimetrías de carga para el *axigluon invertido*.

Si en las muestras que hemos generado, contamos el número de tops/antitops y muones/antimuones, podemos ver si se han producido más partículas o más antipartículas en la zona central del detector, determinada por  $|y| = 1$ . Con estos datos también podemos definir una nueva asimetría de carga central [40], similar a  $A_C(y_C)$ , que en este caso definimos como:

$$A_{q\bar{q}} = \frac{N_q - N_{\bar{q}}}{N_q + N_{\bar{q}}} \quad (7)$$

donde  $N_q$  se refiere al número de partículas (tops o muones) y  $N_{\bar{q}}$  al número de antipartículas (antitops o antimuones). En este caso, si la asimetría es positiva habrá más partículas que antipartículas, y viceversa. Estos valores se pueden ver en la tabla 5. La resonancia que contiene los acoplamientos  $g_V = 0$  y  $g_A = 1$  es conocida como *axigluon*. Las que tienen un  $g_A = 0$  se denominan *colorones*.

		$N_t$	$N_{\bar{t}}$	$N_\mu$	$N_{\bar{\mu}}$	$A_{t\bar{t}}(\%)$	$A_{\mu\bar{\mu}}(\%)$
$g_V=1$	$g_A=1$	40680	53596	32146	26403	$-13.700 \pm 0.004$	$9.809 \pm 0.006$
$g_V=1$	$g_A=0$	41523	41446	29032	29145	$0.093 \pm 0.002$	$-0.194 \pm 0.007$
$g_V=0$	$g_A=0$	37904	37727	28505	28541	$0.234 \pm 0.005$	$-0.063 \pm 0.006$
$g_V=0$	$g_A=1$	41255	39286	28331	28946	$2.445 \pm 0.002$	$-1.074 \pm 0.007$
<i>axigluon<sub>invert</sub></i>		39626	41236	29350	28186	$-1.991 \pm 0.002$	$2.023 \pm 0.004$

Tabla 5: Tabla resumen con los valores de la asimetría de la ec.7 para *axigluon* y resonancias con las mismas características excepto los acoplamientos, considerando en los cuatro casos que la masa de ésta es de 1 TeV y su anchura 100 GeV.

## 5. Conclusiones y planes de futuro

⇒ Las principales conclusiones que obtenemos de este estudio son:

- La infraestructura de computación y almacenamiento de datos para los experimentos del LHC son de un tamaño y complejidad sin precedentes. La solución adoptada por todos los experimentos del LHC ante tal reto ha sido un sistema distribuido basado en las tecnologías GRID.
- Las infraestructuras Tier2 y Tier3 del IFIC están siendo una pieza clave en la cadena de análisis y de simulación de datos del detector ATLAS.
- En este estudio se han recorrido todos los pasos que constituyen un análisis típico dentro de ATLAS. La producción de datos utilizando el software de ATLAS y el GRID ha sido un éxito, hemos preparado nuestro análisis en el marco de Athena y hemos podido obtener los primeros resultados.
- El estudio detallado de la producción de quarks top puede conseguir una sensibilidad muy alta para el descubrimiento de nueva física. Las características del top lo hacen especialmente interesante para la búsqueda de nuevos estados con color. Una posibilidad es la búsqueda de pares  $t\bar{t}$  o  $t\bar{t}$ , los cuales son inexistentes en el SM. Comparado con un colisionador  $p\bar{p}$  como el Tevatrón, el LHC tiene una gran ventaja en este tipo de búsquedas debido a la composición del protón, motivo por el cual la sección eficaz de producción de pares  $t\bar{t}$  a través de estados exóticos con color (dominado por  $uu \rightarrow X \rightarrow t\bar{t}$ ) disminuye más lentamente (a medida que la masa del par aumenta) que para el caso de pares  $t\bar{t}$ . Por este mismo motivo el proceso  $pp \rightarrow t\bar{t}$  tiene una sección eficaz mucho menor que  $t\bar{t}$  y  $t\bar{t}$ , por eso no la hemos estudiado en este trabajo.
- Hemos estudiado la interferencia de diagramas de producción  $pp \rightarrow g^* \rightarrow t\bar{t}$  con la producción de pares  $t\bar{t}$  en el SM. Observamos un efecto significativo en el espectro de masas. Para el  $kkgluon$  en modelos con dimensiones adicionales Randall-Sundrum, la interferencia destructiva es dominante. Es imprescindible tener en cuenta este efecto en búsquedas de resonancias  $t\bar{t}$  con carga de color.
- El estudio de los errores sistemáticos en la sección eficaz abre un margen de error más amplio para calcular el valor de ésta. Se puede concluir que dicho error es aproximadamente constante ( $\sim 0.005 pb$ ) para una sección eficaz comprendida entre 500 y 2000  $pb$ .
- Una medida que puede tener una sensibilidad elevada a nueva física es la medida de la asimetría de carga. En un colisionador simétrico ( $pp$ ) como el LHC no se puede medir la asimetría *forward-backward* como hicieron los experimentos del Tevatrón, pero la asimetría de carga central puede aportar una sensibilidad parecida. Hemos estudiado la dependencia de dicha asimetría con los acoplamientos y la masa de una resonancia con carga de color. La asimetría de carga de los leptones formados en la desintegración de los quarks top proporciona una medida complementaria. Por un lado puede confirmar fenómenos observados en la asimetría de carga  $t\bar{t}$ , por otro lado tiene una sensibilidad adicional a la nueva física (debido a la polarización). La combinación de ambas asimetrías permite deducir limitaciones a los acoplamientos del nuevo estado. De este modo ATLAS debería complementar la medida de  $A_C(y_C)$ , lo cual ya está en marcha.

⇒ Algunos de los estudios que tenemos previsto realizar en el futuro son los siguientes:

- Al igual que hemos producido nuestras propias muestras de datos (como se ha explicado en las secciones 3.1 y 3.2), tenemos previsto poder realizar la producción de datos oficiales de ATLAS utilizando el GRID y los recursos de computación de la colaboración. Para ello debemos resolver algunos de los problemas que hemos tenido con las versiones de Athena en las diferentes etapas de la simulación completa del detector. Para cada muestra generaremos un millón de sucesos distribuidos en 10 ficheros que se almacenarán en los recursos de espacio de disco utilizados por el grupo de física de exóticos. Hay cuatro de estos repartidos por todo el mundo y uno de ellos se encuentra en Valencia.
- Actualmente estamos trabajando para comparar el resultado obtenido tras reconstruir la masa del quark top utilizando datos MC y datos reales tomados durante el año 2011. Así podremos hacernos una idea de la precisión que tienen los algoritmos, códigos y programas que generan los datos MC. También esperamos obtener un valor de la masa del top más preciso que el medido en el Tevatrón ( $m_{top} = 172,0 \pm 0,9(stat) \pm 1,3(sys) GeV$ ).
- En un futuro muy próximo, comenzaremos a medir el valor de la asimetría de carga central (definida en la ec.5) a una  $\sqrt{s} = 7 TeV$  al igual que ya ha hecho CMS (este valor se puede observar en la página 13).
- Queda pendiente realizar un estudio de errores sistemáticos para las diferentes asimetrías, al igual que hemos hecho en el apartado 4.2.1 para la sección eficaz de producción de pares  $t\bar{t}$ .

## Bibliografía

- [1] <http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/lhc-en.html>.
- [2] <http://user.web.cern.ch/user/Welcome.asp>.
- [3] A. Collaboration, “ATLAS DETECTOR AND PHYSICS PERFORMANCE,” 1999.
- [4] <http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/ATLAS-en.html>.
- [5] <http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/CMS-en.html>.
- [6] <http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/LHCb-en.html>.
- [7] <http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/ALICE-en.html>.
- [8] C. B. R. H. S. J. R. J. D. M. L. P. G. P. D. Q. T. W. D. Adams, D. Barberis, “THE ATLAS COMPUTING MODEL,” 2005.
- [9] <http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/Computing-en.html>.
- [10] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas//AthenaFramework>.
- [11] <http://ific.uv.es/>.
- [12] <http://www.ifae.es/>.
- [13] <http://www.uam.es/ss/Satellite/es/home>.
- [14] S. Gonzalez de la Hoz, L. March, E. Ros, J. Sanchez, G. Amoros, *et al.*, “Analysis facility infrastructure (Tier-3) for ATLAS experiment,” *Eur.Phys.J.*, vol. C54, pp. 691–697, 2008.
- [15] L. March, S. Gonzalez de la Hoz, M. Kaci, J. del Peso, X. Espinal, *et al.*, “Experience running a distributed Tier-2 in Spain for the ATLAS experiment,” *J.Phys.Conf.Ser.*, vol. 119, p. 052026, 2008.
- [16] E. Oliver, J. Nadal, J. Pardo, G. Amoros, C. Borrego, *et al.*, “Readiness of the ATLAS Spanish federated Tier-2 for the physics analysis of the early collision events at the LHC,” *J.Phys.Conf.Ser.*, vol. 219, p. 072046, 2010.
- [17] M. Lassnig, M. Branco, D. Cameron, B. Gaidioz, V. Garonne, B. Koblitz, M. Lamanna, R. Rocha, and P. Salgado, “Managing ATLAS data on a petabyte-scale with DQ2,” in *Journal of Physics: Conference Series*, (Bristol, England), Institute of Physics Publishing, September.
- [18] A. Nairz, L. Goossens, M. Branco, D. Cameron, P. Salgado, K. B. Dario Barberis, and G. Poulard, “ATLAS computing system commissioning: real-time data processing and distribution tests,” in *The 2007 Europhysics Conference on High Energy Physics*, vol. 110, European Physical Society, Institute of Physics Publishing, 2008.
- [19] [http://www.scotgrid.ac.uk/wiki/index.php/Glasgow\\_Ganga\\_Quickstart\\_Guide](http://www.scotgrid.ac.uk/wiki/index.php/Glasgow_Ganga_Quickstart_Guide).
- [20] S. Gonzalez de la Hoz, L. Ruiz, and D. Liko, “First experience and adaptation of existing tools to ATLAS distributed analysis,” *Eur.Phys.J.*, vol. C53, pp. 467–471, 2008.
- [21] <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Atlas/PanDA/200804-ISGC-Wenaus-PanDA.pdf>.
- [22] <https://ppes8.physics.gla.ac.uk/twiki/bin/view/ATLAS/RunningOnData>.
- [23] <http://geant4.web.cern.ch/geant4>.
- [24] L. March, E. Ros, and B. Salvachúa, “Search for kaluza-klein excitations of the gluon in models with extra dimensions,” Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2006-002. ATL-COM-PHYS-2005-032, CERN, Geneva, Jul 2005.

- 
- [25] J. Bagger, C. Schmidt, and S. King, “AXIGLUON PRODUCTION IN HADRONIC COLLISIONS,” *Phys.Rev.*, vol. D37, p. 1188, 1988.
- [26] R. Mohapatra, N. Okada, and H.-B. Yu, “Diquark Higgs at LHC,” *Phys.Rev.*, vol. D77, p. 011701, 2008.
- [27] T. Han, I. Lewis, and T. McElmurry, “QCD Corrections to Scalar Diquark Production at Hadron Colliders,” *JHEP*, vol. 1001, p. 123, 2010.
- [28] <http://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/>.
- [29] <http://www.fnal.gov/>.
- [30] V. Abazov *et al.*, “First measurement of the forward-backward charge asymmetry in top quark pair production,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 100, p. 142002, 2008.
- [31] G. Rodrigo, “Axigluon signatures at hadron colliders,” *PoS*, vol. RADCOR2007, p. 010, 2007.
- [32] “Measurement of the charge asymmetry in top quark pair production with the cms experiment,” 2011.
- [33] T. Stelzer and W. Long, “Automatic generation of tree level helicity amplitudes,” *Comput.Phys.Commun.*, vol. 81, pp. 357–371, 1994.
- [34] F. Maltoni and T. Stelzer, “MadEvent: Automatic event generation with MadGraph,” *JHEP*, vol. 0302, p. 027, 2003.
- [35] J. Alwall, A. Ballestrero, P. Bartalini, S. Belov, E. Boos, *et al.*, “A Standard format for Les Houches event files,” *Comput.Phys.Commun.*, vol. 176, pp. 300–304, 2007.
- [36] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual,” *JHEP*, vol. 0605, p. 026, 2006.
- [37] S. González de la Hoz, L. March, E. Ros, J. Sánchez, G. Amorós, F. Fassi, A. Fernández, M. Kaci, A. Lamas, and J. Salt, “Analysis facility infrastructure (tier-3) for atlas experiment,” *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, vol. 54, pp. 691–697, 2008. 10.1140/epjc/s10052-008-0575-9.
- [38] J. Alwall, P. Artoisenet, S. de Visscher, C. Duhr, R. Frederix, *et al.*, “New Developments in MadGraph/MadEvent,” *AIP Conf.Proc.*, vol. 1078, pp. 84–89, 2009.
- [39] [http://es.wikipedia.org/wiki/Experimento\\_de\\_Young](http://es.wikipedia.org/wiki/Experimento_de_Young).
- [40] V. M. Abazov *et al.*, “Forward-backward asymmetry in top quark-antiquark production,” 2011. \* Temporary entry \*.