



Universidad de Oviedo

UNIVERSIDAD DE OVIEDO

TRABAJO DE FIN DE GRADO  
GRADO EN FÍSICA

**Modelización de procesos de  
producción de pares quark top en el  
LHC**

*Guillermo Fernández Castro*

tutorado por  
Dr. Javier FERNÁNDEZ MENÉNDEZ

5 de julio de 2016

# Índice general

<b>Introducción</b>	<b>3</b>
<b>1. El Modelo Estándar</b>	<b>5</b>
1.1. Las partículas del Modelo Estándar . . . . .	5
1.1.1. Fermiones . . . . .	5
1.1.2. Bosones . . . . .	6
1.2. Las interacciones fundamentales en el Modelo Estándar . . . . .	7
1.2.1. Interacción electromagnética . . . . .	7
1.2.2. Interacción débil . . . . .	7
1.2.3. Interacción fuerte . . . . .	8
<b>2. Experimentación: LHC y CMS</b>	<b>10</b>
2.1. El LHC . . . . .	10
2.2. El experimento CMS . . . . .	12
2.2.1. Partes de CMS . . . . .	14
2.2.2. Identificación de partículas . . . . .	16
2.2.3. Trigger . . . . .	16
<b>3. Simulación</b>	<b>17</b>
3.1. Esquema de una colisión protón-protón . . . . .	17
3.2. El proceso principal: elementos de matriz . . . . .	19
3.3. Parton shower . . . . .	19
3.3.1. Radiación de estado final . . . . .	19
3.3.2. Radiación de estado inicial . . . . .	22
3.4. Combinación de elementos de matriz y parton showers . . . . .	23
3.5. Hadronización . . . . .	23
<b>4. Simulación. Comparación con datos experimentales</b>	<b>25</b>
4.1. El proceso: producción de pares quark top . . . . .	25
4.2. Generadores de sucesos . . . . .	26
4.3. Comparación de resultados . . . . .	27
4.3.1. Quarks b . . . . .	27

4.3.2. Leptones . . . . .	29
4.3.3. Quarks top . . . . .	29
<b>Conclusiones</b>	<b>39</b>
<b>Apéndice: tablas del test <math>\chi^2</math></b>	<b>40</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>42</b>

# Introducción

Una de las preguntas que más ha fascinado al ser humano tendría que ser “¿de qué está hecha la materia?”. Ya en la Antigua Grecia se trató de dar respuesta a esta cuestión, y desde entonces el desarrollo de la Física ha permitido acercarse cada vez más a una solución. Esta pregunta aún no tiene una respuesta definitiva, pero desde la Física de Partículas y la Física de Altas Energías se sigue trabajando para entender mejor el Universo y los bloques que lo constituyen.

El Modelo Estándar de la Física de Partículas constituye el mayor éxito hasta ahora en este ámbito. Esta teoría permite describir las características de un conjunto de partículas elementales y las interacciones entre ellas. Si bien no es un modelo completo, pues ignora fenómenos tales como la gravedad y no consigue describir la gran mayoría de los componentes del Universo, ha permitido entender cómo las tres interacciones restantes dan lugar a partículas como el protón y a muchas otras partículas inestables.

Para verificar las predicciones de este modelo es necesario recurrir a aceleradores de partículas. El LHC, un acelerador circular situado en la frontera franco-suiza, produce las colisiones de protones más energéticas generadas por el ser humano hasta el momento. Gracias a esto, los protones no interactúan uno con el otro como un todo, sino que entre sus constituyentes, quarks y gluones, tienen lugar distintos procesos en un gran rango de energías. Como consecuencia, un gran número de nuevas partículas son producidas para desintegrarse poco después, y numerosos detectores permiten visualizar el resultado de la colisión mediante las trayectorias que siguen las partículas producidas más estables.

Extraer conclusiones acerca de la información obtenida por los detectores es, no obstante, una labor no trivial. No es posible saber a ciencia cierta qué procesos han tenido lugar en una colisión, y es necesario hacer estadística sobre las partículas detectadas y sus propiedades para inferir las causas más plausibles. Para poder asociar estados finales a los procesos que les han dado lugar se recurre a la simulación. Mediante algoritmos especializados se simulan estas colisiones bajo las características del LHC y del Modelo Estándar, y se busca la contribución de cada proceso a la probabilidad de encontrar un determinado estado final. Estos algoritmos han de ser contrastados con datos experimentales de fenómenos conocidos para ajustar distintos parámetros y que así puedan proporcionar información útil en situaciones en las que puedan tener lugar procesos de nueva Física.

El objetivo de este trabajo es comparar los resultados de algunos de los programas

de simulación más utilizados con datos experimentales. El proceso estudiado es el de producción de pares de quark top, específicamente aquél en el que la desintegración de cada quark involucra la producción de un leptón. Los datos experimentales han sido tomados por el experimento CMS en el LHC, y los resultados de la simulación provienen de programas utilizados por la colaboración CMS.

El trabajo está estructurado como sigue. En el capítulo 1 se introducen las nociones fundamentales acerca del Modelo Estándar, necesarias para entender a un nivel cualitativo lo que ocurre en el LHC. La descripción de este acelerador, así como del experimento CMS en particular, se presenta en el capítulo 2. Será en el capítulo 3 donde se analicen los procesos que tienen lugar en una colisión y que deben ser simulados por paquetes de software especializados. Por último, en el capítulo 4 se comparan los resultados dados por algunos de estos programas con los obtenidos por CMS.

Al final del trabajo se adjuntan las referencias utilizadas para su elaboración. El texto [1] expone las ideas básicas de QCD usadas en los capítulos 1 y 3. El capítulo 2 está adaptado del texto [2]. Por último, el capítulo 3 está basado en el texto [3] y en las presentaciones [4], [5], [6] y [7].

# Capítulo 1

## El Modelo Estándar

### 1.1. Las partículas del Modelo Estándar

El Modelo Estándar describe dos tipos de partículas elementales. Éstas se dividen en dos categorías: por un lado, están los **fermiones**, que incluye a las partículas que constituyen la materia, mientras que por otro lado se hallan aquellas partículas responsables de transmitir las interacciones entre fermiones, llamadas **bosones**. Un esquema de estas partículas se adjunta en la figura 1.1

#### 1.1.1. Fermiones

Los fermiones son partículas elementales caracterizadas por tener un valor de espín de  $1/2$ . Existen doce fermiones, clasificados atendiendo a las interacciones a las que son sensibles y según familias o **generaciones**.

Los **quarks** son fermiones que son sensibles a las tres interacciones tratadas por el Modelo Estándar: electromagnética, débil y fuerte. Hay seis quarks, distribuidos en tres generaciones. En la primera generación están los quarks **up (u)** y **down (d)**, con cargas eléctricas  $\frac{2}{3}$  y  $-\frac{1}{3}$  respectivamente y masas de unos pocos  $\text{MeV}/c^2$ . A la segunda generación pertenecen los quarks **charm (c)** y **strange (s)**, también de cargas eléctricas  $\frac{2}{3}$  y  $-\frac{1}{3}$ , y más masivos que los de la primera generación. Por último, en la tercera generación están los quarks **top (t)** y **bottom (b)**, con cargas eléctricas  $\frac{2}{3}$  y  $-\frac{1}{3}$ , y considerablemente más masivos que los quarks anteriores.

Las características de la interacción fuerte provocan que los quarks no se puedan observar por separado, sino que necesariamente se distribuyen formando estados ligados, llamados **hadrones**. Ejemplos de estos hadrones son el protón o el neutrón, descritos por estados ligados de quarks u y d. Existen otros tipos documentados de hadrones, observados en aceleradores o como producto de rayos cósmicos.

Por otro lado, los **leptones** son fermiones que no sienten la interacción fuerte. Al igual que los quarks, se clasifican en tres generaciones, donde cada una de las cuales

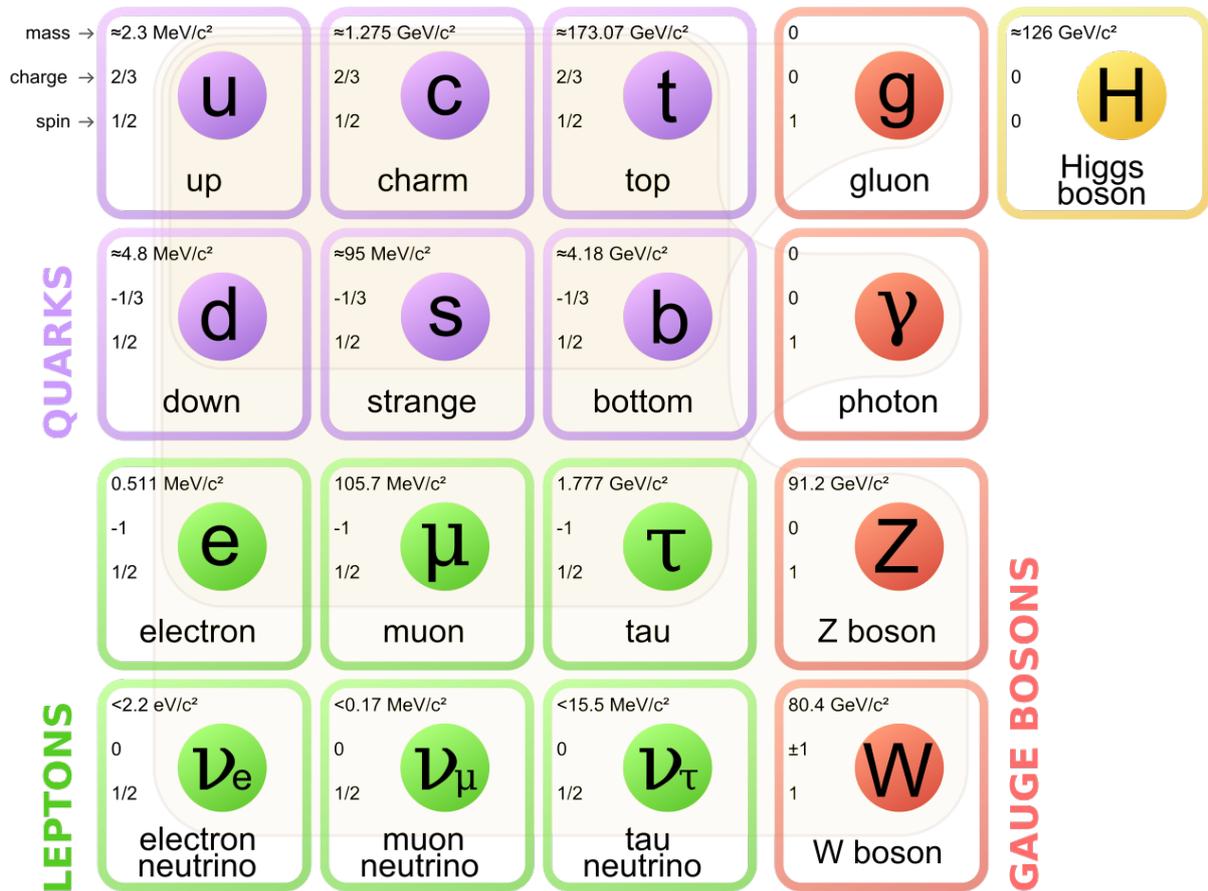


Figura 1.1: Partículas del Modelo Estándar. Imagen tomada de [8].

incluye una partícula de carga eléctrica  $-1$  y un neutrino, sin carga eléctrica, asociado al leptón cargado. Los leptones cargados se denominan **electrón** (primera generación), **muón** (segunda generación) y **tau** (tercera generación), y la propiedad fundamental que los distingue es su masa, aumentando con la generación. La masa de los tres neutrinos es minúscula en comparación, pero no nula, como se verificó a partir de las observaciones de las oscilaciones de neutrinos.

Cada fermión con carga eléctrica tiene asociada una partícula, llamada **antipartícula**, idéntica a la original salvo en su carga eléctrica, de signo contrario. Además, los fermiones pueden presentarse en dos estados quirales distintos, **levógiro** y **dextrógiro**, donde sólo los fermiones levógiros son sensibles a la interacción débil.

### 1.1.2. Bosones

Los bosones se caracterizan por tener valores enteros del espín. El Modelo Estándar contempla la existencia de cuatro bosones de espín 1, responsables de mediar las interacciones entre fermiones.

El **fotón** es el bosón responsable de transmitir la interacción electromagnética, por lo que se acopla a quarks y leptones cargados; el propio fotón no tiene masa ni carga eléctrica.

Los bosones  $\mathbf{W}$  tienen carga  $\pm 1$ , una masa de  $80.4 \text{ GeV}/c^2$  y transmiten la interacción débil. Existe otro bosón transmisor de la interacción débil, el bosón  $\mathbf{Z}$ : no tiene carga eléctrica, y posee una masa de  $91.2 \text{ GeV}/c^2$ . Por último, el **gluón** es el bosón mediador de la interacción fuerte: no tiene masa ni carga eléctrica, pero sí carga de color, por lo que el mismo gluón sufre también la interacción fuerte.

Dentro del Modelo Estándar se contempla la existencia de un quinto bosón, el **bosón de Higgs**. De espín 0 y masa  $125 \text{ GeV}/c^2$ , el bosón de Higgs no transmite ninguna interacción entre fermiones, sino que sería el cuanto del campo de Higgs, responsable de dar masa a las partículas masivas.

## 1.2. Las interacciones fundamentales en el Modelo Estándar

Existen cuatro interacciones fundamentales descritas por la física, de las cuales tres son contempladas por el Modelo Estándar. La cuarta interacción, la fuerza gravitatoria, resulta ser muy poco intensa en comparación con las otras, y sus efectos sólo son relevantes a escalas macroscópicas, donde la física clásica es aplicable.

### 1.2.1. Interacción electromagnética

La interacción electromagnética afecta a fermiones con carga eléctrica. Descrita originalmente por la ley de Coulomb y las ecuaciones de Maxwell, en el contexto del Modelo Estándar es reformulada mediante la teoría cuántica de campos, en lo que se conoce como Electrodinámica Cuántica (QED). Esta teoría describe la interacción electromagnética como mediada por fotones, que se acoplan a las partículas con carga eléctrica. Dado que los fotones no tienen masa, la interacción tiene un alcance infinito; no obstante, la intensidad de la misma, reflejada en la constante de acoplamiento  $\alpha_{\text{EM}}$ , decrece con la distancia (o, equivalentemente, aumenta con la energía): esto se puede entender como debido a efectos de apantallamiento que, a grandes distancias, disminuyen la influencia de una carga eléctrica sobre otras.

### 1.2.2. Interacción débil

Las primeras teorías acerca de la interacción débil surgieron para explicar la desintegración  $\beta$ , por la que un neutrón puede convertirse en un protón. Es distinta del resto de interacciones en tanto a que no se conocen estados ligados mediante la interacción débil, sino que sólo se manifiesta en las desintegraciones de partículas y, en menor medida, en fenómenos de scattering (observable en el caso de neutrinos).

La interacción débil permite transformar un leptón en su neutrino asociado, produciendo como resultado un par leptón-neutrino o un par quark-antiquark. De modo análogo, permite la transformación de quarks de un tipo o **sabor** en quarks de otro tipo (por ejemplo, transformando un quark d en un quark u), produciendo como resultado un par quark-antiquark o leptón-neutrino. Las probabilidades de transición entre las distintas familias de quarks vienen descritas por la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, y existe de forma análoga una matriz de mezcla para las probabilidades de transición entre las tres familias de leptones. Estas transformaciones son mediadas por los bosones transmisores de la interacción débil, los bosones  $W^\pm$  y  $Z$  que, a diferencia de los mediadores de las otras interacciones, tienen una masa no nula.

Una característica de la interacción débil es el fenómeno de violación de paridad, es decir, que los procesos de interacción débil no son invariantes bajo inversión espacial. Se observa que los bosones  $W$  sólo se acoplan a fermiones levógiros. Esto se formula en términos del número cuántico de **isospín débil**: los fermiones sensibles a la interacción débil tendrán como tercera componente del isospín  $I_3 = \pm\frac{1}{2}$ , mientras que los fermiones dextrógiros tendrán  $I_3 = 0$ .

En el marco del Modelo Estándar, la interacción débil está unificada con la interacción electromagnética, dando lugar a la interacción electrodébil. Esta interacción está mediada por los dos bosones  $W$ , el bosón  $Z$  y el fotón.

### 1.2.3. Interacción fuerte

La última de las interacciones descritas en el Modelo Estándar es la interacción fuerte. Esta interacción afecta a quarks y gluones, y forma estados agregados de los mismos llamados hadrones.

Las partículas que sufren la interacción fuerte poseen un atributo llamado color, que sirve una función análoga a la carga eléctrica en la interacción electromagnética. El número cuántico de color puede tener tres valores, llamados *rojo*, *azul* y *verde*; un antiquark puede tener como número de color los correspondientes anticolores. En el caso de los gluones, éstos tienen simultáneamente color y anticolor, dando lugar a ocho posibles combinaciones de colores para el gluón. La teoría de campos que estudia la interacción fuerte y sustenta la existencia de los ocho tipos de gluones se denomina Cromodinámica Cuántica (QCD).

La intensidad de la interacción fuerte viene determinada por la constante de acoplamiento  $\alpha_S$ . Mientras que  $\alpha_{EM}$  depende débilmente de la energía, siendo creciente respecto a ella,  $\alpha_S$  contiene una dependencia fuerte respecto de la energía. Esta constante no se puede definir de manera única, sino que su expresión depende de una escala de energía  $\mu$  introducida en la renormalización de la teoría, esto es, para eliminar divergencias a altas energías. Para valores pequeños de  $\alpha_S(Q^2)$  y  $\alpha_S(\mu^2)$ , que permiten un tratamiento

perturbativo de QCD, la constante de acoplamiento se puede expresar como

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{\alpha_S(\mu^2)}{1 + \alpha_S(\mu^2)b \ln \frac{Q^2}{\mu^2}} \quad (1.1)$$

donde  $b = \frac{33-2n_f}{12\pi}$ , con  $n_f$  el número de sabores activos. La expresión (1.1) determina que  $\alpha_S$  decrece hacia cero al aumentar la energía, lo que se conoce como **libertad asintótica**.

El valor de  $\alpha_S$  debe obtenerse experimentalmente, puesto que no se obtiene directamente de la teoría. Para hacerlo se puede hallar el valor correspondiente a una escala de energías en el régimen perturbativo, como  $\mu^2 = M_Z^2$ , y calcular a partir de dicho valor la dependencia de  $\alpha_S$  con la energía. Otra opción es usar como escala de energías aquella en la que  $\alpha_S$  se vuelve demasiado grande, y el tratamiento perturbativo falla, produciendo divergencias. Este parámetro, denotado  $\Lambda_{\text{QCD}}$ , tiene un valor situado en torno a los 200 GeV/c, lo que puede interpretarse como que, a las escalas de energía propias de hadrones ligeros (en torno a 1 GeV, el crecimiento de  $\alpha_S$  provoca el **confinamiento** de los quarks y gluones dentro de estos hadrones. Con la introducción de el parámetro  $\Lambda_{\text{QCD}}$  la expresión obtenida para  $\alpha_S$  queda

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)} \quad (1.2)$$

que coincide con (1.1) para valores altos de la energía.

# Capítulo 2

## Experimentación: LHC y CMS

En esta sección se trata la experimentación en Física de Partículas. Para ello se introduce el LHC, el acelerador de partículas circular más grande hasta la fecha, y algunos de los experimentos que allí tienen lugar. Se presta especial atención al experimento CMS, pues más adelante se analizarán algunos resultados procedentes de él.

### 2.1. El LHC

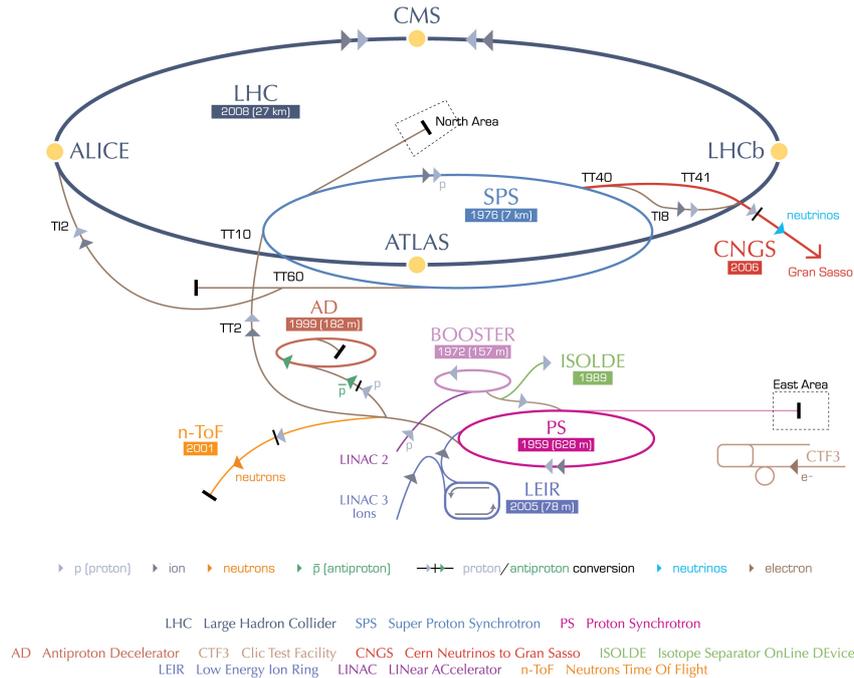
El LHC (Large Hadron Collider) es el mayor colisionador de partículas construido hasta la fecha. Está construido en un túnel de 27 km de circunferencia, a unos 100 m bajo tierra; el túnel, originariamente usado por el acelerador LEP, cruza la frontera entre Francia y Suiza, cerca de Ginebra.

El LHC está diseñado para producir colisiones entre dos haces de protones, que circulan en direcciones opuestas. Actualmente estas colisiones se dan a una energía en centro de masas de 14 TeV, tras tomas anteriores de datos a menor energía. A  $\sqrt{s} = 8$  TeV, que fue la energía en centro de masas durante 2012, la **luminosidad integrada**, es decir, el número de sucesos que tuvieron lugar a lo largo de la toma de datos, fue de  $23.30 \text{ fb}^{-1}$ , ver figura 2.2 [12].

En la figura 2.1 se esquematiza el conjunto de aceleradores y experimentos que conforman el LHC. Los protones, procedentes de átomos de hidrógeno, se aceleran a 50 MeV en el acelerador lineal LINAC2. Posteriormente pasan al PS Booster, donde se aceleran a 1.4 GeV, y de ahí al PS (Proton Synchrotron), donde alcanzan los 25 GeV. Por último, los protones se inyectan en el SPS (Super Proton Synchrotron) y se aceleran hasta los 450 GeV.

A partir de ahí se pasan al LHC, donde durante unos 16 min tiene lugar la formación de los dos haces que circulan en direcciones opuestas. Estos haces circulan separadamente en dos anillos distintos, que se cruzan en cuatro puntos de interacción. Para hacer girar los haces se utilizan imanes superconductores, enfriados con helio superfluido por debajo de los 1.8 K. La aceleración de los protones tiene lugar en cavidades superconductoras en

## CERN's accelerator complex



European Organization for Nuclear Research | Organisation européenne pour la recherche nucléaire

© CERN 2008

Figura 2.1: Esquema del proceso de aceleración de los protones en el LHC. Tomado de [9].

la región entre los experimentos CMS y ALICE: mediante un sistema de radiofrecuencia a 400.8 MHz se consigue una ganancia de energía de 485 keV por vuelta.

En los puntos de interacción del LHC se sitúan distintos experimentos: cuatro experimentos principales (ALICE, ATLAS, CMS y LHCb) y tres experimentos más pequeños y específicos (LHCf, MoEDAL y TOTEM).

- El experimento **ALICE** (A Large Ion Collider Experiment) es un detector de iones pesados. Está diseñado para estudiar la interacción fuerte y el plasma de quarks-gluones: un estado de la materia en el que los quarks y gluones no sufren confinamiento, y que se correspondería con el estado del universo tras el Big Bang.
- El experimento **ATLAS** (A Toroidal LHC Apparatus) es uno de los dos experimentos generales en el LHC. Se caracteriza por su imán externo, de forma toroidal; ATLAS es, además, el detector más voluminoso construido en un colisionador hasta la fecha.
- El experimento **CMS** (Compact Muon Solenoid) es uno de los dos experimentos generales en el LHC. En este caso el imán está constituido por un solenoide superconductor que recubre gran parte de los calorímetros.
- El experimento **LHCb** (LHC beauty) busca estudiar diversos aspectos de la física de

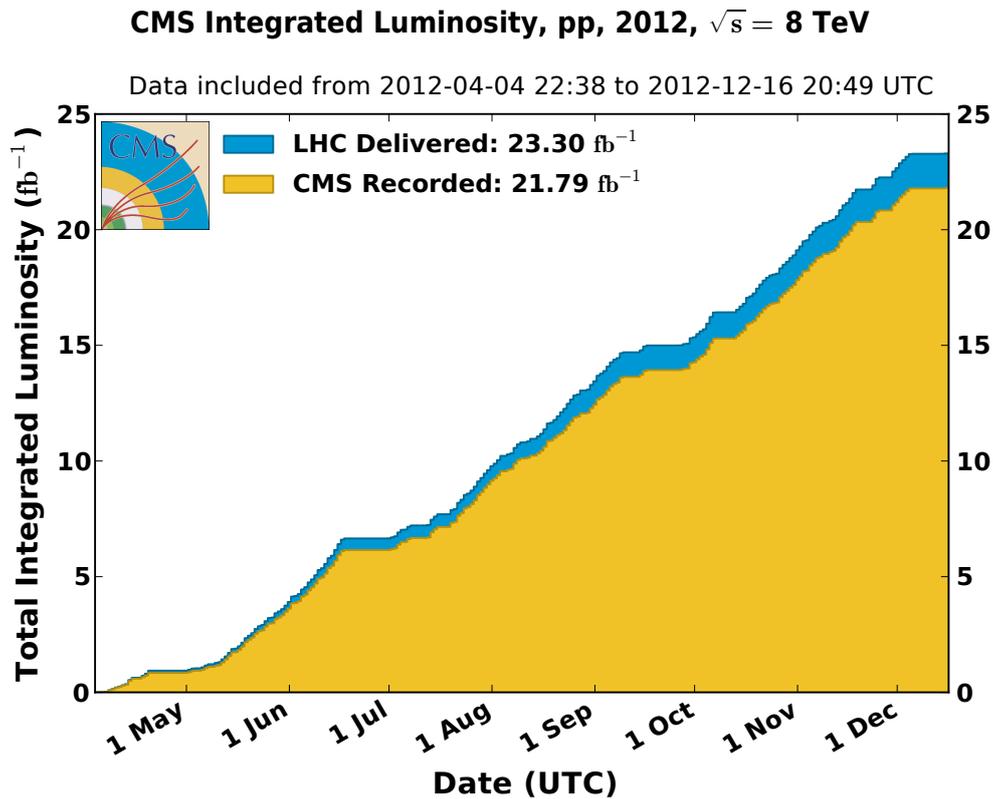


Figura 2.2: Luminosidad integrada en el LHC y CMS durante la toma de datos de 2012, a una energía en centro de masas de  $\sqrt{s} = 8$  TeV. Tomado de [12].

quarks b y c. Está diseñado para medir los parámetros de la violación de la simetría CP en interacciones entre hadrones con quarks b; esto se consigue mediante un detector asimétrico.

## 2.2. El experimento CMS

El experimento CMS es uno de los dos experimentos generales en el LHC. Se encuentra situado en uno de los cuatro puntos de interacción, cerca del pueblo francés de Cessy.

El experimento CMS está constituido por varios detectores, distribuidos como se indica en la figura 2.3. Estos detectores se distribuyen formando capas en torno al conducto por el que circulan los haces. El solenoide encierra en su interior varios detectores: el detector de trazas (*tracker*) de silicio, el calorímetro electromagnético (*ECAL*) y el calorímetro hadrónico (*HCAL*); fuera del solenoide se sitúan detectores de muones de alto momento transverso. Existen además detectores *forward*, que extienden la región cubierta por el experimento.

A la hora de estudiar las partículas presentes en el estado final tras una colisión es necesario considerar las trayectorias de éstas, sus momentos y sus energías. El sistema de coordenadas escogido por CMS tiene su origen en el punto de interacción; el eje  $z$  sigue la dirección del conducto del LHC, mientras que el eje  $x$  apunta al centro del anillo y el

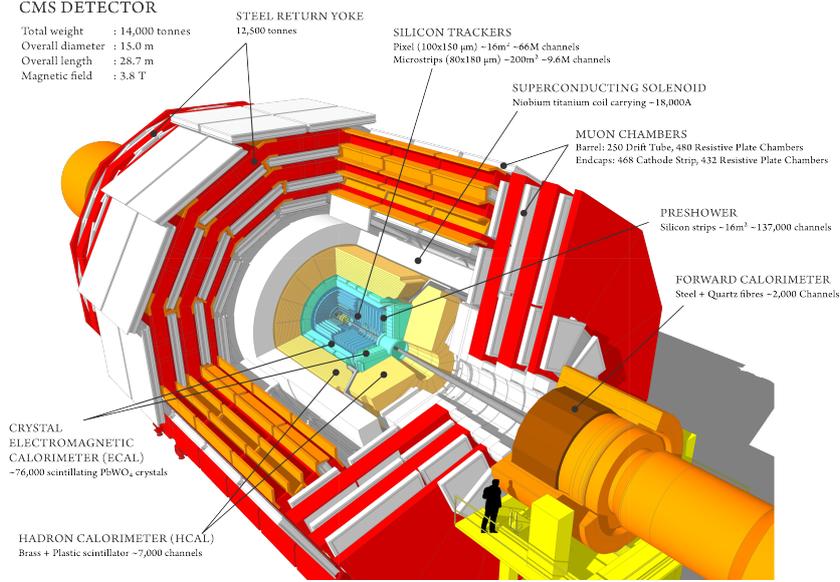


Figura 2.3: Esquema de la estructura de CMS. Tomado de [11].

eje  $y$  señala a la superficie (perpendicularmente al plano del LHC). Se definen los ángulos  $\phi$  y  $\theta$  como el ángulo en el plano  $xy$  medido desde el eje  $x$  y el ángulo polar respecto del eje  $z$ . Se definen también las magnitudes **rapidez**,

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (2.1)$$

y **pseudorrapidez**,

$$\eta = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right). \quad (2.2)$$

Estas dos magnitudes se hacen iguales en el límite relativista ( $\beta \rightarrow 1$ ); su interés viene dado por el hecho de que los cambios de rapidez son invariantes bajo *boosts* en la dirección del eje  $z$ . En la figura 2.4 se visualiza la relación entre  $\eta$  y el ángulo  $\theta$ .

En cuanto al momento de las partículas del estado final, cobra relevancia una magnitud llamada **momento transverso**,

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (2.3)$$

El interés de esta magnitud se debe a la distribución inicial del momento de las partículas. Los quarks y gluones que forman el estado inicial en una colisión tienen momentos tales que  $p_x$  y  $p_y$  son despreciables frente a  $p_z$ . Esto hace que, teniendo en cuenta la conservación del momento,  $p_x$  y  $p_y$  deben compensarse sobre las distintas partículas del estado final. Sin embargo, en el estado inicial  $p_z$  corresponde a una fracción del momento del protón original, fracción que sigue una distribución marcada por las **PDF** (Parton Distribution Function), por lo que su estudio aporta mucha menos información que el estudio del momento transverso.



## Calorímetro electromagnético (ECAL)

El objetivo del calorímetro electromagnético es medir la energía de partículas que sufren la interacción electromagnética. Estas partículas producirían cascadas de nuevas partículas a su paso por el ECAL; las deposiciones de energía resultantes permitirían medir la energía de la partícula original.

El ECAL está compuesto por unos 70000 cristales de tungstenato de plomo ( $\text{PbWO}_4$ ) distribuidos por un cilindro central (EB) y las cubiertas en los extremos (EE). Estos cristales tienen una sección de entre  $22 \times 22\text{mm}^2$  y  $26 \times 26\text{mm}^2$ , siendo más anchos en el EE, y una longitud de 230 mm (EB) o 220 mm (EE); y se sitúan orientados hacia regiones cercanas al punto de interacción. Entre sus propiedades está una baja longitud de radiación, es decir, una alta capacidad de absorber en poco espacio la energía de un electrón; además, es resistente a los daños por radiación. El ECAL contiene además un detector (preshower) anterior al EE, constituido por tiras de silicio, que colabora a la hora de identificar partículas a bajo ángulo. La región cubierta en total por el ECAL es la zona  $|\eta| < 3.0$ .

## Calorímetro hadrónico (HCAL)

El calorímetro hadrónico busca determinar la energía de los jets de hadrones originados tras las colisiones. De forma análoga al ECAL, estos jets producen cascadas de partículas a su paso por el HCAL cuya energía es medida, permitiendo determinar la energía de las partículas originales.

El HCAL está compuesto por cuatro subdetectores. El detector HB está dispuesto cilíndricamente en torno al conducto del haz, mientras que el HE se sitúa en los extremos de éste, de forma análoga a los EB y EE en el ECAL; tanto el HB como el HE están compuestos por capas de material absorbente (latón) y material centelleador, y juntos cubren la región a  $|\eta| < 3.0$ . El subdetector HF extiende la región cubierta hasta  $|\eta| = 5.0$ , y está constituido por dos cilindros de acero (uno a cada lado del calorímetro). Finalmente, el HO está situado en la parte exterior del solenoide y tiene como objetivo absorber aquellas partículas lo suficientemente energéticas como para haber escapado de los otros subdetectores y las cascadas originadas más tardíamente.

## Cámaras de muones

Los sistemas de detección de muones forman la capa más externa de CMS. Con este propósito se usan tres detectores: las cámaras de deriva, en el cilindro central ( $|\eta| < 1.2$ ); las cámaras de tiras catódicas, en los extremos ( $0.9 < |\eta| < 2.4$ ); y las cámaras de planos resistivos, complementando a las anteriores ( $|\eta| < 1.6$ ). Estas cámaras están alineadas con el detector de trazas central, y usando los datos de ambos sistemas se puede determinar con mayor precisión el momento de los muones.

### 2.2.2. Identificación de partículas

Con los datos aportados por los detectores es posible identificar las partículas que se han producido en la colisión.

- Los muones son los más fácilmente identificables, puesto que son las únicas partículas que alcanzan las cámaras de muones. Existen algoritmos que permiten reconstruir un muón, descartando muones procedentes de rayos cósmicos, la emisión de hadrones, sucesos de pileup o hadrones energéticos que llegan a las cámaras de muones.
- Los electrones pueden ser identificados a partir de trazas de partículas cargadas vinculadas a deposiciones en el ECAL; debido a efectos de bremsstrahlung, una traza puede ir asociada a varias trayectorias en el ECAL, efecto que ha de ser tenido en cuenta al reconstruir el electrón.
- Los hadrones originados se organizan en jets, cuya reconstrucción es posible mediante varios algoritmos y gracias a los datos del detector de trazas y los calorímetros. Merece especial mención la identificación de b-jets: jets procedentes de la desintegración de un quark b. Debido a la larga vida media de los quarks b, éstos recorren una cierta distancia antes de desintegrarse, por lo que aparece un vértice secundario que puede ser reconstruido a partir de sus productos de desintegración.
- A partir de los datos tomados sobre el momento transversal es posible determinar si existe **energía transversal faltante**: asumiendo que las partículas en el estado inicial tenían valores despreciables de  $p_T$ , un desequilibrio en los valores del momento en las partículas del estado final señalaría a la existencia de partículas no detectadas. Estas partículas corresponderían a los neutrinos en el Modelo Estándar, pero la energía transversal faltante también es de interés en la búsqueda de partículas predichas por otras teorías.

### 2.2.3. Trigger

A la luminosidad de diseño y con un espaciado de 25 ns entre los paquetes de protones que colisionan, se genera 1 MB de datos a una frecuencia de 40 MHz. Dado que esta cantidad de información no se puede almacenar a la velocidad suficiente, CMS implementa un sistema de **trigger** para filtrar los datos obtenidos hasta volúmenes manejables.

Este sistema tiene dos pasos. Primeramente el trigger L1 (Level One) realiza a nivel electrónico una primera selección de los datos basada en la información obtenida en los calorímetros y las cámaras de muones. Si se supera el filtro, los datos de los distintos detectores pasan al siguiente nivel de trigger, el HLT (High-Level Trigger). Es aquí donde se hace una primera reconstrucción del suceso; con la información obtenida en esta reconstrucción se toma la decisión de guardar o no los datos obtenidos.

# Capítulo 3

## Simulación

Para poder obtener la sección eficaz de un proceso dado es necesario determinar con qué frecuencia tiene lugar, es decir, hallar el cociente entre el número de sucesos observados frente al total, la luminosidad integrada. A la hora de hacer la determinación experimental de la sección eficaz, es necesario considerar otros factores, y la expresión resulta

$$\sigma = \frac{N_{\text{obs}} - N_{\text{fondo}}}{\epsilon \int \mathcal{L} dt} \quad (3.1)$$

donde  $\int \mathcal{L} dt$  es la luminosidad integrada,  $N_{\text{obs}}$  es el número total de sucesos registrados para el proceso dado,  $N_{\text{fondo}}$  es el número de sucesos registrados que se asocian a fondo para el proceso considerado, y  $\epsilon$  es un parámetro llamado eficiencia.

El fondo viene dado por aquellos procesos cuyo estado final visto en el detector se confunde con el del proceso considerado. Conocer con precisión el fondo para los distintos procesos es, por lo tanto, necesario para entender qué ocurre en el LHC. Ésta es una de las razones por las que las simulaciones son esenciales en física de altas energías: permiten visualizar qué debería ocurrir en las colisiones usando los modelos conocidos.

### 3.1. Esquema de una colisión protón-protón

En una colisión tiene lugar una serie de procesos (ver figura 3.1) que deben ser simulados correctamente. Por ello, la simulación de un suceso tiene lugar en varios pasos.

Primeramente se considera el proceso principal que tiene lugar en la colisión, es decir, un diagrama de Feynman por el que un partón (i.e. quark o gluón) de un protón colisiona contra un partón del otro protón para dar lugar a un determinado estado final. Un ejemplo de este proceso sería la producción de un par  $t\bar{t}$  a partir de dos gluones. Este proceso tiene lugar a energías elevadas, donde la interacción fuerte admite un tratamiento perturbativo, y se puede calcular el elemento de matriz correspondiente a partir de primeros principios.

Al proceso principal hay que añadirle algunas correcciones. Tanto los partones del estado inicial como los del estado final pueden radiar bosones y perder así parte de su

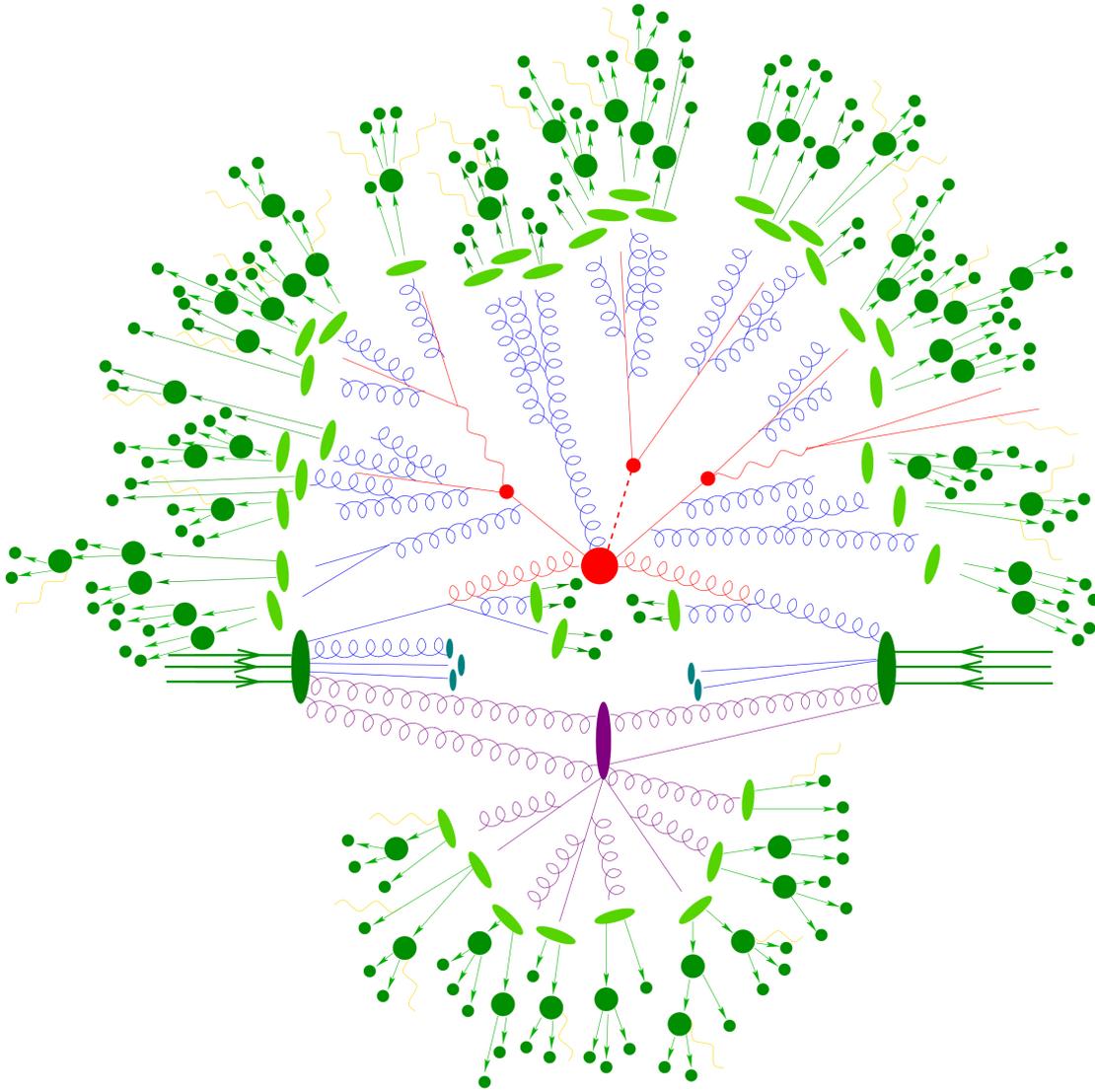


Figura 3.1: Esquema de los procesos que tienen lugar en una colisión protón-protón. En rojo se muestra el proceso principal, muy energético. En azul, la radiación de estado inicial y de estado final. En verde claro, la hadronización de los quarks creados. En verde oscuro, la desintegración de los hadrones inestables. Por último, en morado se muestran interacciones menos energéticas entre otros partones de los protones implicados. Tomada de [?].

energía. Por ello, esta radiación debe ser correctamente simulada, considerando la probabilidad de emitir cada bosón. Esta etapa se conoce como **Parton Shower** (cascada de partones), y se puede implementar de manera general para cualquier proceso.

Los partones del estado final acaban liberando gran parte de su energía y entran en el régimen no perturbativo de QCD. A partir de 1 GeV, los procesos de hadronización se hacen relevantes, y es necesario simular mediante modelos las nuevas partículas producidas.

Por último, es necesario recordar que en una colisión tienen lugar interacciones entre partones menos energéticos. Estas interacciones se denominan el **underlying event**, y dan lugar a otros jets de hadrones no relacionados con el proceso principal.

## 3.2. El proceso principal: elementos de matriz

Gracias a teoremas de factorización se puede demostrar que la sección eficaz de obtener un estado final con  $n$  partículas a partir de dos protones es

$$\sigma = \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a dx_b \int d\Phi_n f_a(x_a, \mu) f_b(x_b, \mu) \frac{1}{2x_a x_b s} |\mathcal{M}_{ab \rightarrow n}(\Phi_n, \mu, \mu_R)|^2 \quad (3.2)$$

donde

- la suma es sobre los partones  $a$  y  $b$  involucrados en el proceso,
- $x_a, x_b$  representan la fracción del momento del protón que llevan los partones  $a$  y  $b$  respectivamente,
- $f_a(x_a, \mu), f_b(x_b, \mu)$  son las PDF para los partones  $a$  y  $b$  respectivamente,
- $s$  es la energía en centro de masas al cuadrado,
- $|\mathcal{M}_{ab \rightarrow n}(\Phi_n, \mu, \mu_R)|^2$  es el elemento de matriz al cuadrado del proceso  $ab \rightarrow n$ , y
- $d\Phi_n$  es el elemento diferencial sobre el espacio de fases para las  $n$  partículas del estado final.

En lo que respecta al elemento de matriz,  $|\mathcal{M}_{ab \rightarrow n}(\Phi_n, \mu, \mu_R)|^2$ , su valor es calculable a partir de sumas de diagramas de Feynman, en los que deben ser tenidas en cuenta particularidades como la helicidad de las partículas o su color. A la hora de implementar su cálculo en software especializado se recurre a generadores de elementos de matriz, que permiten crear diagramas de Feynman una vez especificado el modelo.

La expresión (3.2), si bien es válida a cualquier orden en teoría de perturbaciones, no refleja algunas de las particularidades que tiene el cálculo de los elementos de matriz más allá del **leading order** (LO). A día de hoy,

## 3.3. Parton shower

Mientras que los elementos de matriz permiten describir procesos en los que se producen  $n$  o más partículas en el estado final, las parton showers logran dar una descripción de procesos excluyentes, en los que se produce un número fijo de partículas.

### 3.3.1. Radiación de estado final

El enfoque clásico para desarrollar la teoría de la parton shower se basa en considerar emisiones sucesivas de las partículas del estado final. Para motivarlo, se parte de un caso sencillo, el proceso electrodébil  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  (aunque las parton showers se pueden aplicar a

cualquier proceso), con una sección eficaz  $\sigma_{q\bar{q}}$ . Si se considera ahora el proceso  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  por el cual el quark emite un gluón, la sección eficaz  $\sigma_{q\bar{q}g}$  verificará

$$d\sigma_{q\bar{q}g} \approx \sigma_{q\bar{q}} C_F \frac{\alpha_S}{2\pi} \frac{2}{\sin^2\theta} \frac{1+(1-z)^2}{z} d\cos\theta dz, \quad (3.3)$$

donde  $C_F$  es un factor de color,  $\theta$  es el ángulo que forma el gluón con el quark que lo ha emitido, y  $z$  es la fracción del momento del quark que adquiere el gluón. Se puede ver que la sección eficaz de la emisión de  $q\bar{q}g$  es proporcional a la de  $q\bar{q}$ , con lo que el factor restante se puede interpretar como la probabilidad de emitir un gluón.

Esta expresión aproximada presenta divergencias cuando  $\theta$  se acerca a 0 (es decir, el gluón es colineal con el quark) o a  $\pi$  (el gluón es colineal con el antiquark), y también cuando  $z \rightarrow 0$  (la energía del gluón se hace nula); existen otros términos que se desprecian en aproximación colineal. Si el término en  $\theta$  se reescribe como

$$\frac{2}{\sin^2\theta} = \frac{1}{1-\cos\theta} + \frac{1}{1+\cos\theta} \approx \frac{1}{1-\cos\theta} + \frac{1}{1-\cos\bar{\theta}}, \quad (3.4)$$

siendo  $\bar{\theta}$  el ángulo entre el gluón y el antiquark, la expresión (3.3) se puede descomponer de forma que refleje la emisión del gluón por cualquiera de los dos partones del estado final,

$$d\sigma_{q\bar{q}g} \approx \sigma_{q\bar{q}} \sum_{\text{partones}} C_F \frac{\alpha_S}{2\pi} \frac{d\theta^2}{\theta^2} \frac{1+(1-z)^2}{z} dz, \quad (3.5)$$

con  $\theta$  el ángulo entre el gluón y el partón que lo ha emitido.

Hay una particularidad matemática de esta expresión que conviene mencionar. Si en la parametrización del espacio de fases hecha para llegar a (3.3) se hubiera usado, en lugar de  $\theta$ , alguna otra variable proporcional a  $\theta^2$ , el resultado de (3.5) sería el mismo (en la aproximación utilizada). Una de estas variables es la **virtualidad** del quark,  $q^2 = z(1-z)\theta^2 E^2$ , donde  $E$  su energía.

Estas expresiones se pueden generalizar: se puede ver que, para un proceso que produzca partones, la sección eficaz para una configuración en la que aparece un partón  $j$  proveniente de un partón  $i$  con fracción de momento  $z$  es

$$d\sigma \approx \sigma_0 \sum_i \frac{\alpha_S}{2\pi} \frac{d\theta^2}{\theta^2} P_{ji}(z, \phi) dz d\phi \quad (3.6)$$

donde las funciones  $P_{ji}$  son un conjunto de funciones asociadas a las distintas combinaciones de partícula emisora y partícula emitida; sus promedios sobre el ángulo azimutal

$\phi$  son

$$\begin{aligned} P_{qq}(z) &= C_F \frac{1+z^2}{1-z} & P_{gq}(z) &= C_F \frac{1+(1-z)^2}{z} \\ P_{gg}(z) &= C_A \frac{z^4+1+(1-z)^4}{z(1-z)} & P_{qg}(z) &= T_R(z^2+(1-z)^2). \end{aligned}$$

Aquí  $P_{qq}$ ,  $P_{gq}$ ,  $P_{gg}$  y  $P_{qg}$  representan las emisiones  $q \rightarrow qq$ ,  $q \rightarrow gq$ ,  $g \rightarrow gg$  y  $g \rightarrow q\bar{q}$  respectivamente. La expresión (3.6) es válida para cualquier proceso que produzca una emisión colineal, por lo que, a partir de ella, es posible deducir nuevas expresiones para sucesivas emisiones colineales. En cuanto a las divergencias por emisiones colineales o poco energéticas, es posible eliminarlas imponiendo un criterio de resolución sobre los momentos transversos.

Con esto se puede deducir la distribución de probabilidad para una emisión por el proceso principal. Lo calculado hasta ahora se puede ver como la probabilidad total de las emisiones de un partón  $i$  entre  $q^2$  y  $q^2 + dq^2$ ,

$$d\mathcal{P}_i = \frac{\alpha_S}{2\pi} \frac{dq^2}{q^2} \int_{Q_0^2/q^2}^{1-Q_0^2/q^2} dz P_{ji}(z) \quad (3.7)$$

donde los límites de integración vienen dados por la exigencia de resolución. Para obtener ahora la probabilidad de la primera emisión, se calcula primero la probabilidad de que un partón de virtualidad  $Q^2$  no emita dando lugar a virtualidades superiores a un valor  $q^2$ ; esta función se denota  $\Delta_i(Q^2, q^2)$  y debe cumplir

$$\frac{d\Delta_i(Q^2, q^2)}{dq^2} = \Delta_i(Q^2, q^2) \frac{d\mathcal{P}_i}{dq^2}. \quad (3.8)$$

Resolviendo (3.8) se llega a que

$$\Delta_i(Q^2, q^2) = \exp \left[ - \int_{q^2}^{Q^2} \frac{d\xi^2}{\xi^2} \frac{\alpha_S}{2\pi} \int_{Q_0^2/\xi^2}^{1-Q_0^2/\xi^2} dz P_{ji}(z) \right] \quad (3.9)$$

y se obtiene, por (3.8), la distribución de probabilidad de la primera emisión a partir de la derivada de (3.9). Un caso particular se tiene cuando  $q^2 = Q_0^2$ : en este caso  $\Delta_i(Q^2, Q_0^2)$  se denomina **factor de forma de Sudakov**.

Con todo esto se puede implementar una parton shower para radiación en el estado final en una simulación de sucesos por Monte Carlo. Partiendo de una virtualidad  $Q^2$  que puede ser, por ejemplo, la masa de la partícula producida en el proceso principal, se toma un número aleatorio  $\rho$  entre 0 y 1 y se resuelve  $\Delta_i(Q^2, q^2) = \rho$  para  $q^2$ . Si el valor de  $q^2$  es inferior al cutoff  $Q_0^2$ , no hay emisiones resolubles y se finaliza el proceso. Si, por el contrario,  $q^2 > Q_0^2$ , se toma un valor de  $z$  de acuerdo con  $P_{ji}(z)$  y se produce una emisión resoluble a la virtualidad  $q^2$  con fracción de momento  $z$ ; se reitera hasta llegar a una

emisión no resoluble.

Se puede ahora hablar de cómo es el cutoff seleccionado  $Q_0^2$ . Si en la definición de  $\Delta_i$  se toma  $\alpha_S$  como dependiente de  $q^2$ , es necesario que los límites de integración sean tales que  $\alpha_S$  no entre en el régimen no perturbativo. Por ello, el cutoff  $Q_0^2$  deja de ser arbitrario y se requiere que sea en torno a 1 GeV, es decir, del orden de  $\Lambda_{\text{QCD}}$ . El algoritmo desarrollado no cambia al hacer explícita la dependencia de  $\alpha_S$ ; sin embargo, dado que con sucesivas iteraciones  $\alpha_S$  aumenta, se favorece con respecto al algoritmo original la emisión de gluones cada vez menos energéticos.

### 3.3.2. Radiación de estado inicial

Hasta ahora se ha considerado la evolución de los partones del estado final de procesos a alta energía. Sin embargo, es esperable que también los partones del estado inicial produzcan también sus propias emisiones. Para simular esta radiación, en lugar de aplicar una parton shower a los constituyentes de los protones y esperar a que la simulación muestre un suceso de interés, el método utilizado es aplicar una evolución hacia atrás de los partones que intervienen en el proceso principal. Se busca así la probabilidad de que un partón con fracción de momento  $x$  y virtualidad  $q^2$  proceda de otro con mayor  $x$  y menor  $q^2$ .

Este desarrollo requiere un tratamiento adecuado de las PDF. Las ecuaciones DGLAP dan la dependencia de estas funciones con respecto a  $q^2$ , por lo que son las utilizadas para desarrollar la evolución de los partones del estado inicial. El desarrollo, que no se expondrá aquí, resulta en una expresión para el factor de forma de Sudakov para la radiación de estado inicial,

$$\Delta_i(Q^2, q^2; x) = \exp \left[ - \int_{q^2}^{Q^2} \frac{d\xi^2}{\xi^2} \frac{\alpha_S}{2\pi} \int_{Q_0^2/\xi^2}^{1-Q_0^2/\xi^2} dz P_{ij}(z) \frac{\frac{x}{z} f_j(\frac{x}{z}, \xi^2)}{x f_i(x, \xi^2)} \right] \quad (3.10)$$

que se asemeja al factor de Sudakov encontrado para la radiación de estado final con un cociente entre PDF a distintas fracciones del momento. Esto conlleva que, si las PDF son decrecientes en  $x$ , la probabilidad de que no tenga lugar ninguna emisión se acercará a uno, es decir, que la probabilidad de emisión tiende a anularse y el partón no habrá evolucionado desde que formara parte del hadrón. Por otra parte, también el cálculo del momento a lo largo de la emisión se modifica, pues  $z$  ya no depende sólo de  $P_{ij}(z)$  sino que lleva también el cociente entre las PDF. Mientras tanto, los partones radiados evolucionarán y darán lugar a radiación de estado final.

### 3.4. Combinación de elementos de matriz y parton showers

Las dos técnicas comentadas anteriormente permiten calcular secciones eficaces para distintos estados finales. Sin embargo, sus particularidades hacen que sean complementarias una de la otra. El cálculo de elementos de matriz permite simular emisiones de partones energéticos y separados, pero falla cuando las emisiones son colineales o poco energéticas; también ofrece problemas al calcular estados finales con un gran número de partículas, debido a la complejidad computacional del cálculo. Por otra parte, las parton showers son válidas precisamente en emisiones colineales y permiten simular correctamente emisiones colineales y poco energéticas para muchos partones, mientras que fallan cuando estos dejan de ser colineales. Estas cualidades hacen que sea deseable combinar las dos técnicas para obtener mejores resultados.

Sin embargo, la combinación no se puede llevar a cabo de forma trivial. Las probabilidades obtenidas por los elementos de matriz son para estados finales con al menos  $n$  partículas en el estado final, y se calculan de manera exacta a un orden fijo de  $\alpha_S$ ; al mismo tiempo, las parton showers dan lugar a probabilidades para exactamente  $n$  partículas en el estado final, y su cálculo es aproximado y válido para todos los órdenes de  $\alpha_S$ . Además de esto, existe el problema de contar dos veces, o contar de menos, ciertas regiones del espacio de fases. Esto puede solucionarse mediante algoritmos de **matching**, que usan parton showers sobre elementos de matriz evitando el doble conteo; un ejemplo sería el esquema MLM, que descarta radiación por parton showers por encima de una escala fija.

### 3.5. Hadronización

A medida que la escala de energía de las partículas se acerca a 1 GeV, los cálculos perturbativos usados en los elementos de matriz y las parton showers dejan de ser aplicables, y son necesarios modelos que describan las interacciones entre los distintos partones. Dado que es a esta escala donde tienen lugar los fenómenos de **hadronización**, los modelos deben reflejar el proceso por el que las emisiones resultantes de una parton shower se asocian y dan lugar a los distintos hadrones que aparecen en el estado final.

Existen dos grandes modelos para la hadronización de estas partículas, llamados el modelo **string** y el modelo **cluster**, de los cuales se comentará brevemente el primero. El modelo string parte de los efectos del confinamiento a grandes distancias. Se supone un sistema formado por un par quark-antiquark, en sentidos opuestos. A medida que la distancia entre ellos aumenta, la intensidad de la interacción fuerte entre ellos crece también, lo que se puede visualizar como la energía potencial de una cuerda elástica que une las partículas. La producción de pares quark-antiquark a lo largo de esta cuerda puede romper ésta, y el par producido puede separarse, dando lugar a dos sistemas quark-

antiquark independientes. Mediante sucesivas roturas de las cuerdas se llegaría a varios hadrones.

# Capítulo 4

## Simulación. Comparación con datos experimentales

Una vez introducidos los mecanismos por los que se simulan colisiones en el LHC, es momento de tratar algunos generadores de sucesos usados por CMS. Los resultados de éstos se compararán con datos experimentales y se evaluará en qué nivel la simulación refleja la realidad.

### 4.1. El proceso: producción de pares quark top

Para la simulación se usará un proceso en particular: la creación de pares  $t\bar{t}$  (figura 4.1). El quark top es el único lo suficientemente inestable como para desintegrarse antes de que tenga lugar su hadronización, lo que permite un estudio más directo y preciso de estos quarks con el que verificar la validez de distintos modelos.

La sección eficaz del proceso a 8 TeV, calculada a NNLO, es de [14]

$$\sigma_{t\bar{t}} = 252.9 \pm_{8.6}^{6.4} (\text{escala}) \pm 11.7 (\text{PDF} + \alpha_S) \text{pb.}$$

Para una luminosidad integrada de  $19.7 \text{ fb}^{-1}$ , esto se corresponde con cerca de  $5 \times 10^6$  sucesos de  $t\bar{t}$  en CMS, lo que permite tener una buena estadística.

El quark top se desintegra dando lugar a un bosón  $W^+$  y un quark, mayoritariamente un b (figura 4.1). El W se desintegra en un par leptón-neutrino en un 33% de las veces, y en un par de quarks el resto de ocasiones. Para el par  $t\bar{t}$ , esto se traduce en considerar 3 canales de desintegración: el dileptónico, con los dos W dando lugar a leptón-neutrino (proporción: 1/9); semileptónico, cuando un W se desintegra en leptón-neutrino y el otro en dos quarks (4/9); y hadrónico, cuando ambos W dan lugar a quarks (4/9). Dado que los leptones suponen una ventaja frente a los quarks a la hora de hacer medidas en el LHC (debido al fondo QCD), se considerarán datos de los dos primeros canales.

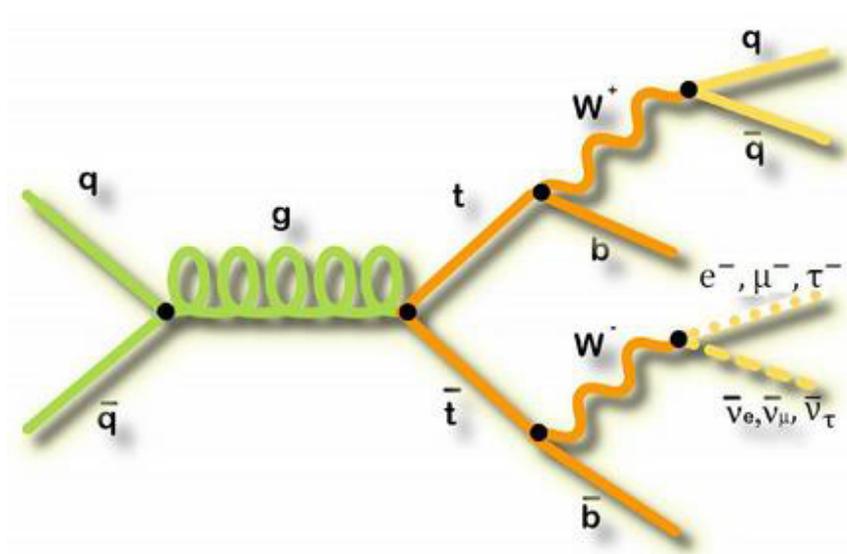


Figura 4.1: Producción y desintegración de quarks top. El W puede dar lugar a pares leptón-neutrino como a pares  $qq'$ . Tomado de [15].

## 4.2. Generadores de sucesos

Existen paquetes de software que permiten simular los distintos procesos que tendrían lugar en el LHC. Muchos ofrecen ventajas complementarias entre sí, y puede usarse una combinación de ellos para dar lugar a simulaciones robustas. A continuación se resumen algunas de las características de los programas utilizados.

### Pythia

El programa PYTHIA [18] permite llevar a cabo una simulación completa de los fenómenos que tienen lugar en una colisión. A pesar de ello, es posible usarlo como complemento a otros paquetes, de forma que los cálculos basados en elementos de matriz hechos por otros programas puedan trasladarse a PYTHIA, donde se les añade la radiación de estado inicial y final, los efectos de la hadronización según el modelo string y los procesos del underlying event. En este análisis se usan dos versiones de PYTHIA: la más antigua, PYTHIA 6, está escrita en FORTRAN, mientras que PYTHIA 8 fue lanzado tras ser reescrito en C++.

### Herwig

HERWIG [17] es un generador de sucesos para la simulación de colisiones leptón-leptón, leptón-hadrón y hadrón-hadrón. El proceso principal se simula con precisión LO, aunque existen algunos procesos calculados a precisión NLO. Incluye la simulación de la radiación de estado inicial y estado final por parton showers, y describe la hadronización de los jets mediante el modelo cluster. La versión utilizada aquí, HERWIG++, es la primera versión reescrita en C++ desde FORTRAN.

## Powheg

El generador POWHEG [16] está especializado en la producción de quarks pesados en colisiones de hadrones. Permite simular estos procesos con precisión NLO, y sus resultados pueden usarse como punto de partida para realizar parton showers con otros generadores, manteniendo la precisión deseada.

## MadGraph5\_aMC@NLO

El programa MADGRAPH5\_AMC@NLO [19] surge de la combinación de dos paquetes previos, MADGRAPH5 y AMC@NLO, y aprovecha sus respectivas ventajas para proporcionar cálculos con precisión NLO de elementos de matriz. Al igual que POWHEG, no permite llevar a cabo parton showers ni la hadronización de las partículas producidas, por lo que sus resultados se usan en generadores más completos pero imprecisos en los elementos de matriz.

## 4.3. Comparación de resultados

Usando los programas anteriores se hace un estudio de su validez en la simulación de producción de  $t\bar{t}$ . Se dispone de los datos experimentales tomados por CMS a  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  y de resultados dados por estos paquetes de software. En concreto, las combinaciones realizadas han sido la del generador MADGRAPH5\_AMC@NLO con PYTHIA8, usando matching MLM o el esquema de merging FxFx, diseñado para mejorar esquemas como MLM; también se ha usado MADGRAPH5\_AMC@NLO con HERWIG++, y combinaciones de POWHEG con tanto PYTHIA8 como HERWIG++; por último, se incluye como referencia MADGRAPH5 con PYTHIA6, usado para simulaciones a LO durante el Run 1 del LHC (hasta el 2012). Los análisis se han realizado mediante el programa RIVET [20], que permite llevar a cabo un test  $\chi^2$  sobre el ajuste de los histogramas simulados a los experimentales. En el apéndice figuran las tablas de los resultados del test.

### 4.3.1. Quarks b

Primeramente se compara el comportamiento de la simulación en el estudio de magnitudes asociadas a los quark b producidos.

En la figura 4.2 se estudia la masa invariante del par  $b\bar{b}$ . Se observa que, fuera de la región de  $120 - 240 \text{ GeV}/c^2$ , los generadores no reproducen los datos experimentales, especialmente en las combinaciones con HERWIG++. Un efecto similar tiene lugar en la figura 4.3, donde se muestra el ajuste para el momento transversal del sistema  $b\bar{b}$ . De nuevo, la simulación no reproduce los datos aportados por CMS, y tanto POWHEG+HERWIG++ como MADGRAPH5\_AMC@NLO+HERWIG++ son los más alejados.

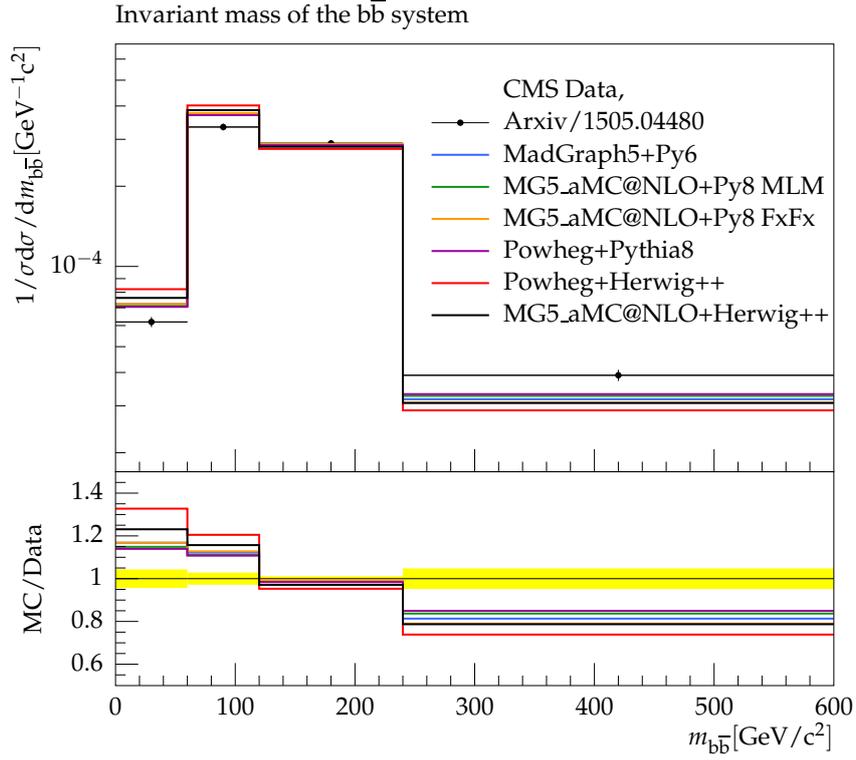


Figura 4.2: Masa invariante del par  $b\bar{b}$ .

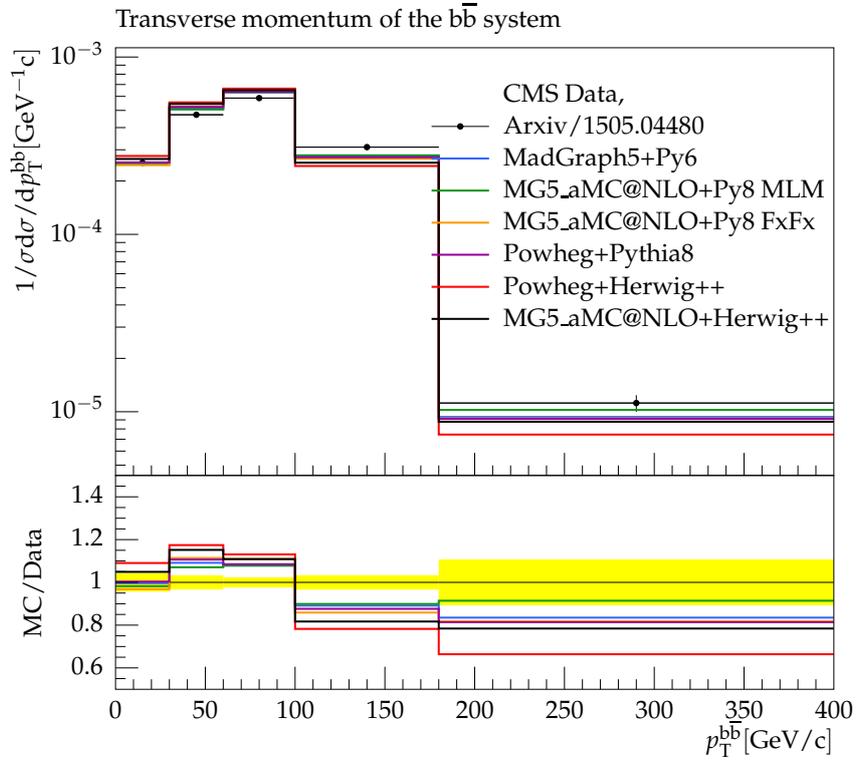


Figura 4.3: Momento transverso del sistema  $b\bar{b}$ .

Para los jets provenientes de los quarks b se estudia tanto su momento transversal como sus valores de  $\eta$ . La figura 4.4 muestra las variaciones en la pseudorrapidez entre los distintos generadores, y se observa que las variaciones no son tan marcadas como en los casos anteriores, aunque los ajustes son peores en el origen y los extremos, y esta vez son MADGRAPH+PYTHIA6 y MADGRAPH5\_AMC@NLO+PYTHIA8 (MLM) aquéllos con un rendimiento ligeramente inferior. En cuanto al  $p_T$  de los jets, la figura 4.5 expone un ajuste desigual por parte de las simulaciones en las distintas regiones, y un test  $\chi^2$  muestra que las simulaciones con HERWIG++ ofrecen peores ajustes.

### 4.3.2. Leptones

A continuación se efectúa un análisis similar para el estudio de los dos leptones producidos.

En la figura 4.6 se muestran los histogramas para la masa del sistema dileptónico. Los ajustes fallan a masas altas, pero no ofrecen grandes discrepancias entre ellos; los peores ajustes vendrían dados por POWHEG+HERWIG++ y MADGRAPH+PYTHIA6. El primero tiene también problemas para reproducir los datos para el momento transversal del sistema, en la figura 4.7, siendo la línea más alejada de los valores experimentales.

Para la pseudorrapidez de cada leptón, ver figura 4.8, ocurre como para los b-jets y son las combinaciones MADGRAPH+PYTHIA6 y MG5\_AMC@NLO+PYTHIA8 (MLM) las que más fallan a la hora de ajustar a los datos. El generador MG5\_AMC@NLO+PYTHIA8 (FxFx), por el contrario, es el que da mejores resultados. Por otra parte, en la figura 4.9 se evalúa el momento transversal de estos leptones. Todos los generadores tienen un rendimiento similar en este aspecto, con la excepción de POWHEG+HERWIG++, que adolece de un peor resultado en el test  $\chi^2$ .

### 4.3.3. Quarks top

La parte principal de este estudio es, sin embargo, comprobar la validez de la simulación para las distintas magnitudes asociadas a los quarks top.

Para el  $p_T$  del top, se estudia la distribución del momento del quark con mayor momento y la del de menor momento. En la figura 4.10 se muestra la distribución del  $p_T$  para el quark de mayor momento, y se ve que algunas de las simulaciones están separadas de los datos en más de una desviación típica en determinadas regiones. En concreto, los peores ajustes son los de MADGRAPH+PYTHIA6 y MADGRAPH5\_AMC@NLO+PYTHIA8 (MLM), y el más ajustado correspondería a POWHEG+HERWIG++. Para el segundo top, ver figura 4.11, los generadores que usan PYTHIA6 y PYTHIA8 (MLM) obtienen los peores resultados, habiendo escasa diferencia entre los otros tres.

La distribución general del momento del quark top se muestra en la figura 4.12, y son de nuevo las tres combinaciones que usan PYTHIA6 o PYTHIA8 (MLM) las que obtienen

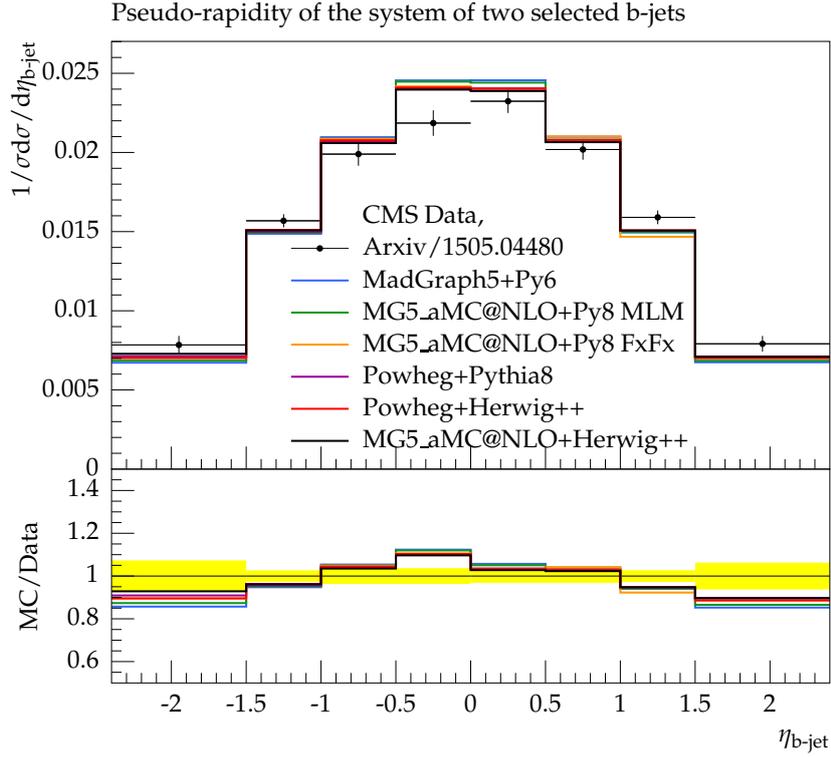


Figura 4.4: Pseudorrapidez de los b-jets.

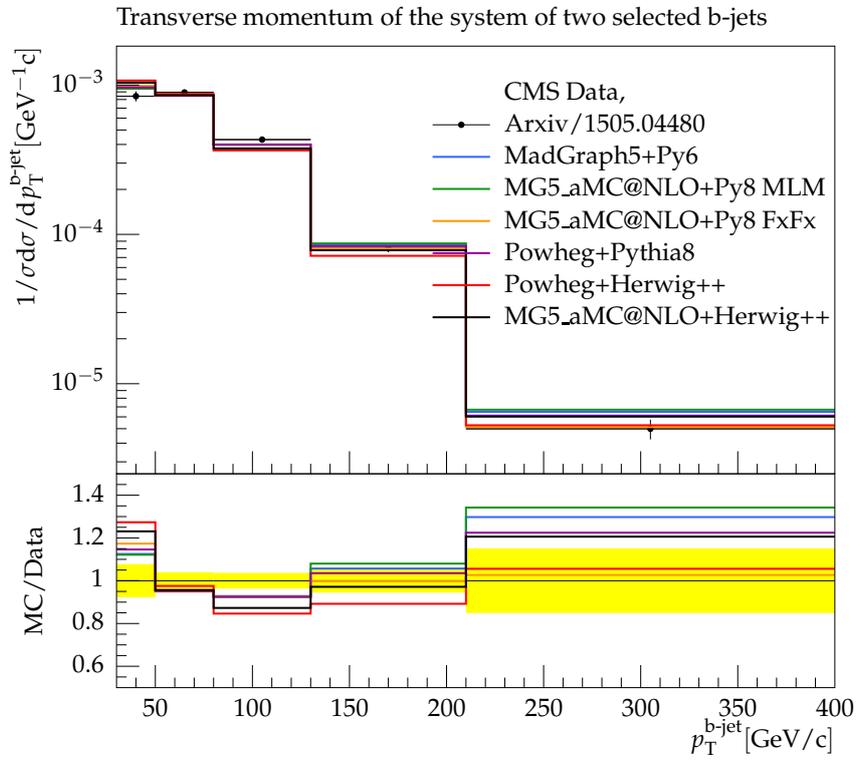


Figura 4.5: Momento transverso de los b-jets.

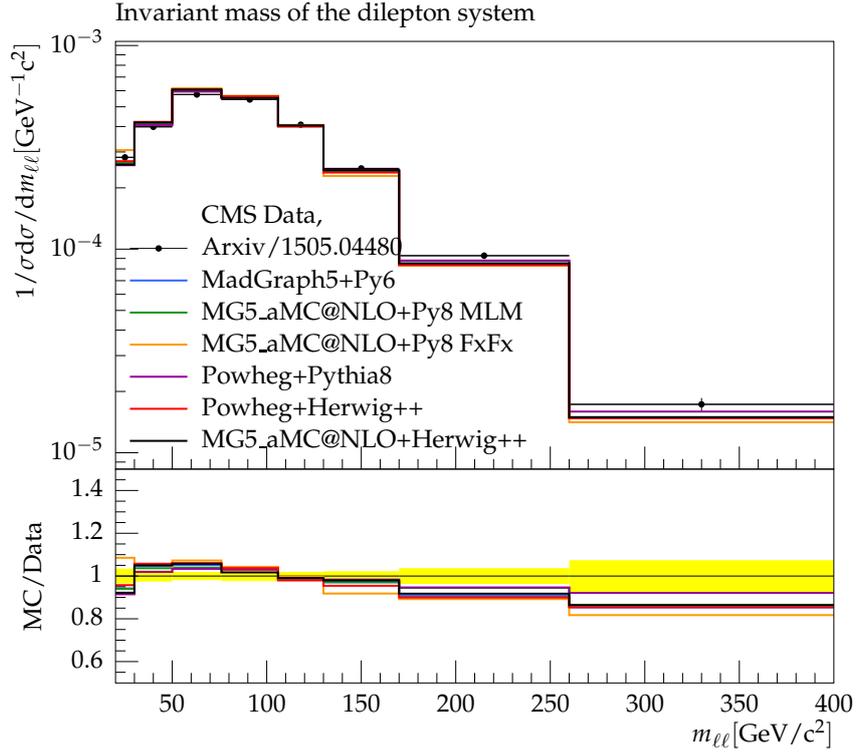


Figura 4.6: Masa invariante del sistema de dos leptones.

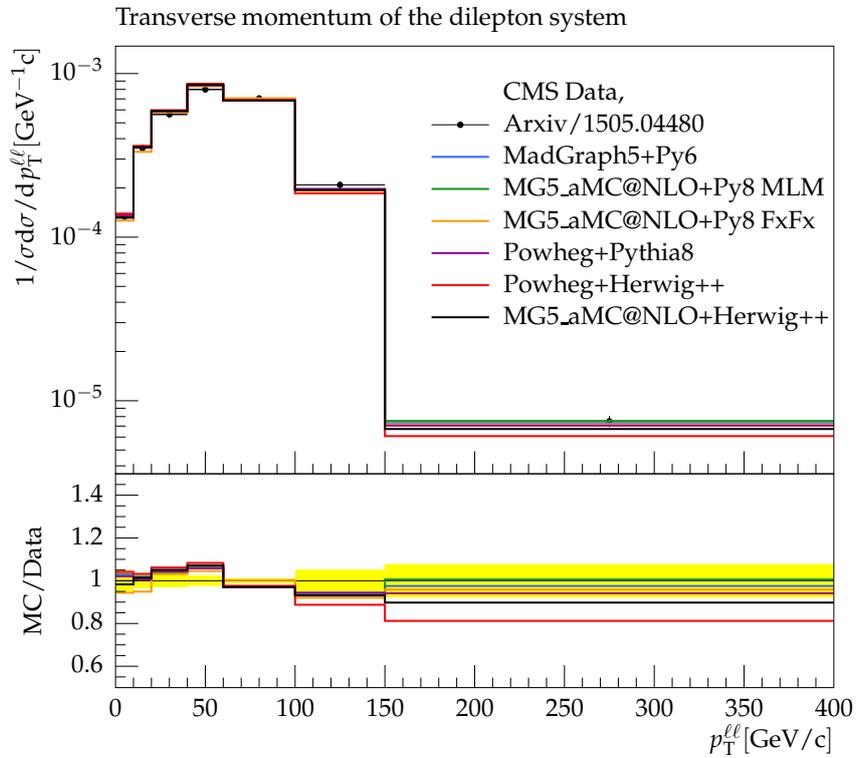


Figura 4.7: Momento transverso del sistema de dos leptones.

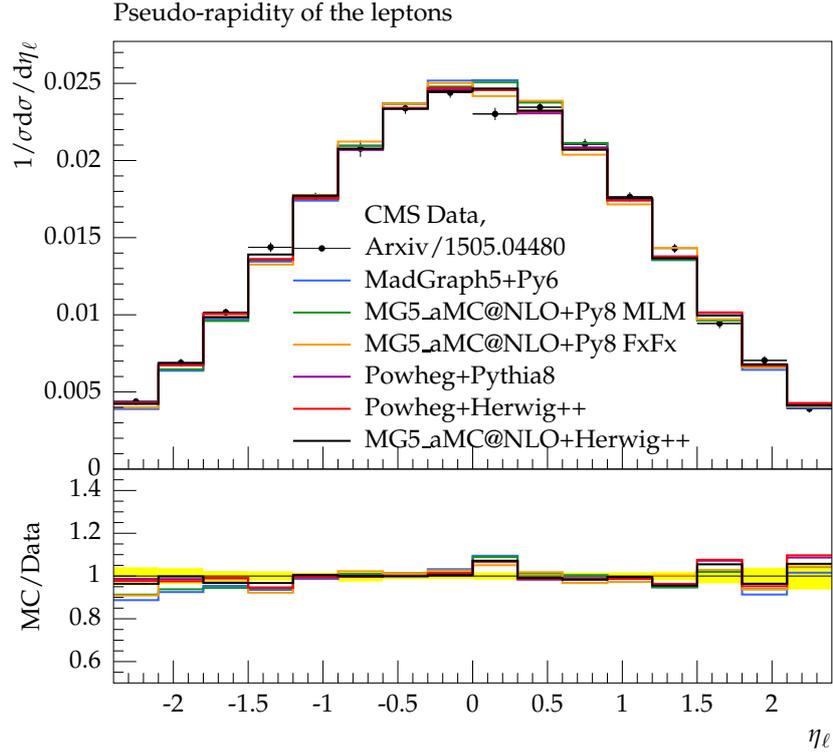


Figura 4.8: Pseudorrapidez de los leptones.

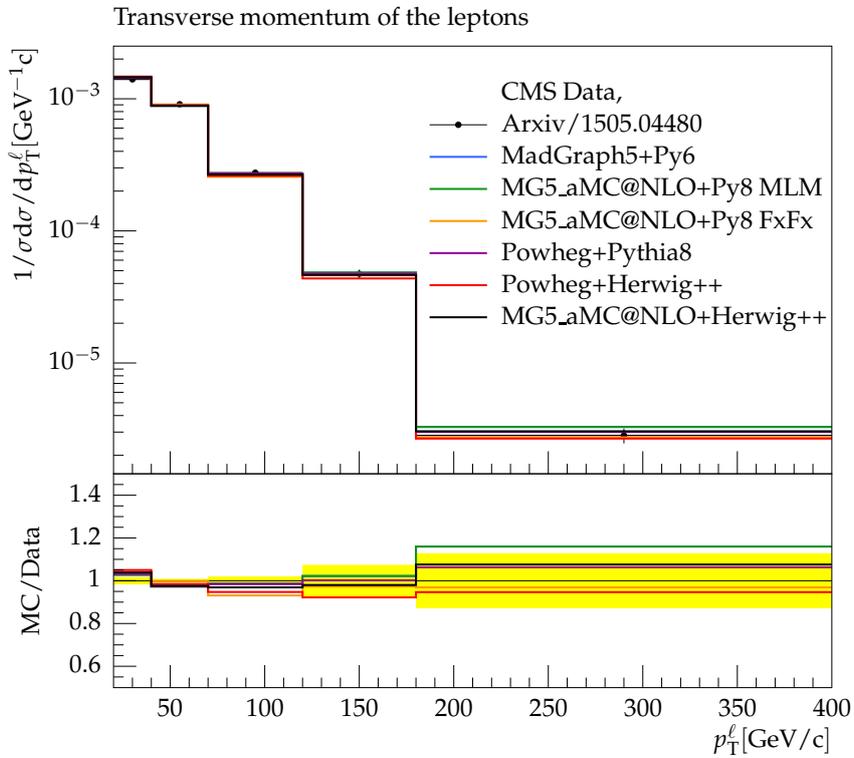


Figura 4.9: Momento transverso de los leptones.

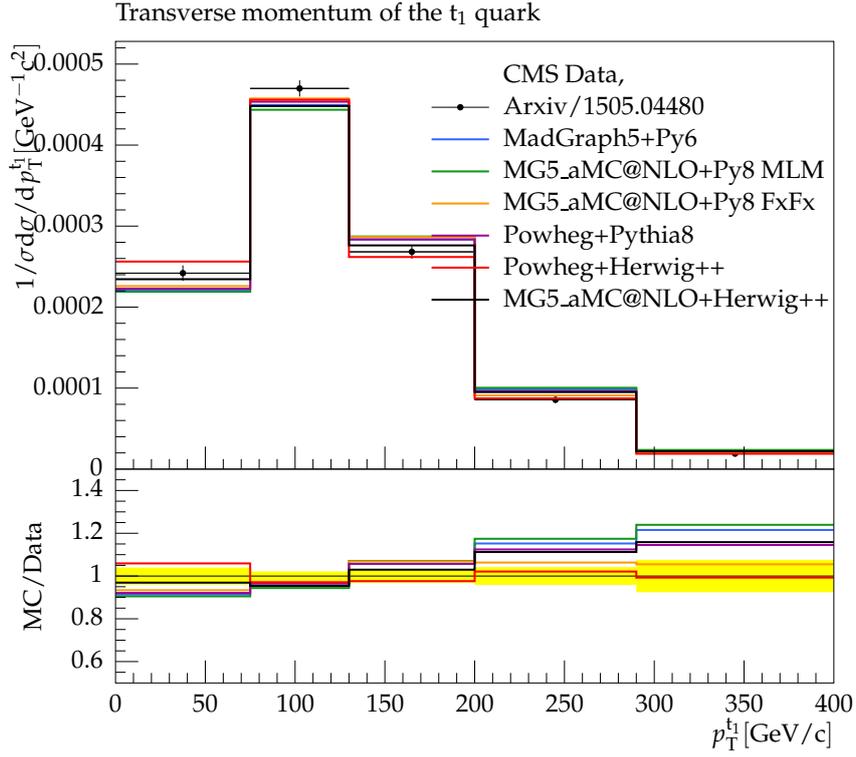


Figura 4.10: Momento transverso del quark top con mayor  $p_T$ .

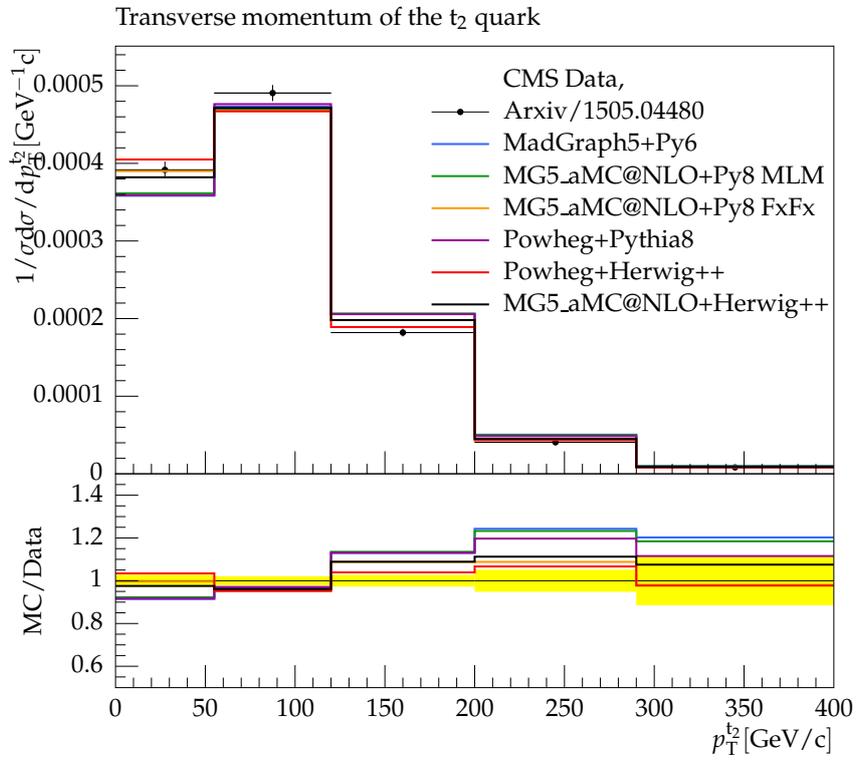


Figura 4.11: Momento transverso del quark top con menor  $p_T$ .

peores resultados. Algo similar ocurre cuando se considera el momento transverso desde el sistema de referencia de centro de masas: son estas mismas combinaciones las que ajustan peor los datos experimentales que las otras tres.

En cuanto a la distribución de la rapidez de un quark top, la comparación se presenta en la figura 4.14. A diferencia de las gráficas anteriores, las simulaciones cuadran con los datos experimentales, manteniéndose dentro del margen de error de éstos. Sólo en el caso de MADGRAPH+PYTHIA6 y MADGRAPH5\_AMC@NLO+PYTHIA8 (MLM) se obtienen desviaciones, fundamentalmente en las regiones más extremas.

Considerando ahora el sistema  $t\bar{t}$ , se estudia ahora el ángulo abierto entre los dos quark top sobre el plano  $xy$ . En la figura 4.15 se observa como, al igual que para la rapidez del top, el ángulo de apertura es ajustado perfectamente por la simulación, cuyos resultados caen siempre en el margen de error experimental.

En la figura 4.16 se analiza ahora la masa invariante del sistema  $t\bar{t}$ . Salvo en el tramo a partir de  $1100 \text{ GeV}/c^2$ , la simulación se aproxima a los datos de CMS, y el test  $\chi^2$  certifica que no hay grandes diferencias entre los distintos programas. Estos ajustes no reproducen tan fielmente los datos cuando se considera el momento transverso del sistema  $t\bar{t}$ : en la figura 4.17 se observa que, mientras MADGRAPH+PYTHIA6 y POWHEG+PYTHIA8 se ajustan al experimento, el resto de simulaciones, en especial la de MADGRAPH5\_AMC@NLO+PYTHIA8 (FXFX), se alejan sustancialmente de los valores esperables.

Por último, si consideramos ahora la rapidez del sistema  $t\bar{t}$ , expuesta en la figura 4.18, se observa que los ajustes funcionan peor en el origen y los extremos del rango para  $y$ , como ocurrió en análisis anteriores. Además, el test  $\chi^2$  afirma que son las dos combinaciones de HERWIG++ las que ofrecen peores resultados.

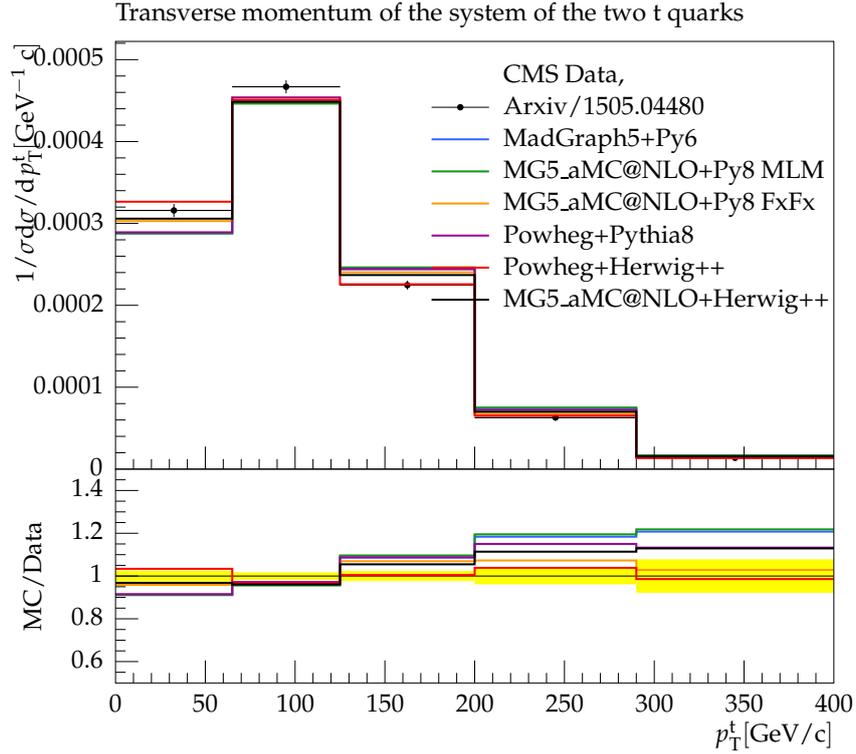


Figura 4.12: Momento transverso del quark top.

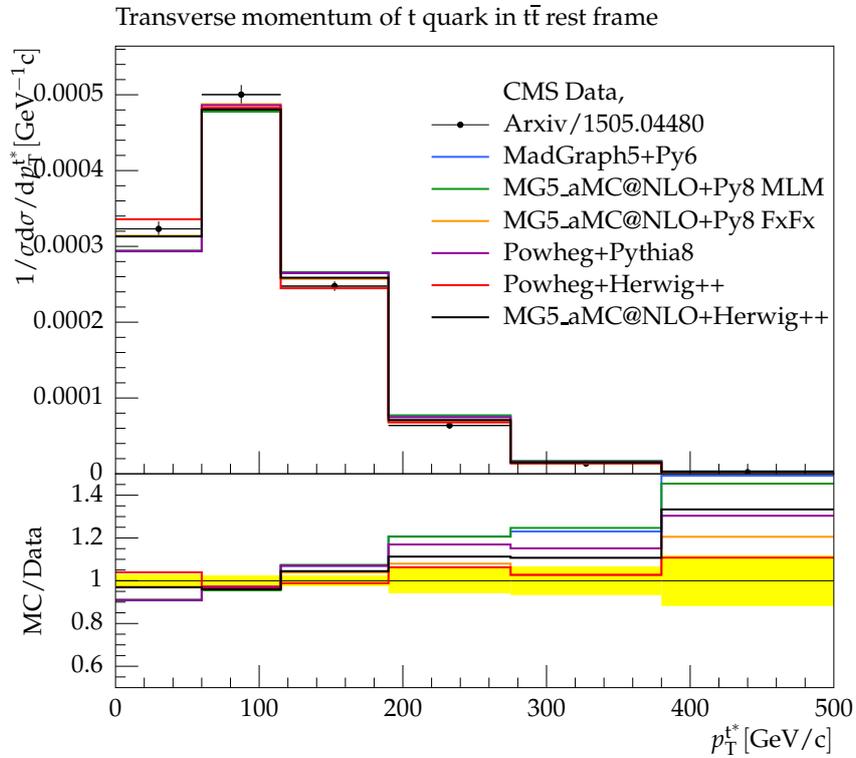


Figura 4.13: Momento transverso del quark top en el sistema de referencia del centro de masas.

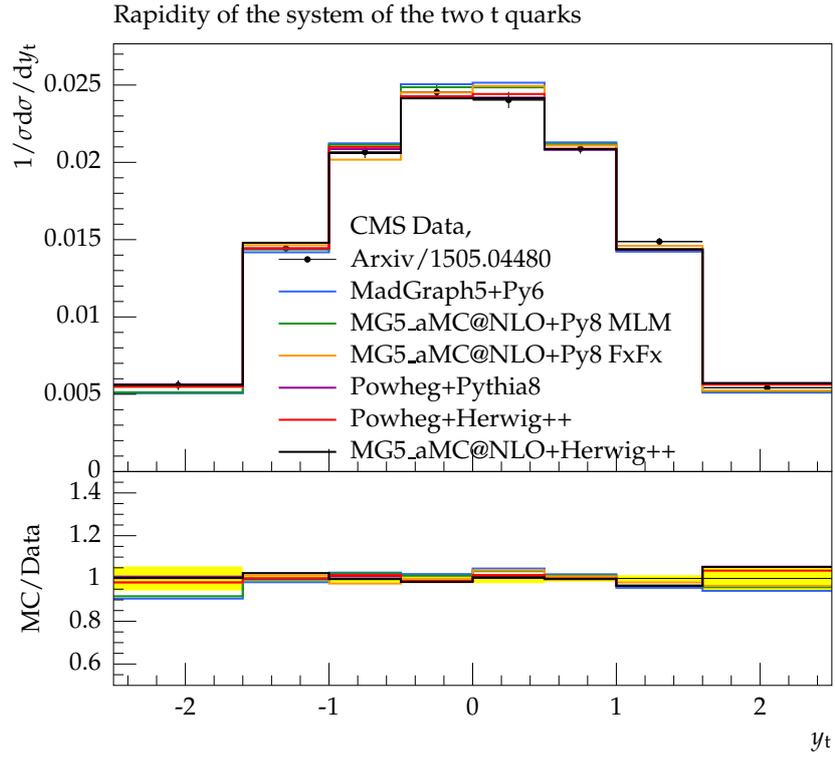


Figura 4.14: Rapidez del quark top.

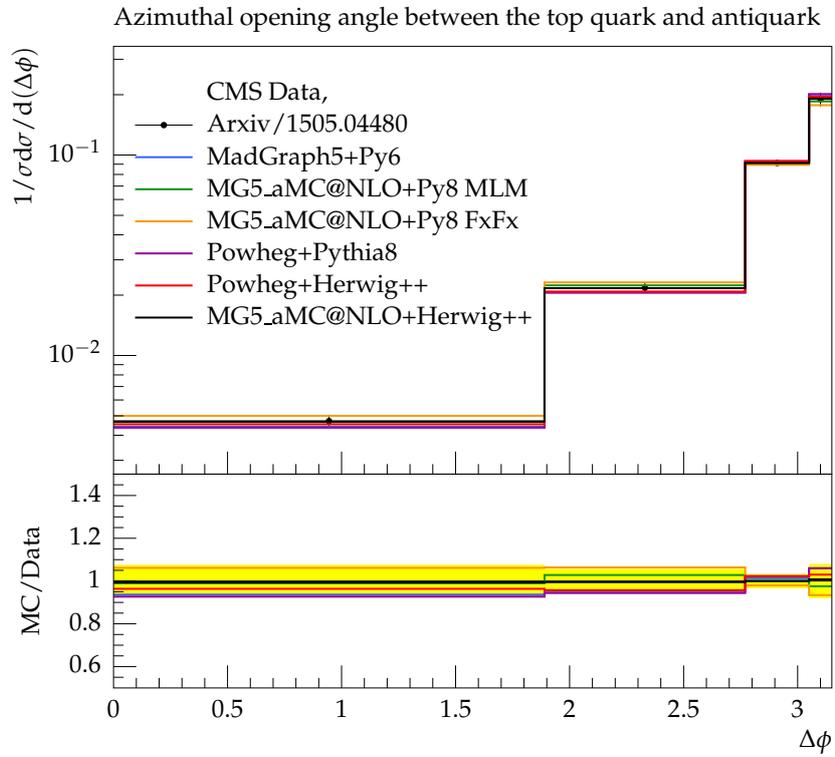


Figura 4.15: Ángulo azimutal entre los dos quarks t.

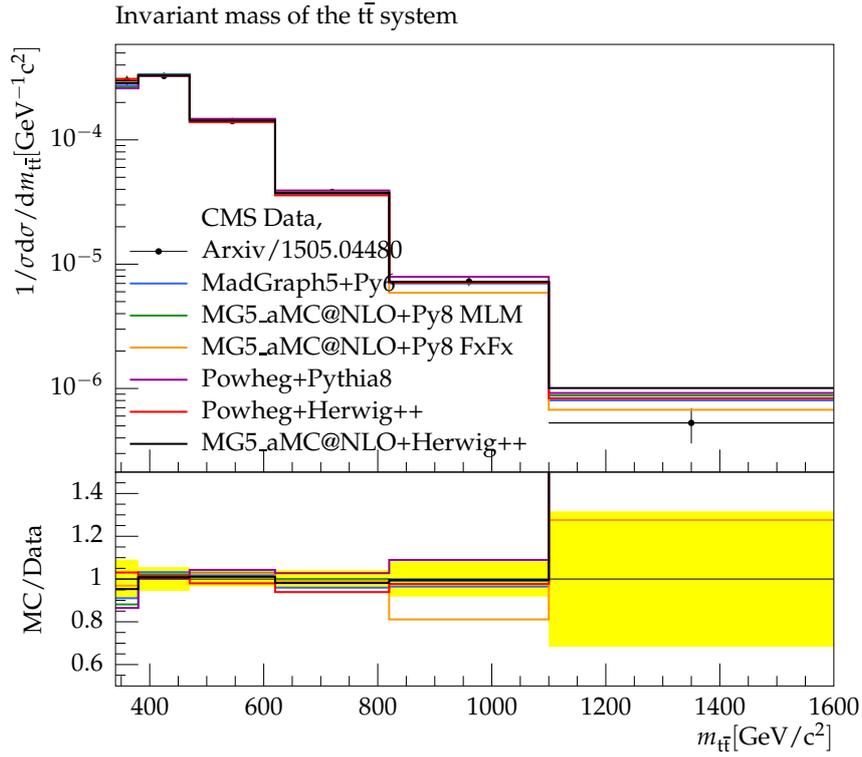


Figura 4.16: Masa invariante del sistema  $t\bar{t}$ .

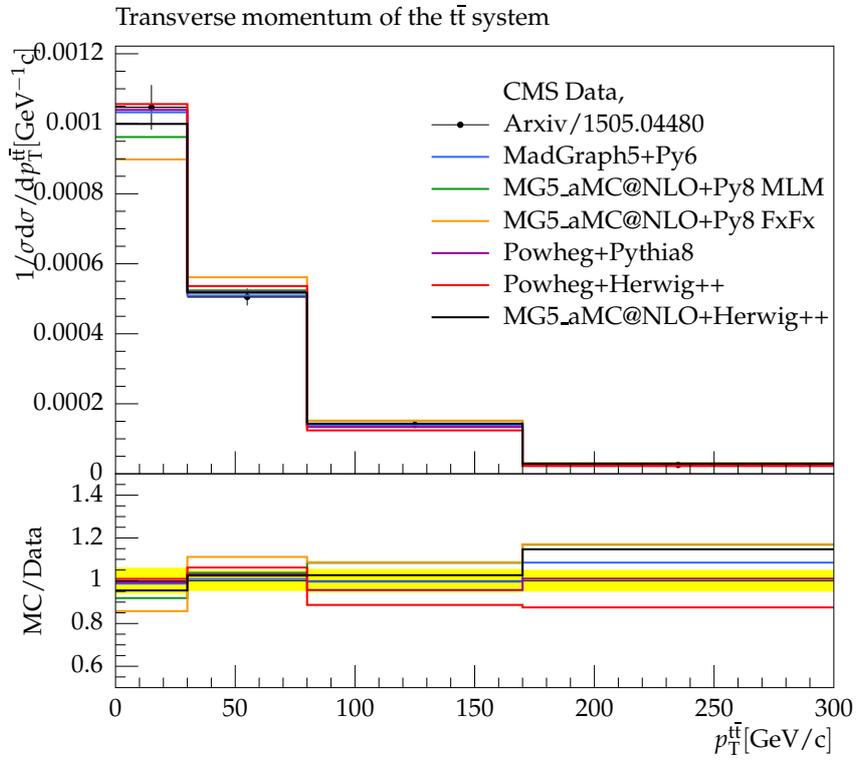


Figura 4.17: Momento transverso del sistema  $t\bar{t}$ .

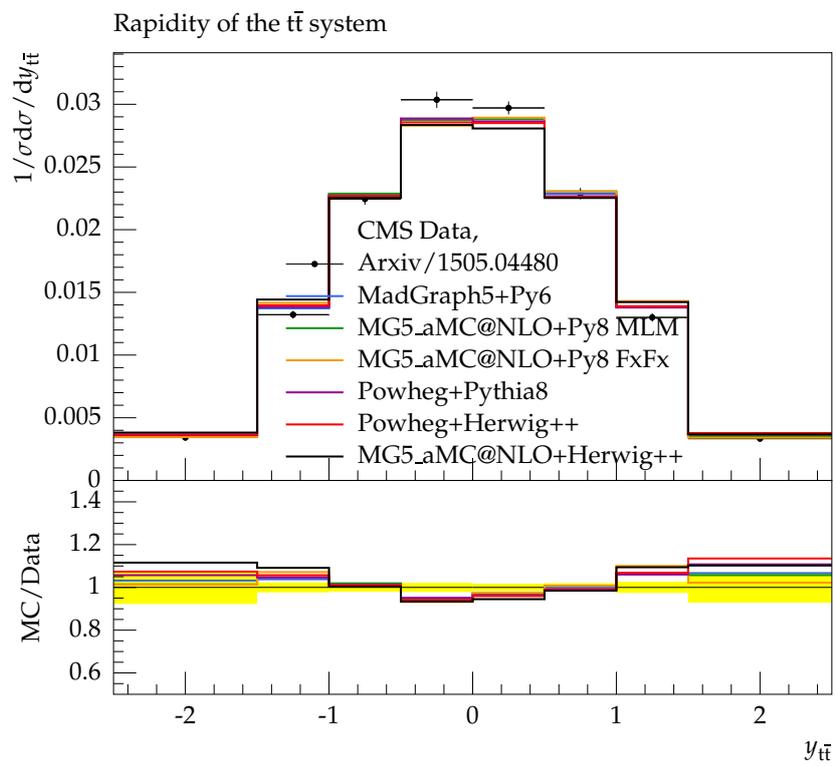


Figura 4.18: Rapidez del sistema  $t\bar{t}$ .

# Conclusiones

En este trabajo se han introducido las nociones básicas para entender el proceso de simulación de las colisiones protón-protón en el LHC, y se han presentado algunos de los programas utilizados para ello. Al comparar con datos experimentales para la producción de pares  $t\bar{t}$  en el canal dileptónico, aportados por CMS, se observan discrepancias con el experimento según los programas utilizados y la magnitud estudiada. Los datos para los quark  $b$  producto de la desintegración del top quedan mal reflejados por todos los simuladores, mientras que para los leptones producidos MADGRAPH5\_AMC@NLO+PYTHIA8 (FxFx) ofrece buenos resultados. Al estudiar los propios top, los mejores resultados corresponderían a MADGRAPH5\_AMC@NLO+PYTHIA8 (FxFx) y a POWHEG+HERWIG++; el primero ofrece mejores resultados en promedio que el segundo, pero no describe tan bien el momento transversal de  $t\bar{t}$ . Los peores resultados en este ámbito vendrían dados por el generador LO de referencia MADGRAPH5+PYTHIA6 y MADGRAPH5\_AMC@NLO+PYTHIA8 (MLM).

# Apéndice: tablas del test $\chi^2$

En este apéndice se adjuntan las tablas de los resultados del test  $\chi^2$  realizado en el capítulo 4.

	$m_{b\bar{b}}$	$p_T^{b\bar{b}}$	$\eta_{b\text{-jet}}$	$p_T^{b\text{-jet}}$
MADGRAPH5+PYTHIA6	12.34	6.26	4.50	2.53
MADGRAPH5_AMC@NLO+PYTHIA8 (MLM)	9.41	4.91	3.79	3.03
MADGRAPH5_AMC@NLO+PYTHIA8 (FxFx)	9.37	7.83	2.68	1.98
POWHEG+PYTHIA8	8.98	7.90	2.60	2.35
POWHEG+HERWIG++	37.94	22.65	2.74	6.81
MADGRAPH5_AMC@NLO+HERWIG++	18.65	14.33	2.17	4.74

Tabla 4.1:  $\chi^2$  para la masa invariante y momento transverso del sistema  $b\bar{b}$ , y para la pseudorrapidez y el momento transverso de los b-jets, según los distintos generadores.

	$m_{\ell\ell}$	$p_T^{\ell\ell}$	$\eta_\ell$	$p_T^\ell$
MADGRAPH5+PYTHIA6	3.53	2.35	4.69	2.78
MADGRAPH5_AMC@NLO+PYTHIA8 (MLM)	2.18	1.96	3.26	2.59
MADGRAPH5_AMC@NLO+PYTHIA8 (FxFx)	3.18	0.86	1.06	2.30
POWHEG+PYTHIA8	1.85	2.13	2.13	2.51
POWHEG+HERWIG++	4.29	4.43	2.25	3.88
MADGRAPH5_AMC@NLO+HERWIG++	2.81	2.55	1.55	2.56

Tabla 4.2:  $\chi^2$  para la masa invariante y momento transverso del sistema dileptónico, y para la pseudorrapidez y el momento transverso de los leptones, según los distintos generadores.

	$p_T^{t_1}$	$p_T^{t_2}$	$p_T^t$	$p_T^{t^*}$	$y_t$
MADGRAPH5+PYTHIA6	6.66	11.91	12.03	9.95	2.77
MADGRAPH5_AMC@NLO+PYTHIA8 (MLM)	8.58	11.04	13.42	9.64	1.43
MADGRAPH5_AMC@NLO+PYTHIA8 (FxFx)	1.67	2.19	2.56	1.06	0.52
POWHEG+PYTHIA8	4.43	9.63	9.12	6.16	0.81
POWHEG+HERWIG++	0.98	2.04	1.38	0.97	0.88
MADGRAPH5_AMC@NLO+HERWIG++	3.20	3.49	4.43	3.12	0.86

Tabla 4.3:  $\chi^2$  para el momento transverso de cada top ordenado por su  $p_T$ , así como para el momento transverso del top, incluyendo el sistema de referencia de centro de masas, y la rapidez del top, según los distintos generadores.

	$\Delta\phi_{t\bar{t}}$	$m_{t\bar{t}}$	$p_T^{t\bar{t}}$	$y_{t\bar{t}}$
MADGRAPH5+PYTHIA6	0.53	0.89	0.71	2.23
MADGRAPH5_AMC@NLO+PYTHIA8 (MLM)	0.09	1.14	3.67	2.28
MADGRAPH5_AMC@NLO+PYTHIA8 (FxFx)	0.66	0.74	4.32	1.86
POWHEG+PYTHIA8	0.73	1.80	0.26	2.69
POWHEG+HERWIG++	0.34	0.99	2.93	3.72
MADGRAPH5_AMC@NLO+HERWIG++	0.01	1.34	2.02	5.02

Tabla 4.4:  $\chi^2$  para el ángulo azimutal de apertura entre los top, así como para la masa invariante, momento transversal y rapidez del sistema  $t\bar{t}$ , según los distintos generadores.

# Bibliografía

- [1] R.K. Ellis, W.J. Stirling, B.R. Webber, *QCD and Collider Physics*, Cambridge University Press, 1996
- [2] F. Costanza, *Search for Pair Production of Supersymmetric Top-Quark Partners in Events with a Single Lepton at CMS*, disponible en [https://cms.desy.de/sites/site\\_cms/content/e128524/e244524/FCostanza\\_Thesis.pdf](https://cms.desy.de/sites/site_cms/content/e128524/e244524/FCostanza_Thesis.pdf) a 2 de julio de 2016.
- [3] A. Buckley et al, *General-purpose event generators for LHC physics*, <https://arxiv.org/abs/1101.2599> arXiv:1101.2599 [hep-ph].
- [4] J. Alwall, *Monte Carlo simulation for the LHC, Lecture 1*, disponible en <http://www.phy.pku.edu.cn/~susy2012/resources/school/PreSUSY2012-MC-lect1.pdf> a 2 de julio de 2016.
- [5] J. Alwall, *Monte Carlo simulation for the LHC, Lecture 2*, disponible en <http://www.phy.pku.edu.cn/~susy2012/resources/school/PreSUSY2012-MC-lect2.pdf> a 2 de julio de 2016.
- [6] T. Sjöstrand, *Monte Carlo 1. Introduction and Parton Showers*, disponible en <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/talks/van1ho.pdf> a 2 de julio de 2016.
- [7] T. Sjöstrand, *Monte Carlo 2. Matching, MPI's and Hadronization*, disponible en <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/talks/van2ho.pdf> a 2 de julio de 2016.
- [8] Wikipedia, the free encyclopedia, *Standard Model of Elementary Particles*, disponible en [https://en.wikipedia.org/wiki/File:Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg) a 2 de julio de 2016.
- [9] C. Lefèvre, *The CERN accelerator complex. Complexe des accélérateurs du CERN*, disponible en <http://cds.cern.ch/record/1260465>
- [10] Disponible en <http://www.hephy.at/user/friedl/diss/html/img41.gif> a 4 de julio de 2016
- [11] CMS Collaboration, *CMS detector design*, disponible en <http://cms.web.cern.ch/news/cms-detector-design>.

- [12] CERN, *CMS Luminosity - Public Results*, disponible en [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults#2012\\_Proton\\_Proton\\_Collisions](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults#2012_Proton_Proton_Collisions) a 4 de julio de 2016.
- [13] CMS Collaboration, *Comparisons of theory predictions for the  $t\bar{t}$  process with data from pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV*, disponible en <https://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/preliminary-results/TOP-15-011/index.html>
- [14] CERN, *NNLO+NNLL top-quark-pair cross sections*, disponible en <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/TtbarNNLO> a 4 de julio de 2016.
- [15] Fermilab, *Fermilab Today - Thursday, June 20, 2013*, disponible en [http://www.fnal.gov/pub/today/archive/archive\\_2013/today13-06-20.html](http://www.fnal.gov/pub/today/archive/archive_2013/today13-06-20.html) a 5 de julio de 2016.
- [16] S. Frixione, P. Nason, G. Ridolfi, *The POWHEG-hvq manual version 1.01*, disponible en <http://virgilio.mib.infn.it/~nason/POWHEG/HeavyQuarks/Powheg-hvq-manual-1.01.pdf>.
- [17] M. Bahr et al, *Herwig++ Physics and Manual*, disponible en <http://arxiv.org/abs/0803.0883arXiv:0803.0883> [hep-ph].
- [18] T. Sjöstrand et al, *An Introduction to PYTHIA 8.2*, disponible en <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/pdfdoc/pythia8200.pdf>.
- [19] J. Alwall et al, *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, disponible en <https://arxiv.org/abs/1405.0301arXiv:1405.0301> [hep-ph].
- [20] A. Buckley et al, *Rivet user manual*, disponible en <http://arxiv.org/abs/1003.0694arXiv:1003.0694> [hep-ph]