

El quark top y su interacción con el bosón de Higgs

Una fuente especial de información sobre posible nueva física en el LHC del CERN

María Moreno Llácer*

Al ser el quark top tan masivo, incluso más que el propio bosón de Higgs, el estudio de sus propiedades e interacciones pueden aportar indicios de posible nueva física más allá del Modelo Estándar, aunque las desviaciones están aún dentro de las incertidumbres experimentales y teóricas.

Las propiedades del quark top son especialmente interesantes, pues participa en las cuatro fuerzas fundamentales. Además, es la partícula elemental más masiva, más incluso que el propio bosón de Higgs, por lo que interacciona intensamente con éste. Sólo podemos estudiarlo en fenómenos de altas energías, mediante aceleradores de partículas. Su enorme masa se traduce en una vida media muy corta (inferior a la escala temporal típica de la interacción fuerte), de modo que se desintegra casi instantáneamente antes de formar hadrones. Todo esto lo convierten en una pieza clave para probar el Modelo Estándar. La gran cantidad de datos del Gran Colisionador de Hadrones del CERN ha permitido medir sus propiedades, como la masa, con gran precisión, así como estudiar los parámetros de sus interacciones con otras partículas.

Introducción

La teoría más aceptada en la actualidad para describir los componentes más fundamentales de la materia es el denominado Modelo Estándar (ME) de Física de Partículas. Aunque el ME no describe la interacción gravitatoria, la incorporación de sus efectos introduce correcciones muy pequeñas en las interacciones entre las partículas elementales, siendo éstas dominadas por las interacciones fuerte, electromagnética y débil. Las partículas elementales del ME se clasifican en fermiones (constituyentes de la materia) y bosones (mediadores de las fuerzas), que se presentan en las Tablas 1 y 2. Hay varias clases de bosones según el tipo de fuerza en la que actúan: los gluones, responsables de la interacción nuclear fuerte; el fotón, mediador de la interacción electromagnética; los bosones W^\pm y Z de la interacción débil, responsables entre otras de las desintegraciones beta de los núcleos atómicos; y el bosón de Higgs, la partícula asociada a un campo de energía gracias al cual las demás partículas elementales adquieren masa. Los gluones, los fotones y los bosones W^\pm y Z

tienen espín (propiedad física de las partículas elementales por la que tienen un momento angular intrínseco de valor fijo) igual a 1. El bosón de Higgs no posee espín, ni carga eléctrica o de color. Los fermiones tienen espín $\frac{1}{2}$ y hay doce tipos: seis de éstos se clasifican como quarks (d , u , s , c , b y t) y los otros seis como leptones (electrón, muón, tau, y sus correspondientes neutrinos), que se agrupan en tres familias o generaciones, como una especie de tabla periódica. Los quarks tienen carga de color pero los leptones no. La materia ordinaria está constituida por las partículas de la primera familia: los quarks d y u , el electrón y su neutrino asociado. Las otras familias están formadas por partículas con propiedades semejantes a las de la primera pero mucho más masivas, es decir diferentes acoplamientos al bosón de Higgs, y sólo pueden producirse en procesos de altas energías en aceleradores de partículas y debido a la radiación cósmica. Los quarks son el único tipo de partículas elementales que interactúan con las cuatro fuerzas fundamentales, mientras que los leptones no están sometidos a la interacción nuclear fuerte, y la interacción electromagnética solo afecta a las partículas que poseen carga eléctrica. Los quarks, debido a la dependencia de la interacción fuerte con la energía, están confinados dentro de hadrones (partículas compuestas por varios quarks fuertemente ligados y que constituyen un estado con carga de color nula, como los protones y los neutrones) a baja energía y se comportan como partículas libres a altas energías (distancias muy cortas dentro de los hadrones). Debido al confinamiento a bajas energías, sus masas no pueden definirse con tanta facilidad como las de las partículas libres, y para hacerlo es necesario tener en cuenta las propias interacciones mutuas entre los gluones, que también tienen carga de color. Además, para cada fermión existe una antipartícula, que posee la misma masa y el mismo espín, pero las cargas tienen signo contrario. Las antipartículas son estables por sí solas, aunque apenas hay en nuestro universo actual. Según el ME, las partículas de materia y las de antimateria deberían haberse creado en cantidades iguales y, a

* Premio Investigador Novel en Física Experimental 2018. RSEF y FBBVA.

continuación, deberían haberse aniquilado entre sí en su práctica totalidad. Sin embargo, esto no es así; algo sucedió al principio del universo, dando lugar a una “asimetría” entre materia y antimateria, dejando sólo un residuo de materia, uno de los grandes interrogantes de la Física de Partículas. Para una descripción más detallada del ME, veáanse los artículos de la referencia [1].

Tabla 1. Las tres familias de fermiones (masas en GeV y Q corresponde a su carga eléctrica)

Familia	Quarks		Leptones	
	$Q = -1/3$	$Q = 2/3$	$Q = -1$	$Q = 0$
Primera	d $m_d \sim 5 \cdot 10^{-3}$	u $m_u \sim 3 \cdot 10^{-3}$	e $m_e \sim 5 \cdot 10^{-4}$	ν_e $m_{\nu_e} < 10^{-9}$
Segunda	s $m_s \sim 0.1$	c $m_c \sim 1.3$	μ $m_\mu \sim 0.1$	ν_μ $m_{\nu_\mu} < 2 \cdot 10^{-4}$
Tercera	b $m_b \sim 4.2$	t $m_t \sim 173$	τ $m_\tau \sim 1.8$	ν_τ $m_{\nu_\tau} < 2 \cdot 10^{-2}$

Tabla 2. Masas y características de los bosones del ME

Bosones	Espín	Masa (GeV/c ²)	Interacción (Intensidad relativa a la interacción fuerte)
Gluones (g) (ocho tipos)	1	0	Fuerte (1)
Fotón (γ)	1	0	Electromagnética (10 ⁻³)
Z, W [±]	1	M _W = 80.4 M _Z = 91.2	Débil (10 ⁻⁸)
Gravitón	2	0	Gravitatoria (10 ⁻³⁷)
Higgs	0	M _H ~125	campo de vacío generador de masas

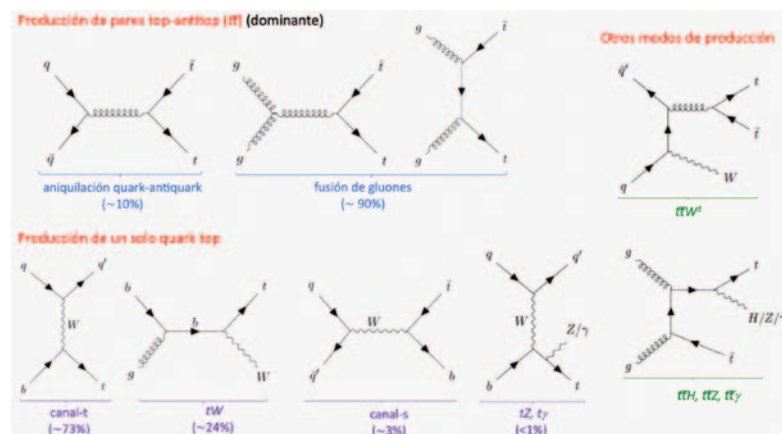
El quark t (top, o cima) forma parte de la tercera generación y es la partícula elemental más masiva (~ 173 GeV, casi tanto como un átomo de oro) del ME descubierta hasta la fecha, más incluso que el propio bosón de Higgs. Su existencia se predijo en 1973. Sin embargo, no fue hasta 1995 cuando se observó por primera vez en el acelerador Tevatrón del laboratorio Fermilab, en Chicago (Estados Unidos) [2], aunque se tenían evidencias indirectas y una estimación de su masa del Gran

Colisionador Electrón-Positrón (en inglés LEP, de Large Electron-Positron collider) del CERN (Suiza) [3]. Su enorme masa se traduce en una vida media muy corta (10^{-25} segundos, dos órdenes de magnitud más pequeña que la escala temporal típica de la interacción fuerte que confina los quarks en hadrones), de modo que se desintegra casi instantáneamente antes de formar hadrones. Es el único quark no sujeto a confinamiento, puede “observarse” de forma aislada, y es por tanto del que podemos medir mejor su masa. Esta característica permite estudiar sus propiedades directamente a partir de sus productos de desintegración. El 99.8 % de las veces, el quark top (t) se desintegra en un bosón W^+ y un quark bottom (b), $t \rightarrow W^+ b$ o bien $\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b}$ (llamado acoplamiento tWb), y podemos reconstruirlo a partir de sus señales en los detectores de partículas. Dependiendo de la posterior desintegración del bosón W^\pm , se puede clasificar en desintegración hadrónica (si se desintegra a dos quarks que se observan como chorros de hadrones llamados “jets”) o leptónica (si se desintegra en un leptón cargado y su correspondiente neutrino). Puesto que la intensidad con la que una partícula elemental interacciona con el bosón de Higgs resulta proporcional a su masa, el quark top, debido a su elevada masa, se acopla muy fuertemente a él. Además, muchos modelos de física más allá del ME¹ predicen la existencia de nuevas partículas que se acoplan preferentemente al quark top. Por tanto, es esencial medir con alta precisión su masa y sus interacciones con otras partículas, para comprobar la consistencia de las predicciones teóricas o bien acotar escenarios de física que no son descritos por el ME.

Desde su descubrimiento en el Tevatrón y gracias al actual Gran Colisionador de Hadrones (en inglés LHC, de Large Hadron Collider) del CERN se han producido más de cien millones de pares de quarks top y antitop (su antipartícula). Gracias a ello, hemos podido llevar a cabo una gran cantidad de medidas [4-6] muy precisas sobre la manera en que estas partículas se producen y se desintegran, así como estudios muy detallados de su masa y sus acoplamientos con los diferentes tipos de bosones.

Producción de quarks top

En las colisiones de protones del LHC, el quark top se produce predominantemente en parejas top-antitop ($t\bar{t}$) mediante interacción fuerte a través de la fusión de gluones o la aniquilación quark-antiquark. Sin embargo, también se puede produ-



¹ El ME explica satisfactoriamente una multitud de observaciones, incluso ha predicho la existencia de partículas que luego se han descubierto experimentalmente. Sin embargo, tiene muchos (~ 20) parámetros libres por ajustar. Además, es incompleto, ya que no tiene en cuenta la gravedad, no explica la materia y energía oscuras, ni explica por qué el universo está hecho de materia y no de antimateria.

cir mediante la interacción electrodébil, aunque con menor probabilidad y únicamente un quark top o antitop, vía el intercambio de un bosón W^\pm virtual (canales- t y - s) o bien asociado a un bosón W^\pm real (canal- tW). En la Figura 1 se muestran los procesos dominantes de producción de quarks top en el LHC, representados mediante diagramas de Feynman.

La Figura 2 muestra las secciones eficaces medidas para estos procesos en los experimentos del LHC a diferentes energías de las colisiones de protones (7, 8 y 13 TeV, en azul, naranja y morado respectivamente). Estos resultados experimentales han sido comparados con las predicciones teóricas más precisas hasta la fecha (en gris) y, en general, se observa un buen acuerdo, aunque las incertidumbres (anchura vertical de cada marcador), tanto experimentales como teóricas, son relativamente grandes para algunos procesos.

La sección eficaz de producción de pares de quarks top ($t\bar{t}$) también se midió en los experimentos del Tevatrón. Las medidas de los dos colisionadores se han comparado con predicciones del ME que incluyen correcciones a segundo orden de la serie perturbativa de Cromodinámica Cuántica (QCD) (es decir, a next-to-next-to-leading-order NNLO). La incertidumbre total en las predicciones (del 5 %) viene dominada por aquella debida al valor de las escalas de renormalización y factorización usadas en los cálculos, y que permiten estimar el impacto de las contribuciones de orden superior no incluidas. Las medidas experimentales, que alcanzan precisiones del 2.4 %, están limitadas por las incertidumbres sistemáticas experimentales, en particular la luminosidad integrada (número de colisiones por unidad de superficie).

Las secciones eficaces de quarks top producidos individualmente alcanzan precisiones del 7-30 %, según el canal de producción. Estas secciones eficaces son sensibles a posibles alteraciones en las interacciones débiles en las que un quark se convierte en otro de su misma generación (e.g. $t \rightarrow W^+ b$ que, con una precisión del 4 %, se sabe que ocurre casi el 100 % de las veces) o bien se transforma en otro quark de una generación diferente, pero siempre con cambio de carga eléctrica (debido a que los estados de masa no se corresponden con los estados de interacción débil²), ya que transiciones a orden cero (leading-order LO) entre quarks de generaciones diferentes, pero con la misma carga eléctrica, no se han observado en la naturaleza³.

² Los acoplamientos entre los diferentes quarks vienen descritos por la matriz Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), que es una matriz 3×3 que relaciona los estados de quarks de las tres generaciones.

³ Las corrientes neutras (sin cambio de carga eléctrica) que cambian el sabor (Flavour Changing Neutral Currents [FCNC]) están prohibidas a orden cero y fuertemente suprimidas a órdenes superiores de interacciones.

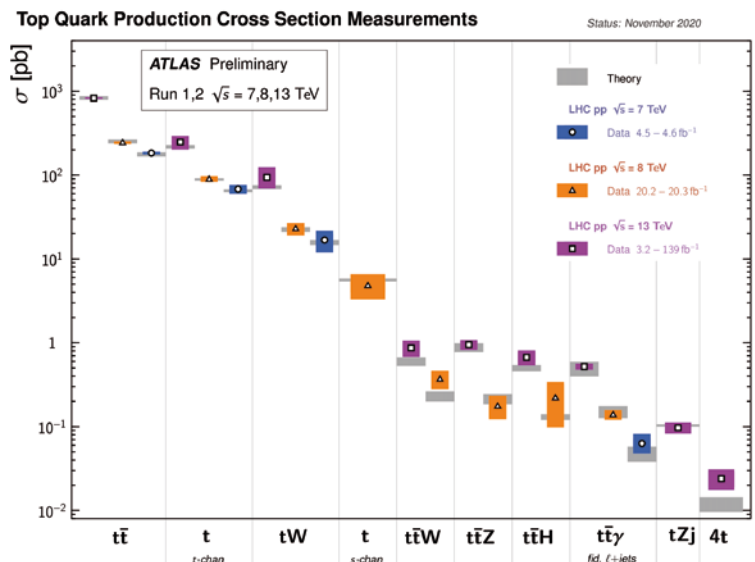


Figura 2. Secciones eficaces (eje-y) para varios procesos de producción de quarks top (eje-x) medidas en el LHC en las colisiones de protones a diferentes energías (7, 8 y 13 TeV, en azul, naranja y morado respectivamente) y comparadas con las predicciones del ME (en gris) [4-6].

Para la producción de pares $t\bar{t}$, así como para los canales- t y tW , la gran cantidad de sucesos recopilados ha permitido que se realicen medidas de la tasa de producción en función de ciertas variables cinemáticas (medidas diferenciales). Las medidas con datos reales se comparan con varias predicciones simuladas con métodos de Monte-Carlo, que típicamente tienen una precisión a primer orden en QCD (next-to-leading-order NLO). Las desviaciones entre las simulaciones y las distribuciones medidas pueden ser debidas a efectos de “nueva física” más allá del ME, pero deben estudiarse cuidadosamente, ya que algunas de las diferencias observadas pueden estar relacionadas con ciertos parámetros de la propia simulación que necesitan mejor ajuste o con correcciones de órdenes superiores no consideradas. La gran cantidad de datos del LHC permitirá realizar estudios más detallados y conducirán a un progreso significativo para la modelización de sucesos de quarks top.

Propiedades del quark top: masa, asimetría de carga, correlaciones de espín y polarización

Masa

Las medidas de la masa del quark top que tienen menor incertidumbre experimental alcanzan errores experimentales de 0.4 GeV, equivalente a un error relativo del 0.2 %. Estos métodos, llamados medidas directas o de “masa cinemática”, miden la masa del quark top a través de las propiedades de sus productos de desintegración. Con medidas tan precisas, hay aspectos teóricos que empiezan a ser relevantes. En el caso de la masa cinemática, no existe una relación conocida entre las masas medidas en los experimentos y la masa definida en la teoría. Por ello, se ha estimado que la incertidumbre debida a la interpretación de las masas medidas puede ser del orden de 0.3-0.5 GeV. Así, el error total de las medidas directas tendría que

incluir dicha incertidumbre, del mismo orden de magnitud que los errores evaluados en los experimentos.

Otra posibilidad para medir la masa del quark top es a través de su dependencia de las secciones eficaces. Puesto que éstas son obtenidas con cálculos puramente perturbativos (teoría QCD) a órdenes superiores, es necesario definir un esquema de renormalización, que relaciona los parámetros extraídos a partir de la sección eficaz medida con aquellos del ME. Además, los generadores de sucesos de Monte-Carlo incorporan las interacciones fuertes a bajas energías a través de modelos de hadronización y, en consecuencia, la masa del quark top no es una cantidad bien definida en QCD: no es una masa calculada en un esquema de renormalización concreto, y tampoco se trata de la “masa polo” (conceptualmente más cercana a la masa en reposo de una partícula libre), que es la que se relaciona directamente con su acoplamiento al Higgs. Debido a las grandes correcciones de QCD a bajas energías, la masa obtenida a partir de secciones eficaces tiene una ambigüedad intrínseca (incertidumbre teórica) de unos 0.25 GeV. Puesto que las secciones eficaces inclusivas son poco sensibles a la masa del quark top, en los últimos años se han desarrollado cálculos de secciones eficaces diferenciales y nuevos métodos que permiten estudiar regiones del espacio fásico que tienen una fuerte dependencia con la masa (e.g. sucesos $t\bar{t}$ con un “jet” extra) obteniendo una incertidumbre total de aproximadamente 1 GeV (precisión del 0.6 %).

Asimetría de carga

A orden más bajo (dominante) en teoría de QCD, la producción de pares de quarks top-antitop es simétrica bajo la conjugación de carga (operación que cambia los signos de todas las cargas de una partícula, es decir, intercambia una partícula por su antipartícula $t \leftrightarrow \bar{t}$). Sin embargo, a órdenes superiores, existe una asimetría debido a la radiación o intercambio de gluones. Esta pequeña asimetría es un buen test para comprobar la validez y completitud del ME. En Tevatrón, donde se colisionaban protones y antiprotones, la consecuencia de esta asimetría es que los quarks top (antitop) se producen preferentemente en la dirección del quark (antiquark) inicial. En el LHC, que es un colisionador de protones, los haces son simétricos, por lo que no hay una dirección preferencial. Sin embargo, debido a la composición de los protones, los quarks principales u y d (llamados quarks de valencia) llevan, en promedio, una fracción mayor del momento del protón que el conjunto de gluones y pares de quark-antiquark que hay dentro de los mismos. Esto resulta en que los quarks top se producen preferentemente con mayor velocidad (en concreto mayor rapidez) que los quarks antitop. Aunque esta asimetría es pequeña (0.64 ± 0.05 % a NNLO), podría variar en

caso de nuevas partículas no predichas en el ME (axiguones o bosones Z' pesados). En el LHC se ha medido esta asimetría tanto de forma inclusiva (con un error del 25 %) como diferencial y los resultados son compatibles con las predicciones del ME a NNLO en QCD con correcciones electro-débiles a NLO.

Correlaciones de espín

La vida media del quark top es más corta que el tiempo de hadronización y, por tanto, su información de espín se transfiere directamente a sus productos de desintegración. La producción de pares de quarks top y antitop vía interacción fuerte en el LHC es invariante bajo paridad, de modo que no se espera que estén polarizados. Sin embargo, se predice que sus espines estén correlacionados en una cantidad que varía en función de la masa invariante del sistema $t\bar{t}$. Esta cantidad podría verse afectada por física más allá del ME, como por ejemplo la presencia de partículas supersimétricas. Para estudiar las correlaciones de espín de forma experimental, el observable más simple y sensible en el canal dileptónico es la diferencia entre el ángulo azimutal de los dos leptones cargados provenientes de los quark top y antitop medidos en el sistema de referencia del laboratorio, $\Delta\phi(l, \bar{l})$. En la Figura 3 se muestra la sección eficaz (normalizada) de pares $t\bar{t}$ en función de $\Delta\phi(l, \bar{l})$ medida en uno de los experimentos del LHC (en negro) y comparada con predicciones del ME a diferentes órdenes en QCD (LO, NLO y NNLO, en verde, morado y rojo respectivamente). La parte superior corresponde a secciones eficaces totales (inclusivas, definidas en todo el espacio de fases) mientras que la parte inferior corresponde a secciones eficaces definidas en una zona fiducial (es decir, en una cierta región del espacio fásico). Las incertidumbres teóricas de las predicciones a NLO y NNLO también se muestran, y puede verse la importancia de mejorar la precisión de los cálculos para disminuir la incertidumbre asociada. Puede observarse también que el cociente NNLO/NLO es mucho más pronunciado para la predicción a nivel fiducial que inclusiva, siendo mejor el acuerdo con los datos, aunque las incertidumbres asociadas son mayores. Aunque, a priori, no hay un motivo por el que las predicciones a NNLO solo reproduzcan los datos en un volumen fiducial, una posible explicación estaría relacionada con la extrapolación de las medidas a todo el espacio fásico. Esto requiere más investigaciones, pues efectos similares se han visto en otras distribuciones, como el momento transversal del quark top o la asimetría de carga. En lugar de utilizar un solo observable, también es posible estudiar el estado de espín del sistema $t\bar{t}$ descrito por sus polarizaciones individuales y las correlaciones entre ellos, lo que conduce a 15 coeficientes. En este caso, es necesario reconstruir el quark top y su antiquark a partir de

sus productos de desintegración, lo que da lugar a grandes incertidumbres en el canal dileptónico debido a la presencia de dos neutrinos, que no se detectan directamente. Los valores medidos de los coeficientes son compatibles con las predicciones del ME y se utilizan para establecer límites en escenarios hipotéticos de nueva física.

Polarización del bosón W^* (en el acoplamiento tWb) y del quark top

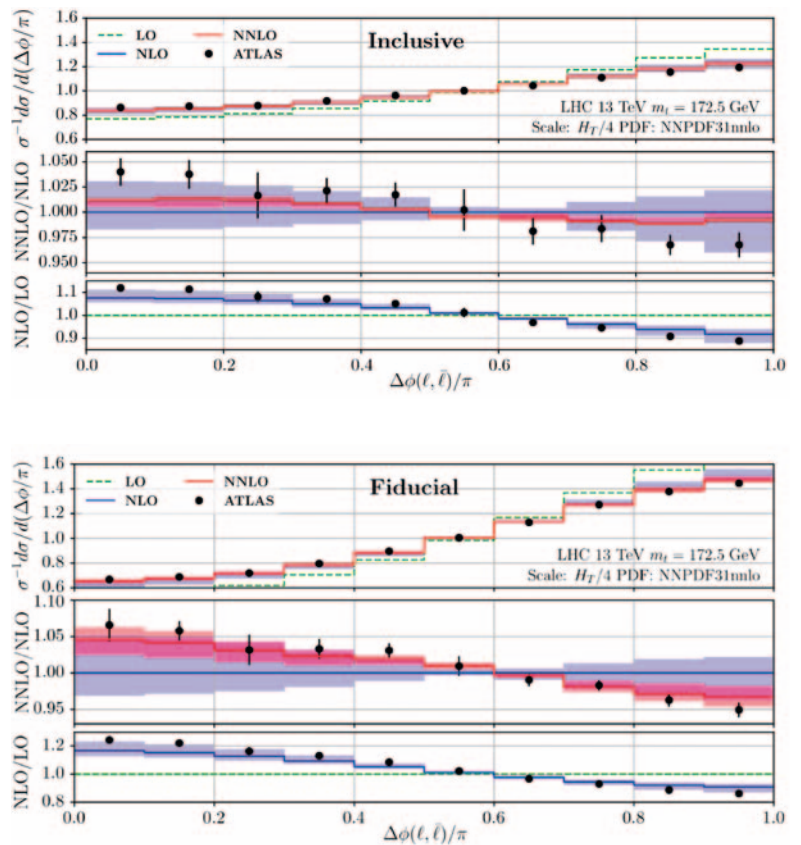
Otro ejemplo de medidas que han mejorado considerablemente en el LHC gracias a contar con más estadística es la polarización del bosón W^\pm producido en la desintegración del quark top. Analizando distribuciones angulares del leptón cargado, se han medido las fracciones de helicidad del bosón W^\pm con precisiones del 3-5 %.

Además, en el caso de producción electrodébil, los quarks top están altamente polarizados. Esta característica permite definir una dirección privilegiada en el espacio sobre la cual se definen varios sistemas de referencia en los que se pueden medir diferentes distribuciones angulares de los productos de desintegración del quark top. Éstas son sensibles a posibles momentos anómalos del quark top e incluso a nuevas fuentes de violación de la simetría entre materia y antimateria. Por el momento, las medidas (con incertidumbres del 14-20 %) son consistentes con las predicciones del ME.

Acoplamientos a bosones y procesos de baja tasa de producción

Los datos del LHC han permitido establecer y estudiar el quark top en procesos que no eran accesibles previamente debido a su baja tasa de producción, con uno o dos quarks top asociado(s) con el bosón Z (proceso tZ o $t\bar{t}Z$), el W^\pm ($t\bar{t}W^\pm$), el de Higgs ($t\bar{t}H$) o un fotón ($t\gamma$ o $t\bar{t}\gamma$). Las secciones eficaces de estos procesos (0.1-1 pb, tres órdenes de magnitud inferior que la producción de pares $t\bar{t}$ como puede verse en la Figura 2) son proporcionales a los acoplamientos de quark top a dichos bosones, permitiendo estudiar si siguen las predicciones del ME o hay desviaciones significativas.

Para acceder a los procesos $t\bar{t}Z$ y $t\bar{t}W^\pm$ se estudian estados finales con varios leptones cargados y que no existan en el proceso $t\bar{t}$, para poder distinguir las señales sobre este fondo. Los sucesos que contienen dos leptones de la misma carga se utilizan para distinguir la señal $t\bar{t}W^\pm$, mientras que los sucesos con tres o cuatro leptones cargados (que incluyen un par de leptones del mismo sabor compatibles con la desintegración de un bosón Z) se utilizan para caracterizar el proceso $t\bar{t}Z$. En estos análisis, la eficiencia y los requisitos de selección de leptones aislados son cruciales. La señal $t\bar{t}W^\pm$ es mucho más difícil de aislar que la de $t\bar{t}Z$ debido al elevado fondo de sucesos $t\bar{t}$ en los que la carga de uno de los leptones se identifica incorrectamente o de leptones que no provienen de la desintegra-



ción de un bosón W^\pm sino de desintegraciones de hadrones, conversiones de fotones o “jets” identificados erróneamente como leptones. En el caso de $t\bar{t}Z$, el fondo principal proviene de sucesos con un quark top producido en asociación con uno o varios bosones Z o W^\pm , o bien directamente con dos bosones $W^\pm Z$ o ZZ (dibosones). En los análisis, se definen diferentes categorías de sucesos según la multiplicidad de leptones cargados y “jets” (distinguiendo si provienen de un quark b , “ b -jets”). En el caso de $t\bar{t}W$, la sección eficaz medida usando solo una fracción de los datos del LHC a 13 TeV tiene una incertidumbre del 22 % (dominadas por incertidumbres estadísticas), mientras que en el caso de $t\bar{t}Z$ se alcanza el 8 % (con contribuciones iguales de incertidumbres aleatorias y sistemáticas) y se han realizado también medidas diferenciales (en función del momento transversal del bosón Z y otras variables cinemáticas). Después de corregir los efectos del detector y selección, las medidas se han comparado con las predicciones del ME, sin verse desviaciones significativas.

La producción electrodébil de un solo quark top en asociación con un bosón Z (tZ), donde también se estudian sucesos con tres leptones cargados, es aún más difícil de aislar de los fondos de dibosones, $t\bar{t}Z$ y leptones que no provienen de la desintegración de un bosón W^\pm . Sin embargo, su estudio es muy interesante ya que también proporciona sensibilidad al acoplamiento triple $W^\pm W^\mp Z$. El proceso tZ se ha observado experimentalmente por primera vez recientemente y su sección eficaz se ha medido con una incertidumbre del 15 %.

Figura 3. Sección eficaz de $t\bar{t}$ en función de $\Delta\phi(l, \bar{l})$ normalizada (área bajo la curva igual a uno) [7].

El proceso $t\bar{t}H$ permite estudiar el acoplamiento del Higgs con el quark top. Observar este proceso ha sido todo un reto, puesto que es muy infrecuente: solo un 1 % de los bosones de Higgs que se producen en el LHC lo hacen junto a un par de quarks top y antitop y, además, tanto el bosón como los quarks se desintegran en otras partículas de muchos modos complejos. Los experimentos ATLAS y CMS han llevado a cabo varios análisis independientes y con diferentes estrategias experimentales, según el modo de desintegración del bosón de Higgs: $b\bar{b}$, $W^+W^-/\gamma\gamma$, de mayor a menor probabilidad de desintegración, pero de menor a mayor cociente señal/fondo. En el caso de $H \rightarrow b\bar{b}$ y $H \rightarrow W^+W^-$, la incertidumbre total está limitada por aquellas asociadas a los fondos más dominantes ($t\bar{t} + \text{jets}$ en concreto $t\bar{t} + b\bar{b}$ y $t\bar{t}W^\pm$, respectivamente), mientras que en el caso de $H \rightarrow \gamma\gamma$ por la incertidumbre estadística. Combinando las medidas de los diferentes canales, en 2018 los experimentos ATLAS y CMS anunciaron la observación del proceso $t\bar{t}H$ y midieron su sección eficaz con una precisión del 25 %. Además, en los canales $H \rightarrow b\bar{b}$ y $H \rightarrow \gamma\gamma$, donde es posible reconstruir el bosón de Higgs a partir de sus productos de desintegración, también se ha medido la sección eficaz de $t\bar{t}H$ en función del momento transverso del bosón. Esta distribución podría variar en caso de modificaciones con respecto al ME en el acoplamiento del Higgs con el quark top o incluso consigo mismo. Recientemente, también se han buscado posibles anomalías en este acoplamiento debidas a la violación de la simetría entre materia y antimateria. Por el momento, no se han visto desviaciones con respecto a las predicciones, pero la precisión es todavía relativamente modesta.

Los procesos $t\bar{t}\gamma$ y $t\gamma$ permiten estudiar el acoplamiento del quark top con el fotón y explorar

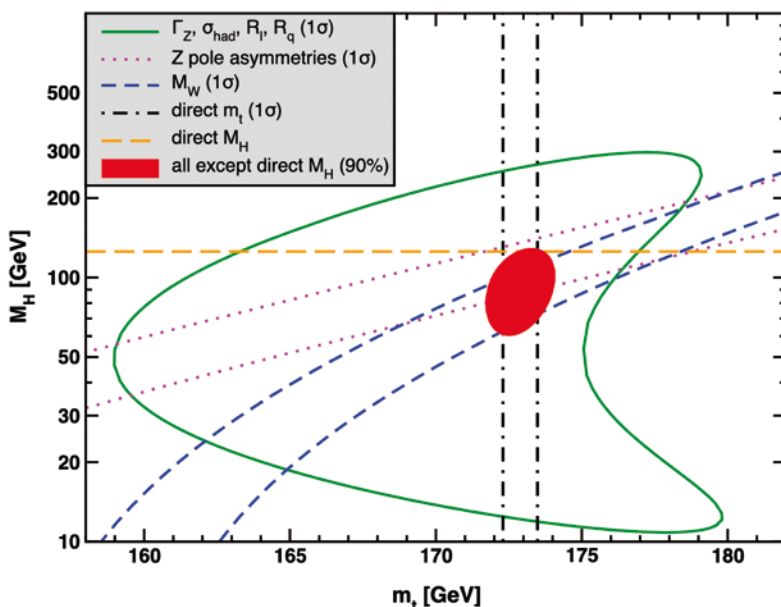
posibles modificaciones con respecto al ME a través, por ejemplo, de un momento dipolar anómalo del quark top. En estos procesos, los fondos surgen de electrones o procesos hadrónicos que se reconstruyen como fotones. En el caso de $t\bar{t}\gamma$, la sección eficaz se ha medido con una precisión de 6 % y también se ha medido a nivel diferencial, observándose buen acuerdo con las simulaciones de Monte-Carlo y predicciones a NLO. También se tiene evidencia de la señal $t\gamma$.

La producción de cuatro quarks top ($t\bar{t}t\bar{t}$ o 4tops) es uno de los procesos predichos por el ME más espectaculares y energéticos que puede estudiarse en el LHC, aunque aún no se ha observado experimentalmente. El ME predice una sección eficaz de solo unos 0.012 pb, aunque se podría producir copiosamente en muchos modelos de nueva física. Las búsquedas del proceso $t\bar{t}t\bar{t}$ se llevan a cabo explorando diversos estados finales que tienen grandes desafíos. El canal con un leptón cargado o dos leptones con carga opuesta, aunque corresponde al 50 % de los sucesos $t\bar{t}t\bar{t}$, sufre de un gran fondo proveniente principalmente de $t\bar{t} + \text{jets}$ y $t\bar{t} + b\bar{b}$. Este fondo generalmente se evalúa utilizando técnicas basadas en datos reales y simulaciones y se usan regiones de control en el espacio de fases para acotar las incertidumbres asociadas a los mismos, que suelen ser grandes. Los canales con dos leptones de la misma carga o con al menos tres leptones, aunque son menos frecuentes (12 %), se benefician de un nivel de fondo más bajo debido principalmente a leptones que no provienen de la desintegración de un bosón W^\pm o de la producción de $t\bar{t}W$ y $t\bar{t}Z$, siendo por tanto el canal más sensible. Los últimos resultados de los experimentos ATLAS y CMS apuntan a la evidencia de este proceso. Futuros datos del LHC permitirán la observación del mismo, en caso de que el ME sea correcto.

Como ya se ha comentado, las corrientes neutras con cambio de sabor están fuertemente suprimidas en el ME, con anchuras de desintegraciones de FCNC del quark top del orden de $10^{-12} - 10^{-16}$, mientras que varias extensiones de este modelo predicen tasas mucho más altas. Por lo tanto, cualquier desviación de estas tasas con respecto al ME sería un signo de nueva física. Los vértices anómalos, $t \rightarrow qH$, $t \rightarrow qZ$, $t \rightarrow qg$ y $t \rightarrow q\gamma$, se están estudiando en el LHC. De momento, no hay suficiente estadística para medir esas anchuras de desintegración, pero se han acotado con límites superiores de $10^{-3} - 10^{-4}$. Futuros datos del LHC, en particular durante la fase de alta luminosidad prevista entorno al 2027, permitirán obtener resultados más precisos o bien un posible descubrimiento.

El ME no predice la masa del bosón de Higgs, pero gracias a su influencia en otros parámetros (a través de correcciones radiativas), los resultados de precisión de la teoría electrodébil permiten estimar su masa. La Figura 4 muestra los valores de

Figura 4. Comparación entre las medidas directas de la masa del bosón de Higgs (M_H) y la del quark top (m_t) y la determinación indirecta de estas masas a partir de ajustes globales con medidas de precisión del sector electrodébil [8].



la masa del bosón de Higgs y la del quark top obtenidos mediante medidas experimentales directas (líneas en naranja y negro, respectivamente) y la determinación indirecta de estas masas a partir de ajustes que incluyen medidas de precisión del sector electrodébil [8]. El resultado del ajuste global sin incluir el valor de M_H medido en el LHC se muestra en rojo. El valor de M_H obtenido en el ajuste está de acuerdo (algo inferior pero dentro del error asociado) con la medida directa, aunque tiene una incertidumbre mayor.

En general, en todos estos análisis experimentales se utilizan técnicas de análisis multivariante e inteligencia artificial (con árboles de decisión o redes neuronales) para reconstruir las partículas a partir de las señales que dejan en los detectores, así como para separar la señal del fondo y mejorar la sensibilidad. Dada la dificultad en encontrar soluciones para cualquier orden en los modelos teóricos, estos análisis tienen mucho potencial para acotar posibles efectos de “nueva física” más allá del ME y parametrizar posibles desviaciones, bien mediante desarrollos perturbativos o mediante teorías de campos efectivas.

Perspectivas

Tras diez años desde el comienzo de la toma de datos del LHC y gracias a su excelente rendimiento, una gran variedad de propiedades del quark top han podido medirse con gran precisión, con la mayoría de los resultados ya dominados por incertidumbres sistemáticas. La masa de este quark se conoce con una incertidumbre del 0.2 %, y se ha visto que el quark top se acopla a los bosones de acuerdo con las predicciones del ME. Se trata de un éxito colectivo en el que trabajan varios miles de científicos (físicos, así como ingenieros e informáticos) a nivel internacional. Hasta la fecha no se ha encontrado ninguna señal de nueva física más allá de lo que el ME predice. Sin embargo, sabemos que el modelo no es completo, y requiere algunas modificaciones, ya que no es capaz de explicar algunos fenómenos ya observados, como por ejemplo las masas de los neutrinos. El quark top, así como el bosón de Higgs, son considerados los dos principales candidatos del ME para “comunicarse” con esta posible física desconocida que falta por descubrir. La relación entre las masas del quark top y del bosón de Higgs permite estudiar incluso aspectos cosmológicos, mediante la posible inestabilidad del estado actual de más baja energía del vacío electrodébil.

En 2022 comenzará una nueva fase de toma de datos del LHC (Run 3) en el que se espera un aumento de al menos un factor 2 de luminosidad y, posteriormente, habrá otras fases (Run 4 y 5) con aún más alta luminosidad (factor 10). Esto permitirá acceder a procesos ya contemplados en el ME pero muy singulares, como la producción de dos bosones de Higgs (lo que permitiría me-

dir su autoacoplamiento y, por tanto, estudiar si el potencial del Higgs es el predicho por el ME). Esta nueva fase del LHC también podría dar lugar a nuevos descubrimientos inesperados. Por otro lado, también hay que tratar de reducir las incertidumbres sistemáticas que ya están limitando algunos de los resultados actuales. En este contexto, en el que la precisión experimental se acerca a la incertidumbre teórica actual, es necesario un formalismo para calcular las correcciones de QCD a órdenes NNLO para todos los procesos que involucran quarks top. Se trata de un desafío a la vez teórico y experimental.

Agradecimientos

La autora agradece a los Profesores Miguel A. F. Sanjuan y Augusto Beléndez la invitación a presentar este trabajo, así como a la Fundación “la Caixa” y la Generalitat Valenciana por subvencionar los proyectos LCF/BQ/PI19/11690014 y SEJI/2020/037.

Referencias

- [1] Para descripciones del Modelo Estándar más detalladas, véase: el “Monográfico sobre la División de Física Teórica y de Partículas”, *REF*, vol. 32-1 (2018), “Cincuenta años del modelo estándar” *REF*, vol. 33-2 (2019) y “La evidencia experimental del modelo estándar”, *REF*, vol. 26-3 (2012).
 - [2] CDF Collaboration, “Observation of Top Quark Production in pp Collisions with the Collider Detector at Fermilab”, *Physical Review Letters* 74, 14, págs. 2626–2631 (1995); DØ Collaboration, “Observation of the Top Quark”, *Physical Review Letters* 74, 13, págs. 2422–2426 (1995).
 - [3] The LEP electroweak working group, LEPWWG/94-01 (CERN, mayo de 1994).
- Para más información sobre los resultados experimentales:
- [4] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/TopPublicResults>
 - [5] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsTOP>
 - [6] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCTopWGSsummaryPlots>
 - [7] A. BEHRING *et al.*, “Higher Order Corrections to Spin Correlations in Top Quark Pair Production at the LHC”, *Phys. Rev. Lett.* 123, no.8, 082001 (2019).
 - [8] P.A. ZYLA *et al.* (Particle Data Group), “Progress of Theoretical and Experimental Physics”, vol. 2020-8, 083C01 (2020).

María Moreno Llácer

Docente del Dpto. de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universitat de València e investigadora del Instituto de Física Corpuscular (IFIC, CSIC-UV)

