

Búsqueda de nueva física a través de la producción de resonancias escalares de baja masa en colisiones pp del LHC con el detector ATLAS

Tesis de Licenciatura

Jean Yves Beaucamp

28 de Marzo, 2022

requirimiento para obtener el grado académico de
Licenciado en Física

Directora
Codirector

Prof. Dra. María Teresa Dova
Prof. Dr. Hernán Wahlberg

Departamento de Física,
Facultad de Ciencias Exactas



UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE LA PLATA



FORMATO DEL TRABAJO

El formato y diseño del presente documento está inspirado en las publicaciones de Edward Tufte¹, utilizando como referencia los diseños de las clases `tufte-latex` y `classicthesis`, por André Miede.

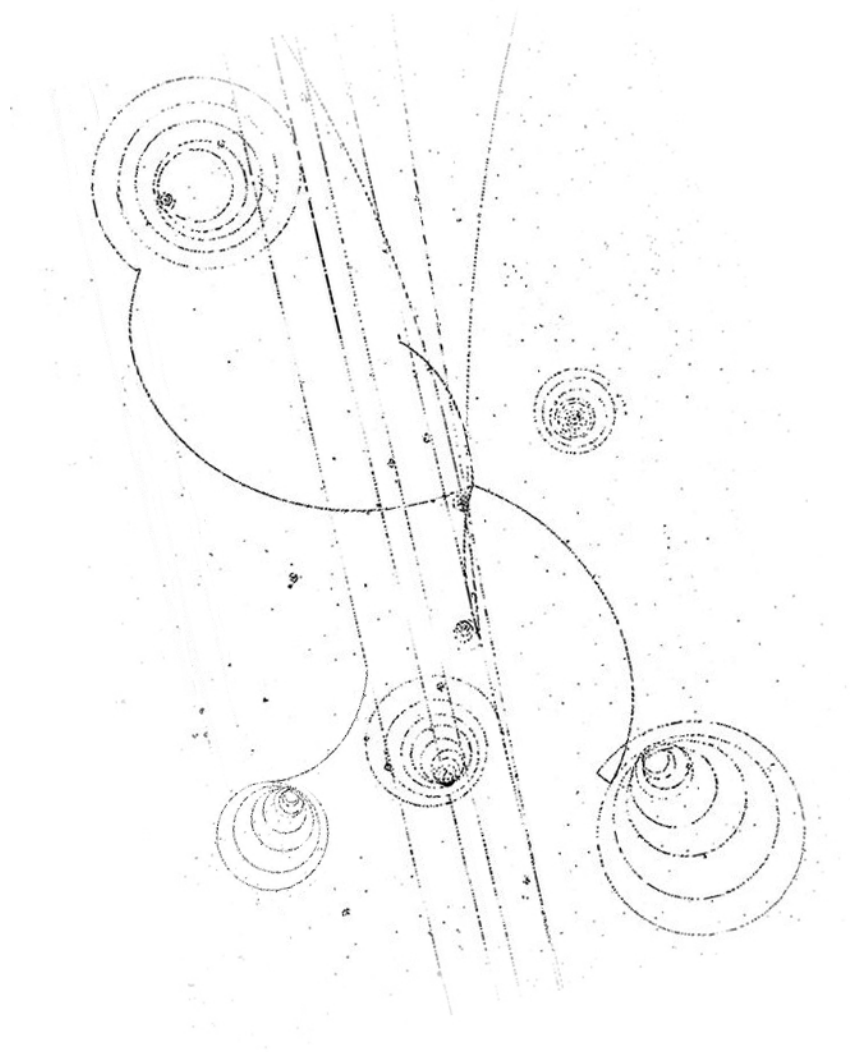
¹ <https://www.edwardtufte.com/>

El código fuente se encuentra disponible en *GitHub*².

² <https://github.com/jeanyvesb9/lic-physics-thesis>

CONTACTO

Email: jean.yves.beaucamp@cern.ch



AGRADECIMIENTOS

A mis directores, Tere y Hernán, que me acompañaron y me guiaron en esta última hermosa etapa de la carrera, que desde que comencé había esperado con tantas ansias. Gracias por la dedicación, el tiempo, y la confianza en todo el muy agitado e imprevisible 2021. Gracias Tere por tus “datos Billiken” en FGIV, por los comentarios y las anécdotas de ATLAS al final de las clases, y por preocuparte y darme un lugar en el grupo cuando llegó el momento de comenzar. . .

A Jose, con quién dí los primeros pasos para entrar en este increíble e infinito mundo. . .

To Nadav, Damiano, Liron and Waleed, from the HEP group in Tel Aviv University and McGill University. Thank you for all the suggestions, support, code-checking and late night answers through all these months. . .

A mi Mamá, a mi Papá, a Cuerdi, y a toda mi familia. Gracias por haberme enseñado a ser quién soy, por el apoyo incondicional, por los valores, por responderme los “porqués” a las 11 de la noche cuando era chiquito, por los libros, por la compañía, por los té y tortas de madrugada, por todos los abrazos, el amor, las palabras, y la paciencia. . .

A Pedro, Tomi, Capu, Jose, Valen, los Enzos, Flor, Cande, Santi, y todas las increíbles personas que conocí desde el primer día que traspasé las puertas de la Facultad, y que me llevo para toda la vida. . .

A Juli, mi casi hermana, por acompañarme siempre en las risas, en las frustraciones, en las alegrías y en los enojos. . .

A todos mis amigos de Quilmes, por siempre estar ahí aún con las semanas de desconexión. . .

A mis Profesores, Jefes de Trabajos Prácticos y Ayudantes, de quienes no solo aprendí Física, sino integridad académica. Gracias especialmente a Fer, Claudia, Joe y Lisandro, quienes despertaron en los primeros años de mi carrera la curiosidad inacabable por la física experimental. Gracias también a Mauricio, por enseñarme a hacer cuentas y aproximaciones, y a Raúl, por introducirme al hermoso mundo de la Computación Cuántica, al que planeo también acudir durante mis próximos años de trabajo en HEP. . .

Al proyecto arXiv³, al SEDICI⁴, y a todos los repositorios de información científica abiertos y gratuitos, por permitir el acceso a la Ciencia a millones de personas en el mundo. . .

³ <https://arxiv.org/>

⁴ <http://sedici.unlp.edu.ar/>

To the incredible community at CERN, that made possible my participation in the Summer Programme during which part of this thesis was developed. . .

Resumen

Bajo la validez de ciertas teorías BSM, como los modelos de partículas tipo-axión (Axion-Like Particles), durante una colisión protón-protón en el LHC del CERN, se podría producir una resonancia pseudoescalar X de baja masa, acoplándose principalmente con partículas de la tercera generación del SM. Estas resonancias podrían ser detectadas en ATLAS, siendo producidas en asociación a un par de quarks top y anti-top, y decayendo a un par de leptones tau, de los que se considerará el canal de decaimiento hadrónico ($t\bar{t}(X \rightarrow \tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}})$). En el rango de masas de 20 a 60 GeV, el decaimiento $X \rightarrow \tau\tau$ presenta dificultades técnicas, al encontrarse los leptones muy próximos entre sí, por lo que no pueden resolverse individualmente en el detector. Los más grandes desafíos de esta búsqueda experimental radican en la reconstrucción y caracterización de estos decaimientos *boosteados* de la partícula X para su identificación, y en la estimación de los fondos de eventos del SM que puedan contaminar la señal de Nueva Física. Con este fin, en este trabajo se definen regiones de control y validación para el fondo dominante $t\bar{t}$, estimando los factores de normalización mediante una comparación de las simulaciones MC y datos del año 2017 obtenidos por ATLAS.

Abstract

Under the validity of certain BSM theories, like models involving Axion-Like particles, during a proton-proton collision at the LHC, a low-mass pseudoscalar resonance X can be produced, coupling mainly with third-generation SM particles. These resonances could be detected by ATLAS, produced in association with a pair of top and anti-top quarks, and decaying to a pair of tau leptons, considered to decay hadronically ($t\bar{t}(X \rightarrow \tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}})$). The $X \rightarrow \tau\tau$ decay channel presents technical difficulties in the range of masses between 20 and 60 GeV since the individual tau leptons can't be resolved in the detector due to a low angular separation. The main challenges in this experimental search are the reconstruction and characterization of the X particle's boosted decays for their proper identification, and the estimation of the SM background events that could contaminate the New Physics signal. With these objectives, in this thesis, we will define control and validation regions for the dominant $t\bar{t}$ background, estimating the normalization factors by comparing the MC simulations and 2017 data recorded by ATLAS.

Índice general

AGRADECIMIENTOS	III
RESUMEN - ABSTRACT	V
ÍNDICE GENERAL	VII
INTRODUCCIÓN	1
1 FÍSICA DEL MODELO ESTÁNDAR, Y UN POCO MÁS ALLÁ	3
1.1. El Modelo Estándar	4
1.2. Extensiones pseudoescalares del Modelo Estándar	15
2 EL LHC Y EL EXPERIMENTO ATLAS	21
2.1. El Gran Colisionador de Hadrones	21
2.2. El Experimento ATLAS	23
3 RECONSTRUCCIÓN E IDENTIFICACIÓN DE OBJETOS FÍSICOS	35
3.1. Objetos de bajo nivel	35
3.2. Reconstrucción en Identificación de leptones y jets	37
3.3. Los objetos DiTau	43
4 ESTRATEGIA GENERAL DEL ANÁLISIS	51
4.1. Procesamiento de las muestras simuladas y datos	52
4.2. Preselección de eventos	54
4.3. Procesos de fondo contaminantes	56
4.4. Distribuciones de preselección	57
4.5. Definición preliminar de la Región de Señal	58
5 REGIÓN DE CONTROL PARA EL FONDO $t\bar{t}$	63
5.1. Definición de la región de Control	63
5.2. Distribuciones de eventos simulados y datos experimentales	64
5.3. Estimación de $\mu_{t\bar{t}}$	68
6 REGIONES DE VALIDACIÓN	71
6.1. Definición de las regiones	71
6.2. Resultados en la región de validación	72
CONCLUSIONES	75
BIBLIOGRAFÍA	77
APÉNDICE A TWO HIGGS DOUBLET MODEL (2HDM)	85

Introducción

Desde sus comienzos, una curiosidad incesante ha impulsado a los seres humanos en una búsqueda sin fin por comprender el enigmáticamente complejo y diverso mundo que nos rodea. Desde los primeros modelos de cuatro elementos de Empédocles, pasando por el descubrimiento de los elementos químicos, los núcleos atómicos, los protones, electrones y quarks, este voraz viaje por entender la naturaleza fundamental de la materia y sus interacciones dio sus frutos durante el siglo XX, con el nacimiento del Modelo Estándar de la Física de Partículas.

Pese a su modesto nombre, la capacidad predictiva del Modelo Estándar (SM) fue capaz de anticipar la existencia de tres partículas elementales: el quark top, el neutrino tauónico y el bosón de Higgs. Esta última fue recién observada experimentalmente en el año 2012, luego de un titánico esfuerzo de más de tres décadas en el diseño, construcción y operación del acelerador de partículas más poderoso de la historia: el Gran Colisionador de Hadrones.

El Modelo Estándar describe y predice el comportamiento de la materia conocida al interactuar con tres de las cuatro fuerzas elementales (interacción fuerte, interacción débil y la interacción electromagnética), con un nivel de exactitud sin precedentes, obteniendo predicciones que acuerdan con mediciones experimentales en menos de una parte por billón, a escalas de energía muy variadas.

Sin embargo, con el paso de los años, el trabajo ininterrumpido de miles de físicos teóricos y experimentales ha comenzado a vislumbrar señales de una Física más allá del Modelo Estándar. Evidencias de esto incluyen la asimetría materia-antimateria en el universo, la detección de neutrinos masivos, la existencia de la hipotética pero necesaria materia oscura, entre otros.

Existen muchas propuestas para extender el SM y dar explicación a estos fenómenos, algunas de las cuales requieren añadir una nueva partícula pseudoescalar, impar ante transformaciones CP de conjugación carga-paridad. En particular, el espacio de fases en regiones de bajas masas, inferiores a⁵ 100 GeV, se encuentra todavía mayormente inexplorado. En este contexto, se propone la búsqueda de un bosón pseudoescalar X de bajas masas, entre 20 GeV y 60 GeV, producido en asociación con un par de quarks top, y con decaimiento a un par de leptones taus. Debido a la diferencia de masas entre el par $t\bar{t}$ y el pseudoescalar X , la detección del estado final de la interacción representa un gran desafío experimental, al encontrarse los dos taus muy próximos entre sí. Esto impide una correcta reconstrucción e identificación de los objetos físicos, requiriendo nuevas técnicas en las que se trate al par de taus como un único objeto $Di\tau$ con subestructura.

Para poder llevar adelante una búsqueda de Nueva Física, es necesaria una precisa y exacta estimación de los fondos contaminantes del Modelo Estándar, que se encuentren presentes en la misma región del espacio de fases en la que se espera observar la señal de los modelos BSM (región

⁵ Utilizamos unidades naturales $c = \hbar = 1$, por lo que la masa y el momento poseen unidades de energía.

de Señal). Las simulaciones de Monte Carlo de los procesos del SM no poseen la precisión necesaria, requiriendo el desarrollo de nuevas estrategias utilizando los datos experimentales. Para tal fin, se buscan regiones de Control (en el espacio de fase) dominadas por el fondo que se quiere determinar, con las que se obtienen factores de corrección para las simulaciones, llamados *transfer factors*, los que son verificados en regiones de Validación. Es precisamente el diseño de estas regiones y el estudio de los fondos del SM presentes en cada una, lo que comprendió casi la totalidad del desarrollo del trabajo de diploma.

El desarrollo de parte de las tareas se ha realizado en el contexto del Programa de Verano del CERN, entre los meses de Julio y Octubre de 2021. Los resultados parciales obtenidos durante este período se encuentran en [Bea21]. El presente análisis de búsqueda es un esfuerzo conjunto en el que participan miembros de los grupos de Física de Altas Energías de la Universidad Nacional de La Plata, Tel Aviv University y McGill University.

El trabajo se encuentra estructurado de la siguiente forma. En el **Capítulo 1**, describiremos brevemente el Modelo Estándar, las partículas e interacciones que lo constituyen. Daremos también una abreviada introducción a los modelos de partículas pseudoescalares tipo-axión (ALPs), propuestos como solución a muchos de los problemas e inconsistencias actualmente conocidas del SM. En los **Capítulos 2 y 3**, describiremos el experimento ATLAS, sus subsistemas y principios de funcionamiento, así como los métodos de reconstrucción e identificación de los objetos físicos medidos por el detector. Se dará especial énfasis a los objetos $D\bar{t}\tau$. El **Capítulo 4** desarrolla la estrategia general del análisis. Identificaremos los posibles procesos del SM que contribuyan a los fondos contaminantes de la señal y enunciaremos criterios generales de preselección de los eventos incluidos en el análisis, dando una primera definición de la región de Señal en la que se realizará la búsqueda. El diseño de la región de Control del fondo dominante se trata en el **Capítulo 5**, comparando las simulaciones de Monte Carlo con los datos experimentales y estimando el factor de corrección. Finalmente, las correcciones de los fondos simulados serán validadas con los datos en regiones de Validación en el **Capítulo 6**.

[Bea21] Beaucamp, «Background studies in the $t\bar{t}X$, $X \rightarrow \tau\tau$ boosted analysis at the ATLAS experiment»

1

Física del Modelo Estándar, y un poco más allá

- EL MODELO ESTÁNDAR, o *Standard Model* (SM), cuyo lagrangiano contraído podemos ver en la [Figura 1.1](#), es la teoría más precisa y completa con la que contamos para describir las partículas elementales y sus interacciones. Iniciado por Glashow, Salam y Weinberg [[Gla61](#); [Wei67](#); [SW59](#)] en la década de 1970 y cimentado en el marco de la Teoría Cuántica de Campos (QFT), las predicciones de esta teoría han superado desafíos experimentales de alta precisión durante el siglo XX y XXI, culminando con el hallazgo del Bosón de Higgs en 2012 por el experimento ATLAS [[The+12a](#)] y CMS [[The+12b](#)].

Sin embargo, el SM no puede ser considerado una teoría fundamental y completa: no incluye la gravedad (descrita por la Teoría de la Relatividad General); es excesivamente sensible a variaciones de algunos de sus parámetros; no incluye la masa de los neutrinos y no explica la naturaleza de la materia oscura, entre otros problemas. Para subsanar estas falencias, en los últimos 50 años se han propuesto vastas extensiones al Modelo Estándar, conocidos como modelos BSM (*Beyond Standard Model*, más allá del Modelo Estándar). En particular, varias extensiones teóricas para el Modelo Estándar suponen la existencia de campos pseudoescalares (*CP-odd*, impares ante transformaciones de conjugación de carga y paridad), en algunos casos extendiendo el sector escalar de Higgs.

En este capítulo daremos una breve introducción al Modelo Estándar, describiendo las partículas e interacciones que lo componen. Presentaremos brevemente los métodos efectivos que se utilizan para simular interacciones en un colisionador hadrónico, como el LHC. Luego, motivados principalmente por el problema de emisiones de rayos gamma difusos en los centros galácticos [[HG11](#)], desarrollaremos algunos modelos de extensión del SM que predicen la existencia de partículas pseudoescalares de masas inferiores a 100 GeV. En particular, nos enfocaremos en la producción de pseudoescalares en asociación a un par $t\bar{t}$, con un canal de decaimiento a 2 leptones tau.

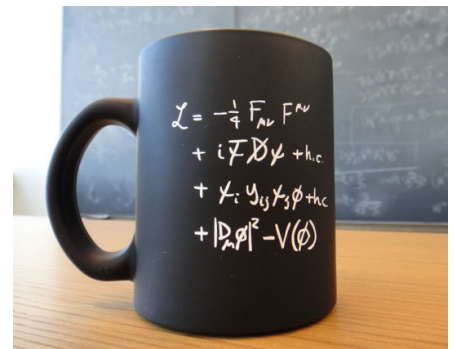


Figura 1.1: Lagrangiano contraído del SM, en un artículo de uso cotidiano por muchos físicos.

[Gla61] Glashow, «Partial-symmetries of weak interactions»

[Wei67] Weinberg, «A model of leptons»

[SW59] Salam et al., «Weak and electromagnetic interactions»

[The+12a] The ATLAS Collaboration et al., «Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC»

[The+12b] The CMS Collaboration et al., «Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC»

[HG11] Hooper et al., «Dark matter annihilation in the Galactic Center as seen by the Fermi Gamma Ray Space Telescope»

1.1 EL MODELO ESTÁNDAR

El Modelo Estándar es una teoría cuántica de campos renormalizable, que describe la naturaleza de las partículas elementales y sus interacciones fuertes, débiles y electromagnéticas. Pese a describir solo el 5 % del universo observable -ya que desconocemos las propiedades de la materia y la energía oscura-, el SM es la teoría verificada experimentalmente más completa con la que contamos, con predicciones que acuerdan con los resultados experimentales en hasta 7.6 partes en 10^{13} [HFG08].

El SM contempla la existencia de campos cuánticos, cuyas excitaciones son vinculadas con las partículas de materia (fermiones), los mediadores de las interacciones (bosones de gauge), y el bosón de Higgs. La materia se encuentra descrita por campos espinoriales (de spin $1/2$), mientras que los mediadores de las interacciones fuertes y electrodébiles se corresponden a bosones vectoriales (de spin 1). El bosón de Higgs es el único campo escalar presente en el SM (con spin 0).

Los fermiones son partículas de spin semientero, obedeciendo la estadística de Fermi-Dirac y encontrándose sujetas al principio de exclusión de Pauli. Pueden ser clasificados en dos grandes grupos: los leptones y los quarks, dependiendo si son portadores de carga de color que da lugar a la interacción fuerte. Más aún, como podemos observar en la **Figura 1.2** los fermiones del SM pueden organizarse en tres generaciones, compartiendo los mismos números cuánticos de spin y carga eléctrica, pero presentándose con diferente masa. La primera generación corresponde a las partículas más livianas, que constituyen la materia ordinaria (quarks up, down y electrones). Las partículas de la segunda y tercera generación no son estables y decaen luego de un corto período de tiempo a partículas de la primera generación. A excepción del quark top, en el régimen de bajas energías los quarks son solo observados en estados ligados conocidos como hadrones. Debido a su elevada masa, los quark top decaen rápidamente ($\tau \sim 10^{-25}\text{s}$), por lo que no tienen el tiempo necesario para hadronizar.

En el caso de los leptones, cada generación se encuentra formada por una partícula cargada (electrones, muones y taus), de carga¹ $q = -1$ y un neutrino neutro ($q = 0$). Por el contrario, todos los quarks poseen carga. Cada generación contiene un quark de tipo *up*, con carga $+2/3$, y un quark de tipo *down*, con carga $-1/3$. Para cada fermión de materia, la teoría cuántica relativista predice la existencia de una partícula de anti-materia, con la misma masa y spin, pero cargas y demás rótulos opuestos.

El SM es formulado como teoría de gauge no-abeliana, cuyo grupo de simetría de gauge está dado por el producto

$$U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C.$$

El grupo no-abeliano $SU(3)_C$ de color describe las interacciones fuertes entre quarks y sus mediadores bosónicos, los gluones. Esta teoría es conocida como *Cromodinámica Cuántica*. El sector electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y$ es responsable de las interacciones débiles y electromagnéticas, luego de una ruptura espontánea de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ producida por el potencial del bosón de Higgs. La interacción débil se

[HFG08] Hanneke et al., «New measurement of the electron magnetic moment and the fine structure constant»

¹ Por convención, expresamos la carga en unidades de la carga electrónica $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$.

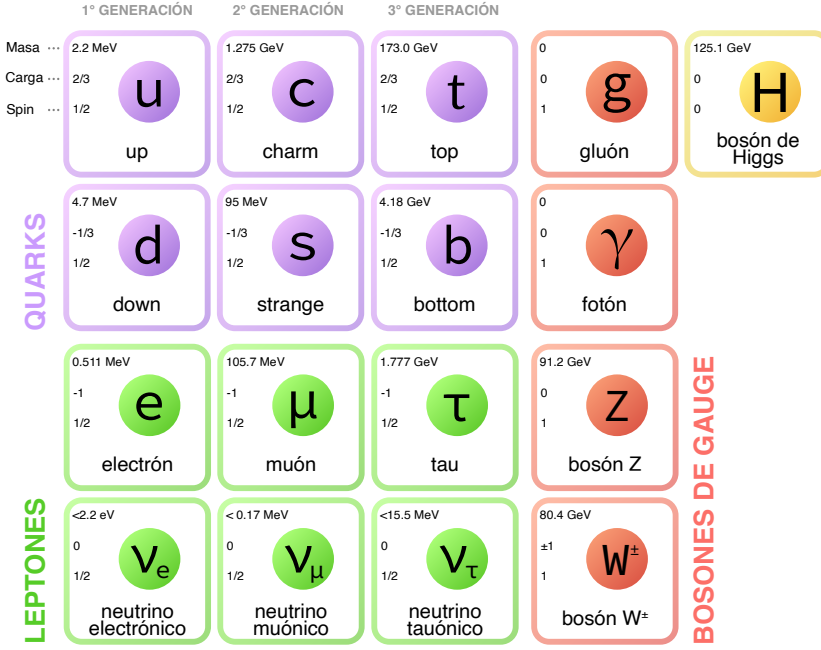


Figura 1.2: Partículas que constituyen el Modelo Estándar, agrupadas en quarks, leptones, bosones de gauge y bosones escalares (el bosón de Higgs). Las masas de los neutrinos no son incluidas por el SM.

encuentra mediada por tres bosones masivos, $W^\pm$ y Z^0 , mientras que la interacción electromagnética, antes conocida como *Electrodinámica Cuántica*, tiene un único mediador no masivo: el fotón (γ).

En el régimen de bajas energías, la interacción fuerte domina ampliamente sobre las otras interacciones, como se exhibe en la [Tabla 1.1](#) (~ 1 GeV).

En las siguientes secciones daremos una descripción abreviada de los distintos sectores del Modelo Estándar, que dan origen a las interacciones de acuerdo a su simetría. En general, seguiremos el tratamiento de [\[Sch14\]](#) y [\[PS15\]](#).

1.1.1 INTERACCIÓN FUERTE

La cromodinámica cuántica (QCD, *Quantum Chromodynamics*) es una teoría de Yang-Mills asociada al grupo $SU(3)_C$ del Modelo Estándar, que describe la interacción fuerte entre quarks y gluones, las únicas partículas en el SM portadoras de una carga de color [\[Man99\]](#). El grupo $SU(3)$ posee 8 generadores, en su representación fundamental y adjunta dados por $T^a = \lambda_{\alpha\beta}^a/2$, donde $\lambda_{\alpha\beta}^a$ son las matrices de Gell-Mann (con $a = 1, \dots, 8$), siendo α y β los índices de color². Los 8 grados de libertad del grupo se encuentran asociados a los 8 campos de gauge G_a^μ , llamados gluones, transformando en la representación adjunta del grupo. Los quarks, en el espacio de la representación fundamental del $SU(3)$, se escriben como tripletes de espinores

$$q_f = \begin{pmatrix} q_f^r \\ q_f^g \\ q_f^b \end{pmatrix},$$

donde q_f^c es el campo espinorial de sabor $f = u, d, c, s, t, b$ y color $c = r, g, b$ (en analogía a los colores primarios de la luz).

	Intensidad relativa	Rango (m)
Fuerte	1	10^{-15}
Electromagnética	$1/137$	∞
Débil	10^{-6}	10^{-18}
Gravedad	10^{-39}	∞

Tabla 1.1: Intensidad relativa y rango de las cuatro interacciones fundamentales conocidas, en el régimen de bajas energías. A altas energías, la intensidad de la fuerza fuerte disminuye a un régimen perturbativo, y las interacciones débiles y electromagnéticas se ven unificadas en una única interacción electrodébil.

[Sch14] Schwartz, «Quantum Field Theory and the Standard Model»

[PS15] Peskin et al., «An Introduction To Quantum Field Theory (Frontiers in Physics)»

[Man99] Mangano, «Introduction to QCD»

² Por convención, en las teorías de Yang-Mills se adopta la normalización de los generadores T^a

$$\text{Tr}\{T^a T^b\} = \frac{\delta^{ab}}{2}, \quad [T^a, T^b] = i f^{abc} T^c,$$

siendo f^{abc} las constantes de estructura del álgebra de Lie del grupo.

La simetría local $SU(3)_C$ se obtiene reemplazando en el lagrangiano las derivadas de los campos de materia por la derivada covariante, en este caso tomando la forma

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s \sum_{a=1}^8 \frac{\lambda_{\alpha\beta}^a}{2} G_\mu^a,$$

donde g_s es la constante de acoplamiento *desnuda*³ de $SU(3)_C$, escribiéndose usualmente en términos de la constante de acoplamiento fuerte $\alpha_s = g_s^2/4\pi$. Como en todas las teorías de Yang-Mills no abelianas, la derivada covariante transformará⁴ como $D'_\mu = U D_\mu U^\dagger$, resultando en la regla de transformación para los campos de gauge

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^{a'} = U G_\mu^a U^\dagger + \frac{i}{g_s} (\partial_\mu U) U^\dagger,$$

donde $U = \exp \{ig_s \theta^a \lambda^a/2\}$ es el operador de transformación de los quarks ($q'_f = U q_f$).

Los términos cinéticos de los campos de gauge se construyen a partir de trazas del tensor de campo de Yang-Mills $G_{\mu\nu} = G_{\mu\nu}^a \lambda^a/2$, definido como

$$G_{\mu\nu}^a = [D_\mu^a, D_\nu^a] = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c,$$

siendo f^{abc} las constantes de estructura del grupo de simetría. El último término introduce la auto-interacción de los campos de Gauge, característica de las teorías de Yang-Mills no abelianas. La densidad lagrangiana del sector de QCD del SM puede ser entonces expresada como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} \supset \mathcal{L}_{QCD} &= -\frac{1}{2} \text{Tr}\{G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}\} + \sum_{f=u,d,c,\dots} i\bar{q}_f \gamma^\mu D_\mu q_f \\ &= -\frac{1}{4} \sum_{a=1}^8 G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \sum_{f=u,d,c,\dots} i\bar{q}_f \gamma^\mu D_\mu q_f. \end{aligned}$$

Si bien en la teoría de QCD podemos incorporar los términos de masa de los quarks $-m_f \bar{q}_f q_f$, en el SM la presencia de estos términos resulta en una ruptura global de la simetría electrodébil $SU(2)_L$, por lo que no se han incluido en la expresión anterior. Los vértices de Feynman resultantes se exhiben en la **Figura 1.3**. Bajo la interacción fuerte, un quark puede cambiar su carga de color a través de la emisión o absorción de un gluón. Sin embargo, la teoría no permite la mezcla directa de quarks de diferentes familias.

En las QFTs, y en particular esta teoría, la constante de acoplamiento fuerte α_s presenta una dependencia en la escala Q de la interacción, incrementando con la distancia entre las partículas interactuantes. Este fenómeno es el resultado de un anti-apatallamiento (*anti-screening*) de las cargas de color, producto de la polarización del vacío mediante la creación de pares partícula-antipartícula virtuales. En el régimen de altas energías (pequeñas distancias⁵), la constante de acoplamiento puede ser aproximada con un cálculo a 1-loop en QCD perturbativa, como

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{1 + (11N_C - 2N_f) \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{12\pi} \log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)} = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \log\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)},$$

³ En inglés, *bare QCD coupling constant*.

⁴ Para que transformaciones unitarias $U \in SU(3)_C$ sean simetrías internas del lagrangiano, los términos cinéticos de los quarks, de la forma

$$i\bar{q}_f \gamma^\mu D_\mu q_f = i\bar{q}_f \not{D} q_f,$$

deberán ser invariantes ante la acción de U sobre los campos:

$$\bar{q}_f \not{D} q_f \rightarrow \bar{q}'_f \not{D}' q'_f = \bar{q}_f U^\dagger \not{D}' U q_f,$$

por lo que $\not{D}' = U \not{D} U^\dagger$.

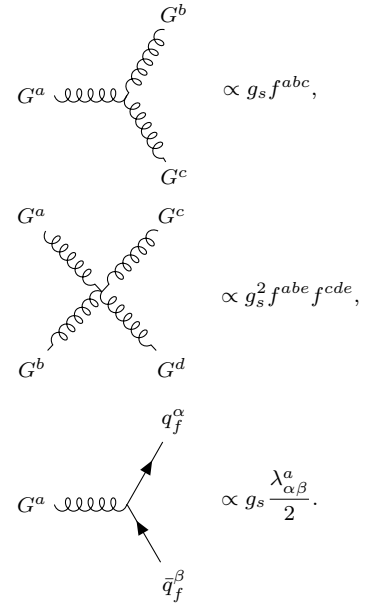


Figura 1.3: Vértices de interacción de QCD.

⁵ Recordamos que, en unidades naturales, $E = 2\pi\nu = 2\pi/\lambda$.

donde N_C es el número de colores de la teoría (3), N_f es el número de sabores activos⁶ y $\alpha_s(Q_0)$ es el valor de la constante de acoplamiento en una escala de energía fija Q_0 , determinada experimentalmente⁷.

Como podemos observar en la **Figura 1.4**, en escalas de energía muy grandes, α_s tiende a cero, pudiéndose considerar a los quarks como partículas no ligadas, lo que se conoce como *libertad asintótica*. Por el contrario, a energías bajas, α_s crece divergentemente, lo que indica que tanto los quarks como los gluones están confinados y no se pueden encontrar como partículas libres, sino que serán los constituyentes (partones) de objetos más complejos en la representación trivial de $SU(3)_C$ (sin carga de color), llamados hadrones (por ejemplo, protones, neutrones, piones, kaones). Más aún, partir de la escala de *cut-off* infrarrojo Λ_{QCD} , donde la aproximación perturbativa en α_s deja de ser válida, resulta más favorable energéticamente la creación de pares quark-antiquark en el vacío, que la separación de un par de quarks ligados. Por este motivo, conforme pierden energía, los quarks y gluones producidos en un colisionador de protones sufren un proceso repetitivo conocido como hadronización, en el que se crean cascadas colimadas de hadrones, llamadas *jets*, formando un cono desde el quark o gluón inicial hasta los calorímetros, en donde toda su energía es depositada. El tratamiento de estos procesos se describirá en la **Sección 1.1.4**.

1.1.2 INTERACCIÓN ELECTRODÉBIL

La interacción electrodébil unifica las interacciones débiles y electromagnética, en un único grupo de simetría de gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Para garantizar la ruptura de simetría de paridad, observada experimentalmente en 1956 por Chien-Shiung Wu [Wu+57], el SM expresa la interacción débil como una interacción de gauge quiral, solo produciendo cambios en los fermiones de quiralidad izquierda (dando origen al subíndice L en la definición del grupo $SU(2)_L$). Estos transforman como dobletes en la representación de definición de $SU(2)$ como

$$f_L \rightarrow U_{SU(2)_L} f_L = \exp \left\{ i \frac{\sigma^i}{2} \theta^i \right\} f_L, \quad \text{siendo} \quad f_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \dots$$

donde los generadores del grupo no abeliano se encuentran parametrizados por $T_{SU(2)_L}^i = \sigma^i/2$, siendo σ^i las matrices de Pauli, mientras que los fermiones derechos lo hacen como singletes en la representación trivial ($T_{SU(2)_R}^i = 0$), con

$$f_R \rightarrow U_{SU(2)_R} f_R = f_R, \quad \text{siendo} \quad f_R = e_R, u_R, d_R, \dots$$

Por el contrario, el grupo de hipercarga $U(1)_Y$ transforma en la representación de definición sobre todos los espinores,

$$f_{L/R} \rightarrow U_{U(1)_Y} f_{L/R} = \exp \left\{ i g' \frac{Y}{2} \beta \right\} f_{L/R},$$

con un generador de simetría parametrizado como $T_{U(1)_Y} = y/2$.

Las cargas asociadas a los subgrupos de simetría $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ son conocidas como isospín débil (t^a , con $a = 1, 2, 3$), e hipercarga débil (y).

⁶ Aquellos quarks con $m_q \ll Q$, donde en el SM m_q es la masa obtenida por medio de la ruptura espontánea de la simetría electrodébil por el bosón de Higgs.

⁷ Por su gran precisión en la medición, se suele utilizar el valor medio mundial actual $\alpha_s(M_Z^2) = 0.1177(9)$ [Zyl+20]

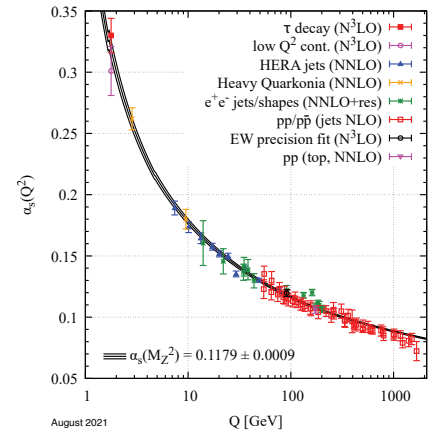


Figura 1.4: Mediciones de la constante de acoplamiento de QCD, en función de la escala de energía. Se determina la constante $\alpha_s(M_Z^2)$ mediante un ajuste (en negro) [Zyl+20].

[Wu+57] Wu et al., «Experimental test of parity conservation in beta decay»

Estas son compartidas entre las tres familias de quarks y leptones. Al encontrarse en la representación de definición, los fermiones izquierdos tienen un isospín débil total $t = 1/2$, siendo distinguidos en cada doblete por la proyección $t^3 = \pm 1/2$. Por el contrario, en la representación trivial, los fermiones de quiralidad derecha tendrán isospín débil $t = 0$. La hipercarga débil también resulta dependiente en la quiralidad, siendo determinada a partir de su relación con la carga eléctrica convencional q , dada por la misma fórmula que fue escrita por Gell-Mann y Nishijima para hadrones,

$$q = t^3 + \frac{y}{2}. \quad (1.1)$$

Los números cuánticos electrodébiles de todos los fermiones del SM se encuentra en la [Tabla 1.2](#).

El número de bosones de gauge asociados coincide con el número de generadores del grupo de simetría. Para el isospín débil se tienen 3 bosones de $SU(2)_L$, W_μ^i , y para $U(1)_Y$ se tiene un bosón de hipercarga B_μ . En analogía al tratamiento realizado para QCD, definimos tensores de campos de Gauge

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^jW_\nu^k, \quad y \quad B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu.$$

La derivada covariante tomará en este caso una forma distinta para los dobletes de fermiones izquierdos y los singletes derechos, como

$$D_\mu^L = \partial_\mu - ig\frac{\sigma^i}{2}W_\mu^i - ig'\frac{y}{2}B_\mu, \quad y \quad D_\mu^R = \partial_\mu - ig'\frac{y}{2}B_\mu. \quad (1.2)$$

La densidad lagrangiana de la teoría resulta entonces

$$\mathcal{L}_{SM} \supset \mathcal{L}_{EW} = -\frac{1}{4}W^{i\mu\nu}W_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4}B^\mu B_\mu + i \sum_{f=l,q} [\bar{f}_L \not{D}^L f_L + \bar{f}_R \not{D}^R f_R].$$

No es posible añadir términos de masa de Dirac explícitos al lagrangiano, ya que estos resultarían en la ruptura de la simetría electrodébil al mezclar los dobletes de quiralidad izquierda y los singletes de quiralidad derecha:

$$-m_f \bar{f}f = -m(\bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L).$$

Tampoco es posible añadir términos de masa para los mediadores electrodébiles ya que se rompería la simetría de Gauge, aunque experimentalmente se ha verificado que 3 de ellos son partículas muy masivas. El mecanismo por el cual estas partículas adquieren masa es conocido como Mecanismo de Higgs, y será tratado en la siguiente sección.

1.1.3 RUPTURA ESPONTÁNEA DE LA SIMETRÍA ELECTRODÉBIL

El mecanismo de Higgs⁸ [Hig64] implica el rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y$ en $U(1)_{EM}$, asociado al electromagnetismo y provee las masas de los fermiones y 3 de los 4 bosones electrodébiles observados experimentalmente⁹, $W^\pm$ y Z^0 (combinaciones lineales de los campos W_μ^i y B_μ). Para ello, se introduce un nuevo campo escalar complejo Φ , llamado *campo de Higgs*, en la representación de

		t^3	y	q
Quiralidad Izquierda	ν_e, ν_μ, ν_τ	+1/2	-1	0
	e^-, μ^-, τ^-	-1/2	-1	-1
	u, c, t	+1/2	+1/3	+2/3
	d, s, b	-1/2	+1/3	-1/3
Quiralidad Derecha	e_R^-, μ_R^-, τ_R^-	0	-2	-1
	u_R, c_R, t_R	0	+4/3	+2/3
	d_R, s_R, b_R	0	-2/3	-1/3

Tabla 1.2: Isospín débil (t^3), hipercarga débil (y) y carga eléctrica (Q) de los fermiones presentes en el SM, de acuerdo a su quiralidad. No se incluyen neutrinos derechos, ya que (si existen) no interactúan por medio de la interacción electrodébil.

⁸ Si bien suele solo llevar el nombre de Peter Higgs, este mecanismo fue descubierto de manera independiente y simultánea por tres grupos en 1964: por Robert Brout y François Englert [EB64]; por Peter Higgs [Hig64]; y por Gerald Guralnik, Carl R. Hagen y Thomas Kibble [GHK64].

[Hig64] Higgs, «Broken symmetries and the masses of gauge bosons»

⁹ Por el Teorema de Goldstone, sabemos que la ruptura de 3 simetrías continuas de la teoría resultará en 3 bosones de Goldstone (no masivos), que son *absorbidos* mediante transformaciones locales de gauge por 3 campos de gauge, adquiriendo masa.

definición de $SU(2)$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix},$$

donde ϕ_+ y ϕ_0 poseen la carga eléctrica indicada por sus subíndices, por lo que $y_\Phi = 1$. La dinámica de este campo escalar es añadida al SM como

$$\mathcal{L}_{SM} \supset \mathcal{L}_H = (D^\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi - V(|\Phi|),$$

acoplado con los bosones W_μ^i y B_μ por medio de la derivada covariante $D_\mu = D_\mu^L$ definida en (1.2). Para obtener un valor de expectación de vacío (vev) del campo no nulo y romper espontáneamente la simetría electrodébil, introducimos el potencial de Higgs

$$V(|\Phi|) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2,$$

invariante ante transformaciones locales de $SU(2)_L$. Para acotar su magnitud mínima, se requiere $\lambda > 0$. Si $\mu^2 > 0$, el potencial tendrá un único mínimo en $|\Phi| = 0$. Sin embargo, si $\mu^2 < 0$, el potencial toma la forma de *sombrero mexicano* (Figura 1.5), con un estado fundamental infinitamente degenerado en $|\Phi| = v/\sqrt{2}$, donde $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda} \approx 246.22$ GeV es el vev del campo de Higgs, usualmente elegido como

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}.$$

Sin pérdida de generalidad, podemos reparametrizar el campo de Higgs alrededor del vev, rotando sus componentes mediante una transformación local de componentes $\theta^i(x)$ a

$$\Phi = \exp \left\{ i \frac{\sigma^i}{2} \theta^i \right\} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} + \frac{h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}.$$

Los tres campos $\theta^i(x)$ serían identificados como bosones de Goldstone, asociados a los grados de libertad no radiales del campo, que son eliminados mediante una transformación del gauge local $SU(2)_L$. Al eliminarse, los 3 grados de libertad de los modos de Goldstone son *absorbidos* por 3 bosones de gauge de la teoría electrodébil, dándoles masa.

A bajas energías, las resonancias de mediadores electrodébiles que se observan experimentalmente no son excitaciones de los campos W_μ^i y B_μ , sino combinaciones de ellos, que se corresponden con los términos diagonales y no-diagonales de la matriz de gauge asociada a la derivada covariante:

$$D_\mu \Phi = \partial_\mu + i \frac{g}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{1}{g\sqrt{2}}(gW_\mu^3 + g'B_\mu) & \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & \frac{1}{g\sqrt{2}}(g'W_\mu^3 - gB_\mu) \end{pmatrix} \Phi.$$

Bajo la normalización usual,

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad Z_\mu^0 = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad A_\mu = \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}},$$

por lo que al desarrollar el término cinético del campo de Higgs, a orden

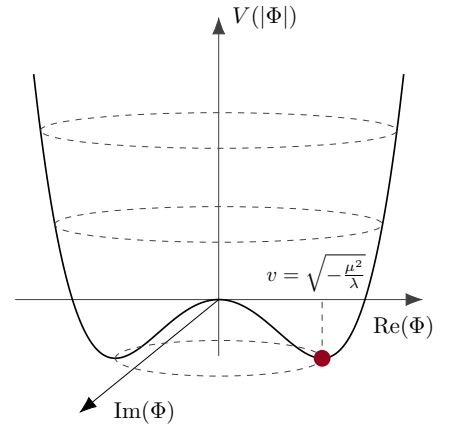


Figura 1.5: Potencial de Higgs $V(|\Phi|)$, para $-\mu^2 < 0$.

$\mathcal{O}(h^0)$, obtenemos los términos de masa efectiva

$$\mathcal{L}_H \supset \mathcal{L}_{W^\pm, Z^0 \text{mass}} = m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu,$$

con

$$m_W = \frac{gv}{2} = \frac{m_H^2 g}{4\lambda}, \quad m_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} = \frac{m_H^2}{4\lambda} \sqrt{g^2 + g'^2}.$$

El campo de A_μ permanece sin masa, correspondiéndose a la simetría de Gauge resultante $U(1)_{EM}$. La masa del campo de Higgs, $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$, es obtenida desarrollando el potencial de Higgs a orden $\mathcal{O}(h^2)$.

Los vértices de interacción resultantes entre bosones electrodébiles y fermiones se encuentran descritos en la **Figura 1.6**. Para mediar las transformaciones entre fermiones de isospín semientero de distinta proyección t^3 , los bosones de gauge deberán tener isospín total $t = 1$. Los bosones $W^\pm$, con $t_{W^\pm}^3 = \pm 1$, se emiten en las transiciones $t^3 = \pm 1/2 \rightarrow t^3 = \mp 1/2$. Por el contrario, en transiciones neutras $t^3 = \pm 1/2 \rightarrow t^3 = \pm 1/2$, como en el scattering electromagnético o de neutrinos, se da la emisión de bosones Z^0 y A , ambos con isospín débil $t_{Z,A}^3 = 0$. Las interacciones electromagnéticas dependerán de la carga eléctrica q , obtenida en (1.1), mientras que las interacciones mediadas por bosones Z^0 tendrán una carga débil asociada

$$q_z = \frac{t^3 - q \sin^2 \theta_w}{\sin \theta_w \cos \theta_w},$$

donde $\tan \theta_w = g'/g$, soendo θ_w el ángulo de Weinberg.

El mecanismo de Higgs también es responsable de asignar masas a los fermiones del SM, incluyendo en el lagrangiano acoplamiento de Yukawa de la forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} \supset \mathcal{L}_Y &= - \sum_{i=1}^3 Y_i^e \bar{l}_L^i \Phi e_R^i - \sum_{i,j=1}^3 \left[Y_{ij}^d \bar{q}_L^i \Phi d_R^j + Y_{ij}^u \bar{q}_L^i \tilde{\Phi} u_R^j \right] + \text{h.c.} \\ &= - \sum_{i=1}^3 \frac{v}{\sqrt{2}} Y_i^e (\bar{e}_L^i e_R^i + \bar{e}_R^i e_L^i) \\ &\quad - \sum_{i,j=1}^3 \frac{v}{\sqrt{2}} \left[Y_{ij}^d \bar{q}_L^i \Phi d_R^j + Y_{ij}^u \bar{q}_L^i \tilde{\Phi} u_R^j \right] + \mathcal{O}(h^1) + \text{h.c.}, \end{aligned}$$

donde i y j son los índices de la generación de los fermiones (tal que $u_R^i = (u_R, c_R, t_R)$ y lo mismo para los quarks tipo- d y los leptones) y $\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi$. Los términos de masa de Dirac de los leptones cargados se hacen explícitos con solo desarrollar $\mathcal{L}_Y$ a orden $\mathcal{O}(h^0)$, resultando en $m_{e^i} = vY_i^e/\sqrt{2}$. Sin embargo, en el caso de los quarks, las matrices de Yukawa Y_{ij}^u e Y_{ij}^d requieren una diagonalización

$$Y^u = U^u M^u K^{u\dagger} \quad \text{y} \quad Y^d = U^d M^d K^{d\dagger}$$

para obtener los autoestados de masa, ahora con $m_{u^i} = vM_{ii}^u/\sqrt{2}$ y una expresión análoga para m_{d^i} . La matriz $V = U^{u\dagger}U^d$, conocida como matriz CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa), contiene toda la información de la mezcla de los autoestados de sabor de los quarks que ocurre en la interacción débil cargada. Al contener una fase no nula ($V^* \neq V$), la matriz CKM da origen a la violación de la simetría CP (conjugación de

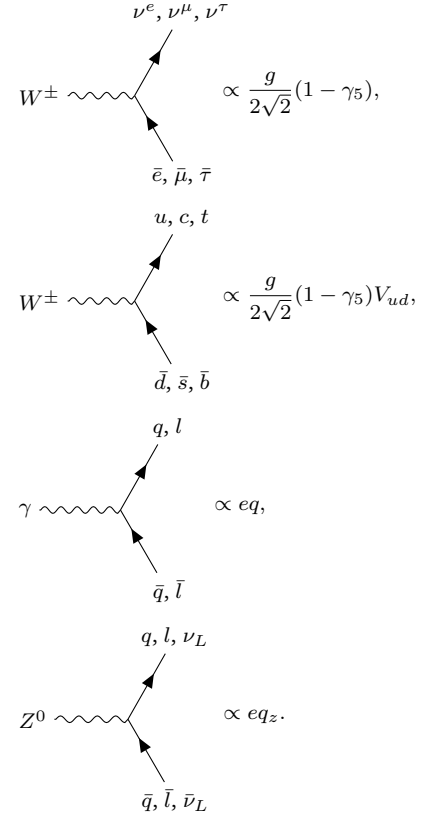


Figura 1.6: Vértices de interacciones electrodébiles. En las interacciones cargadas entre quarks y los mediadores cargados $W^\pm$, V_{ud} es el elemento de la matriz CKM de los quarks tipo- u y tipo- d del vértice.

carga-paridad) en el SM.

Los neutrinos son los únicos fermiones que no adquirirían masa por el mecanismo de Higgs, al no incorporarse en el SM un término de Yukawa que relacione sus campos con el campo de Higgs.

1.1.4 INTERACCIONES HADRÓNICAS EN UN COLISIONADOR PROTÓN-PROTÓN

Como se ha discutido en la Sección 1.1.1, la constante de acoplamiento α_s , que gobierna las interacciones fuertes entre quarks, tiene una fuerte dependencia en la escala de energía de cada interacción, modificando radicalmente la naturaleza de los procesos. El modelado de una colisión protón-protón en un experimento como ATLAS, donde se requiere conocer su evolución desde la interacción entre los protones a $\sqrt{s} = 13$ TeV, hasta la interacción de las partículas en el estado final con los materiales activos y pasivos del detector a unos pocos GeV, representa un enorme desafío, al cubrir regímenes de QCD con comportamientos muy distintos en sus extremos.

A altas energías (más precisamente, a altas transferencias de impulso), en el régimen perturbativo, la colisión entre dos protones puede ser estudiada por medio del modelo de partones, tratando a los hadrones como objetos compuestos de partículas puntuales con interacciones de muy corta distancia. Este modelo fue introducido por Richard Feynman en 1969 y aplicado inmediatamente por Bjorken y Paschos para interpretar los resultados de los experimentos de dispersión inelástica profunda electrón-nucleón en SLAC. Bajo esta abstracción, los partones no solo incluyen a los quarks de valencia (u , u y d en el caso del protón), sino también los pares de partículas y antipartículas del mar de quarks, y los gluones que median las interacciones entre ellos. El modelo supone una permanente interacción entre partones, por lo que su momento individual resulta desconocido, aunque su fracción de momento respecto al momento total del hadrón puede ser modelado como una variable aleatoria.

A bajas energías, como ya hemos mencionado en 1.1.1, el principio de confinamiento obliga a los quarks y gluones libres a *hadronizar*, formando nuevamente estados ligados sin color mediante la producción de pares quarks-antiquarks. Este proceso resulta en la formación de jets hadrónicos, modelados fenomenológicamente, que pueden ser observados en el detector, como será desarrollado en los Capítulos 2 y 3.

La conexión entre estos dos regímenes es posible gracias al concepto de *factorización*, ideado por Feynman [Fey69], que permite una separación sistemática entre las interacciones de corta distancia (entre partones) y las interacciones de larga distancia (entre hadrones). El teorema de factorización [CSS89], ilustrado esquemáticamente en la Figura 1.8 para una interacción entre dos bariones, establece que la sección eficaz de producción de cualquier proceso de QCD del tipo $A + B \rightarrow X$ puede ser estimada como

$$\sigma_{AB \rightarrow X} = \sum_{ij} \int dx_{a_i} dx_{b_j} f_{A/a_i}(x_{a_i}, \mu_F^2) f_{B/b_j}(x_{b_j}, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{a_i b_j \rightarrow X}(\mu_F^2, \mu_R^2), \quad (1.3)$$

donde x_i y x_j son las fracciones del momento de los hadrones A y B , que

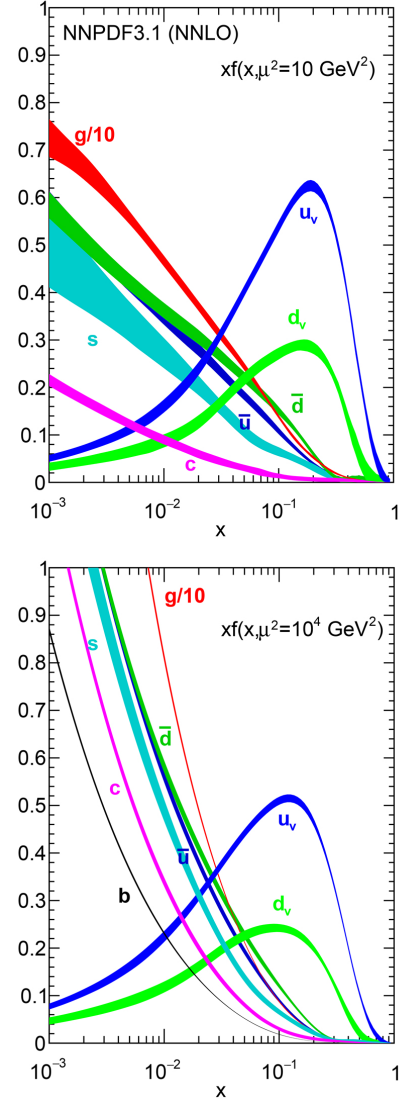


Figura 1.7: Funciones de distribución partónica (PDF) usando predicciones NNLO (*next-to-next-to-leading order*) de quarks y gluones en protones, para escalas de factorización μ_F^2 10 GeV² y 10⁴ GeV² [Del18].

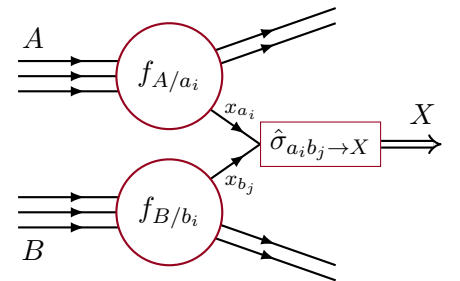


Figura 1.8: Ilustración esquemática del proceso de factorización en una colisión pp, donde un partón de cada protón sufre una dispersión dura.

[Fey69] Feynman, «Very high-energy collisions of hadrons»

[CSS89] Collins et al., «Factorization of Hard Processes in Qcd»

llevan los partones a_i y b_j respectivamente, y $\hat{\sigma}_{a_i b_j}$ es la sección eficaz de la interacción a nivel partónico, calculada a un dado orden de perturbaciones y una escala de renormalización μ_R . Esta escala de normalización es importante para absorber las divergencias UV en los cálculos a órdenes mayores. Las funciones $f_{H/p}(x_p, \mu_F^2)$ son las funciones de distribución partónicas, o PDFs, que representan la probabilidad de encontrar un partón de tipo p en un hadrón H con una fracción de momento x_p , dada la escala de factorización $1 \text{ GeV}^2 \leq \mu_F \leq Q^2$. Esta escala se introduce para tratar singularidades que aparecen en el régimen no perturbativo. Las PDFs no pueden ser determinadas perturbativamente, pero su dependencia funcional con la escala de energía se puede predecir con las ecuaciones DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [GL71; AP77; Dok77]. Para el caso del protón, las PDFs son exhibidas en la Figura 1.7.

El modelado de una colisión pp comienza en el cálculo del elemento de matriz $M = \langle f | S | i \rangle$ de un proceso de dispersión dura (HS, *Hard Scatter*) entre partones iniciales en el régimen perturbativo. Al igual que en el estudio de secciones eficaces de interacción en QFT tradicional, este contiene toda la información de las funciones de onda entrantes y salientes y depende de la escala de energía de dispersión.

Los partones pueden emitir quarks o gluones antes y después del proceso de HS, conocidos como radiación de estado inicial y final (ISR, *initial state radiation*, y FSR, *final state radiation*). Los partones que no participaron de la dispersión dura también pueden interactuar, dando lugar a interacciones de bajo momento (*soft*), que conforman el *evento subyacente* (UE, *underlying event*). Al contener en su mayoría interacciones de menor energía, este requiere de tratamientos fenomenológicos no perturbativos.

Luego de la interacción principal de HS, todos los partones producidos en el estado final evolucionan radiando gluones *soft* y quarks livianos, en un proceso conocido como *lluvia* o *cascada de partones* (PS, *parton shower*). En cada paso de las cascadas partónicas, la probabilidad de fragmentación a un hadrón adicional C se introduce a la eq. (1.3)

$$\hat{\sigma}_{a_i b_j \rightarrow C+X} = \sum_k \int dz_C D_{c_k}(z_C, \mu_f^2) \sigma_{a_i b_j \rightarrow c_k+X}(\mu_F^2, \mu_R^2),$$

donde c_k es un partón con una probabilidad de fragmentar a C determinada por la función de fragmentación $D_{c_k}(z_C, \mu_f)$, con una fracción z_C de su momento, a la escala de fragmentación μ_f . Este proceso finaliza al alcanzar la escala de hadronización $Q \sim 1 \text{ GeV}$, donde el tratamiento de QCD deja de ser perturbativo y los partones en el estado final de la cascada son recombinados en hadrones por el principio de confinamiento. Esta fase es explicada por algunos modelos fenomenológicos [Bäh+08].

Algunos hadrones producidos en la etapa de hadronización son muy inestables, con vidas medias muy pequeñas, no alcanzando a ser observados directamente. Estos hadrones decaerán rápidamente en otros hadrones más estables, como piones y kaones, que serán observados por el detector. Nuevamente, en esta etapa final no podemos recurrir a QCD ya que nos encontramos en regímenes de baja energía (bajas transferencias de impulsos), por lo que se emplean modelos fenomenológicos, utilizando *branching ratios*¹⁰ determinados experimentalmente para los distintos

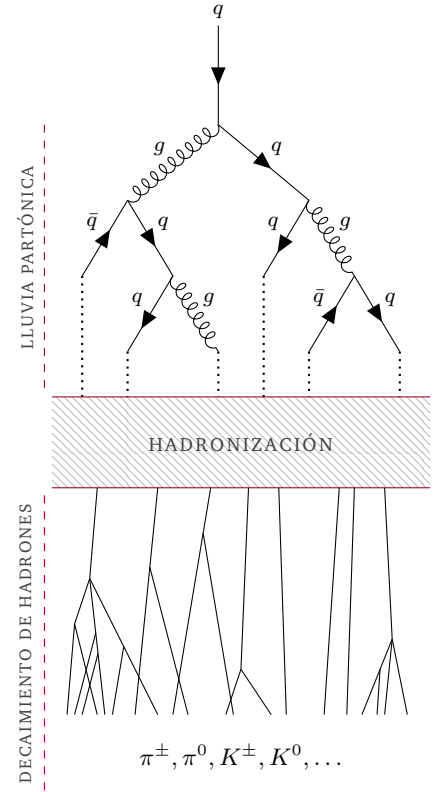


Figura 1.9: Diagrama del proceso de una lluvia partónica, hadronización y decaimiento de hadrones inestables a hadrones estables, comenzando con un quark q producido en la interacción.

[Bäh+08] Bähr et al., «Herwig++ physics and manual»

¹⁰ Se define el *branching ratio* (o *branching fraction*) como la fracción de partículas que decaen mediante un canal particular, respecto al número total de partículas que decaen.

en donde λ_f parametriza el acoplamiento del fermión con el Higgs y Λ_{UV}^2 es el *cut-off* utilizado para regular las divergencias ultravioletas en las integrales de cada loop.

Considerando contribuciones provenientes del quark top, donde $\lambda_f \sim 1$, y suponiendo que el SM es válido hasta la escala de Planck, es decir, $\Lambda_{UV}^2 \sim m_P^2$, entonces las correcciones de la masa resultan $\delta m_H^2 \sim 10^{30}$. Por lo tanto, para obtener una masa del bosón de Higgs de 125 GeV, compatible con las observaciones experimentales, $m_{H,\text{bare}}$ debe ser especificada en menos de una parte en $\sim 10^{12}$. El requerir ajustes extremadamente precisos de los parámetros de la teoría recibe el nombre de *problema de fine-tuning*.

Una forma de evadir este problema consiste en considerar la existencia de otro escalar complejo S , de masa m_S , que acople con el campo de Higgs con un término $\sim -\lambda_S \Phi^\dagger \Phi S^\dagger S$. Esto produce una corrección de signo contrario en Δm_H^2 , inhibiendo el impacto de las correcciones a órdenes superior del SM. Las extensiones supersimétricas del Modelo Estándar proveen este tipo de partículas, introduciendo una simetría adicional que resulta en un bosón (fermión) super-compañero, para cada fermión (bosón) original del SM [HH18].

[HH18] Haber et al., «Supersymmetric Theory and Models»

Masa de neutrinos

Las reacciones nucleares en el interior del sol producen grandes cantidades de neutrinos electrónicos. Sin embargo, los neutrinos solares observados experimentalmente en la tierra se encuentran distribuidos casi homogéneamente entre ν_e , ν_μ y ν_τ [The+98]. Este fenómeno, conocido como *oscilación de los neutrinos*, puede ser explicado si se consideran neutrinos masivos, cuyos autoestados de masa no son autoestados de sabor. Para parametrizar las oscilaciones se introduce una nueva matriz de mezcla similar a la matriz CKM, conocida como matriz PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata).

[The+98] The Super-Kamiokande Collaboration et al., «Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos»

Materia y energía oscura

Las observaciones astronómicas de la posición y trayectoria de las estrellas indican que, para que el movimiento rotacional y estructura de las galaxias se ajuste a los modelos de gravedad de la Relatividad General, debería encontrarse una cantidad de materia muy superior a la observada experimentalmente [DG11]. Al no detectarse en forma directa, se supone que este defecto de materia se encontrará compuesto de partículas masivas que no interactuen con el electromagnetismo. Los neutrinos del SM no poseen la masa suficiente para resolver este defecto, por lo que se propone la existencia de una nueva partícula (o familia de partículas), que recibe el nombre de *materia oscura*¹¹, solo interactuando de forma directa en el SM con el mediador débil Z^0 .

[DG11] Duda et al., «Dark matter: A primer»

Los modelos cosmológicos más precisos estiman que la materia fermiónica cargada del SM solo compone un 5 % del universo observable, resultando en un 26 % de materia oscura. Los fotones y neutrinos masivos contribuyen solo un 1 % adicional. Más aún, para modelar la geometría *de-Sitter* del universo en expansión acelerada, se requiere que el restante

¹¹ Ya que no acopla de forma directa con los fotones.

68 % de este se encuentre conformado por *energía oscura*. Esta energía, de naturaleza totalmente desconocida, sería la responsable de contraarrestar los efectos de la materia y energía convencional proveyendo una presión negativa, bajo la cual la expansión del universo debería desacelerarse.

Strong-CP

El Modelo Estándar no establece en sus postulados una conservación de la simetría CP en la interacción fuerte. De hecho, la teoría de QCD provee un término capaz de romper globalmente esta simetría,

$$\mathcal{L}_{QCD,CP\text{-breaking}} = \theta \frac{\alpha_s}{8\pi} G^{a\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^a, \quad (1.4)$$

conocido como *término- θ* , por el parámetro homónimo [Bal79]. Sin embargo, a diferencia de la interacción electrodébil, nunca se ha observado evidencia de violación CP en este sector.

En particular, la presencia de violación CP inducida eventualmente por la existencia de valores no nulos del parámetro θ de la teoría se encontraría vinculada a un momento dipolar eléctrico en los neutrones [Cre+79]. Los resultados experimentales negativos en la búsqueda del momento dipolar del neutrón [Har+99] imponen cotas superiores muy estrictas en el valor de θ , y por extensión a la magnitud posible de violación CP en el SM.

Fijar el parámetro θ en valores tan pequeños se conoce como problema de *strong-CP*. Algunas teorías que podrían explicar la conservación CP en la interacción fuerte implican la existencia de una nueva partícula pseudoescalar, el axión, de la que hablaremos a continuación.

[Bal79] Baluni, «CP-nonconserving effects in quantum chromodynamics»

[Cre+79] Crewther et al., «Chiral estimate of the electric dipole moment of the neutron in quantum chromodynamics»

[Har+99] Harris et al., «New experimental limit on the electric dipole moment of the neutron»

1.2 EXTENSIONES PSEUDOESCALARES DEL MODELO ESTÁNDAR

El descubrimiento reciente del bosón de Higgs marcó una nueva era de la física fundamental: no solo representó completar la tabla de partículas predichas por el Modelo Estándar –que estudiamos en la Figura 1.2–, sino que también ha sido la primera resonancia¹² fundamental escalar detectada experimentalmente. Sin embargo, anticipando el descubrimiento del bosón de Higgs, muchos modelos BSM han incluido otras partículas elementales escalares como parte fundamental de su estructura, como en las extensiones supersimétricas del SM, o los modelos SM ampliados con N dobletes de Higgs (NHDM, *N Higgs Doublet Model*).

En particular, cuando estas extensiones contienen campos escalares complejos, como consecuencia de la ruptura de las simetrías de Gauge, se suelen introducir escalares *CP-odd* (referidos usualmente como *pseudoescalares*) en los espectros de las teorías. Confirmar su existencia resultaría evidencia de física más allá del SM, por lo que los pseudoescalares se encuentran hoy en el centro de varias búsquedas en el LHC.

En las últimas décadas, se ha prestado particular atención a la posibilidad de emplear escalares *CP-odd* como mediadores entre la materia oscura y las partículas del SM, al intentar describir los excesos de rayos gamma difusos en el centro de la galaxia. Estos pseudoescalares suelen ser modelados como *partículas tipo-axiones*, cuya fenomenología será

¹² Se llama resonancia a un pico localizado alrededor de una energía específica de la sección eficaz diferencial en experimentos de scattering.

introducida en la siguiente sección, o como bosones *CP-odd* provenientes de la ruptura de simetría del sector de Higgs en el modelo supersimétrico NMSSM (*Next-to-Minimal-Supersymmetric-Standard-Model*) [Che+14; Hua+14].

1.2.1 AXION LIKE PARTICLES

Los axiones son partículas pseudo-escalares, propuestas por Peccei y Quinn en 1977 como una posible solución al problema *strong-CP* [PQ77b; PQ77a]. Se introduce una nueva simetría $U(1)$, conocida comunmente como *simetría PQ*, en referencia a los creadores de la teoría, que resulta rota espontáneamente por un campo escalar cargado Φ_{PQ} que obtiene un vev $v_{PQ} = (f_{PQ} + \phi)e^{i\phi}$. El modo de Goldstone ϕ es el axi6n, una partícula pseudoescalar (impar ante transformaciones CP , o *CP-odd*) que hereda una simetría de desplazamiento continua aproximada $\phi \rightarrow \phi + \alpha$, de la simetría PQ original $U(1)$. El axi6n tiene un acoplamiento an6malo con el $G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}$, por medio del que podemos cancelar el efecto del t6rmino (1.4) con una reparametrizaci6n $\phi \rightarrow \phi' = \phi - \theta$, y un potencial que induzca un m6nimo en $\phi' = 0$.

Por convenci6n, el axi6n normalizado se suele escribir como $a = f_{PQ}\phi$, con una masa dada por $m_a \sim f_{PQ}^{-1}$. La simetría de desplazamiento aproximada de ϕ significa que sus acoplamientos con otros campos solo ser6n en t6rminos de las derivadas $\partial_\mu a$, suprimidos en potencias de $1/f_{PQ}$, restringidas por $f_{PQ} \gg m_{\text{weak}}$ [Pow16]. En particular, para $f_{PQ} \sim 10^{12}\text{GeV}$, los axiones pueden ser candidatos a part6culas de materia oscura fr6a ultra-liviana.

Existen muchos modelos BSM que en los l6mites de bajas energ6as se reducen a teor6as efectivas con simetr6as $U(1)$ rotas, tambi6n con una simetría de desplazamiento aproximada (por lo que son llamados pseudo-bosones de Goldstone), resultando en campos cuya fenomenolog6a puede ser tratada de una forma an6loga a los axiones. Por ejemplo, esto ocurre en abundancia en distintas variedades de teor6as de cuerdas, en modelos con Majorones¹³, y en modelos con relaxiones¹⁴.

En todos los casos, las part6culas tipo-axiones (ALPs, *Axion-like particles*) son bosones pseudo-escalares, asociados a la ruptura espont6nea parcial de estas nuevas simetr6as globales $U(1)$, aunque sin la relaci6n entre la masa y los acoplamientos requerida en los axiones. Estas part6culas pueden interactuar d6bilmente con todas las part6culas del Modelo Est6ndar por medio de acoplamientos derivativos, resultando en una amplia variedad de estados finales. Debido a la simetría de desplazamiento aproximada del modo de Goldstone, las ALPs pueden ser muy livianas con respecto a la escala electrod6bil, e incluso respecto a la escala de la interacci6n fuerte. Estas part6culas tambi6n introducen una soluci6n al problema *strong-CP*.

Si $C_{\gamma\gamma}/f_a \sim 1\text{TeV}^{-1}$, donde $C_{\gamma\gamma}$ es la constante de acoplamiento de la part6cula con un par de fotones, las ALPs podr6an proveer una explicaci6n para las discrepancias de las mediciones del factor giromagn6tico $g - 2$ del mu6n m6s recientes (4.2σ [The+21b]), respecto a los valores predichos por el SM. M6s a6n, extensiones BSM con ALPs pueden explicar la aparente violaci6n de universalidad lept6nica observada en decaimientos raros de mesones- B por LHCb [The+17d; The+19c; TA+21], las anomal6as

[Che+14] Cheung et al., «NMSSM interpretation of the Galactic Center excess»

[Hua+14] Huang et al., «Supersymmetric sub-electroweak scale dark matter, the Galactic Center gamma-ray excess, and exotic decays of the 125 GeV Higgs boson supersymmetric subelectroweak scale dark ... Jinrui Huang et al.»

[PQ77b] Peccei et al., «CP conservation in the presence of pseudoparticles»

[PQ77a] Peccei et al., «Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudoparticles»

[Pow16] Powell, «The cosmology and astrophysics of axion-like particles»

¹³ Los Majorones son bosones de Goldstone, denotados J , que se proponen como mediadores de la violaci6n $B - L$ (diferencia entre el n6mero bari6nico y el n6mero lep6nico) en algunas colisiones en altas energ6as, como $e^- + e^- \rightarrow W^- + W^- + J$

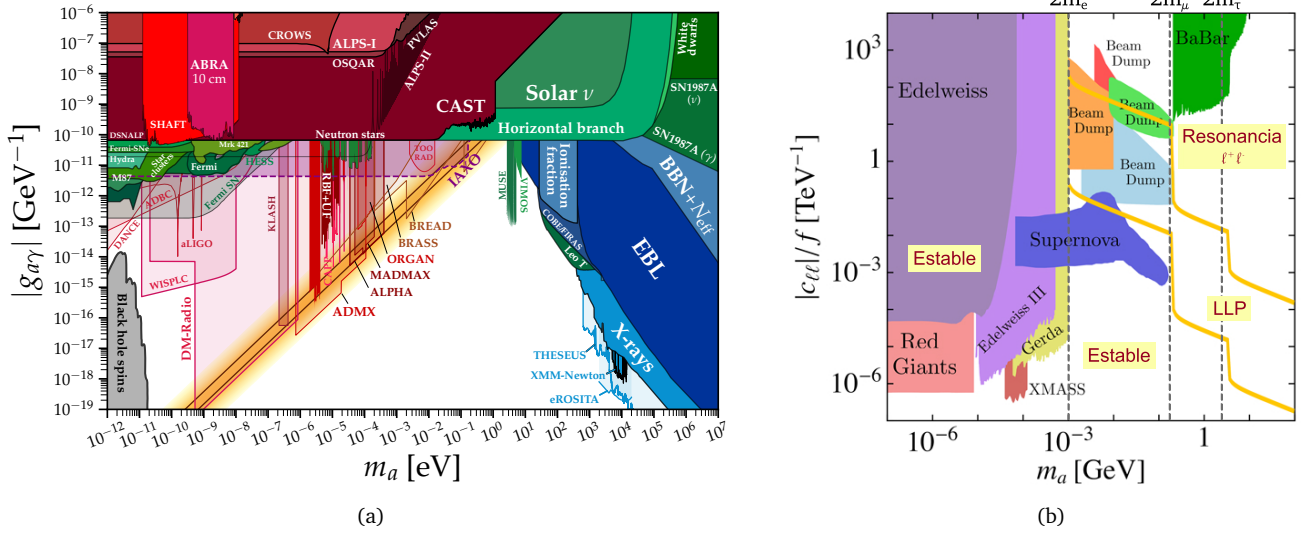
¹⁴ Los relaxiones son escalares livianos, propuestos como una soluci6n al problema de las jerarqu6as, relajando din6micamente la masa del Higgs con respecto a su elevada masa natural.

[The+21b] The Muon g-2 Collaboration et al., «Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm»

[The+17d] The LHCb Collaboration et al., «Test of lepton universality with $B^0 \rightarrow K^{*0}\ell^+\ell^-$ decays»

[The+19c] The LHCb Collaboration et al., «Search for Lepton-Universality Violation in $B^+ \rightarrow K^+\ell^+\ell^-$ Decays»

[TA+21] The LHCb Collaboration et al., «Test of lepton universality in beauty-quark decays»



en los decaimientos excitados del Berilio ($^8\text{Be}^* \rightarrow ^8\text{Be} + e^+e^-$) y Helio ($^4\text{He}^* \rightarrow ^4\text{He} + e^+e^-$) medidos por la colaboración ATOMKI [Kra+18; Kra+19], y los excesos en el decaimiento del pión neutral $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ observada por KTeV [Abo+07].

En las últimas dos décadas, las ALPs han cobrado particular relevancia como mediadores entre la materia oscura y los fotones del SM, pudiendo explicar los excesos de radiación gamma difusa en el centro galáctico [HG11; AK12; Day+16], en el contexto de modelos de *Coy dark matter* [Bh+14; HM14]. En estos modelos, la materia oscura es modelada por partículas fermiónicas, interactuando con el SM por medio del intercambio de una ALP mediadora muy liviana.

Los modelos de ALPs de origen astrofísico son válidos a lo largo de muchos órdenes de magnitud de masas y constantes de acoplamiento. Por ejemplo, los límites establecidos de la constante de acoplamiento de la interacción entre la ALP y los fotones, se exhiben en la Figura 1.12a.

Las ALP pueden ser tratadas convenientemente utilizando un lagrangiano efectivo suponiendo violación CP y MFV (*Minimal Flavour Violation*) [DAm+02], que en dimensión de masa $d \leq 5$, al orden más pequeño en el parámetro de escala de ruptura de simetría f_a , puede expresarse como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ALP}^{d \leq 5} = & \frac{1}{2} \partial_\mu a \partial^\mu a - \frac{m_a^2}{2} a^2 \\ & - \frac{C_{\tilde{B}}}{f_a} B_{\mu\nu} \tilde{B}^{\mu\nu} a - \frac{C_{\tilde{W}}}{f_a} W_{\mu\nu} \tilde{W}^{\mu\nu} a - \frac{C_{\tilde{G}}}{f_a} G_{\mu\nu} \tilde{G}^{\mu\nu} a \\ & + \sum_{i=u,d,e,\dots} \frac{C_f}{f_a} \left[\bar{f}_i \gamma^\mu \left(\frac{1 + \gamma^5}{2} \right) f_i \right] \partial^\mu a + \mathcal{O}(f_a^{-2}), \end{aligned}$$

implicando $6 + m_a$ parámetros independientes. Si bien este lagrangiano presenta términos de interacción con casi todas las partículas del SM¹⁵, los vértices de mayor interés a orden dominante serán los que relacionen a la ALP a con los Bosones de Gauge y los fermiones, como podemos observar en la Figura 1.13. Al suponer MFV, estas partículas tendrán interacciones dominantes con fermiones de la tercera generación: quarks

Figura 1.12: Constantes de acoplamiento en función de la masa m_a de la ALP: $g_{a\gamma} = C_{\gamma\gamma}/f_a$ (a) [OHA20]; $C_{\ell\ell}/f_a$ (b) [Bau+21]. Se muestran los límites teóricos y experimentales establecidos. En (b) se detalla la característica experimental de la partícula: estable, de vida larga (LLP) y con resonancias dileptónicas detectables. Se supone $C_{ee} = C_{\mu\mu} = C_{\tau\tau}$.

[Kra+18] Krasznahorkay et al., «New results on the ^8Be anomaly»

[Kra+19] Krasznahorkay et al., «New evidence supporting the existence of the hypothetic X17 particle»

[Abo+07] Abouzaid et al., «Measurement of the rare decay $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ »

[HG11] Hooper et al., «Dark matter annihilation in the Galactic Center as seen by the Fermi Gamma Ray Space Telescope»

[AK12] Abazajian et al., «Detection of a gamma-ray source in the Galactic Center consistent with extended emission from dark matter annihilation and concentrated astrophysical emission»

[Day+16] Daylan et al., «The characterization of the gamma-ray signal from the central Milky Way: A case for annihilating dark matter»

[Bh+14] Bhm et al., «Extended gamma-ray emission from Coy Dark Matter»

[HM14] Hektor et al., «Coy dark matter and the anomalous magnetic moment»

[DAm+02] D'Ambrosio et al., «Minimal flavour violation: an effective field theory approach»

¹⁵ El acoplamiento con el bosón de Higgs se hace presente en interacción de dimensiones superiores, siendo los primeros no nulos en $d = 6$ ($\sim haa$) y $d = 7$ ($\sim hZa$).

t , b y leptones τ [BNT17a; BNT17b; Bau+19].

Los acoplamientos a nivel árbol con un par $\gamma\gamma$ y $Z\gamma$ serían los principales responsables de la producción de rayos gamma difusos en el centro de la galaxia. Además, estos permiten realizar búsquedas directas de ALPs en colisiones hadrónicas de altas energías –como las realizadas en el LHC– estudiando la dispersión de dos fotones, o la producción de ALPs estables junto a un único fotón, $Z \rightarrow a\gamma$ [SC21; The+21a]. Los vértices de interacción de las ALPs con fermiones son proporcionales a la masa del fermión. Por lo tanto, serán dominantes los acoplamientos con los fermiones de tercera generación, resultando también de interés la producción de ALPs en colisionadores en asociación a un par de quarks top ($t\bar{t}a$) y bottom ($b\bar{b}a$), y los canales de decaimiento $a \rightarrow b\bar{b}$ y $a \rightarrow \tau^-\tau^+$. Esto brinda acceso a ALPs más pesadas a las accesibles en estudios astronómicos, con $m_a \gtrsim 10$ GeV.

Dependiendo de la masa y la constante de acoplamiento, son accesibles distintos regímenes experimentales, como podemos observar en la Figura 1.12b para el decaimiento dileptónico. Si la constante de acoplamiento es muy pequeña, o la m_a es inferior a la masa de las partículas del estado final (en el caso que se trate de un decaimiento a partículas masivas), la ALP se dice estable. Por lo tanto, esta escapará al detector, pudiendo solo ser observada como un faltante de momento al aplicar los teoremas de conservación. Por el contrario, si la interacción es lo suficientemente fuerte, se habilita la posibilidad de un decaimiento resonante. El caso medio resulta en partículas inestables, pero de una larga vida media (LLP, *Long Lived Particles*), por lo que su vértice de decaimiento se encontrará desplazado del vértice de su creación. En particular, el decaimiento resonante a dos leptones pesados $a \rightarrow \mu^-\mu^+/\tau^-\tau^+$ se encuentra en una región mayormente inexplorada del espacio de parámetros.

1.2.2 BÚSQUEDA DE BOSONES PSEUDOESCALARES EN EL LHC

En contraste al paradigma ampliamente aceptado que sugiere que las nuevas partículas fundamentales tienen que ser más pesadas que los actuales constituyentes del Modelo Estándar, con $m_{BSM} \gtrsim \mathcal{O}(1 \text{ TeV})$, las masas de bosones pseudoescalares no se encuentran casi restringidas por búsquedas directas, como hemos mencionado en el caso particular de las ALPs.

Como las interacciones entre los bosones de gauge y los escalares CP -odd solo pueden ser inducidas por operadores de mayor dimensión ($\sim a\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}V^{\mu\nu}V^{\rho\sigma}$), los límites establecidos por el LEP son particularmente débiles [Bau+21; Cas+15]. Las mayores sensibilidades en colisionadores provienen de producciones asociadas a los quarks t o b , al imponer MFV en muchos de estos modelos. Existen algunos límites provenientes de la física de sabores, pero estos son nuevamente muy débiles si $m_a \gtrsim 5$ GeV [Dol+15]. Por lo tanto, para detectar la existencia de partículas pseudoescalares en la escala de la interacción electrodébil en el LHC, la mejor estrategia consiste en realizar nuevas búsquedas directas.

Si bien podemos encontrar bosones pseudoescalares en muchos modelos, como hemos detallado en las secciones anteriores, resulta útil propo-

[BNT17a] Bauer et al., «Collider probes of axion-like particles»

[BNT17b] Bauer et al., «LHC as an Axion Factory: Probing an Axion Explanation for $(g-2)_\mu$ with Exotic Higgs Decays»

[Bau+19] Bauer et al., «Axion-like particles at future colliders»

[SC21] Schmieden et al., «Searches for Axion Like Particles at the LHC»

[The+21a] The ATLAS Collaboration et al., «Search for dark matter in association with an energetic photon in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector»

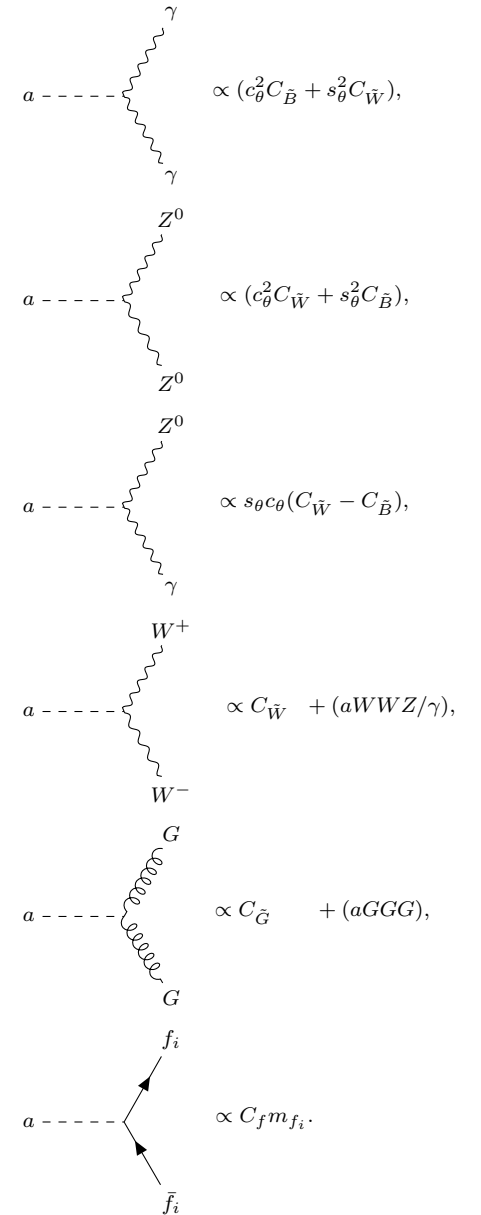


Figura 1.13: Vértices de interacción, de dimensión $d \leq 5$, de mayor interés en teorías BSM con ALPs. s_θ y c_θ son el seno y coseno del ángulo de Weinberg θ_w respectivamente.

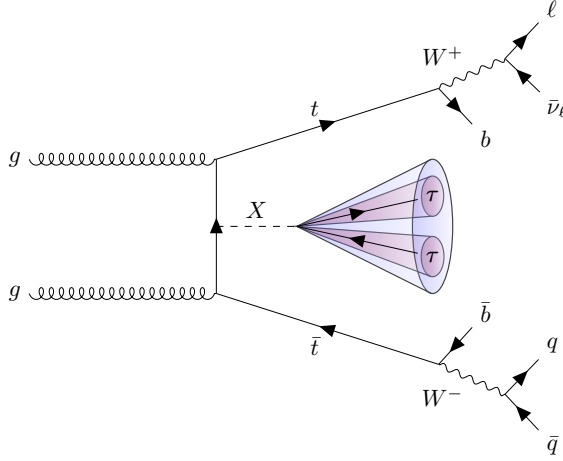


Figura 1.14: Diagrama de Feynman del proceso de señal $t\bar{t}(X \rightarrow \tau\tau)$ buscado en el presente análisis.

ner un modelo de señal BSM que resulte independiente de los detalles específicos de cada teoría, solo reteniendo las principales características de los modos de producción y decaimiento.

1.2.3 MODELO DE SEÑAL $t\bar{t}X$, $X \rightarrow \tau\tau$

Siguiendo los lineamientos y las motivaciones teóricas enunciadas, en el presente análisis se procede a la búsqueda de una resonancia liviana pseudoescalar X , de masa $m_X < 60 \text{ GeV}$, producida en asociación con un par de quarks top, y con un canal de decaimiento a un par de leptones taus. El diagrama de Feynman de este proceso se exhibe en la [Figura 1.14](#).

El par de quarks $t\bar{t}$ se considera en el modo de decaimiento semi-leptónico. En este canal, uno de los quarks t decae leptónicamente a $t \rightarrow b + (W \rightarrow \ell + \nu_\ell)$, mientras que el otro quark decae hadrónicamente como $t \rightarrow b + (W \rightarrow q + \bar{q})$, produciendo dos jets adicionales. De esta manera, se dispone de un leptón que puede ser utilizado como *trigger* de los eventos de señal. La presencia de al menos 2 quarks b en todos los eventos permite también suprimir eventos de fondo.

Al tener masa elevada, los leptones τ decaen después de una vida media de solo $\tau \sim 2.9 \times 10^{-13} \text{ s}$ [[Zyl+20](#)]. Debido a la longitud propia $c\tau \sim 87 \mu\text{m}$, la mayoría de los decaimientos de taus se dan en extrema proximidad del vértice de producción, por lo que solo podrán ser estudiados experimentalmente mediante los productos de su decaimiento.

Los leptones τ decaen el 35.2% de las veces en un modo leptónico, dado por $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ y $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$, como podemos observar en el diagrama de la [Figura 1.15](#). La interacción de los neutrinos con los detectores es muy improbable, por lo que solo son observadas las partículas cargadas. Por lo tanto, el decaimiento leptónico de los taus resulta difícil de distinguir con respecto a electrones y muones de producción directa (*prompt*).

En el modo de decaimiento hadrónico, con un *branching ratio* de 64.6%, los taus decaen a un neutrino ν_τ y uno o más hadrones cargados. En este caso, las trazas de los hadrones cargados y sus señales en los calorímetros pueden ser detectadas e identificadas con mayor precisión, por lo que se estudiará solo este canal de decaimiento en la presente búsqueda. Los productos finales del decaimiento suelen ser al menos un

[Zyl+20] Zyla et al., «Review of particle physics (2021 update)»

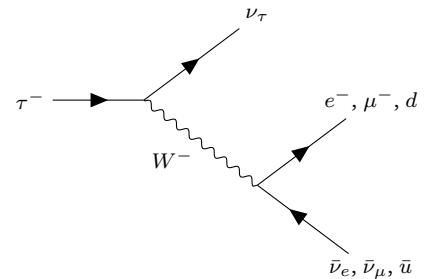


Figura 1.15: Diagrama de Feynman del decaimiento de un leptón τ , en el modo de decaimiento leptónico (a un par $e\bar{\nu}_e$ o $\mu\bar{\nu}_\mu$) y hadrónico (decayendo a un par de quarks $d\bar{u}$).

mesón cargado, como un pión $\pi^\pm$ o un kaón $K^\pm$, y posiblemente mesones neutros, como π^0 y K^0 . En general, el decaimiento a una única partícula cargada es denominado *1-prong*, con un *branching ratio* de 50.0 % en los decaimientos hadrónicos, mientras que el decaimiento a 3 partículas cargadas, con una probabilidad de 14.6 %, recibe el nombre de *3-prong*.

Existen decaimientos exóticos a 3 leptones cargados, un hadrón cargado y dos leptones, o 5 hadrones cargados, aunque estos poseen una probabilidad despreciable, inferior a 10^{-4} %, por lo que serán ignorados.

Para modelar los procesos de señal, utilizaremos una extensión del sector de Higgs del SM, conocida como 2HDM (2 *Higgs Doublet Model*) [Deg15; JL19]. Una breve descripción de este modelo se encuentra en el [Apéndice A](#).

TOPOLOGÍA DEL EVENTO DE SEÑAL

Como veremos en el [Capítulo 2](#), en física de altas energías se suele adoptar un sistema de coordenadas cilíndrico (z, ϕ, η) , donde η se encuentra referida al ángulo polar θ como $\eta = -\log(\tan(\theta/2))$. Esto permite definir una medida de distancia angular entre cualquier par de puntos $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$.

En general, puede demostrarse [Han+17] que para un objeto que decae en dos partículas de menor masa, la separación angular de los productos de decaimiento se encuentra dada por

$$\Delta R_{1,2} \approx \frac{2m}{p_T},$$

donde m y p_T son la masa y el momento transverso de la partícula madre. El régimen $m \gg p_T$, donde los productos de decaimiento se encuentran claramente separados, recibe el nombre de *resolved* (resuelto), mientras que si $p_T \gg m$ se lo llama *boosted* (boosteado).

En los eventos de señal $t\bar{t}X$, debido a la conservación de la energía en la interacción, la reducida masa de la resonancia buscada ($\lesssim 60$ GeV) respecto a los quarks top (173 GeV) resulta en una elevada magnitud de la fracción $p_{T,X}/m_X$.

Más aún, una de las consecuencias del cambio en la interacción entre los quarks top y el bosón pseudoescalar, respecto a un caso análogo con una partícula escalar *CP-even*, es un espectro de momentos sustancialmente desplazado a energías superiores. Podemos observar este fenómeno en la [Figura 1.16](#), que contiene las distribuciones simuladas del momento en el plano transverso de una colisión protón-protón de ambas partículas.

En los eventos de señal de interés, esto resulta en una muy pequeña separación angular ΔR entre los τ s, como podemos observar en la [Figura 1.17](#). Esto representa un gran desafío en el análisis experimental, ya que impide la correcta reconstrucción e identificación de los τ_{had} s en los detectores, requiriendo la implementación de nuevas técnicas de análisis que desarrollaremos en la [Sección 3.3](#). La eficiencia de estos métodos determinará el rango de masas total abarcado en la búsqueda.

[Deg15] Degrande, «Automatic evaluation of UV and R 2 terms for beyond the Standard Model Lagrangians: A proof-of-principle»

[JL19] Juriukonis et al., «Higgs masses and couplings in the general 2HDM with unitarity bounds»

[Han+17] Han et al., «Identifying a new particle with jet substructures»

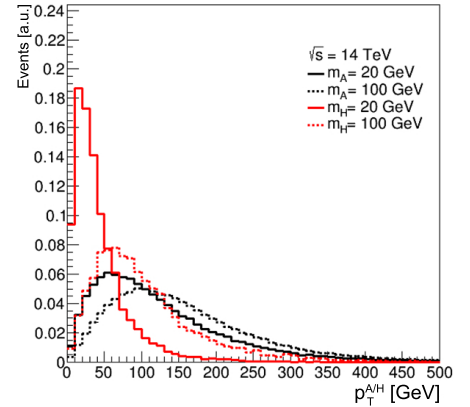


Figura 1.16: Momento en el plano transverso p_T de una partícula escalar H (rojo) y pseudoescalar A (negro), producida en asociación con un par de quarks $t\bar{t}$ en una colisión protón-protón con energía de centro de masa $\sqrt{s} = 14$ TeV.

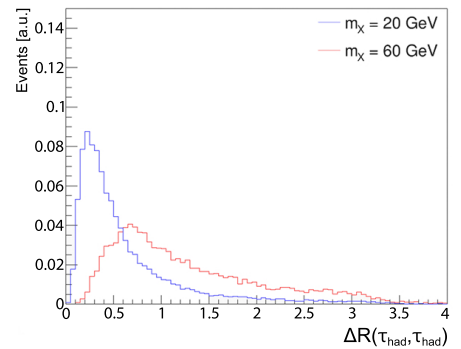


Figura 1.17: Separación angular ΔR entre el par de τ s producidos por el decaimiento de una partícula pseudoescalar de bajas masas.

2

El LHC y el Experimento ATLAS

- EN ESTE CAPÍTULO presentaremos al experimento ATLAS, uno de los cuatro experimentos principales del LHC. Introduciremos inicialmente al complejo de aceleradores y los parámetros más importantes de un colisionador hadrónico. Luego, describiremos los distintos subdetectores de ATLAS y el sistema de trigger. Finalmente, desarrollaremos brevemente el procesamiento y distribución de los datos recolectados por el experimento.

2.1 EL GRAN COLISIONADOR DE HADRONES

El Gran Colisionador de Hadrones, o LHC (Large Hadron Collider) [Brü+04] es un acelerador de hadrones superconductor de dos anillos, perteneciente a la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN, por sus antiguas siglas en francés), ubicado en las afueras de la ciudad de Ginebra, Suiza. Posee una longitud de 27 km, extendiéndose debajo de la frontera entre Francia y Suiza a una profundidad variable entre 50 y 174 m de la superficie terrestre. El LHC ha sido construido en el mismo tunel en el que funcionó el acelerador e^+e^- LEP (Large Electron-Positron collider) [Wys96] entre 1989 y 2000.

El LHC fue diseñado para colisionar protones a una energía de centro de masa¹ de $\sqrt{s} = 14$ TeV, e iones pesados con hasta 2.76 TeV por nucleón. El acelerador cuenta con cuatro puntos de interacción principales, donde se alojan los detectores más importantes: ATLAS [The+08b], CMS [The+08c], ALICE [The+08a] y LHCb [The+08d], como podemos observar en la Figura 2.1.

Para alcanzar las energías enunciadas, las partículas son aceleradas en múltiples etapas, a través de una cadena de pre-aceleradores. En el caso de los protones, con los que trataremos en este trabajo, el proceso comienza con la formación de paquetes de $\sim 1 \times 10^{11}$ protones, o *bunches*, a partir de la ionización de átomos de hidrógeno y la separación electrostática de los electrones. Los *bunches* de protones resultantes ingresan a un acelerador lineal de 36 m de longitud (LINAC 2), donde adquieren una energía de 50 MeV. El paquete acelerado es transferido al *Proton Synchrotron Booster* (BOOSTER), el primer acelerador circular de la cadena, con 160 m de circunferencia, alcanzando una energía de 1.4 GeV. El proceso continúa en el *Proton Synchrotron* (PS), cuya circunferencia es de 630 m, dejando a los protones con una energía de hasta 25 GeV. En el último paso antes de

[Brü+04] Brüning et al., «LHC Design Report Volume II»

[Wys96] Wyss, «LEP design report, Vol. 3 : LEP2»

¹ Definimos la energía de centro de masa $\sqrt{s}$, como la cantidad total de energía del sistema protón-protón en el punto de interacción (IP, *Interaction Point*), observado desde el sistema de laboratorio.

[The+08b] The ATLAS Collaboration et al., «The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider»

[The+08c] The CMS Collaboration et al., «The CMS experiment at the CERN LHC»

[The+08a] The ALICE Collaboration et al., «The alic experiment at the CERN LHC»

[The+08d] The LHCb Collaboration et al., «The LHCb detector at the LHC»

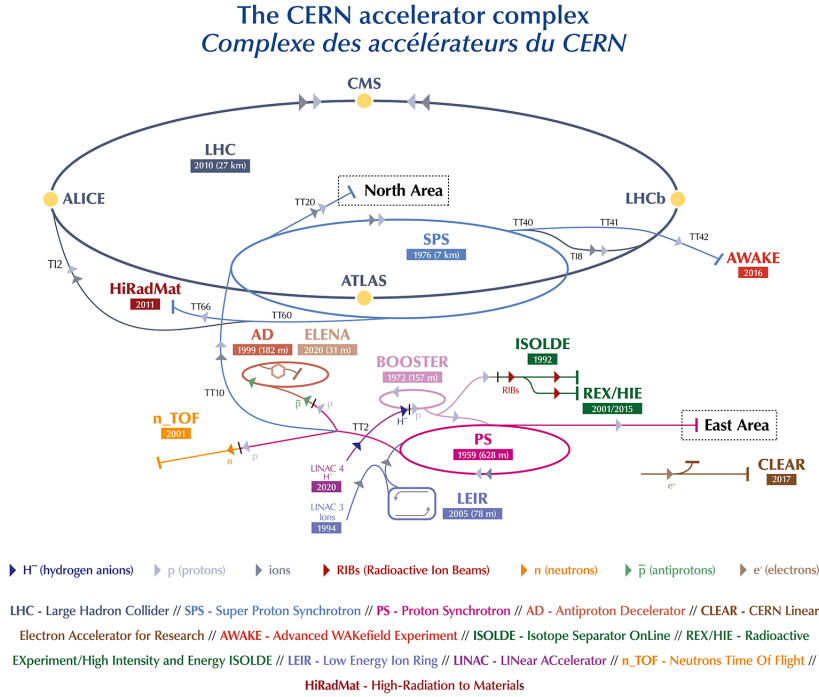


Figura 2.1: Complejo de aceleradores del CERN [Lef+08]

ingresar en el LHC, los protones incrementan su energía hasta 450 GeV en el *Super Proton Synchrotron* (SPS), que tiene 7 km de circunferencia. Los paquetes de protones provenientes del SPS son inyectados en direcciones opuestas a los dos anillos del LHC, donde incrementarán su energía hasta la magnitud final $\sqrt{s}/2$.

La aceleración de los bunches de protones en el LHC se realiza por medio de cavidades de radiofrecuencia (Figura 2.2), con un gradiente del campo eléctrico máximo de 5 MV/m oscilando a 400 MHz. Para mantener a los nucleones en una trayectoria aproximadamente circular², el LHC, cuenta con 1232 dipolos magnéticos superconductores, operando a 1.9 K para generar campos magnéticos de hasta 8.4 T. Los dipolos están equipados con sextupolos, octupolos y decapolos, que permiten corregir las pequeñas imperfecciones de los campos magnéticos en las extremidades de los dipolos. Para mantener al haz enfocado y maximizar la probabilidad de una colisión, se emplean un conjunto de 392 imanes cuadrupolares superconductores, produciendo campos magnéticos de hasta 6.8 T. Los anillos del LHC conforman un entorno de ultra-alto vacío, con una presión máxima de 1.3×10^{-13} Pa.

El diseño del LHC permite almacenar hasta 3564 bunches por anillo, aunque en la práctica este número se ve reducido a $n_b = 2808$. Con este número efectivo, los bunches se encuentran espaciados temporalmente en 25 ns ($f_{rev} = 11$ kHz), resultando en un cruce de haces en los cuatro puntos de interacción (*bunch crossing*) con una frecuencia de ~ 40 MHz. Junto a la energía de centro de masa de los nucleones $\sqrt{s}$, estas variables influyen directamente en la performance del acelerador, que podemos estudiar en términos del número de partículas por unidad de tiempo y área en los puntos de interacción, denominada *luminosidad instantánea*.

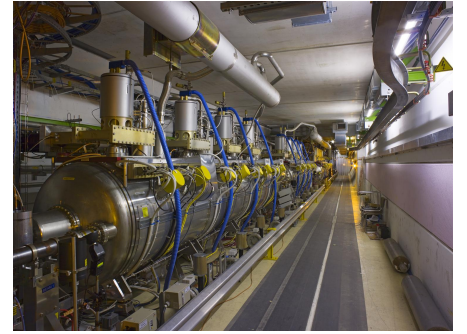


Figura 2.2: Cavidad RF del LHC, donde se incrementa la energía de los *bunches* de protones.

² Las cavidades de radiofrecuencia, al igual que los segmentos con imanes de enfoque cuadrupolares y las proximidades a los puntos de interacción son rectos; solo las secciones del LHC donde se encuentran los imanes dipolares son curvas.

Para colisiones protón-protón, este parámetro resulta

$$\mathcal{L} = f_{rev} n_b \frac{N_1 N_2}{A} = f_{rev} n_b \frac{N_1 N_2 \gamma F}{4\pi \epsilon_n \beta^*},$$

donde N_i es el número de partículas en cada bunch y $A = 4\pi \epsilon_n \beta^* / \gamma F$ es la sección efectiva del haz, definida en términos de la emitancia transversal normalizada³ ϵ_n , la función amplitud en el punto de interacción⁴ β^* , el factor de Lorentz $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$, y un factor de reducción geométrico F debido al ángulo de cruce de los haces en el punto de interacción [Lee19]. La luminosidad puede ser entendida como la magnitud que indica la capacidad de un acelerador de producir un determinado número de interacciones de un dado proceso en el que se esté interesado, resultando en una tasa de eventos instantánea

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \mathcal{L},$$

suponiendo una sección eficaz σ para el proceso de interés. Integrando en el tiempo obtenemos el número total de eventos N a medirse en un dado tiempo t , definiendo entonces la luminosidad integrada como

$$L = \frac{N}{\sigma} = \int_0^t \mathcal{L}(t') dt',$$

expresada usualmente en unidades de $\text{fb}^{-1} = 1 \times 10^{-39} \text{ cm}^{-2}$. En el período de operación del LHC 2015-2018, conocido como *Run 2*, se alcanzó una energía máxima de $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ (correspondiente a 6.5 TeV por nucleón, con una velocidad de 0.999999999c) y una luminosidad instantánea media de $1.4 \times 10^{-5} \text{ fb}^{-1} \text{ s}^{-1}$. La Figura 2.3 representa la luminosidad integrada como función del tiempo de recolección de datos del LHC, y la luminosidad integrada de las colisiones medidas y procesadas por el experimento ATLAS, que será descrito en la siguiente sección.

Actualmente, el LHC se encuentra en preparativos para comenzar el tercer período de toma de datos (Run 3), iniciando en mediados de 2022 hasta fines de 2025, luego de transitar un período no-operativo que comenzó en 2019 (*long shutdown 2*), al finalizar el Run 2. Durante los períodos no-operativos se realizaron tareas de mantenimiento y mejoras del LHC y los detectores, preparando el complejo de aceleradores y los experimentos para la siguiente etapa del LHC, el HL-LHC (*High Luminosity LHC*), donde se incrementará la luminosidad.

2.2 EL EXPERIMENTO ATLAS

ATLAS (*A Toroidal Lhc AparatuS*) es uno de los dos experimentos multipropósito del LHC, diseñado para estudiar las partículas producidas en colisiones protón-protón (*pp*) y en colisiones de iones pesados a las altas energías provistas por el LHC.

El detector de ATLAS [The+08b] posee una geometría aproximadamente cilíndrica, alcanzando una cobertura de casi 4π alrededor del punto de interacción, como podemos observar en la Figura 2.4. Se divide geométricamente en dos regiones: la parte central denominada *barrel*, y las regiones extremas donde se hubican los *endcaps* (“tapas externas”). En la

³ Equivalente a la dispersión transversal media de las partículas del haz en el espacio de coordenadas e impulsos. Para el cálculo de la luminosidad final, ϵ_n es determinada experimentalmente, midiendo los perfiles transversales de los haces [Tra+19].

⁴ Este parámetro se encuentra relacionado al poder de focalización de los cuadrupolos. Se obtiene mediante simulaciones numéricas de los campos magnéticos.

[Lee19] Lee, «Accelerator Physics»

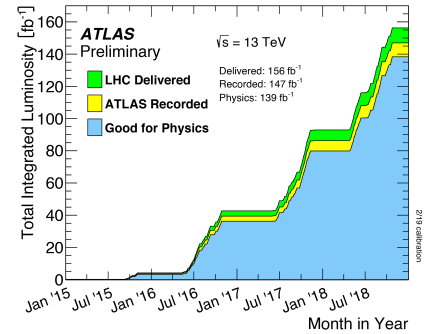


Figura 2.3: Luminosidad integrada entregada, capturada por ATLAS y calificada para estudiar física durante el Run 2.

[The+08b] The ATLAS Collaboration et al., «The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider»

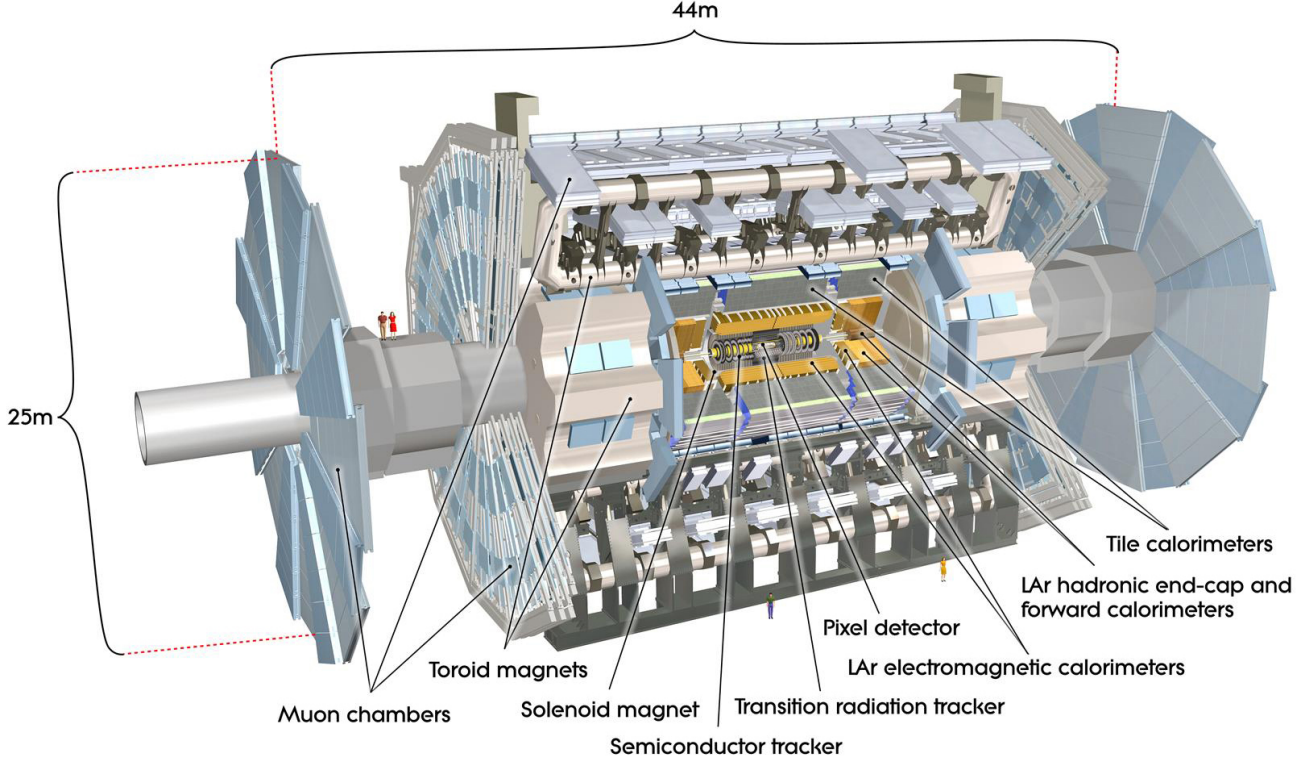


Figura 2.4: Esquema general del detector de ATLAS.

región *barrel*, los detectores se ubican en forma de cilindros concéntricos rodeando al eje del haz, mientras que en las regiones de los *endcaps* se disponen como discos perpendiculares a la dirección del haz.

ATLAS cuenta con múltiples sub-detectores, cada uno especializado en medir las propiedades cinemáticas de las distintas partículas presentes en el estado final del proceso, como se exhibe en la Figura 2.5. En la región más interna alrededor del punto de interacción se encuentra el detector interno de trazas (ID, *Inner Detector*), inmerso en un campo magnético solenoide de 2 T (producido por un solenoide superconductor que envuelve inmediatamente al ID), necesario para curvar la trayectoria de las partículas cargadas y así medir su impulso. El ID provee una precisa reconstrucción de las trazas de las partículas cargadas, con una alta granularidad.

Rodeando al ID encontramos un sistema de calorímetros de dos componentes: un calorímetro electromagnético (ECAL, *Electromagnetic CALorimeter*), diseñado para medir principalmente la energía depositada por fotones y electrones; y un calorímetro hadrónico (HCAL, *Hadronic CALorimeter*) exterior, midiendo la energía de los jets y hadrones producidos en la colisión y posteriores interacciones.

Finalmente, en la capa más externa de ATLAS, encontramos el espectrómetro de muones (MS, *Muon Spectrometer*), donde tres sistemas de imanes toroidales intercalados proveen campos magnéticos con un gradiente entre 2 y 6 T m, utilizados para curvar la trayectoria de los muones y así determinar su momento y energía.

Las dimensiones resultantes de esta geometría y composición transforman a ATLAS en el detector de partículas más grande construido hasta

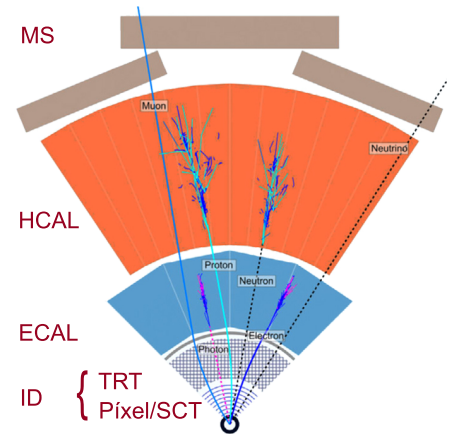


Figura 2.5: Corte transversal esquemático del detector ATLAS. Se muestran las interacciones de distintos tipos de partículas con los sub-detectores; de izquierda a derecha: muón, fotón, protón, neutrón, electrón y neutrino. Las trayectorias punteadas son invisibles al detector.

el momento, con 44 m de largo y 25 m de diámetro, superando las 7 000 toneladas.

2.2.1 SISTEMA DE COORDENADAS

ATLAS adopta un sistema de coordenadas cartesiano con origen en el IP en el centro del detector, colocando el eje z a lo largo del haz, con valores crecientes de x en la dirección del centro del LHC y valores crecientes de y hacia arriba. El ángulo azimutal ϕ es medido alrededor del eje del haz, en el plano transversal x - y , mientras que el ángulo polar θ es medido con respecto al eje del longitudinal del haz. La disposición de los ejes puede ser observada en la [Figura 2.6](#)

En el contexto de un acelerador, donde esperamos que la totalidad del impulso de las partículas se encuentre en la dirección del haz, definimos la rapidez y a partir de la energía total de la partícula y la componente longitudinal del momento como

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

En el límite ultra-relativista, donde la relación de dispersión puede ser aproximada como $E^2 = m^2 + p^2 \approx p^2$, esta cantidad se aproxima para partículas masivas (y vale de manera exacta para partículas no-masivas) a la pseudorapidez η , que se puede expresar directamente en términos del ángulo respecto al haz θ como

$$\eta = \frac{1}{2} \log \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = -\log \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right].$$

La [Figura 2.7](#) contiene una comparación geométrica entre los valores de la coordenada θ y su valor correspondiente de η .

En física de altas energías, esta nueva variable es preferida sobre el ángulo polar θ , ya que la multiplicidad de las partículas producidas resulta aproximadamente constante como función de η , y la diferencia de pseudorapidez entre dos partículas es invariante frente a boosts de Lorentz en la dirección del haz. Junto con el ángulo azimutal ϕ , también invariante ante boosts en la dirección privilegiada, nos permite definir una medida de distancia angular entre partículas

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2},$$

que será de importancia fundamental en los próximos capítulos.

Debido a que los protones inciden en la dirección longitudinal z , es razonable suponer que el momento transverso de los partones es aproximadamente nulo. El momento transverso total $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ es conservado durante la colisión. Resulta útil definir también la energía transversa

$$E_T = \frac{E}{\cosh \eta},$$

donde E es la energía total de la partícula. Si bien E_T no es una cantidad conservada, para partículas muy energéticas de masa pequeña, la corrección es menor⁵ [GC18]. En la dirección longitudinal, la fracción de momento del protón adquirida por cada uno de los partones interac-

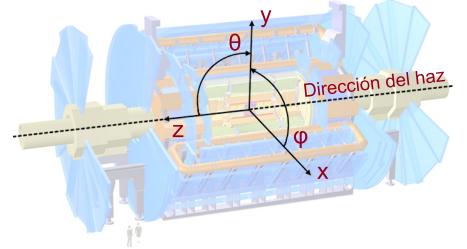


Figura 2.6: Sistema de coordenadas de ATLAS

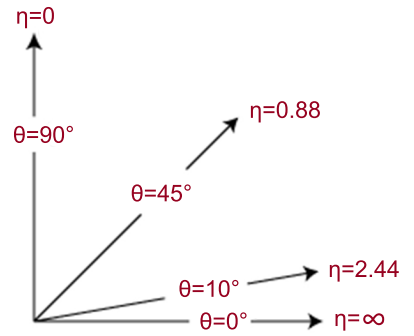


Figura 2.7: Representación geométrica de la relación entre el ángulo polar θ y la pseudorapidez η . La región de η grande (θ pequeño) recibe el nombre de *forward*.

⁵ Desarrollando en m/p_T ,

$$\begin{aligned} \frac{E_T}{p_T} &= \frac{E}{p} = \sqrt{1 + \frac{m^2}{p^2}} \\ &= \sqrt{2 + \sin^2(\theta) \frac{m^2}{p_T^2}} \\ &\approx 1 + \frac{1}{2} \sin^2 \theta \frac{m^2}{p_T^2}. \end{aligned}$$

[GC18] Gallicchio et al., «Quit Using Pseudorapidity, Transverse Energy, and Massless Constituents»

tuantes es desconocida: parte del impulso es transferido en la interacción dura, mientras que cierta fracción remanente escapa al detector a lo largo del haz. Por lo tanto, no es posible reconstruir el movimiento longitudinal del centro de masa en la interacción, haciendo imposible aplicar las leyes de conservación sobre la cinemática longitudinal (y, por extensión, total) de cada evento.

2.2.2 SUBSISTEMAS

Procederemos a describir brevemente los subsistemas principales de ATLAS. Para una información más detallada puede consultarse el informe técnico de la colaboración [The+08b].

SISTEMA DE IMANES

El sistema de imanes de ATLAS permite una precisa medición del momento de las partículas cargadas, y de la identificación de la propia carga [Ten99]. Está compuesto por tres conjuntos de imanes superconductores, como podemos observar en la Figura 2.8: un Solenoide Central, un toroide en la región de *barrel* y dos toroides más pequeños en las regiones de los *endcaps*.

Rodeando al ID se encuentra el Solenoide Central, proveyendo un campo magnético de 2 T en solo 4.5 cm de espesor, utilizado para reconstruir el momento transversal de las partículas cargadas.

Los imanes toroidales permiten la reconstrucción del momento de los muones en el MS. El toroide de la región *barrel* se encuentra compuesto por 8 bobinas, encerrando una masiva región de 26 m de largo y 20 m de diámetro. Este produce una intensidad de campo media de 0.5 T, con máximos de 3.5 T. Los dos toroides de los *endcaps* se encuentran encerrados en criostatos de 11 m de diámetro. Están también formados por 8 bobinas superconductoras, produciendo campos de hasta 4 T, con una intensidad media de 1 T.

Los imanes se encuentran refrigerados por un sistema cerrado de helio líquido, mantenido a 4.5 K.

DETECTOR INTERNO

El detector interno cuyo esquema general se exhibe en la Figura 2.9, es el más próximo al haz, combinando detectores de muy alta resolución (cerca del punto de interacción) con detectores continuos de trazas. Se encuentra inmerso en el campo magnético de 2 T producido por el solenoide central del sistema de imanes. Es capaz de determinar el momento trasverso con una resolución relativa de

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0.05 \% \cdot p_T \oplus 1 \%,$$

y cuenta con una resolución en la posición de los vértices de hasta aproximadamente $20 \mu\text{m}$ en el plano transversal (en las direcciones x e y) y $50 \mu\text{m}$ en la dirección z [The15]. Describiremos brevemente a continuación sus sub-sistemas.

[The+08b] The ATLAS Collaboration et al., «The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider»

[Ten99] Ten Kate, «Superconducting magnet system for the ATLAS detector at CERN»

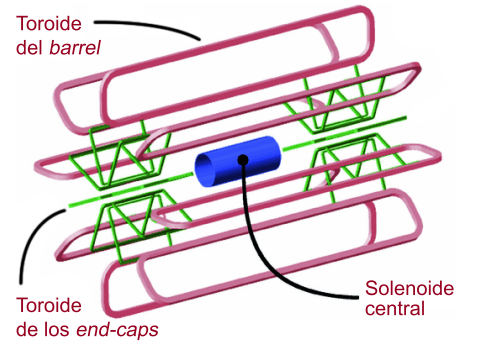


Figura 2.8: Esquema del sistema de imanes de ATLAS.

[The15] The ATLAS Collaboration, «Vertex Reconstruction Performance of the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ »

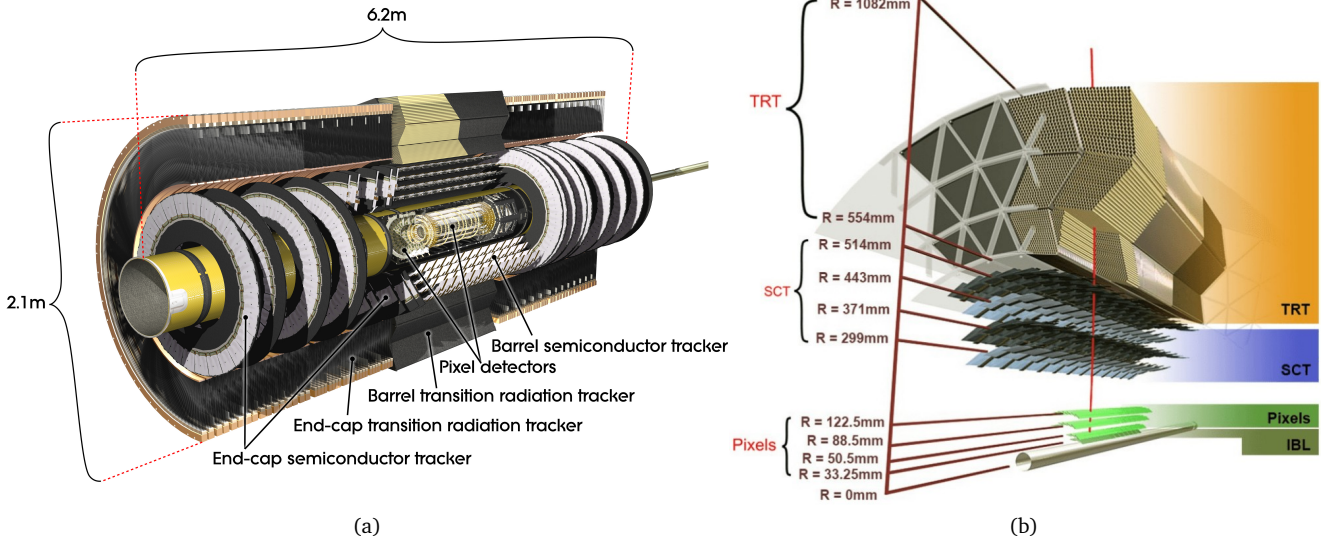


Figura 2.9: Detector interno de ATLAS: esquema general (a); capas del detector atravesadas por una partícula cargada de $p_T = 10 \text{ GeV}$ (b).

Detector de Píxeles

El detector de píxeles fue construido para medir la posición de las trazas de partículas cargadas con la más alta precisión posible, y es vital para la reconstrucción de los vértices primarios y secundarios de la reacción. Se compone de cuatro capas.

A solo 0.2 mm de la tubería de Be por la que circula el haz se encuentra la *Insertable B-Layer* (IBL), compuesta por 8 millones de sensores de silicio de lectura rápida, que detectan el paso de partículas cargadas mediante la deposición de carga inducida. El tamaño de los píxeles es de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$, con una resolución combinada de $8 \mu\text{m}$ en el plano transversal y $40 \mu\text{m}$ en z . Esta capa contribuye a mejorar la eficiencia en la identificación de trazas, vértices, y en la identificación de bottom quarks, que decaen típicamente fuera del radio del IBL (este se encuentra a 3.5 cm del IP dentro del tubo).

Las siguientes tres capas se encuentran dispuestas en forma de cilindros concéntricos en la región *barrel* (a 17 mm de la IBL), cubriendo la región $|\eta| < 1.9$, y en forma de discos perpendiculares al eje del haz en los *endcaps*, extendiendo la cobertura hasta $|\eta| < 2.5$. Su principio de funcionamiento es, al igual que en la IBL, la detección de partículas cargadas mediante la medida de la deposición de la carga inducida en una capa de silicio por ionización. El sistema contiene en total 80 millones de sensores, cada uno con una resolución de $10 \mu\text{m}$ en el plano transversal y $115 \mu\text{m}$ en el eje z .

Detector Semiconductor de Trazas (SCT)

Rodeando al detector de píxeles se encuentran las cuatro capas de módulos de sensores del SCT en la región *barrel* y los nueve discos transversales al eje del haz en los *endcaps*. El SCT está diseñado para medir las trazas con alta precisión en la zona intermedia del detector, cubriendo el rango $|\eta| < 2.5$. Está formado por sensores de silicio segmentados en micro-bandas, con una resolución espacial de $17 \mu\text{m}$ en el plano transversal

y $580\mu\text{m}$ en z . La segmentación más gruesa, comparada con la del Detector de Píxeles, es posible en este caso al esperar una menor multiplicidad de partículas en esta región. Esto permite la reducción de costos y de canales de lectura.

Detector de Radiación de Transición (TRT)

El TRT es el subsistema más externo del ID, habiendo sido diseñado no solo para detectar partículas cargadas, sino también para distinguir entre partículas pesadas y livianas. El TRT se compone de *drift tubes* (tubos de deriva) de 4 mm de diámetro, con un gas⁶ que se ioniza al ser atravesado por partículas cargadas y se detecta la radiación de transición. Los electrones producidos son colectados por un ánodo, pudiendo relacionar el tiempo de deriva con una medida de la distancia hasta la traza de la partícula incidente con una resolución de $130\mu\text{m}$. Además, los tubos se encuentran cubiertos de fibras de polipropileno con un índice de refracción diferente, por lo que las partículas que atraviesan el detector emiten radiación con una intensidad proporcional a $\gamma = E/m$. De esta forma, el TRT permite distinguir partículas cargadas pesadas como $\pi^\pm$ y $K^\pm$ de aquellas más livianas, como $e^\pm$. La región *barrel* contiene 50000 tubos paralelos al eje del haz, y en la región de los *endcaps* cuentan con 320000 tubos orientados radialmente, abarcando un rango total de $|\eta| < 2.0$. Su resolución espacial es de $170\mu\text{m}$.

CALORÍMETROS

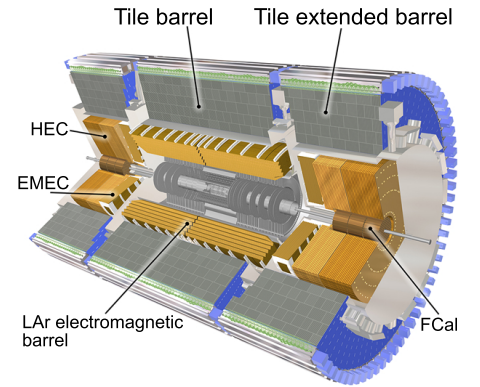
El sistema de calorímetros de ATLAS está formado por una componente electromagnética (ECAL) y una hadrónica (HCAL), y está diseñado para medir la energía y la posición de las partículas incidentes, mediante la absorción de la energía depositada por las cascadas de partículas secundarias generadas en el material por las partículas producidas en la colisión (Figura 2.10). Haciendo uso de sus dos componentes, permite discriminar a los electrones y fotones de los hadrones (jets) producidos. Este sistema provee una cobertura casi hermética alrededor del IP, de $|\eta| < 4.9$ y completa en ϕ , permitiendo medir el desbalance energético. Posee una granularidad más fina en la región *barrel* de η que coincide con el ID. Además, provee la información utilizada por el sistema de L1-Trigger.

Este subsistema posee una resolución de la energía de las partículas incidentes dada por

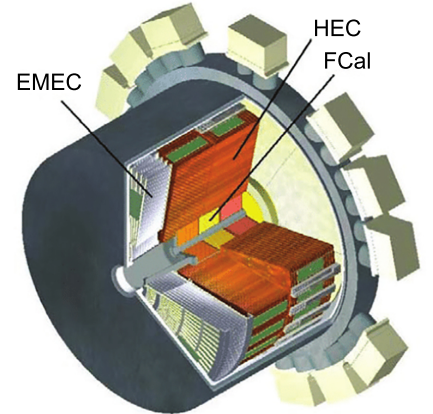
$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E},$$

con a , b y c constantes, donde el primer término está relacionado con las fluctuaciones del desarrollo de las cascadas, el término constante b tiene en cuenta las inhomogeneidades del detector y el último término está asociado con el ruido electrónico. El valor de los coeficientes depende de los objetos incidentes (al presentar distintas interacciones debido a su naturaleza): para $e^\pm$ en el ECAL se tiene $a \sim 10\%$ $\text{GeV}^{1/2}$ y $b \sim 5\%$, mientras que para $\pi^\pm$ en el centro del detector se tiene $a \sim 50\%$ $\text{GeV}^{1/2}$ y $b \sim 5\%$ [Spe16; Plu14].

⁶ Una mezcla gaseosa de 70 % de Xe, 27 % de CO_2 y 3 % de O_2 .



(a)



(b)

Figura 2.10: Sistema de calorímetros de ATLAS: esquema general (a); calorímetros de las regiones de los *endcaps*, donde la parte más próxima al IP se encuentra a la izquierda de la imagen (b).

[Spe16] Spettel, «ATLAS LAr calorimeter performance and LHC Run-2 commissioning»

[Plu14] Plucinski, «Upgrades to the ATLAS Level-1 calorimeter trigger»

Calorímetro Electromagnético (ECAL)

El ECAL es un calorímetro de muestreo inhomogéneo no compensado, que utiliza Pb como material absorbente en una geometría de acordeón, y LAr (Ar líquido, refrigerado a 89 K) como medio activo. Las partículas incidentes interactúan con las placas de Pb, creando una cascada de partículas cargadas y neutras. Las partículas cargadas ionizan el LAr que se encuentra entre las placas, y los electrones liberados son colectados por un electrodo central de Kapton/Cu, sometidos a un campo eléctrico. La señal total en el medio activo resulta proporcional a la energía total de la partícula incidente.

El calorímetro está dividido en dos mitades dentro de la región *barrel* ($|\eta| < 1.475$, con una división en $\eta = 0$), y en dos componentes en los *endcaps* ($1.375 < |\eta| < 3.2$) conocidos como EMEC (*ElectroMagnetic Endcap Calorimeter*). La región de transición entre el *barrel* y los *endcaps*, conocida como *crack*, no cuenta con detectores, ya que allí se alojan las conexiones del sistema. Se suele requerir, por lo tanto, que los electrones y fotones utilizados en el análisis estén fuera de esta. La región de *barrel* cuenta con 110000 canales de medición, mientras que los *endcaps* solo poseen 1024 canales cada uno.

En la región diseñada para medidas de precisión ($|\eta| < 2.5$, excluyendo el *crack*), el ECAL está segmentado en tres capas concéntricas al eje principal de ATLAS. La primera capa se encuentra formada por bandas de fina granularidad en η , para discriminar entre fotones aislados y pares de fotones espacialmente cercanos provenientes del decaimiento de mesones neutros (como π^0). Los electrones y fotones con alto E_T entregan la mayor parte de su energía en la segunda capa, con una granularidad lateral de 0.025×0.025 en el plano η - ϕ . La tercer capa, de menor granularidad, absorbe la energía depositada en las colas de la lluvia.

En la región *barrel*, el espesor del ECAL es mayor a 22 longitudes de radiación⁷ (X_0), y mayor a $24X_0$ en los *endcaps*, como podemos observar en la **Figura 2.11**. Casi la totalidad de la energía electromagnética de partículas livianas y no-masivas, como $e^\pm$ y γ , resulta absorbida en el ECAL. En partículas cargadas más masivas, como hadrones, una parte de la energía es depositada en el ECAL antes de llegar al HCAL.

Calorímetro Hadrónico (HCAL)

El HCAL, compuesto por tres subsistemas, es responsable de medir la energía de los hadrones neutros y cargados masivos, brindando una discriminación adicional para electrones. Este detector se extiende hasta $|\eta| < 4.9$, permitiendo cubrir prácticamente la totalidad de los 4π desde el IP.

En la región *barrel* ($|\eta| < 1.7$), se ubica el *Tile Calorimeter*, un calorímetro de muestreo que utiliza placas de acero como material absorbente y 420000 tejas centelladoras plásticas intercaladas como material activo, conectadas por medio de fibras ópticas a un conjunto de 9500 tubos fotomultiplicadores. Se encuentra dividido en dos partes: $|\eta| < 1.0$ y $0.8 < |\eta| < 1.7$, extendiéndose en radio entre 2.28 m a los 4.25 m. Posee una granularidad de 0.1×0.1 en el plano η - ϕ .

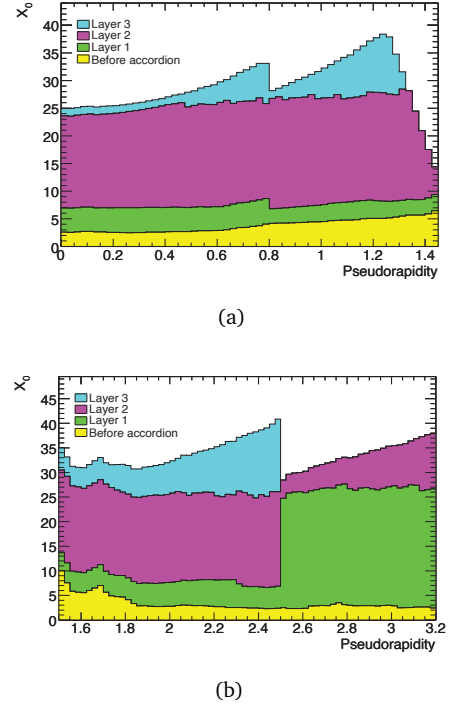


Figura 2.11: Cantidad de material acumulado en las distintas capas del ECAL en unidades de longitud de radiación X_0 , en función de $|\eta|$. Región *barrel* (a) y *end-caps* (b).

⁷ Definimos una longitud de radiación X_0 como la distancia media sobre la cual la energía de un electrón se reduce a $1/e$ de su energía inicial. Para los fotones, una reducción similar se obtiene a $9/7X_0$.

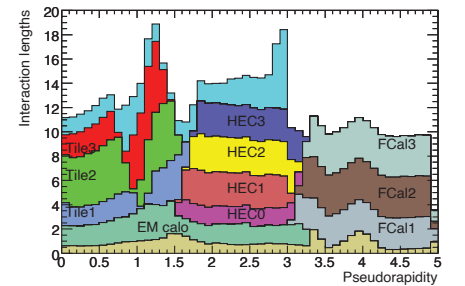


Figura 2.12: Cantidad de material acumulado en las distintas capas del HCAL, en unidades de longitud de interacción λ , en función de $|\eta|$.

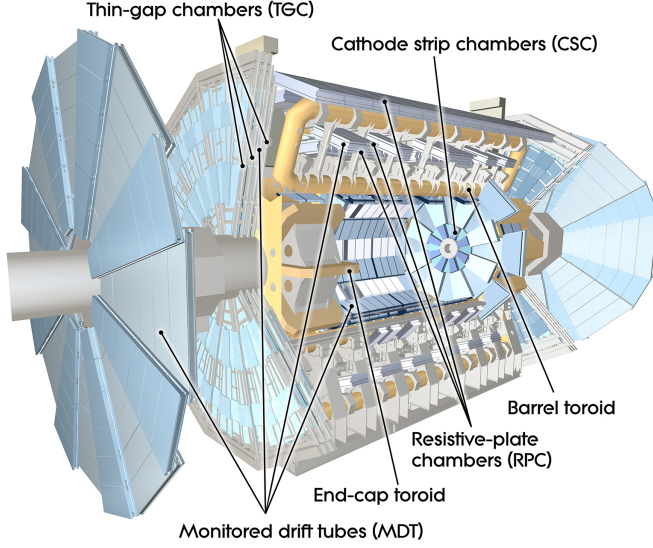


Figura 2.13: Espectrómetro de muones de ATLAS.

En la región de los *endcaps* ($1.5 < |\eta| < 3.2$, con un diámetro exterior de 4.6 m), se encuentra un calorímetro hadrónico de muestreo (HEC, *Hadronic Endcap Calorimeter*), con LAr como medio activo y placas de Cu como absorbente, dispuestas perpendicularmente al haz.

El *Forward Calorimeter* (FCal), ubicado a cada lado a 4.7 m del IP, extiende la cobertura del sistema a $|\eta| < 4.9$. El FCal emplea también LAr como medio activo y Cu o W como material absorbente. Este último calorímetro de muestreo posee una granularidad de 0.2×0.2 en el plano η - ϕ , y se utiliza principalmente para el cálculo de la energía transversa faltante (E_T^{miss}) y en la reconstrucción de jets en regiones muy cercanas al eje del haz.

En total, el HCAL posee un espesor mayor a 7.7 longitudes de interacción hadrónica⁸ (λ) en la región *barrel*, como se muestra en la Figura 2.12⁹, por lo que toda la energía de los hadrones que ingresan al HCAL queda depositada en el detector.

⁸ Similar a X_0 , definimos la longitud de interacción hadrónica λ como la distancia media sobre la cual la energía de un hadrón se reduce a $1/e$ de su energía inicial.

⁹ Si se consideran las pérdidas de energía por interacción con el ECAL, este valor asciende a 9.7λ .

ESPECTRÓMETRO DE MUONES

El Espectrómetro de muones (MS, *Muon Spectrometer*) es el subsistema de detectores más externo de ATLAS, con la tarea de detectar y medir la posición y momento de los muones de alto p_T producidos en la interacción y brindar rápida información al sistema de Trigger sobre la identificación de muones. Estas son las únicas partículas que alcanzan el MS, habiéndose depositado en su totalidad la energía de las otras partículas detectables en el ID, el ECAL y el HCAL. El MS cuenta con 4000 cámaras de detección de muones, utilizando distintas tecnologías. En su interior también se encuentran las bobinas superconductoras de los imanes toroidales del experimento, como se puede observar en la Figura 2.13.

Las cámaras para medidas de precisión, llamadas *Monitored Drift Tubes* (MDT) cubren el rango de $|\eta| < 2.7$. Estas miden la curvatura de las trayectorias de los muones bajo el mismo principio de funcionamiento que el TRT: son tubos presurizados, donde el gas en su interior se ioniza ante el paso de una partícula, pudiendo relacionar el tiempo de deriva de

los electrones producidos hasta ser colectados por el ánodo central con la distancia de la traza. El MDT posee 1171 cámaras de detección, con un total de 354240 tubos de 3 cm de diámetro, alcanzando una resolución espacial de $80\mu\text{m}$.

En los *endcaps*, con $|\eta| > 2.0$, frente a los dos toroides laterales, se encuentran las *Cathode Strip Chambers* (CSC), con 70000 canales de adquisición. Estos sub-detectores cuentan con una alta resolución espacial ($60\mu\text{m}$), midiendo la carga depositada en un ánodo, producto de una cascada de electrones generada en su entorno.

Los dos sistemas remanentes, con menor granularidad pero mayor velocidad, están principalmente orientados a proveer información rápida al sistema de L1-Trigger. En la sección *barrel*, con $|\eta| < 1.05$, las *Resistive Plate Chambers* (RPC) proveen una estimación rápida del momento de los muones. Las RPCs miden la descarga ocasionada entre dos placas resistivas paralelas sometidas a una alta diferencia de potencial ($5\,000\text{ V/mm}$), tras la ionización del volumen de gas interno causada por el paso de muones energéticos. Finalmente, en la región *endcap*, con $|\eta| < 2.4$, se encuentran las *Thin Gap Chambers* (TGC), con un propósito y funcionamiento análogo a las CSCs.

2.2.3 SISTEMA DE TRIGGER

Durante su operación, el LHC permite tener una frecuencia de *bunch crossing* de 40 MHz, habiendo alcanzado una cantidad media de 36 interacciones por *bunch-crossing* durante el año 2018, como podemos observar en la **Figura 2.14**. Esto resulta en una tasa neta de interacciones protón-protón de $\sim 1\text{ GHz}$. El sistema de trigger de ATLAS [Ach+08; The+17a; The20] utiliza información del detector para rechazar eventos que no sean de interés para los objetivos del programa de física del LHC, y así reducir significativamente la cantidad de información a almacenar y procesar, como podemos observar en el diagrama de la **Figura 2.15**.

Para lograr tal reducción en la frecuencia de eventos y, al mismo tiempo, tener una alta eficiencia en la selección de aquellos de interés, el sistema de trigger está compuesto por dos niveles consecutivos capaces de realizar una identificación cada vez más compleja: un primer nivel de trigger (*Level 1-Trigger*, o L1) basado en hardware y un segundo nivel basado en software (*High Level Trigger*, o HLT). El sistema de adquisición de datos (DAQ) transfiere y almacena los datos seleccionados por el trigger al almacenamiento permanente.

El primer nivel del Trigger se encarga de la selección inicial de eventos, utilizando información de los calorímetros y el MS para definir Regiones de Interés (RoIs, *Regions of Interest*). En el primer caso, las RoIs se definen a partir de la posición en el calorímetro de cada objeto encontrado en un evento potencialmente interesante, extendiéndose como un cono desde el punto de interacción a lo largo del detector. Lo mismo sucede en el MS, utilizando las señales del RPC y TGC para obtener una estimación rápida del p_T de los muones. El diseño del L1 permite tener una aceptación en el rango de $|\eta| < 2.5$ para electrones, fotones, muones y taus, hasta $|\eta| < 3.2$ para jets y $|\eta| < 4.9$ para el cálculo del momento transversal faltante.

El L1 utiliza señales de granularidad reducida de los calorímetros y

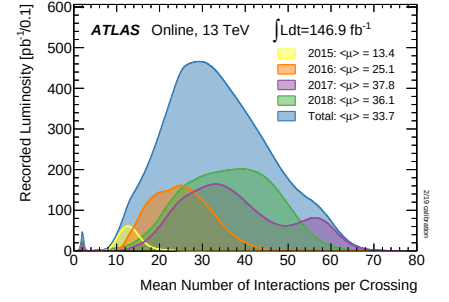


Figura 2.14: Distribuciones del número de interacciones por *bunch crossing* (pileup) durante el Run 2.

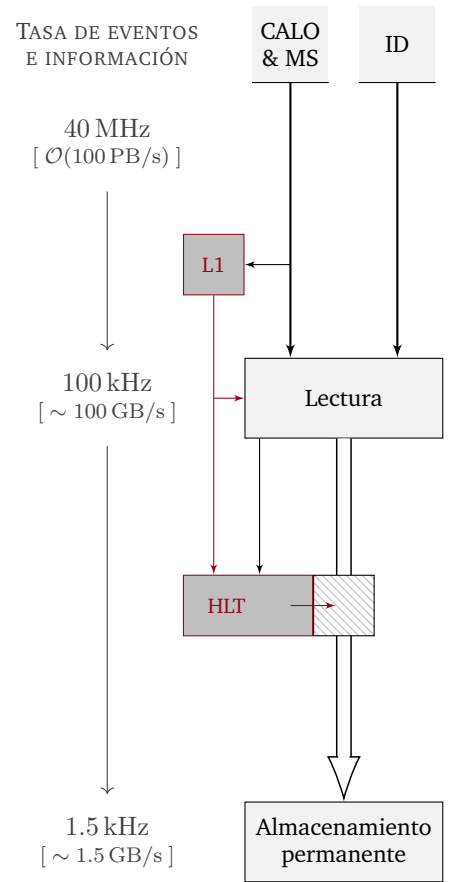


Figura 2.15: Reducción del número de eventos e información en las distintas etapas del Trigger.

[Ach+08] Achenbach et al., «The ATLAS level-1 calorimeter trigger»

[The+17a] The ATLAS Collaboration et al., «Performance of the ATLAS trigger system in 2015»

[The20] The ATLAS Collaboration, «Operation of the ATLAS trigger system in Run 2»

del MS para definir las RoIs con clusters de alto p_T en los calorímetros o trazas de muones en el MS. Con esto, debe tomar la decisión que reduce la tasa de eventos de 40 MHz a menos de 100 kHz, en aproximadamente $2.5\,\mu\text{s}$, tiempo determinado en parte por el limitado tamaño de los buffers de memoria y en parte por el tiempo que le toma a los muones producidos en el evento alcanzar el MS.

Si el evento es aceptado por el L1, la información de cada evento y de las RoIs es transferida al HLT, que utiliza la granularidad completa del detector en cada RoI y algoritmos más complejos para proporcionar una decisión final del Trigger. Se utilizan también la calibración en energía de los calorímetros, la alineación de los subdetectores y el mapa del campo magnético. De esta forma, se reduce la tasa de eventos hasta $\sim 1.5\,\text{kHz}$ en un tiempo de 0.2 s.

Los algoritmos del HLT son ejecutados en 40000 núcleos de CPU, realizando primero una reconstrucción rápida de los objetos físicos solo con información dentro de las RoIs y luego una reconstrucción e identificación más precisa, pero a la vez costosa computacionalmente.

Una secuencia de algoritmos del L1 y el HLT se denomina *Trigger chain* y tiene como objetivo la identificación de características de las partículas que llegan al detector desde la colisión. A algunas cadenas de Trigger se les asigna además un factor de escala o *prescale* (PS), que define la frecuencia con la que esa cadena será evaluada por el trigger (es decir solo en uno de cada PS eventos). Se habla de una cadena de trigger *unprescaled* si su factor de escala es $PS = 1$ en cada nivel, es decir, es evaluada en todos los eventos. La asignación de estos factores se hace incluso dinámicamente durante una toma de datos, para tener en cuenta el descenso de la luminosidad instantánea con el tiempo y mantener la tasa de procesamiento aproximadamente constante.

Todas las combinaciones posibles de Triggers L1 y HLT se encuentran en el *menú de trigger*, de donde cada análisis puede elegir la cadena más apropiada para los eventos a estudiar.

2.2.4 PROCESAMIENTO Y DISTRIBUCIÓN DE DATOS

La arquitectura computacional de ATLAS está diseñada para permitir a todos los miembros de la colaboración un acceso ágil, directo y distribuido a la gran cantidad de datos colectados por el detector ($\sim 1\,\text{PB/año}$). La arquitectura se basa en la tecnología GRID [Shi07], compartiendo el poder de procesamiento y la capacidad de almacenamiento disponibles en distintos centros de cómputo asociados alrededor del mundo.

El software de ATLAS se desarrolla en un entorno C++ común llamado ATHENA [The05; Len12; Cal+05], en el que se realiza todo el procesamiento de datos. Los eventos aceptados por el trigger deben ser procesados para reducir su tamaño y ser utilizados para los análisis offline.

A la salida del HLT, los eventos son almacenados como *Raw Data Objects* (RDOs). Luego de aplicar los algoritmos de reconstrucción y calibración, las colecciones de los distintos objetos físicos obtenidas son almacenadas en formato ESD (*Event Summary Data*) y AOD (*Analysis Object Data*), una versión reducida del primero ($\sim 100\,\text{kB/evento}$). A partir de las ESDs/AODs, se ha definido un formato de datos significativamente más

[Shi07] Shiers, «The Worldwide LHC Computing Grid (worldwide LCG)»

[The05] The ATLAS Collaboration, «ATLAS computing: Technical design report»

[Len12] Lenzi, «The physics analysis tools project for the ATLAS experiment»

[Cal+05] Calafiura et al., «The Athena control framework in production, new developments and lessons learned»

pequeño (10-15 kB/evento) conocido como xAOD, sobre el que se realiza el análisis final, produciendo *NTuples* de eventos reducidos. Al igual que las xAOD, las *NTuples* son archivos accesibles vía el entorno de análisis de datos ROOT [BR97], que contienen el conjunto de variables de diferentes objetos físicos, según las necesidades de los distintos grupos de análisis dentro de ATLAS.

[BR97] Brun et al., «ROOT - An object oriented data analysis framework»

Para agilizar el análisis final, la colaboración preselecciona eventos offline en las llamadas derivaciones, de acuerdo a un conjunto de criterios físicos que satisfagan los estados finales de interés a estudiar y analizar. Desde los raw data hasta las distintas derivaciones, se aplican distintos criterios de *slimming* (se remueven los eventos que no son de interés), *skimming* (se remueve la información irrelevante de los objetos) y *thinning* (se remueven objetos y/o colecciones de objetos irrelevantes). En el presente análisis se utiliza la derivación HDBS1, donde todos los eventos que se almacenan deberán cumplir con algunos de los requisitos de preselección desarrollados en el Capítulo 4, necesarios para la búsqueda de una resonancia X producida en eventos de señal $t\bar{t}(X \rightarrow \tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}})$:

- El evento debe haber sido seleccionado por cualquier cadena de trigger de un electrón o muón HLT_e* o HLT_mu*, separadas de acuerdo a distintos criterios de p_T , identificación y aislamiento, descritos en la Sección 4.2.
- Al menos un electrón o muón con $p_T > 28 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 2.5$, correspondiéndose al trigger de cada evento.
- Al menos dos jets con $p_T > 30 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 2.5$, donde al menos uno de ellos deberá estar identificado con un jet proveniente de un quark b , como será descrito en la Sección 3.2.3.
- Al menos un objeto DiTau, reconstruido en la derivación, con $p_T > 50 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.5$ y al menos 2 subjets, como será indicado en la Sección 3.3.

3

Reconstrucción e Identificación de objetos físicos

- EN ESTE CAPÍTULO describiremos la reconstrucción e identificación de objetos físicos, candidatos a electrones, muones, jets hadrónicos y taus, a partir de las señales de los detectores de ATLAS. En particular, para el caso de pares de τ con reducida separación angular $\Delta R < 1$ –que son de interés para este trabajo–, donde los métodos tradicionales fallan, introduciremos un novedoso método que hará posible su uso en el canal de decaimiento hadrónico.

3.1 OBJETOS DE BAJO NIVEL

El proceso de reconstrucción e identificación offline de objetos en ATLAS se puede dividir globalmente en dos etapas: objetos de bajo nivel –como trazas (*tracks*) y depósitos de energía en los calorímetros– y objetos de alto nivel –como los electrones, muones, etc.–. En esta primera sección desarrollaremos la reconstrucción de los primeros, a partir de la información de alta granularidad proveniente del ID, MS y los calorímetros.

3.1.1 RECONSTRUCCIÓN DE TRAZAS

En cada evento, las trazas son reconstruidas a partir de *hits* en el ID, agrupándolos geoméricamente en cada capa del Detector de Píxeles y el SCT. Tres de esos clusters son utilizados para conformar una semilla para la reconstrucción de un *track* [Cor+08a; Cor+08b; The+17c].

Sin embargo, no siempre las semillas se corresponden a trazas físicas: puede ocurrir que una semilla de *tracks* sea originada por una combinación no-física de *hits* en los subsistemas del ID, es decir, por una mera coincidencia. Para reducir la incidencia de estos fenómenos exclusivamente combinatorios, se aplican cortes en el parámetro de impacto y el p_T correspondiente a las semillas: $p_T > 400$ MeV, $|\eta| < 2.5$, $|d_0^{BL}| < 2$ mm y $|z_0^{BL} \sin \theta| < 3$ mm. Los parámetros de impacto transversales y longitudinales (d_0^{BL} y z_0^{BL} respectivamente) se definen en este caso respecto a los puntos de máxima aproximación al BL (*beam line*, eje principal de ATLAS), de acuerdo a la Figura 3.1. Su estimación se realiza suponiendo una trayectoria helicoidal de una partícula cargada en un campo magnético

[Cor+08a] Cornelissen et al., «The new ATLAS track reconstruction (NEWT)»

[Cor+08b] Cornelissen et al., «The global χ^2 track fitter in ATLAS»

[The+17c] The ATLAS Collaboration et al., «Performance of the ATLAS track reconstruction algorithms in dense environments in LHC Run 2»

uniforme, corrigiendo las pérdidas de energía en el material. Además, la semilla deberá contener al menos 7 clusters del Detector de Píxeles y SCT (se esperan 12), y como máximo compartir un cluster en la misma capa del Detector de Píxeles con otro *track*, o dos clusters en el SCT.

Las trayectorias de las semillas que satisfacen los cortes de calidad son luego extrapoladas hasta el TRT utilizando un filtro de Kalman [Frü87], resultando en un *candidato de track*. Cada candidato es posteriormente evaluado, asignando en una primera etapa una puntuación a partir de la calidad de los ajustes y extrapolaciones, y penalizando los *hits* esperados pero faltantes en los distintos detectores. Esta puntuación, junto a un algoritmo de Redes Neuronales, son utilizados para resolver casos donde múltiples candidatos de trazas compartan señales en algunos de los detectores.

El conjunto resultante de candidatos de trazas es ajustado con el *ATLAS global track fitter*, formando el conjunto final de trazas del evento. La carga y el momento asignado a cada *track* son calculados a partir de la curvatura de las trayectorias ajustadas, en presencia del fuerte campo magnético producido por el solenoide central.

3.1.2 RECONSTRUCCIÓN DEL VÉRTICE PRIMARIO

Debido al elevado número medio de interacciones simultáneas en cada *bunch crossing*, como hemos notado en la Sección 2.2.3, es común que en cada evento capturado se hayan detectado partículas provenientes de más de una colisión pp. La reconstrucción de los vértices primarios –los puntos en el espacio donde ocurrió una colisión inelástica pp– es, por lo tanto, fundamental para clasificar los objetos físicos reconstruidos.

El proceso de reconstrucción se realiza en dos etapas [Mel16; Bou+17; The15]. En un primer paso, las semillas de vértices se ubican en el plano transversal al punto de colisión del haz. La posición longitudinal es obtenida a partir de la distribución de las trazas reconstruidas, extrapoladas al punto de la colisión. En un segundo paso, se aplica un algoritmo de ajuste iterativo, donde en cada iteración las trazas menos compatibles con una semilla de vértice propuesta son descartados; el proceso finaliza con la convergencia del ajuste. Este procedimiento es repetido para cada semilla de vértice, eliminando las trazas ajustadas en las semillas anteriores. Finalmente, se elige como vértice primario de la interacción a aquel con el mayor valor del parámetro $\sum p_T^2$.

3.1.3 IDENTIFICACIÓN DE CLUSTERS EN EL CALORÍMETRO

Como hemos introducido en la Sección 2.2.2, al alcanzar los calorímetros e interactuar con sus elementos pasivos¹, las partículas provenientes del IP producen cascadas de partículas secundarias de menor energía, resultando en señales detectables en los elementos activos.

Los depósitos de energía en cada celda individual son combinados en *clusters* conectados topológicamente, o *topo-clusters*, comenzando con la

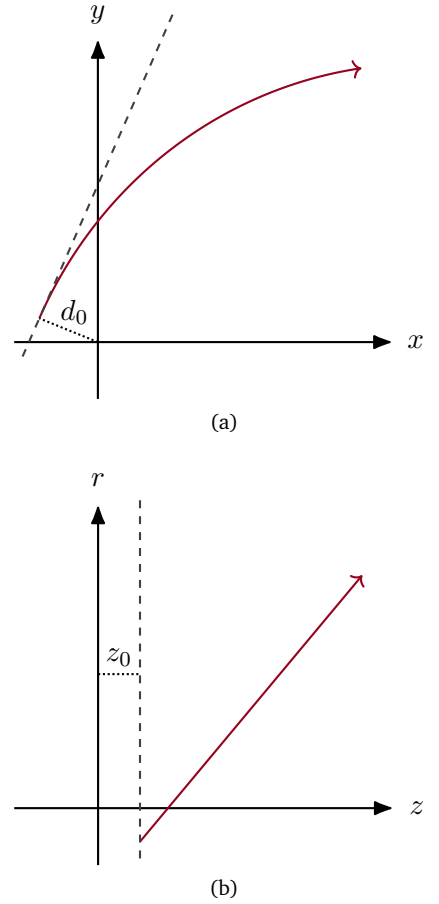


Figura 3.1: Parámetros de impacto transversal d_0 (a) y longitudinal z_0 (b). Cuando se utiliza el supraíndice “BL”, estos se encuentran definidos respecto al punto de máxima aproximación al vértice primario, sobre la línea del haz de partículas.

[Frü87] Frühwirth, «Application of Kalman filtering to track and vertex fitting»

[Mel16] Meloni, «Primary vertex reconstruction with the ATLAS detector»

[Bou+17] Boutle et al., «Primary vertex reconstruction at the ATLAS experiment»

[The15] The ATLAS Collaboration, «Vertex Reconstruction Performance of the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ »

¹ LAr en el caso del ECAL; principalmente Pb y acero en el HCAL.

formación de una semilla a partir de las celdas contiguas que satisfagan

$$|\zeta_{\text{celda}}| = \left| \frac{E_{\text{celda}}}{\sigma_E^{\text{ruido}}} \right| > 4,$$

donde E_{celda} es la energía depositada y σ_E^{ruido} es el ruido RMS esperado en la señal [Ben+08]. Las celdas contiguas a cada semilla que también contengan depósitos de energía, aunque con un valor menor del parámetro discriminante $|\zeta_{\text{celda}}| > 2$ son añadidas a los clusters iniciales, comenzando por los clusters de mayor energía total. En los casos donde un cluster posea dos o más máximos locales distintivos se emplea un algoritmo para su segmentación.

[Ben+08] Benslama et al., «Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance»

3.2 RECONSTRUCCIÓN E IDENTIFICACIÓN DE LEPTONES Y JETS

En esta sección, procederemos a describir los métodos de reconstrucción, identificación y aislamiento (en algunos casos) utilizados por ATLAS para seleccionar candidatos a los objetos físicos de interés en el presente trabajo: electrones, muones, jets y taus.

3.2.1 ELECTRONES

Cuando los electrones atraviesan partes del detector pierden energía por bremsstrahlung, emitiendo fotones y creando partículas secundarias como pares electrón-positrón, produciendo trazas en el ID y clusters colimados en el ECAL. La reconstrucción offline de electrones, por lo tanto, hace uso de las trazas y los clusters topológicos de energía de tamaño variable descritos en la sección anterior [The+19a].

[The+19a] The ATLAS Collaboration et al., «Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ »

Reconstrucción

En el calorímetro, los clusters causados por bremsstrahlung en las vecindades del cluster semilla original son identificados y combinados en un único super-cluster. Luego de aplicar correcciones de posición y calibraciones de energía a los clusters resultantes, se buscan coincidencias entre estos y las trazas del ID (reajustadas también para tener en cuenta las pérdidas de energía por bremsstrahlung), para obtener un primer conjunto de candidatos a electrones².

Identificación

Para separar los candidatos a electrones de jets hadrónicos y fotones convertidos se emplea un algoritmo de identificación basado en *Likelihood* (LH). Los puntajes de LH son construidos utilizando funciones de densidad de probabilidad de variables relacionadas a la calidad de las trazas, la concordancia entre traza y cluster, la identificación provista por el TRT y a la geometría de los depósitos en el ECAL, obtenidas mediante simulaciones Monte Carlo y datos de los procesos $J/\psi \rightarrow ee$ y $Z \rightarrow ee$. Se definen tres *working point* (WP) inclusivos *Loose*, *Medium* y *Tight*–, correspondientes

² Los topo-clusters que no coinciden con ninguna traza o vértices de conversión $\gamma \rightarrow e^+e^-$ son reconstruidos como candidatos a fotones no convertidos. Aquellos topo-clusters sin trazas, pero que estén asociados a un vértice de conversión son clasificados como candidatos a un fotón convertido

a eficiencias de identificación de la señal de 93 %, 88 % y 78 % frente a electrones con $E_T = 40$ GeV.

Aislamiento

Luego de la identificación, es posible tener todavía una contaminación proveniente de electrones no-directos (no provenientes del IP), producidos por decaimientos de hadrones dentro de jets, o debido a algún jet no rechazado correctamente. En general, en el caso de los electrones directos, provenientes del IP o de fuentes *limpias* como el decaimiento $Z \rightarrow e^+e^-$, se espera encontrar una baja actividad hadrónica en su vecindad. Por el contrario, en electrones no directos se espera una gran actividad proveniente de los objetos que acompañan al jet dentro del que fueron producidos o erróneamente identificados. Para realizar esta clasificación, se aplican criterios de aislamiento a las trazas y depósitos de energía vinculados a los electrones.

El aislamiento de trazas se define a partir de considerar un radio $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ centrado en el baricentro del cluster del ECAL asociado al objeto³, eliminando todas las trazas que no satisfagan ciertos cortes, como $p_T > 1$ GeV, $|\eta| < 2.5$, impactos en el SCT, etc. Además, se requiere que aquellas trazas en un cono interno con $\Delta R = 0.1$ no provengan de un vértice de conversión $\gamma \rightarrow e^+e^-$, a fin de remover los fotones convertidos. Luego, el momento transverso de todas las trazas en el cono que satisfagan dichas condiciones es sumado, y se le sustrae el momento transverso del candidato a electrón original. La variable obtenida, p_T^{iso} , solo contiene las contribuciones de trazas en la zona de aislamiento que no pertenezcan al electrón.

El aislamiento calorimétrico es calculado a partir de las celdas en todos los calorímetros, ECAL y HCAL, definiendo un cono con un cierto radio R (usualmente 0.2) centrado en el baricentro del cluster del objeto; la energía total contenida en todos los clusters cuyos baricentros intersecten el cono se denomina $E_{T,\text{raw}}^{\text{iso}}$. La contribución del propio electrón es sustraída, removiendo las celdas del *core* en un rectángulo de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.175$ centrado en el baricentro del cluster principal, como podemos observar en la **Figura 3.2**. Se aplica una calibración para corregir las filtraciones de energía del *core* en la zona de aislamiento y los efectos del *pile-up*. La energía resultante,

$$E_T^{\text{iso}} = E_{T,\text{raw}}^{\text{iso}} - E_{T,\text{core}} - E_{T,\text{leakage}} - E_{T,\text{pile-up}},$$

se puede comparar con la energía transversa total del candidato a electrón.

Combinando ambos criterios de aislamiento y definiendo diferentes valores máximos de los parámetros $E_T^{\text{iso}}(\Delta R)/E_T$ y $p_T^{\text{iso}}(\Delta R)/p_T$ para distintos valores de ΔR , se definen múltiples *working points* para el aislamiento de los electrones. En el presente análisis se hace uso del criterio de aislamiento FCLoose para los electrones, definido como $E_T^{\text{iso}}(\Delta R < 0.2)/E_T < 0.2$ y $p_T^{\text{iso}}(\Delta R^{\text{var}} < 0.2)/p_T < 0.15$,

³ La variable ΔR puede tener una dependencia positiva con el p_T de la partícula a aislar, del tipo

$$\Delta R^{\text{var}} = \min \left\{ \frac{10 \text{ GeV}}{p_T}, \Delta R_{\text{max}}^{\text{var}} \right\},$$

donde para los electrones suele ser $\Delta R_{\text{max}}^{\text{var}} = 0.2$.

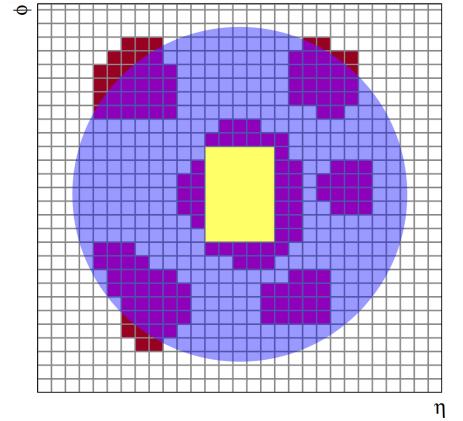


Figura 3.2: Esquema del método de aislamiento calorimétrico de los electrones: la grilla representa las celdas de la segunda capa del ECAL en las direcciones η y ϕ . El candidato a electrón es ubicado en el centro del círculo azul, representando el cono de aislamiento. Todos los topoclusters, representados en rojo, para los que sus baricentros intersectan el cono de aislamiento serán incluidos en $E_{T,\text{raw}}^{\text{iso}}$. La zona central en amarillo corresponde a las celdas sustraídas.

3.2.2 MUONES

Debido a su mínima interacción con la materia, los muones producidos en colisiones pp suelen atravesar todo el detector antes de proceder a decaer a electrones y neutrinos, luego de una pequeña vida media propia, de $2.2\mu s$. Si bien la mayor parte de las señales utilizadas en su reconstrucción provienen del MS, los muones producen trazas identificables en el ID, e incluso pueden dejar pequeños depósitos de energía en los calorímetros (que a veces se utilizan para aumentar la cobertura en η y la resolución de su p_T) [The+16].

[The+16] The ATLAS Collaboration et al., «Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ »

Reconstrucción

La reconstrucción de los muones se realiza primero de manera independiente en el ID y en el MS. Para los muones que han dejado trazas detectables en el ID, su reconstrucción es análoga al caso de los electrones (y cualquier otra partícula cargada).

La reconstrucción de trazas en el MS se realiza unificando patrones de interacciones, o *hits*, en las distintas clases de cámaras de muones, hasta conformar segmentos. Los segmentos de múltiples capas son ajustados, conformando un primer conjunto de candidatos de muones físicos.

La aceptación del ID y el MS es limitada en algunas regiones extremas de alto $|\eta|$, por lo que se utiliza información complementaria de topoclusters en los calorímetros.

A partir de una combinación de la información provista por estos tres métodos, los muones detectados por ATLAS pueden ser clasificados en cuatro categorías:

- MUONES EXTRAPOLADOS (EM, *Extrapolated muons*): su trayectoria se reconstruye solo utilizando trazas del MS, con trazas que atraviesen al menos dos capas del MS. Se pide un requerimiento *loose* en su compatibilidad con el vértice original. Son utilizados para extender la cobertura en la región $2.5 < |\eta| < 2.7$, no cubierta por el ID.
- MUONES CALORIMÉTRICOS (CT, *Calorimeter-tagged muons*): Construidos a partir de una única traza en el ID y pequeños depósitos de energía en los calorímetros. No se utiliza información del MS, por lo que su pureza no suele ser buena. Están optimizados para $15 < p_T < 100\text{ GeV}$ en la región $|\eta| < 0.1$, donde el MS está parcialmente instrumentado.
- MUONES SEGMENTADOS (ST, *Segment-tagged muons*): Conformados por una traza reconstruida en el ID, extrapolada y vinculada con al menos un segmento de traza en las cámaras MDT o CSC del MS. Los ST son utilizados para recuperar muones de bajo p_T que solo atraviesan una capa del MS, o aparecen en una región con reducida aceptación del MS.
- MUONES COMBINADOS (CB, *Combined muons*): Obtenidos al combinar por medio de un re-ajuste global una traza reconstruida en el ID, con una traza reconstruida en el MS. Poseen la mayor resolución de p_T . La mayoría de los candidatos a muones se encuentran en esta categoría.

Si un muón es reconstruido bajo más de una categoría, entonces se priorizan en el siguiente orden: si comparten la misma traza del ID, se prefieren los CB, luego los ST y finalmente los CT. El solapamiento con muones ME se resuelve seleccionando las trazas con mejor ajuste y mayor número de *hits*. En todos los casos, la energía es calibrada para tener en cuenta las pérdidas al atravesar los calorímetros.

Identificación

Para distinguir muones aislados de aquellos provenientes de procesos de fondo (principalmente del decaimiento de $\pi^\pm$ y $K^\pm$), se utilizan una serie de cortes de calidad. Al igual que en los electrones, se definen distintos *working points*, de acuerdo a la eficiencia de aceptación de la señal.

En nuestro análisis utilizamos el WP *Medium*, que solo considera muones CB y EM para minimizar las incertezas sistemáticas asociadas a la reconstrucción y calibración. Los muones CB deben tener al menos 3 *hits* en al menos 2 capas del MDT, excepto trazas en la región $|\eta| < 0.1$, donde este requerimiento se reduce a 1 capa. Los muones EM deberán tener al menos tres capas en el MDT y CSC, y solo se utilizan para extender la cobertura por fuera del ID. Se aplica una selección simple de la compatibilidad entre las mediciones de momento entre el ID y el MS, para suprimir la contaminación por hadrones mal-identificados como muones.

Aislamiento

Los muones cuentan con un procedimiento de aislamiento análogo al introducido en el caso de los electrones. En este análisis utilizamos el criterio de aislamiento `Loose_VarRad` para los muones, definido como $E_T^{\text{iso}}(\Delta R < 0.2)/p_T < 0.3$ y $p_T^{\text{iso}}(\Delta R^{\text{var}} < 0.3)/p_T < 0.15$.

3.2.3 JETS

Los *jets*, o chorros de partículas, son el resultado de la hadronización de quarks y gluones generados en la dispersión dura, debido al principio de confinamiento de QCD descrito en la Sección 1.1.1. Existen múltiples técnicas para realizar la reconstrucción, calibración y clasificación de jets, aunque casi todas comienzan por la producción de semillas de jets con el algoritmo anti- k_t .

Algoritmo anti- k_t

El algoritmo anti- k_t es un algoritmo iterativo utilizado en ATLAS para agrupar trazas del ID y topo-clusters reconstruidos en los calorímetros, conformando candidatos a jets. Es muy poco sensible a la radiación *soft*, por lo que resulta ideal en las condiciones de elevado *pile-up* en que se dan las interacciones en el LHC [CSS08].

El proceso comienza con la formación de un conjunto de semillas de jets, a partir de la selección de objetos con $p_T > 7 \text{ GeV}$. Una vez obtenidas las semillas, comienza un proceso iterativo de cuatro pasos:

[CSS08] Cacciari et al., «The anti- k_t jet clustering algorithm»

1. Se identifica entre todos los objetos de la colección el par (i, j) con el menor valor del parámetro de distancia

$$d_{ij} = \min \left\{ p_{T,i}^{2p}, p_{T,j}^{2p} \right\} \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2},$$

donde p es un parámetro característico del algoritmo, y el parámetro R influencia el radio de los jets resultantes (usualmente $R = 0.4$ en la reconstrucción estándar de jets). Se opta por $p = -1$, para priorizar los clusters de partículas *hard*, tal que el jet crezca hacia el exterior de la semilla.

2. Si $d_{ij}^{\min}$ es menor a la distancia $d_{i,B} = p_{T,i}^{2p}$ entre el cluster i y el haz, el cluster se convierte en un jet y se remueve de la colección.
3. Si $d_{ij}^{\min}$ es menor que $\min p_{T,i}^{2p}, p_{T,j}^{2p}$, los objetos son recombinados en un nuevo cluster con $p_{\text{new}}^\mu = p_i^\mu + p_j^\mu$.
4. El procedimiento se repite hasta que no restan clusters en la colección.

Reconstrucción e identificación

Los jets reconstruidos en ATLAS y utilizados en los análisis se pueden clasificar en dos grandes categorías, dependiendo de la información suministrada al algoritmo anti- k_t . Aquellos que solo utilizan topo-clusters del calorímetro son conocidos como TopoJets, mientras que si se emplean también las trazas reconstruidas en el ID los jets reciben el nombre de PFlowJets, por el algoritmo “Particle Flow” utilizado para pre-procesar los topo-clusters. En este análisis solo se utilizan PFlowJets, por lo que procederemos a su descripción en las próximas líneas.

El algoritmo *Particle Flow* (PF) permite combinar las mediciones en los calorímetros con las trazas reconstruidas en el ID, de mejor resolución en la determinación del momento, especialmente en el régimen de bajo p_T [The+17b; The18]. Su ejecución comienza vinculando trazas del ID con topo-clusters en los calorímetros, estimando la energía depositada en cada celda del ECAL y el HCAL por las partículas correspondientes a las trazas. La estimación es luego sustraída en cada celda, teniendo en cuenta la probabilidad de haber depositado energía en múltiples celdas y topo-clusters adyacentes. Finalmente, los topo-clusters cuya energía remanente se encuentra debajo del ruido de los detectores son removidos. Los topo-clusters sobrevivientes al algoritmo PF, junto con *tracks* que satisfagan $|z_0 \sin \theta| < 2 \text{ mm}$ (para suprimir el *pile-up* de interacciones *soft*) son utilizados como entradas del algoritmo anti- k_t .

El conjunto de jets reconstruidos es calibrado en un proceso de múltiples etapas, en el que se incluye una corrección al *pile-up*, una corrección a la escala de energía basada en MC (*Jet Energy Scale*) y una corrección final *in-situ* aplicada solamente a los datos.

Para reducir la contaminación de jets provenientes de *pile-up* en la reconstrucción, se utiliza una combinación multivariable llamada JVT, o *Jet Vertex Tagger*, que utiliza las variables corrJVF^4 , que mide la probabilidad de que un jet se haya originado en un vértice particular, y R_{p_T} , que combina información de los calorímetros y trazas del ID para cada jet⁵.

[The+17b] The ATLAS Collaboration et al., «Jet reconstruction and performance using particle flow with the ATLAS Detector»

[The18] The ATLAS Collaboration, « E_T^{miss} performance in the ATLAS detector with 2015-2016 LHC p-p collisions»

⁴ *Corrected Jet Vertex Fraction*, definida como

$$\text{corrJVF} = \frac{\sum_k p_T^{\text{trk}_k}(PV_0)}{\sum_l p_T^{\text{trk}_l}(PV_0) + \frac{\sum_{n \geq 1} \sum_l p_T^{\text{trk}_l}(PV_n)}{N_{\text{trk}}^{\text{PU}} k}},$$

donde el numerador comprende una suma de los momentos transversos de todas las trazas provenientes del vértice primario, y el denominador una suma de los momentos transversos de las trazas de todos los vértices primarios (un vértice de dispersión *hard* y otros vértices de *pile-up*, estando estos últimos corregidos por un factor k que considera el gradiente de p_T^{PU} con respecto al número de trazas de *pile-up* $N_{\text{trk}}^{\text{PU}}$, mitigando así una dependencia en el número total de vértices).

⁵ Definida como

$$R_{p_T} = \frac{\sum_k p_T^{\text{trk}_k}(PV_0)}{p_T^{\text{jet}}}.$$

Procedimiento de b -Tagging

Los jets originados en la hadronización de quarks b pueden ser identificados utilizando algoritmos que exploten algunas de sus características distintivas. Estas incluyen su larga vida media, su gran masa –en comparación con la masa quarks livianos– y la alta multiplicidad del decaimiento. En particular, la vida media de ~ 1.5 ps, significativamente mayor a la de otros quarks livianos, les permite desplazarse, moviendo su vértice de decaimiento algunos milímetros del vértice primario donde se ha producido el jet [The17; The14], como podemos observar en la Figura 3.3.

En nuestro análisis, un jet anti- k_t de $R = 0.4$ es etiquetado un BJet si pasa los requerimientos del algoritmo de b -Tagging MV2c10 [The+19b], en el WP de 85 % de eficiencia de identificación correcta. Para ser considerados candidatos b -jets, los jets también deberán satisfacer las selecciones $p_T > 20$ GeV, $|\eta| < 2.5$, y haber pasado el corte correspondiente en JVT. Este algoritmo clasificador utiliza un discriminante BDT (*Boosted Decision Tree*), cuyo principio general de funcionamiento se explicará en la Sección 3.3.

3.2.4 TAUS

La reconstrucción convencional de taus decayendo hadrónicamente se realiza en ATLAS combinando información del ID y de los calorímetros, asociando a cada candidato de τ_{had} un jet anti- k_t de parámetro $R = 0.4$ [Hüb18]. Los jets deberán pasar los cortes de calidad cinemáticos $p_T > 10$ GeV, $|\eta| < 1.37$ o $1.52 < |\eta| < 2.5$ (removiendo la región de transición) y además ser vetados por un algoritmo de b -tagging en el WP de 77 % de eficiencia.

Debido a la cinemática de los hadrones resultantes del decaimiento, se espera contener a las trazas de mayor energía en la región central (*core*) $0 < \Delta R < 0.2$ en el caso de objetos τ físicos (significativamente menor al diámetro de los jets de QCD producidos por quarks o gluones descritos en la sección anterior), por lo que el p_T calibrado del objeto se determina con los depósitos calorimétricos en esta región. En el anillo externo $0.2 < \Delta R < 0.4$ no se espera la presencia de partículas físicas, por lo que es considerado una región de aislamiento.

El número de trazas en la región central clasifica al objeto como un candidato a τ_{had} *1-prong*, *3-prong*, o *multi-prong*, siendo los primeros dos identificados con los decaimientos hadrónicos más comunes del tau.

Una vez recuperado el vértice de decaimiento del τ (utilizando una variante del JVT introducido en la Sección 3.2.3, seleccionando entre los candidatos finales el de mayor $\sum p_T^2$), la información del jet en sus distintas regiones es introducida a un BDT, donde los τ_{had} *1-prong* y *3-prong* son identificados separadamente.

3.2.5 ENERGÍA TRANSVERSA FALTANTE (E_T^{miss})

La conservación del momento en el plano transversal, introducida en la Sección 2.2.1, garantiza que la suma de los momentos transversos de todos los productos de la colisión sea nula. Sin embargo, la presencia de partículas no-interactuantes o débilmente interactuantes (y, por lo tanto,

[The17] The ATLAS Collaboration, «Optimisation and performance studies of the ATLAS b -tagging algorithms for the 2017-18 LHC run»

[The14] The ATLAS Collaboration, « b -tagging in dense environments»

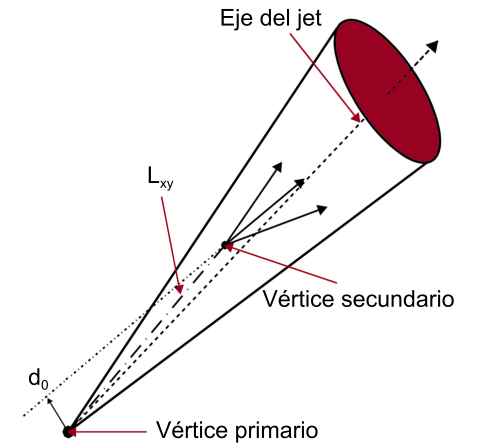


Figura 3.3: Decaimiento de un quark b hadronizado dentro de un jet, resultando en un vértice secundario con tres trazas de partículas cargadas, desplazado una distancia L_{xy} en el plano transversal.

[The+19b] The ATLAS Collaboration et al., «ATLAS b -jet identification performance and efficiency measurement with $t\bar{t}$ events in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV»

[Hüb18] Hübner, «Measurement of the tau lepton reconstruction and identification performance in the ATLAS experiment using pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV»

no detectadas), puede producir desbalances en el cálculo, resultando en un momento transverso faltante p_T^{miss} . Esto puede ser asociado con neutrinos en el estado final de la interacción, aunque también puede provenir de otras partículas débilmente interactuantes fuera del SM. El momento transverso faltante puede tener también una componente “falsa”, originada por partículas que escapen la aceptación del detector, o por partículas con una reconstrucción incompleta como consecuencia de la limitada aceptación del detector, de su resolución finita, las regiones parcialmente instrumentadas, o alguna fuente de ruido.

El momento faltante en el plano transverso es reconstruido como la magnitud negativa de la suma vectorial de los momentos en el plano transversal de todas las partículas reconstruidas y un término que tiene en cuenta las contribuciones de objetos *soft*. En nuestro análisis, considerando las partículas de interés en el estado final,

$$\mathbf{p}_T^{\text{miss}} = \mathbf{p}_T^{\text{miss}, e} + \mathbf{p}_T^{\text{miss}, \mu} + \mathbf{p}_T^{\text{miss}, \text{jets}} + \mathbf{p}_T^{\text{miss}, \text{soft}}.$$

Puede ocurrir que un conjunto de señales en el detector sean reconstruidas e identificadas erróneamente como múltiples tipos de partículas, resultando en un doble-conteo de las contribuciones al $\mathbf{p}_T^{\text{miss}}$. En estos casos, se aplica un procedimiento de eliminación de superposiciones (OR, *Overlap Removal*), priorizando solo uno de los candidatos de partículas [The18].

En particular, debido al gran número de jets de *pile-up* producidos en cada evento, el término $p_T^{\text{miss}, \text{jets}}$ solo considera jets anti- k_t $R = 0.4$ de momento transverso $p_T > 30$ GeV y que satisfagan el criterio adicional $JVT > 0.64$ para los jets con $p_T < 60$ GeV.

El término $p_T^{\text{miss}, \text{soft}}$ tiene como objetivo incluir las partículas de bajo p_T que no hayan sido asociadas a los objetos principales *hard* del evento. Se construye a partir de trazas con $p_T > 0.4$ GeV y $|\eta| < 2.5$. Para reducir contribuciones de *pile-up*, se requiere que las trazas sean compatibles con el vértice primario, imponiendo cortes de calidad en los parámetros de impacto y en los *hits* en el SCT y el detector de Píxeles.

El impulso total transverso faltante se define entonces como $p_T^{\text{miss}} = \sqrt{(p_x^{\text{miss}})^2 + (p_y^{\text{miss}})^2}$. Justificados en las asociaciones que podemos hacer entre el momento transverso y la energía transversa que desarrollamos en la Sección 2.2.1, podemos entonces definir la energía transversa faltante E_T^{miss} y su dirección azimutal ϕ^{miss} como:

$$E_T^{\text{miss}} = \|\mathbf{p}_T^{\text{miss}}\| \quad \text{y} \quad \phi^{\text{miss}} = \arctan\left(\frac{p_y^{\text{miss}}}{p_x^{\text{miss}}}\right).$$

3.3 LOS OBJETOS DITAU

Como hemos introducido en la Sección 1.2.2, debido a la elevada masa del par $t\bar{t}$, la naturaleza CP-odd y la baja masa del escalar X , la partícula X será producida con un gran *boost*. En consecuencia, los τ s en el estado final de los eventos $t\bar{t}(X \rightarrow \tau\tau)$ tendrán una reducida separación angular ΔR . Esto puede observarse claramente en las distribuciones cinemáticas presentadas en la Figura 3.4a, donde la distancia angular entre los τ_{had} en partículas X de 20 GeV resulta en su mayoría $\Delta R < 1$.

Si intentáramos realizar el análisis de la forma convencional, tratando

[The18] The ATLAS Collaboration, « E_T^{miss} performance in the ATLAS detector with 2015-2016 LHC p-p collisions»

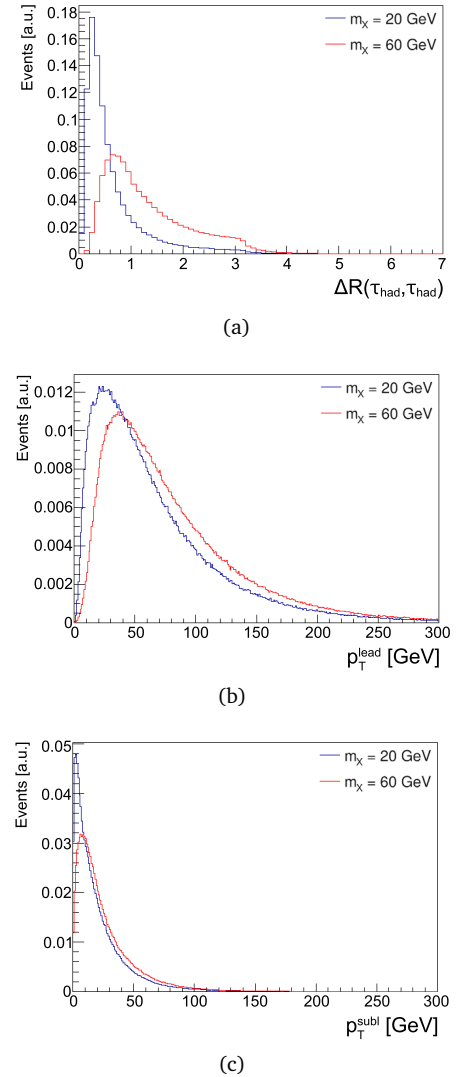


Figura 3.4: Distribuciones de la separación angular ΔR (a), p_T de los τ_{had} leading (b) y subleading (c) producidos por el decaimiento de un pseudoescalar X de 20 y 60 GeV.

a los τ s en el estado final de la interacción como objetos τ_{had} individuales como fue descrito en 3.2.4, la reconstrucción e identificación de los τ_{had} s fallaría progresivamente conforme se reduce su separación angular ΔR . En el régimen $0.4 < \Delta R < 0.6$, la región central de uno de los τ_{had} ($\Delta R < 0.2$ del baricentro del jet asociado a cada τ_{had}) comienza a solaparse con la zona de aislamiento del otro τ_{had} ($0.2 < \Delta R < 0.4$), por lo que la eficiencia de identificación comienza a disminuir significativamente. Si la separación es aún menor ($\Delta R < 0.4$) ambas regiones centrales se solapan, por lo que se produce una falla también en su reconstrucción. Por este motivo, el uso de objetos tau individuales es inadecuada para análisis en el régimen *boosteado*.

Para contrarrestar estas limitaciones, se ha optado por emplear un nuevo método de reconstrucción e identificación utilizando técnicas de sub-estructura de jets [Han+17] en un único objeto *DiTau*, reconstruido como un único jet de mayor radio, conteniendo en su interior al par de τ_{had} s boosteados. Este método fue introducido inicialmente para el estudio de eventos con decaimientos boosteados $h \rightarrow \tau\tau$ del bosón de Higgs [Kir15], aunque nunca antes había sido aplicado a bosones de masa inferior a 100 GeV. En su versión original, los objetos DiTau ya forman parte de la producción estándar de AODs en ATLAS, habiendo sido incorporados al framework ATHENA del experimento. Sin embargo, su reconstrucción supone un $p_T > 300$ GeV para el sistema de taus, por lo que deben ser reimplementados para ser aplicables al presente análisis.

A continuación describiremos la topología de los objetos DiTau y los nuevos procedimientos de reconstrucción e identificación de estos nuevos objetos en el rango de bajas masas.

3.3.1 RECONSTRUCCIÓN

La reconstrucción de los objetos DiTau comienza con la producción de 1 jet anti- k_t con parámetro de radio $R = 1$, utilizando información de los calorímetros y trazas reconstruidas en el ID preprocesadas por el algoritmo *Particle Flow*, que fue descrito en 3.2.3. Deberá tener un momento transversal $p_T > 50$ GeV, esperando que contenga todos los productos finales del decaimiento de los dos τ_{had} .

La subestructura del objeto DiTau es capturada por subjets PFlow anti- k_t con $R = 0.2$, reconstruidos en el interior del jet $R = 1$. Se requiere que los candidatos contengan al menos 2 subjets, cada uno con al menos 1 *track* asociado. Al contar con solo 2 τ_{had} físicos, se espera que la mayor parte de la energía depositada se encuentre en los 2 subjets más energéticos, llamados *leading* y *subleading* (L y S, respectivamente). La región $\Delta R < 0.1$ del baricentro de cada subjet (Figura 3.5) recibe el nombre de *cono interno* (*core*), donde se esperan los mayores depósitos de energía. Por el contrario, la zona por fuera de los subjets LyS es considerada una región de aislamiento (*isolation*), donde se suponen depósitos mucho menores, y muy pocas (o ninguna) traza, como podemos observar en la Figura 3.5a.

La asociación de un vértice de producción del objeto DiTau se realiza por medio del algoritmo TJVA (*Tau Jet Vertex Asociation*), similar al algoritmo utilizado para determinar el vértice de los τ_{had} individuales. Se

[Han+17] Han et al., «Identifying a new particle with jet substructures»

[Kir15] Kirchmeier, «Reconstruction and Identification of Boosted Tau Pair Topologies at ATLAS»

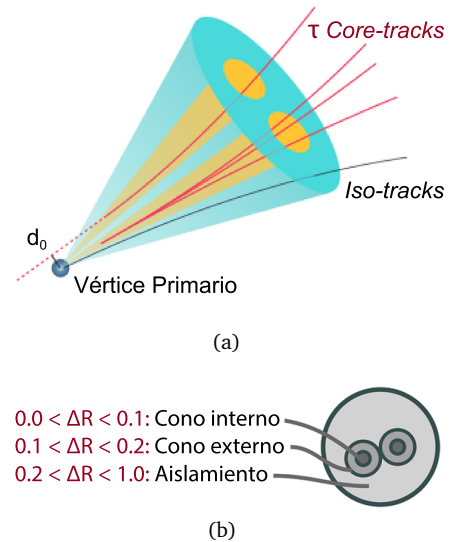


Figura 3.5: Esquema de un objeto DiTau. Topología del objeto (b); los conos internos de los subjets principales representan al par de τ_{had} s individuales. Disposición de trazas en las distintas regiones del objeto (a).

utilizan solo las trazas de los sujetos LyS, sumando el p_T de todas las trazas compatibles con todos los vértices posibles; el vértice con mayor $\sum p_T^2$ será considerado como vértice primario del objeto DiTau.

Finalmente, se realiza una selección definitiva de las trazas a incluir en el objeto. Los *tracks* deberán satisfacer $p_T > 1 \text{ GeV}$, $d_0 < 1.0 \text{ mm}$, $|z_0 \sin \theta| < 1.5 \text{ mm}$ y haber realizado al menos 7 *hits* en el detector de Píxeles y SCT, con al menos 2 de ellos en el primer subdetector. Esta selección está diseñada para maximizar la fracción de τ_{had} s 1-*prong* y 3-*prong* reconstruidos con el correcto número de *tracks*, pudiendo entonces identificar su tipo de decaimiento.

El cuadrimomento asignado al objeto DiTau corresponde al subsistema de sujetos *leading* y *subleading*, es decir, $p_{\text{DiTau}}^\mu = p_{\text{lead}}^\mu + p_{\text{subl}}^\mu$. Los objetos reciben una calibración de energía (TES, *Tau Energy Scale*), en donde se corrige su p_T para mitigar el efecto del *pile-up* e incluir la calibración de los detectores [The12]. Esta calibración se realiza en dos etapas:

$$p_T^{\text{corr}} = p_T^{\text{reco}} - A(|\eta|)N_{PV}, \quad p_T^{\text{calib}} = \frac{p_T^{\text{corr}}}{R(p_T^{\text{corr}}, |\eta|, N_{\text{prong}})}, \quad (3.1)$$

siendo p_T^{calib} la magnitud final calibrada. Los factores de calibración $A(|\eta|)$ y $R(p_T^{\text{corr}}, |\eta|, N_{\text{prong}})$ representan la corrección de *pile-up* (donde N_{PV} es el número de vértices primarios identificados en el evento) y la función respuesta del detector (dependiente de la energía, la región donde se detectó el objeto DiTau y el número de componentes hadrónicos reconstruidos en el decaimiento de cada τ_{had}). La calibración se realiza a partir de simulaciones MC, utilizando objetos DiTau TM. La calibración en energía no ha sido incluida en los resultados del presente trabajo, encontrándose aún pendiente de validación.

Es importante recordar que, debido a la producción de neutrinos en el decaimiento hadrónico de los leptones τ , la masa invariante y energía total identificadas con el objeto DiTau no se corresponderá directamente con la masa y energía del sistema físico de dos τ s.

En general, el sujeto *leading* definirá la dirección del objeto DiTau, encontrándose casi siempre próximo a su baricentro. En el plano $\eta - \phi$, estos sujetos, más energéticos formarán un cúmulo circular, en la mayoría de los casos con $\Delta R < 0.2$, como podemos observar en la Figura 3.6 para eventos de señal de 60 GeV. Por el contrario, los sujetos *subleading* forman un anillo, de mayor densidad en $0.2 < \Delta R < 0.4$ del baricentro del jet $R = 1$ del DiTau. Al contener una energía significativamente menor, como notamos en la Figura 3.4c, estos últimos objetos no tienen una fuerte injerencia en la orientación del DiTau.

La reconstrucción del objeto DiTau por medio de esta técnica resulta en las eficiencias exhibidas en la Figura 3.7.

3.3.2 IDENTIFICACIÓN

En el proceso de identificación se discrimina entre los objetos DiTau provenientes de 2 τ_{had} s físicos y los objetos DiTau *fakes* (falsos), que por el contrario no están constituidos por τ s. Estos últimos pueden provenir de depósitos de energía reconstruidos en jets con topologías similares, provenientes de la interacción de otras partículas con los detectores, o

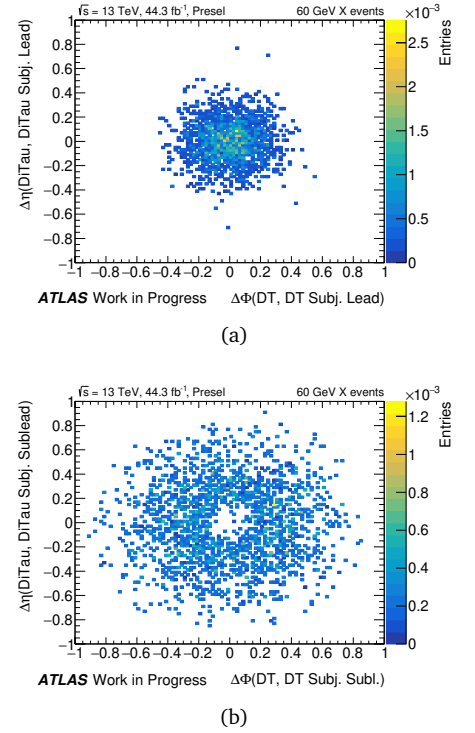


Figura 3.6: Topología reconstruida de objetos DiTau (DT) *truth* en una muestra de señal de 60 GeV: distribuciones de posición de los sujetos *leading* (a) y *subleading* (b).

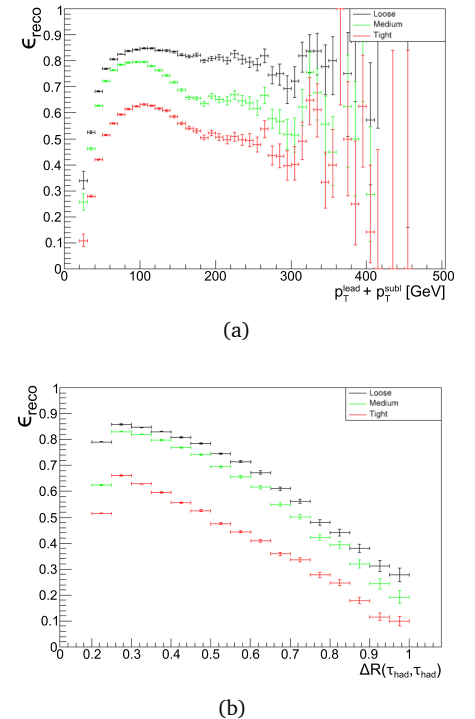


Figura 3.7: Eficiencias de reconstrucción de objetos DiTau. Los colores representan distintos criterios de TM, donde los *truth* τ_{had} s se encuentran: dentro del jet $R = 1$ del objeto (*Loose*, en negro); a $\Delta R < 0.2$ de cualquier par de sujetos (*Medium*, en verde); a $\Delta R < 0.2$ de los sujetos *leading* y *subleading* (*Tight*, en rojo).

de jets de *pile-up*. Este proceso se realiza utilizando un *Boosted Decision Tree* (BDT), una técnica de análisis multivariable compuesta de múltiples árboles de decisión interconectados, comunmente utilizada en física de altas energías para clasificar objetos y eventos [Coa13; Mur22].

Cada árbol de decisión se encuentra compuesto por una secuencia consecutiva de nodos en los que se realizan decisiones binarias, generando *ramificaciones* del nodo raíz original, como podemos observar en el diagrama de la Figura 3.8. Los cálculos en cada nodo utilizan como entradas los resultados de los nodos anteriores, produciendo un veredicto final binario al alcanzar un número máximo de nodos. En analogía al concepto de árbol, los nodos finales reciben el nombre de *hojas*. El valor de los cortes realizados en cada nodo es optimizado mediante un entrenamiento supervisado, utilizando muestras ya clasificadas.

Si bien los árboles de decisión son rápidos de entrenar y fáciles de interpretar, el uso de un único árbol no presenta una buena capacidad discriminante. Por lo tanto, para mejorar el rendimiento del clasificador se suelen emplear múltiples árboles de decisión, realizando un voto de mayoría pesado entre sus resultados, donde los pesos son también obtenidos por medio del entrenamiento.

El entrenamiento de los BDTs comprende el uso de un algoritmo de ampliación (*boosteo*⁶), en el que luego de entrenar el primer árbol, los árboles siguientes son utilizados para corregir los errores anteriores⁷. El resultado del BDT para cada conjunto de variables x será entonces

$$T(x) = \frac{1}{\sum_k \alpha_k} \sum_{k=1}^{N_{\text{tree}}} \alpha_k T_k(x),$$

adquiriendo valores en el rango $-1 \leq T \leq +1$, donde α_k es un peso asignado al resultado de cada árbol T_k .

La selección del conjunto de variables a ingresar en el BDT contempla minimizar las diferencias en la eficiencia de identificación entre las muestras de 20 GeV y 60 GeV utilizadas para el entrenamiento. Muchas de estas variables son análogas a las utilizadas en el proceso de identificación de los τ_{had} individuales, aquí aplicadas a los sujetos *leading* y *subleading* (LyS). A continuación serán enumeradas y definidas:

- $n_{\text{isotracks}}$: Número de trazas en la zona de aislamiento del objeto DiTau.
- $f_{\text{track}}^{(\text{sub})\text{lead}} = \frac{p_T^{\text{lead trk}}}{p_T^{\text{subjet}}}$: Fracción de energía del *track* principal en los sujetos LyS.
- $f_{\text{subjet}}^{(\text{sub})\text{lead}} = \frac{p_T^{(\text{sub})\text{lead}}}{p_T^{\text{seed}}}$: Fracción de energía de los sujetos LyS respecto al jet $R = 1$ que los incluye.
- $\log(m_{\text{tracks}}^{(\text{sub})\text{lead}})$: masa del sistema compuesto por las trazas de los sujetos LyS.
- $\log|d_{0,\text{lead-track}}^{(\text{sub})\text{lead}}|$: Parámetro de impacto de la traza de mayor energía en los sujetos LyS.
- $R_{\text{max}}^{(\text{sub})\text{lead}}$: Radio máximo de la reconstrucción de los sujetos LyS.

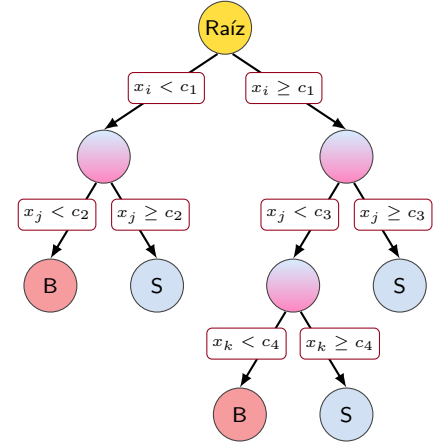


Figura 3.8: Esquema genérico de un árbol de decisiones binarias. Los nodos finales (hojas) indican el resultado del proceso de clasificación, siendo en este caso “S” un objeto o evento identificado como señal y “B” un objeto o evento identificado como fondo.

⁶ Pese a la nomenclatura accidentada, no hace falta aclarar que nada tiene que ver este procedimiento con las transformaciones de Lorentz.

⁷ Suponiendo que contamos con N_{tree} árboles T_k y un conjunto D_1 de datos para el entrenamiento. Sea una función sobre los datos

$$\mathcal{I}_k(i) = \begin{cases} 1, & i \text{ bien clasificado en } T_k, \\ 0, & \text{c.c.} \end{cases}$$

Definimos la fracción de clasificación errónea

$$\varepsilon_k = \frac{\sum_i w_i^k \mathcal{I}_k(i)}{\sum_i w_i^k},$$

donde w_i^k es un peso asignado a cada dato i en D_k , con $w_i^1 = 1$. El procedimiento de *boosteo* será:

- 1 **for** k in $1..N_{\text{tree}}$ **do**
- 2 Entrenar árbol T_k con los datos D_k
- 3 $\alpha_k \leftarrow \beta \log\left(\frac{1-\varepsilon_k}{\varepsilon_k}\right)$
- 4 $w_i^{k+1} \leftarrow w_i^k e^{\alpha_k \mathcal{I}_k(i)}$

con β un parámetro característico del BDT.

- $R_{\text{core}}^{(\text{sub})\text{lead}} = \frac{\sum_i^{\Delta R_i < 0.1} p_{T,i}^{\text{trk}} \Delta R_i}{\sum_i^{\Delta R_i < 0.1} p_{T,i}^{\text{trk}}}$: Promedio de las distancias angulares de las trazas en la zona core ($\Delta R < 0.1$) de los sujetos LyS, pesados por su momento transversal.
- $R_{\text{track}} = \frac{\sum_{(\text{sub})\text{lead}} \sum_i^{\Delta R_i < 0.2} p_{T,i}^{\text{trk}} \Delta R_i}{\sum_{(\text{sub})\text{lead}} \sum_i^{\Delta R_i < 0.2} p_{T,i}^{\text{trk}}}$: Promedio de las distancias angulares de las trazas en ambos sujetos (LyS), pesados por su momento transversal.
- $R_{\text{isotrack}} = \frac{\sum_{(\text{sub})\text{lead}} \sum_i^{\Delta R_i < 0.4} p_{T,i}^{\text{isotr}} \Delta R_i}{\sum_{(\text{sub})\text{lead}} \sum_i^{\Delta R_i < 0.4} p_{T,i}^{\text{isotr}}}$: Promedio de las distancias angulares de las trazas en la zona de aislamiento ($0.2 < \Delta R < 0.4$) de ambos sujetos (LyS), pesados por su momento transversal.
- $\Delta R(\tau_1, \tau_2)$: Distancia angular entre los sujetos LyS.

Las distribuciones para señal (muestra $t\bar{t}(X \rightarrow \tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}})$, con $m_X = 20$ GeV) y fondo ($t\bar{t}$ con filtro solo-hadrónico) de las variables utilizadas se exhiben en la **Figura 3.12**.

En el procedimiento de identificación de los objetos DiTau se emplea un BDT de 1500 árboles, con una profundidad máxima de 3 niveles en cada árbol y parámetro de boosteo $\beta = 0.2$. EL BDT fue entrenado con el framework TMVA [Hoe+09] provisto por ROOT, utilizando el algoritmo AdaBoost. Se utilizaron 10^6 eventos de señal del proceso $t\bar{t}(X \rightarrow \tau\tau)$ con masas de 20 y 60 GeV (DSIDs 425500 y 425501), seleccionando solo eventos con DiTaus decayendo hadrónicamente. Como fondo se utilizaron 10^6 eventos de una muestra de $t\bar{t}$ *all-hadronic* (donde a los $W^\pm$ del decaimiento de los quarks t solo se les permite decaer hadrónicamente), para mejorar el rendimiento de identificación contra jets (que, como se verá más adelante, son la contribución dominante a los fondos). Todos los DiTau considerados en el entrenamiento debieron tener sujetos LyS con 1 o 3 *tracks* y satisfacer los cortes $p_T > 20$ GeV y $\Delta R_{\text{truth}} < 1.0$, donde ΔR_{truth} es la separación angular del par de τ s indicada por el generador (antes del proceso de simulación del detector y posterior reconstrucción).

La **Figura 3.9** exhibe las distribuciones del puntaje del BDT luego del entrenamiento, para una muestra TM de señal de 20 GeV. Considerando un criterio de rechazo de fondo de 1 % (solo permitiendo que el 1 % de los eventos de fondo iniciales sean mal-identificados), el algoritmo de identificación resulta con una eficiencia media de señal de 75 %, correspondiente a un corte en el puntaje del BDT para los eventos de señal de $BDT > 0.22$. En particular, la eficiencia resulta de 73 % en eventos de la muestra de 20 GeV y 77 % en la muestra de 60 GeV (**Figura 3.10**). La elección de variables realizada resulta en un rendimiento estable ante la masa invariante del objeto DiTau, como podemos observar en la **Figura 3.11**.

Combinando todos los resultados de eficiencia, se estableció el rango de masas de la presente búsqueda en $20 \text{ GeV} \leq m_X \leq 60 \text{ GeV}$. El límite superior corresponde a la transición del régimen *boosted* al régimen *resolved* en los eventos de señal, siendo en la mayoría de los casos la separación de τ s de mayor masa $\Delta R \gtrsim 1.0$, superior al límite de reconstrucción de los objetos DiTau. El límite inferior se encuentra determinado por las distribuciones de p_T de los τ s : para masas $m_X \lesssim 20$ GeV, los leptones serán

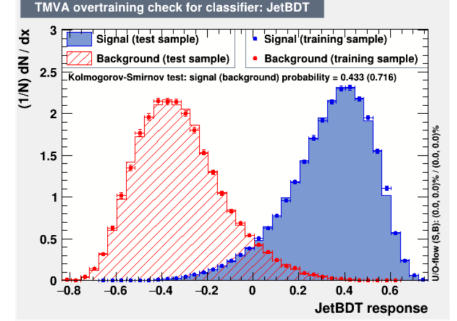


Figura 3.9: Distribuciones de puntaje del BDT luego del entrenamiento, utilizando eventos $t\bar{t}$ *all-hadronic* como fondo y eventos *truth-matched* $t\bar{t}(X \rightarrow \tau\tau)$ con $m_X = 20$ GeV como señal. Solo se aplicó un requerimiento en el número de *tracks* dentro de los sujetos LyS y un corte en $p_T > 20$ GeV en todos los objetos.

[Hoe+09] Hoecker et al., «TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis»

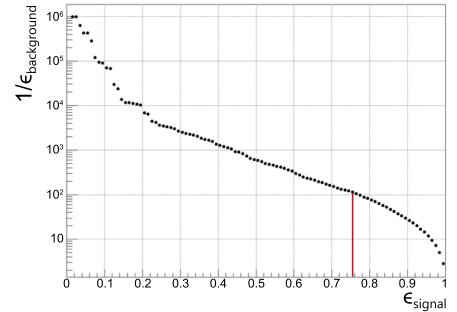


Figura 3.10: Distribuciones de eficiencia de identificación para señal ($t\bar{t}(X \rightarrow \tau\tau)$, con $m_X = 60$ GeV) y fondo ($t\bar{t}$ *all-hadronic*).

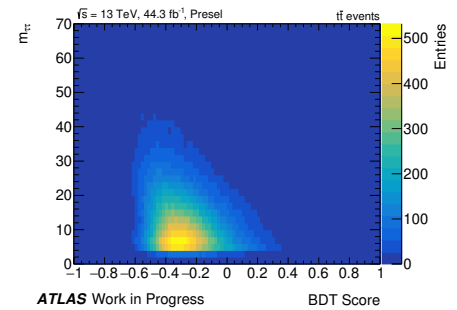


Figura 3.11: Distribuciones de BDT vs m de los objetos DiTau fake provenientes de jets mal-identificados, en la muestra de $t\bar{t}$.

producidos con muy poco momento transverso (*soft taus*), perdiéndose su estructura característica, utilizada en la identificación.

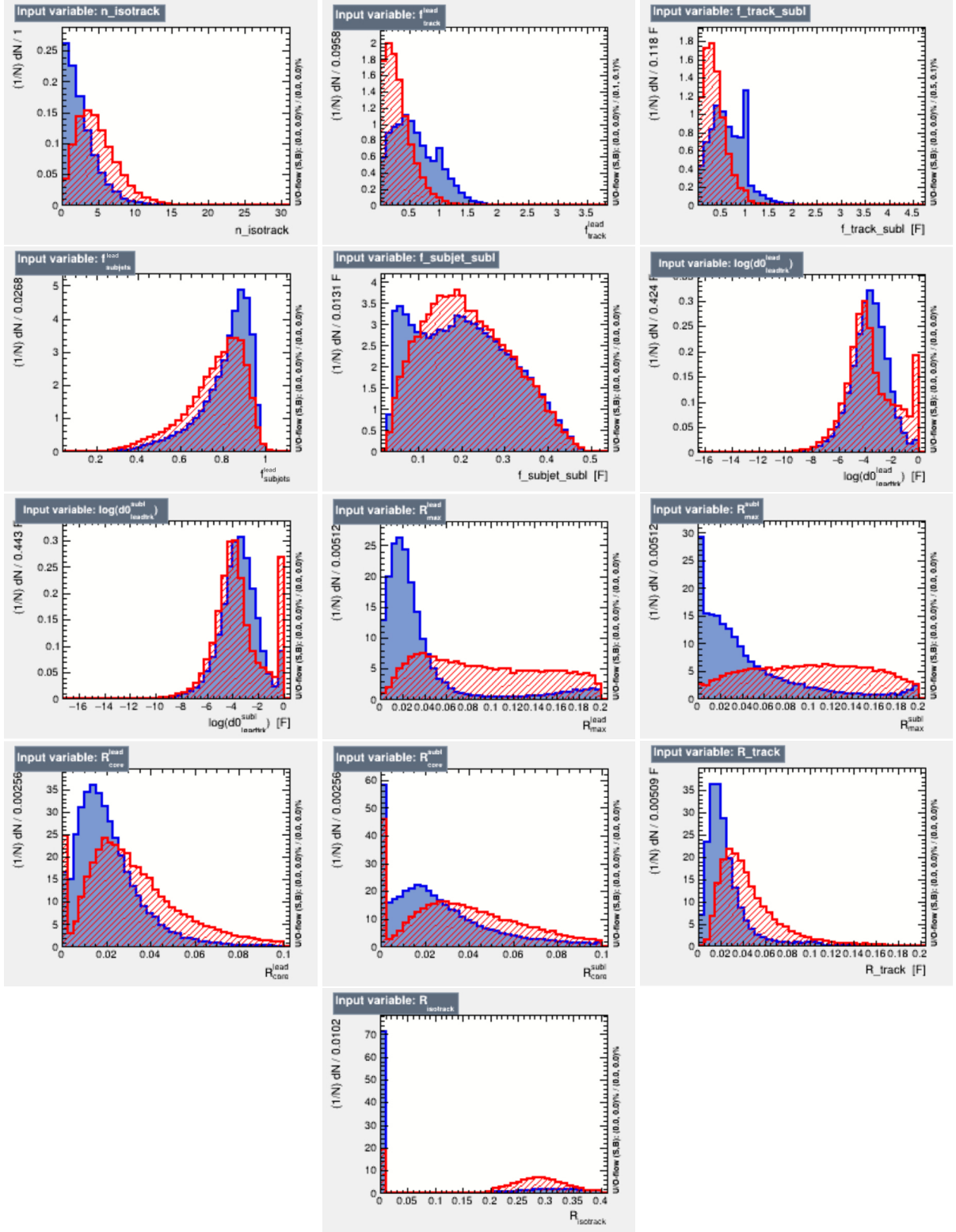


Figura 3.12: Distribuciones de señal (20 GeV, en azul) y fondo ($t\bar{t}$, en rojo) de las variables utilizadas en el BDT de identificación de los objetos DiTau.

4

Estrategia general del Análisis

- AL ESTUDIAR FENÓMENOS DE NUEVA FÍSICA, es necesario definir una región en el espacio de fases de observables donde el modelo de señal BSM predice un exceso de eventos sobre el nivel de fondo. Esta región se llama Región de Señal (SR, *Signal Region*), delimitada en este caso por el corte preliminar de selección en el puntaje del BDT sobre cada objeto DiTau, $BDT > 0.22$.

El análisis de búsqueda consiste en estimar las contribuciones de los procesos del SM que contaminan la SR. Para esto existen tres técnicas principales: utilizar directamente simulaciones Monte Carlo (MC), en general solo para procesos despreciables en la SR; utilizar simulaciones MC corregidas con datos en regiones de control –como se explica más adelante– para los procesos de fondo dominantes; o utilizar métodos *data-driven*, basados en los propios datos observados. Estos últimos están especialmente destinados a la estimación de fondos correspondientes a objetos físicos identificados erróneamente como otras partículas.

Estos fondos simulados dominantes requieren una normalización con respecto a los datos, corrigiendo desviaciones en el modelado teórico por medio de factores de transferencia μ_{fondo} . Para esto se definen Regiones de Control (CRs, *Control Regions*), ortogonales a las SRs, buscando maximizar en cada caso los eventos de un fondo en particular. Luego de haber estudiado los fondos contribuyentes se realiza un ajuste multivariable de distintas distribuciones de observables en todas las CRs y el valor final de los factores de transferencia de cada proceso es establecido.

Las estimaciones de los distintos fondos y los métodos utilizados en su cálculo son verificadas en Regiones de Validación (VRs, *Validation Regions*). Estas regiones se encuentran próximas a las CRs y SRs en el espacio de fase, aunque sin solaparse, como podemos observar en el esquema exhibido en la **Figura 4.1**. El diseño de las VRs comprende un compromiso entre minimizar la contaminación de la señal, y al mismo tiempo que sean efectivas en la validación de la extrapolación entre CRs y SRs.

En este capítulo describiremos la estrategia general del análisis, enunciando un primer conjunto de cortes de selección (preselección). Introduciremos los fondos contaminantes al estado final de la resonancia de baja masa de la búsqueda, listando las muestras de MC necesarias para su estimación y las Regiones de Control necesarias para la normalización

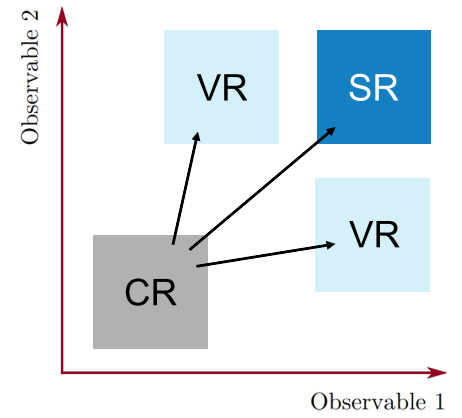


Figura 4.1: Esquema genérico del diseño de las regiones de señal (SR), control (CR) y validación (VR) en términos de dos observables arbitrarios.

del fondo dominante. Finalmente, daremos una primera definición de la región de señal.

4.1 PROCESAMIENTO DE LAS MUESTRAS SIMULADAS Y DATOS

El presente análisis de búsqueda comprende el uso de datos experimentales colectados por el detector ATLAS durante el Run 2 del LHC, con una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Luego de imponer requerimientos de calidad en los eventos colectados, se dispone de una luminosidad integrada total de 139 fb^{-1} . Sin embargo, al tratarse del primer estudio sobre los fondos contaminantes en el análisis, para agilizar las iteraciones en su desarrollo, en este trabajo solo se utilizaron simulaciones de Monte Carlo y datos experimentales del año 2017 (44.3 fb^{-1}).

Las simulaciones de Monte Carlo de los procesos de fondo y señal fueron realizadas utilizando una simulación del detector ATLAS en el software Geant4 [The+10]. Las muestras fueron desarrolladas por el *Physics Modelling Group* de ATLAS como parte de la campaña de simulación denominada internamente mc16d, modelando las condiciones de adquisición de datos del año 2017. Los procesos de señal $t\bar{t}(X \rightarrow \tau\tau)$ fueron obtenidos utilizando el modelo 2HDM, configurado como se indica en el Apéndice A, generando 10^5 eventos para masas del pseudoescalar h_3 de 20, 40 y 60 GeV; se consideraron decaimientos semileptónicos y totalmente leptónicos del par $t\bar{t}$. Las secciones eficaces de las muestras y la configuración de los generadores se encuentran en la Tabla 4.1b.

[The+10] The ATLAS Collaboration et al., «The ATLAS Simulation Infrastructure»

Las incertezas estadísticas de los procesos del SM y datos fueron calculadas considerando un intervalo de confianza de 68 % en una distribución de Poisson. No se han estudiado todavía las incertezas sistemáticas en este análisis.

La producción de NTuplas fue realizada con una versión extensamente modificada del framework XAMPP¹ ejecutando la identificación de los objetos DiTau utilizando el BDT, la calibración de los objetos físicos y la preselección de los eventos utilizados en el análisis.

¹ Este programa, desarrollado inicialmente por el Instituto Max Plank de Física de Munich, se utiliza como base de los frameworks de muchos análisis de búsqueda de partículas escalares.

La selección final de eventos, su análisis y la producción de histogramas se realizó con un software basado en ROOT e implementado en C++ y Python, desarrollado como parte del presente trabajo de tesis.

Las simulaciones son producidas independientemente de la luminosidad y la sección eficaz del proceso del SM subyacente, usualmente requiriendo la generación de número fijo de eventos por cada proceso y canal. Por lo tanto, las muestras de MC deben ser escaladas a la luminosidad del período al que pertenecen los datos experimentales y la sección eficaz teórica, calculada por separado. Todos los eventos simulados reciben un factor de escala

$$w = \frac{\int L dt}{\text{TotalSumW}} \times \text{xSection} \times \text{kFactor} \times \text{FilterEfficiency} \times \text{GenWeight} \times \text{muWeight} \times \text{LeptonWeight} \times \text{JetWeight}. \quad (4.1)$$

En particular, el factor de normalización TotalSumW es la suma de los pesos pre-existentes y $\int L dt$ es la luminosidad integrada total de los datos

Proceso	DSIDs	Sección eficaz (pb)	Generador	Orden ME	Parton shower	PDF	Tune
$t\bar{t}$	410470	729.77	Powheg	NLO	Pythia 8	NNPDF 3.0 NLO	A14
Single Top t -channel	410560	0.24041	MadGraph5_aMC	NLO	Pythia 8	NNPDF 3.0 NLO	A14
	410658-410659	59.169	Pweheg	NLO	Pythia 8	NNPDF 3.0 NLO	A14
Single Top s -channel	410644-410645	3.2944	Pweheg	NLO	Pythia 8	NNPDF 3.0 NLO	A14
Single Top W -channel	410646-410647	75.840	Pweheg	NLO	Pythia 8	NNPDF 3.0 NLO	A14
$t\bar{t}t$	304014	0.0016396	MadGraph5_aMC	LO	Pythia 8	NNPDF 2.3 LO	A14
$t\bar{t}t\bar{t}$	410080	0.0091626	MadGraph5_aMC	LO	Pythia 8	NNPDF 2.3 LO	A14
$t\bar{t}H$	345874	0.54945	Powheg	NLO	Pythia 8	NNPDF 3.0 NLO	A14
$t\bar{t}W$	410155	0.54822	MadGraph5_aMC	NLO	Pythia 8	MEN 3.0 NLO	A14
$t\bar{t}Z$	410157	0.52821	MadGraph5_aMC	NLO	Pythia 8	MEN 3.0 NLO	A14
$t\bar{t}ee$	410218	0.036864	MadGraph5_aMC	LO	Pythia 8	NNPDF 2.3 LO	A14
$t\bar{t}\mu\mu$	410219	0.036868	MadGraph5_aMC	LO	Pythia 8	NNPDF 2.3 LO	A14
$t\bar{t}\tau\tau$	410220	0.036555	MadGraph5_aMC	LO	Pythia 8	NNPDF 2.3 LO	A14
$W(\rightarrow \mu\nu) + Jets$	364156-364169	60581	Sherpa 2.1.1	NNLO	Sherpa	NNPDF 3.0 NNLO	Sherpa default
$W(\rightarrow e\nu) + Jets$	364170-364183	61533	Sherpa 2.1.1	NNLO	Sherpa	NNPDF 3.0 NNLO	Sherpa default
$W(\rightarrow \tau\nu) + Jets$	364184-364197	61545	Sherpa 2.1.1	NNLO	Sherpa	NNPDF 3.0 NNLO	Sherpa default
$Z(\rightarrow \mu\mu) + Jets$	364100-364113	6420.5	Sherpa 2.1.1	NNLO	Sherpa	NNPDF 3.0 NNLO	Sherpa default
$Z(\rightarrow ee) + Jets$	364114-364127	6426.9	Sherpa 2.1.1	NNLO	Sherpa	NNPDF 3.0 NNLO	Sherpa default
$Z(\rightarrow \tau\tau) + Jets$	364128-364141	6427.8	Sherpa 2.1.1	NNLO	Sherpa	NNPDF 3.0 NNLO	Sherpa default
Diboson Fully-Leptonic	361600-361602	17.896	Pweheg	NLO	Pythia 8	NNPDF 3.0 NLO	A14
	361604-361605	1.4710	Pweheg	NLO	Pythia 8	NNPDF 3.0 NLO	A14
Diboson Semi-Leptonic	361606-361611	69.554	Pweheg	NLO	Pythia 8	NNPDF 3.0 NLO	A14

(a) Muestras de fondo

Proceso	DSIDs	Sección eficaz (pb)	Generador	Orden ME	Parton shower	PDF	Tune
$t\bar{t}(X \rightarrow \tau\tau)$ @ 20 GeV	345919	0.00024634	MadGraph5_aMC	NLO	Pythia 8	NNPDF 2.3 LO	A14
$t\bar{t}(X \rightarrow \tau\tau)$ @ 40 GeV	345920	0.00042478	MadGraph5_aMC	NLO	Pythia 8	NNPDF 2.3 LO	A14
$t\bar{t}(X \rightarrow \tau\tau)$ @ 60 GeV	345928	0.00054083	MadGraph5_aMC	NLO	Pythia 8	NNPDF 2.3 LO	A14

(b) Muestras de señal

Tabla 4.1: Muestras de MC utilizadas en la estimación de los fondos (a), y simulaciones de la señal (b), de la campaña de simulaciones mc16d con las condiciones de funcionamiento del LHC en el año 2017. *DSID* refiere al código identificador interno de las muestras. *Tune* refiere a la configuración de los parámetros de la simulación de las lluvias partónicas. Las PDF enunciadas en la tabla corresponden a los elementos de matriz (ME). La PDF usada en las lluvias partónicas es “NNPDF 2.3 LO” en todas las muestras que emplean el tune A14, y la PDF por defecto en todas las muestras producidas por Sherpa.

a los que serán comparados. Los factores $xSection$, $kFactor$ y $FilterEfficiency$, se corresponden a la sección eficaz teórica de cada proceso, correcciones provenientes de la omisión de términos de orden superior en los cálculos incluidos en las simulaciones y las eficiencias de los filtros aplicados a los eventos generados. Los siguientes términos, $GenWeight$ y $muWeight$, representan correcciones debidas a la generación y al pileup de cada evento.

Los últimos términos, $JetWeight$, $EleWeight$ y $MuoWeight$, corrigen diferencias en la eficiencia de procesamiento de cada objeto, entre simulaciones y datos². Solo se incluyen los pesos de los objetos presentes en cada evento: en aquellos donde no se han reconstruido alguno de estos objetos, el factor correspondiente se asigna a 1. Los pesos de los objetos DiTau están siendo determinados por otro grupo de trabajo, estudiando eventos *Truth Matched* en el proceso $Z(\rightarrow \tau\tau) + \gamma/Jets$, con un fotón *prompt* producido en asociación al Z . Se espera una dependencia de este factor con el score del BDT, que deberá ser considerada.

4.2 PRESELECCIÓN DE EVENTOS

Aplicamos una preselección de objetos candidatos a las partículas del proceso en todos los eventos, basada en la topología y las propiedades del estado final de los eventos $t\bar{t}(X \rightarrow \tau_h\tau_h)$ con X boostado, exhibido en la **Figura 4.2**. En esta búsqueda estudiamos eventos donde el par $t\bar{t}$ asociado a la producción del X decae semileptónicamente. En este canal de decaimiento, solo uno de los quarks top decae leptónicamente a $e/\mu + \nu_e/\nu_\mu$ a través de la producción de un $W^\pm$ y un quark b , mientras que el otro resulta en 3 quarks, uno de los cuales debe ser también un quark b y los otros dos provienen del $W^\pm$ decayendo hadrónicamente. Por lo tanto, se espera un único leptón en todos los eventos.

El leptón de trigger deberá completar alguna de las siguientes cadenas de Trigger L1 y HLT sin factores de pre-escala (*unprescaled*), separadas por p_T mínimo y WP de reconstrucción y aislamiento de los objetos [The+20; Ret18]:

■ TRIGGERS DE 1 ELECTRÓN:

- HLT_e26_lhtight_nod0_ivarloose: con $p_T > 26$ GeV, identificación *tight* y aislamiento *loose* de radio variable.
- HLT_e60_lhmedium_nod0: con $p_T > 60$ GeV e identificación *medium* sin aislamiento
- HLT_e140_lhloose_nod0: con $p_T > 140$ GeV e identificación *loose* sin aislamiento,

■ TRIGGERS DE 1 MUÓN:

- HLT_mu26_ivarmedium: con $p_T > 26$ GeV, identificación *medium* y aislamiento *medium* de radio variable,
- HLT_mu50: con $p_T > 50$ GeV e identificación *medium* sin aislamiento,
- HLT_mu60_0eta105_msonly: con $p_T > 60$ GeV, identificación *medium* sin aislamiento, reconstruido utilizando solo trazas del MS en la región *barrel*.

En todos los triggers de electrones, *nod0* indica que no se requieren cortes en el parámetro de impacto transversal $|d_0 \sin \theta|$. Se requiere una

² Para cada objeto incluido en el análisis

$$\text{ObjWeight} = \prod_i \frac{N_i(\text{Datos})}{N_i(\text{MC})},$$

donde la productoria es sobre todos los procesos implicados en el procesamiento de cada objeto: reconstrucción, identificación, aislamiento, trigger y otros.

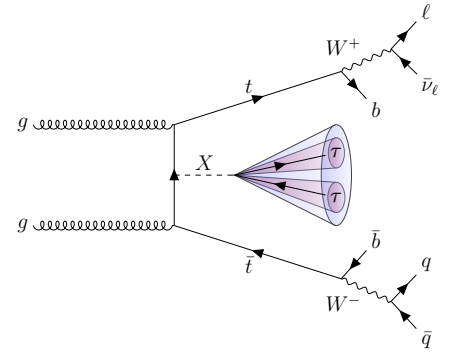


Figura 4.2: Diagrama de Feynman de un evento $t\bar{t}(X \rightarrow \tau_h\tau_h)$, con X boostado, con decaimiento semileptónico del par $t\bar{t}$.

[The+20] The ATLAS Collaboration et al., «Performance of electron and photon triggers in ATLAS during LHC Run 2»

[Ret18] Rettie, «Muon identification and performance in the ATLAS experiment»

	Electrones		Muones	
	Baseline	Signal	Baseline	Signal
N	1 leptón etiquetado <i>Signal</i>			
p_T	$\geq 27 \text{ GeV}$		$\geq 27 \text{ GeV}$	
$ \eta $	≤ 2.47		≤ 2.5	
ID	VeryLooseLLH	MediumLLH	Medium	Medium
Iso	—	FCLoose	—	Loose_VarRad
IsoHighPt	—	FCHighCaloOnly	—	Loose_VarRad
$ z_0 \sin \theta $	—	< 0.5	< 0.5	< 0.5
d_0	—	< 5	—	< 3

Tabla 4.2: Criterios de preselección de leptones en eventos $t\bar{t}(X \rightarrow \tau\tau)$, con decaimiento semi-leptónico del $t\bar{t}$.

(B)Jets	
N	≥ 2
p_T	$\geq 20 \text{ GeV}$
$ \eta $	≤ 2.5
Tipo	AKt4EMPF _{low}
JVT	Tight JVT, $JVT > 0.5$ si $p_T < 60 \text{ GeV}$ && $ \eta \leq 2.4$
B-Tagging	MV2c10, WP 85 % si $ \eta \leq 2.5$ && $p_T \geq 20 \text{ GeV}$
N_{BJets}	≥ 1

Tabla 4.3: Criterios de preselección de jets y b-jets en eventos $t\bar{t}(X \rightarrow \tau\tau)$, con decaimiento semi-leptónico del $t\bar{t}$. Los números de jets y b-jets (N_{Jets} y N_{BJets}) son calculados luego de remover su solapamiento con los objetos DiTau requiriendo $\Delta R(\text{DiTau}, \text{Jet}) > 1.0$ (los jets deben encontrarse fuera del cono de radio $R = 1.0$ del DiTau).

coincidencia entre los leptones utilizados en el trigger y los electrones y muones reconstruidos *offline*, conocida como *trigger matching*.

Las NTuplas cuentan con dos especificaciones de leptones progresivamente más restrictivas³, denominadas *baseline* y *signal*, con diferentes cortes cinemáticos, WP de identificación (ID) y aislamiento (Iso) de los objetos físicos. A partir de la cinemática de los eventos de señal, solo se consideran electrones y muones con $p_T > 27 \text{ GeV}$. Los leptones *signal* de $p_T > 300 \text{ GeV}$ pueden especificar un requerimiento de aislamiento adicional (IsoHighPt); en el caso de los electrones se elige un WP más estricto, solo utilizando información del ECal. Un resumen completo de los cortes de selección se encuentran en la [Tabla 4.2](#).

Los jets y b-jets empleados en el análisis son jets anti- k_t reconstruidos con el algoritmo Particle Flow y calibración de energía electromagnética, en todos los casos pasando el WP *tight* del JVT. Los cortes cinemáticos y de calidad se encuentran en la [Tabla 4.3](#).

En los casos en que un objeto físico es reconstruido e identificado erróneamente como múltiples tipos de partículas simultáneamente, se aplica un procedimiento de eliminación de superposiciones (OR, *Overlap Removal*). Esto es realizado por el framework de producción de NTuplas entre electrones, muones y jets, aunque deberá ser ejecutado manualmente en el caso de los objetos DiTau. En el caso de los jets, se rechazan todos aquellos objetos que intersecten al cono exterior del objeto DiTau, requiriendo $\Delta R(\text{DiTau}, \text{Jet}) > 1.0$, para evitar un doble-conteo. Una vez completado el OR, se aplica un corte sobre el número de jets y b-jets, eliminando eventos con menos de 2 jets y sin b-jets.

Todos los eventos deberán contener al menos 1 objeto DiTau de $p_T > 50 \text{ GeV}$ con al menos 2 subjets, cada uno con 1 o 3 trazas en su interior. Se aplica un requerimiento adicional sobre las cargas de los subjets LyS $|q| = 1$, para discriminar objetos mal reconstruidos, como se indica en la [Tabla 4.4](#).

³ Todo leptón etiquetado como *signal* también satisfará los requerimientos de *baseline*.

DiTaus	
N	≥ 1
p_T	$\geq 50 \text{ GeV}$
$ \eta $	≤ 2.5
Tracks	$1 \parallel 3$, en subjets <i>leading</i> y <i>subleading</i>
Cargas	$ q = 1$, en subjets <i>leading</i> y <i>subleading</i>

Tabla 4.4: Criterios de preselección de DiTaus en eventos $t\bar{t}(X \rightarrow \tau\tau)$, con decaimiento semi-leptónico del $t\bar{t}$.

4.3 PROCESOS DE FONDO CONTAMINANTES

Para poder detectar la presencia de señal de nueva física en las mediciones experimentales, es necesaria una buena estimación de los procesos del Modelo Estándar conocidos con un estado final compatible al de la señal buscada (Figura 4.2). Estos procesos, que conforman el fondo de SM, deben contener objetos que puedan ser reconstruidos y mal-identificados como un objeto DiTau *fake*. Además, los procesos de fondo deberán incluir al menos un leptón $e^\pm$ o $\mu^\pm$ en su estado final, para ser compatibles con el trigger.

Existen muchos procesos del SM que pueden contribuir a los fondos, pero los principales comprenden la producción de quarks top y bosones vectoriales. En el caso de eventos que incluyen quarks t , se espera iniciar el trigger con uno de los leptones producidos en el decaimiento de uno de los quarks (como en $t\bar{t}$), o adicionalmente del decaimiento de una de las partículas producidas en asociación con los quarks t (como en el proceso $t\bar{t}W$, donde $W \rightarrow \ell\nu$). Los principales procesos que se contemplan en esta categoría son:

- $t\bar{t}$. Se espera que esta sea la contribución de fondo dominante, debido a su similitud con el proceso de señal (Figuras 4.2 y 4.3) y a su elevada sección eficaz sobre los otros procesos.
- Single Top (s -channel, t -channel y Wt -channel).
- $t\bar{t}t$ (3t) y $t\bar{t}t\bar{t}$ (4t).
- $t\bar{t}H$, $t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$ (solo en decaimiento a quarks).
- $t\bar{t}ee$, $t\bar{t}\mu\mu$ y $t\bar{t}\tau\tau$, por medio de la producción de un Z .

En el caso de procesos relacionados a la producción directa de bosones vectoriales, el trigger puede ser iniciado por un leptón (e o μ) proveniente del decaimiento de los bosones $W^\pm$ y Z^0 . En los decaimientos $W \rightarrow \tau\nu$ y $Z \rightarrow \tau\tau$, el trigger será iniciado en el decaimiento leptónico de uno de los τ . Los procesos considerados son:

- $Z(\rightarrow \ell\ell/\tau\tau) + Jets^4$,
- $W(\rightarrow \ell\nu/\tau\nu) + Jets$,
- DiBoson (WW , WZ y ZZ en los decaimientos semi-leptónicos y totalmente leptónicos).

Las secciones eficaces de las muestras y la configuración de los generadores se encuentran en la Tabla 4.1a.

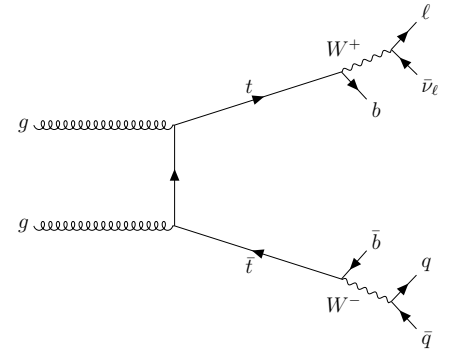


Figura 4.3: Diagrama de Feynman de un evento $t\bar{t}$ semileptónico.

⁴ Por convención en ATLAS se suele referir como “leptones” solamente a los electrones y muones, por lo que $\ell = e, \mu$.

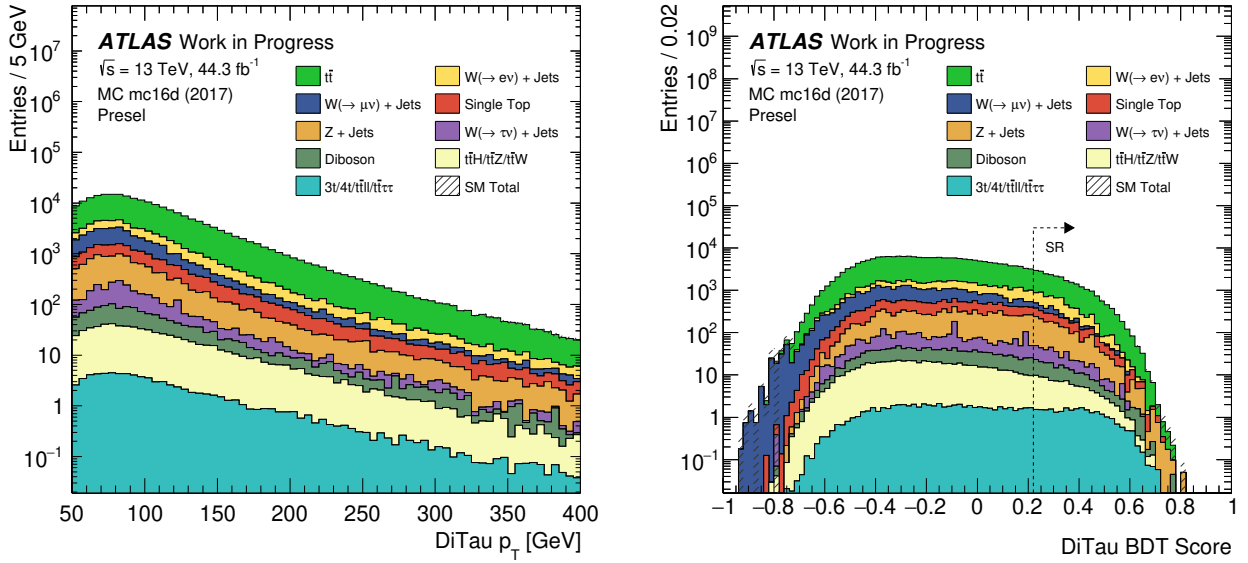


Figura 4.4: Distribuciones de p_T y BDT de los objetos DiTau en los fondos del SM, utilizando solo cortes de preselección. Las bandas grises muestran incertezas estadísticas.

Existen otras contribuciones a los fondos, provenientes de partículas identificadas incorrectamente como objetos DiTau y leptones utilizados para el trigger. El modo dominante proviene del fondo Multijet, compuesto por jets de QCD sin leptones ni fotones *prompt*, donde reconstruimos un leptón *fake* y un objeto DiTau *fake* en un mismo evento. Su estimación se realiza preliminarmente con simulaciones de MC, aunque se deben corregir y validar utilizando métodos *data-driven* en la etapa final de estimación de los fondos para el análisis. Estos fondos no están incluidos en los resultados preliminares exhibidos en este trabajo.

4.4 DISTRIBUCIONES DE PRESELECCIÓN

La [Tabla 4.5](#) describe la composición de los fondos del SM presentes luego de los cortes de preselección. Como se anticipó en la [Sección 4.3](#), el proceso $t\bar{t}$ resulta ampliamente dominante sobre los otros procesos de fondo, comprendiendo un 72.8 % del total de eventos, por lo que se requiere una CR dedicada para su estimación. También resultan significativas las contribuciones de los fondos de producción de bosones vectoriales $W + Jets$ y $Z + Jets$ (en segundo y cuarto lugar) y los múltiples canales del fondo SingleTop (en tercer lugar), aunque con una contribución individual significativamente menor.

Como podemos observar en la [Figura 4.4](#), el fondo $t\bar{t}$ permanece dominante en todo el rango de p_T y BDT . En particular, en el intervalo $BDT > 0.22$, que define preliminarmente la SR, todavía encontramos una gran cantidad de eventos de fondo con DiTaus incorrectamente identificados (en su mayoría jets de QCD).

Los objetos candidatos a DiTau en el proceso $t\bar{t}$ conforman dos clusters distintivos en el plano $BDT - \Delta R(\text{DiTau}, \text{Lepton})$, visualmente separados aproximadamente en $\Delta R(\text{DiTau}, \text{Lepton}) \approx 1$, el borde del cono exterior del DiTau ([Figura 4.5](#)). El cúmulo superior se encuentra principalmente integrado por objetos DiTau *fake*, originados en jets de QCD. Por el

	Eventos de Preselección
$t\bar{t}$	158737.669 (72.775 %)
$W(\rightarrow e\nu) + Jets$	19468.684 (8.926 %)
$W(\rightarrow \mu\nu) + Jets$	18895.445 (8.663 %)
SingleTop	9026.694 (4.138 %)
$Z(\rightarrow \mu\mu) + Jets$	4206.660 (1.929 %)
$Z(\rightarrow ee) + Jets$	3487.765 (1.599 %)
$W(\rightarrow \tau\nu) + Jets$	1787.104 (0.819 %)
$Z(\rightarrow \tau\tau) + Jets$	993.763 (0.456 %)
Diboson	795.352 (0.365 %)
$t\bar{t}W$	233.402 (0.107 %)
$t\bar{t}Z$	208.086 (0.095 %)
$t\bar{t}H$	198.931 (0.091 %)
$t\bar{t}\mu\mu$	25.876 (0.012 %)
$t\bar{t}ee$	24.042 (0.011 %)
$t\bar{t}\tau\tau$	23.716 (0.011 %)
4t	7.870 (0.004 %)
3t	1.330 (0.001 %)
Total	218122.391

Tabla 4.5: Eventos de los fondos contaminantes. Se utilizaron muestras de mc16d, normalizadas a la luminosidad integrada del año 2017. Solo se aplicaron cortes de preselección.

contrario, el cúmulo inferior, con una densidad significativamente mayor, contiene en su mayoría leptones próximos al baricentro de los objetos DiTau, donde esperaríamos encontrar el subjet *leading*. En estos casos, la energía depositada por leptones en el HCAL (principalmente por muones) fue erróneamente reconstruida e identificada como jets, y utilizada posteriormente en la reconstrucción del objeto DiTau *fake*. Podemos encontrar distribuciones similares en todos los procesos de fondo, resultando en un máximo significativo de eventos en el histograma de la variable $\Delta R(\text{DiTau}, \text{Lepton})$ (Figura 4.6).

A diferencia de los DiTau fake originados en jets de QCD, donde la mayoría se encuentran en $BDT < 0$, la identificación de los objetos DiTau no tiene un buen poder discriminante contra leptones. Los cúmulos conformados por estos objetos, en la región $\Delta R < 1.0$ y $-0.4 < BDT < 0.6$, se solapan con el intervalo $BDT > 0.22$, en el que definimos preliminarmente la SR. Por lo tanto, se propone realizar un OR adicional entre leptones y DiTaus, priorizando los primeros, por medio de un corte $\Delta R > 1.0$ para su total eliminación en todas las regiones.

4.5 DEFINICIÓN PRELIMINAR DE LA REGIÓN DE SEÑAL

Como se ha adelantado, en este análisis la principal variable de selección para discriminar eventos de señal y fondo es el resultado del BDT de indentificación de los objetos DiTau. Siguiendo el criterio de 1 % de aceptación de eventos del fondo dominante $t\bar{t}$, correspondiéndose a una eficiencia media de la señal de 75 %, introducimos el corte preliminar $BDT > 0.22$ para todos los objetos que pertenezcan a la SR.

En esta región se espera que los candidatos DiTau sean producidos por un par $\tau_{\text{had}}^+ \tau_{\text{had}}^-$. Por lo tanto, se puede añadir una selección adicional en la carga de los subjets LyS del DiTau, requiriendo que además de ser $|q| = 1$, sus signos sean opuestos. Esto suprime aproximadamente el 50 % de los eventos de fondo, donde no se supone una preferencia por un signo particular de la carga.

Los 4 jets producidos en el decaimiento semileptónico del par $t\bar{t}$ (2 de los cuales deberán ser etiquetados como b-jets) nos permiten reducir aún más la contaminación de fondos disímiles al estado final de los eventos $t\bar{t}(X \rightarrow \tau\tau)$, exhibido en la Figura 4.2. Si bien podríamos incrementar el corte en el número de jets hasta $N_{\text{Jets}} \geq 4$ y $N_{\text{BJets}} \geq 2$, se optó por reducir preliminarmente este requerimiento a $N_{\text{Jets}} \geq 3$ y $N_{\text{BJets}} \geq 1$, para evitar el rechazo de eventos donde 1 jet o b-jet ha sido mal identificado.

La baja sección eficaz de la señal, junto a la topología de los eventos $t\bar{t}X$, sugiere que solo deberíamos encontrar 1 objeto DiTau correctamente identificados por evento. Más aún, el OR aplicado contra los leptones y la selección más estricta en el número de jets y b-jets por evento, restringen fuertemente la posibilidad de reconstruir un objeto DiTau *fake* adicional. Introduciremos entonces un corte final $N_{\text{DiTau}} = 1$.

La presencia de neutrinos en el estado final, provenientes del decaimiento semileptónico del $t\bar{t}$ asociado a la producción del X y del decaimiento

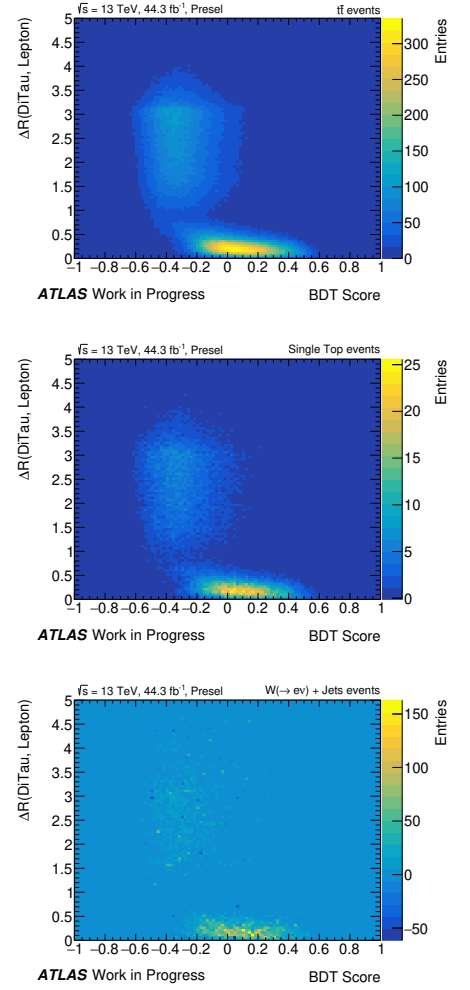


Figura 4.5: Distribuciones de BDT vs $\Delta R(\text{DiTau}, \text{Lepton})$, para muestras MC de $t\bar{t}$, SingleTop y $W(\rightarrow ee) + \text{Jets}$, utilizando solo cortes de preselección.

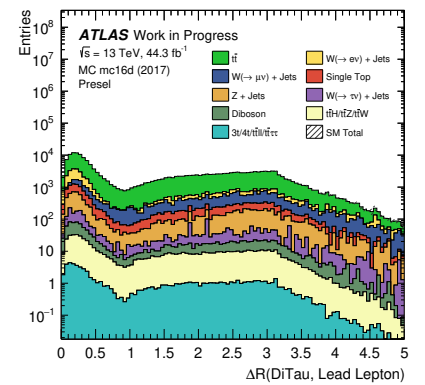


Figura 4.6: Distribución de $\Delta R(\text{DT}, \text{Lepton})$, con solo cortes de preselección.

de los $\tau_{\text{had}}s$, sugieren la presencia de grandes cantidades de E_T^{miss} en los eventos de señal. Además, debido al *boosteo* del X , los neutrinos producidos por el par de $\tau_{\text{had}}s$ se encontrarían principalmente orientados en la dirección del objeto DiTau. Esta última correlación puede ser detectada en la variable angular $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, \text{DiTau})$. La elección de los cortes en estas dos variables está siendo actualmente estudiada, mediante una optimización numérica de todos los cortes de definición de la SR maximizando la significancia esperada de descubrimiento.

Un resumen de la definición completa de la SR preliminar se encuentra en la [Tabla 4.6](#).

4.5.1 DISTRIBUCIONES DE EVENTOS

Como observamos en la [Tabla 4.7](#), el fondo $t\bar{t}$ permanece dominante en la SR, alcanzando más del 77 % del total, aunque con una significativa reducción del número de eventos sobre los cortes de preselección. Las siguientes contribuciones, en orden descendiente de importancia, son $W(\rightarrow \ell\nu) + \text{Jets}$, $Z(\rightarrow \ell\ell) + \text{Jets}$ y SingleTop . Las discrepancias entre los canales de decaimiento leptónicos (e y μ) de los bosones W y Z puede ser atribuida a diferencias en las eficiencias de los triggers y procesos de reconstrucción de los electrones y muones.

En la SR preliminar, la mayor reducción en el número de eventos en el fondo $t\bar{t}$ es encontrada en el corte en el BDT de los DiTaus, donde solo un 2.1 % de los eventos satisface el corte ([Tabla 4.8](#)). En las distribuciones de BDT en la SR ([Figura 4.7](#), aplicando todos los cortes de la SR, excepto la selección en BDT) observamos una meseta de eventos de señal en el intervalo $BDT < 0$. Esta diferencia respecto a las distribuciones del entrenamiento del BDT ([Figura 3.9](#)) está formada por objetos DiTau *fake*, producidos por Jets de QCD.

En las muestras de señal, la mayor reducción de eventos en la SR se da por los cortes de calidad y cinemáticos de los objetos DiTau. Bajo esta definición de la región, eliminar el corte en el número de DiTaus no produce un cambio en el número final de eventos.

Para estudiar la composición de los objetos DiTau, se efectuó un *truth match* (TM) entre los candidatos DiTau reconstruidos, e información de las partículas verdaderas (*truth*) provistas por el generador. Se requirió que estas se encuentren dentro del objeto DiTau, es decir, a una distancia $\Delta R < 1.0$ de su baricentro.

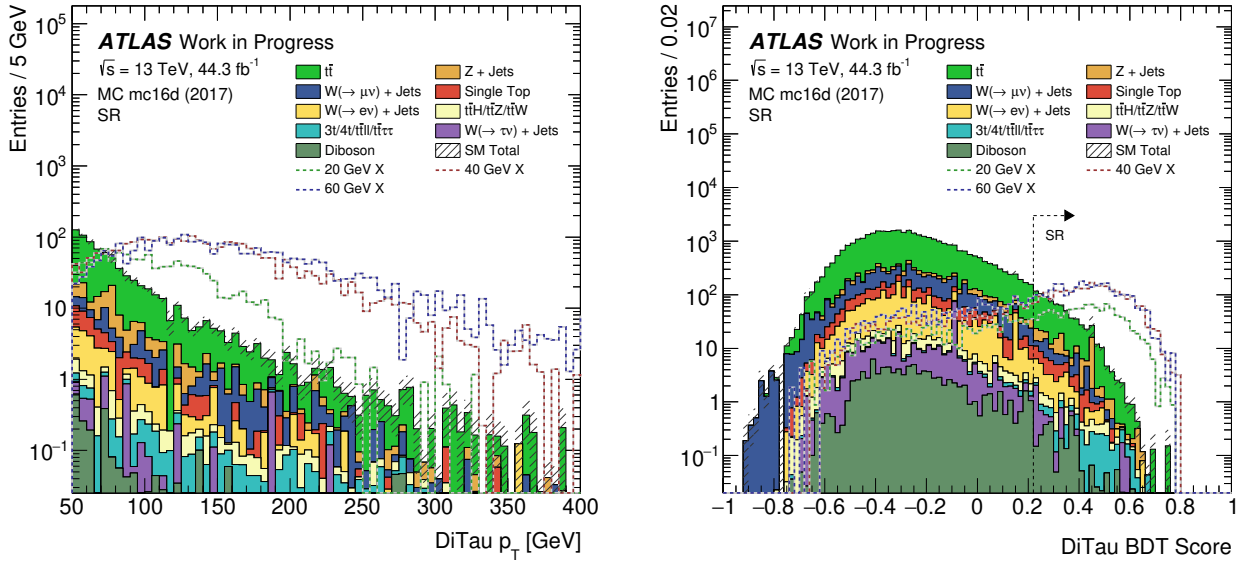
En todos los procesos de fondo, la mayor parte de los objetos DiTau en la SR se encuentran conformados por jets provenientes de la producción de quarks y otros procesos de QCD ([Tabla 4.9](#) y [Figura 4.8](#)). El corte $\Delta R(\text{DiTau}, \text{Lepton}) > 1$ en la SR excluye los objetos DiTau *fake* originados en electrones y muones. Sin embargo, todavía encontramos un 6 % de eventos donde el objeto DiTau se ha reconstruido a partir de un par de τs decayendo leptónicamente. Esto puede ocurrir en casos donde el leptón producido en el decaimiento del τ no supera el corte de energía mínima de $p_T > 27 \text{ GeV}$, no siendo incluido en los objetos utilizados en el análisis del evento, o ante una mala reconstrucción e identificación de los leptones en el estado final de la interacción. Menos del 1 % de los eventos se corresponden a pares de τs decayendo hadrónicamente, como los objetos

	SR
Preselección	✓
$N\text{Jets}$	≥ 3
$NBJets$	≥ 1
$\Delta R(\text{DiTau}, \text{Baseline Lepton})$	≥ 1.0
$q_{\text{lead}} q_{\text{sublead}}$	-1
$\text{DiTau } BDT$	≥ 0.22
$N\text{DiTau}$	1

Tabla 4.6: Definición preliminar de la SR. Los cortes se aplican en el orden enlistado en la tabla. Los cortes en $N\text{Jets}_{\text{Tot}}$ y $NBJets$ se realizan luego del OR entre (B)Jets y DiTaus ($\Delta R(\text{DiTau}, (B)\text{Jet}) > 1$).

	SR
$t\bar{t}$	583.833 (77.204 %)
$W(\rightarrow \mu\nu) + \text{Jets}$	39.071 (5.167 %)
SingleTop	26.162 (3.460 %)
$W(\rightarrow e\nu) + \text{Jets}$	20.259 (2.679 %)
$W(\rightarrow \tau\nu) + \text{Jets}$	3.708 (0.490 %)
$Z(\rightarrow \mu\mu) + \text{Jets}$	41.298 (5.461 %)
$t\bar{t}H$	2.226 (0.294 %)
$t\bar{t}Z$	0.994 (0.131 %)
$Z(\rightarrow ee) + \text{Jets}$	23.116 (3.057 %)
$t\bar{t}W$	1.532 (0.203 %)
$Diboson$	2.701 (0.357 %)
$Z(\rightarrow \tau\tau) + \text{Jets}$	7.340 (0.971 %)
$4t$	0.110 (0.015 %)
$t\bar{t}\mu\mu$	0.776 (0.103 %)
$t\bar{t}\tau\tau$	2.594 (0.343 %)
$t\bar{t}ee$	0.485 (0.064 %)
$3t$	0.019 (0.003 %)
Total	756.226
20 GeV X	0.102
40 GeV X	0.255
60 GeV X	0.273

Tabla 4.7: Composición de los fondos contaminantes y señal en la SR preliminar. Se utilizaron solo muestras de mc16d, normalizadas a la luminosidad integrada del año 2017.



de señal esperados.

En las muestras de señal, la mayoría de los eventos contienen un objeto DiTau vinculado con el par de τ_{had} s obtenido en el decaimiento del pseudoescalar X . Los objetos DiTau con un único τ_{had} en su interior son, en gran proporción, también originados en el X , aunque con la producción de un único τ_{had} y un tau en decaimiento leptónico.

Figura 4.7: Distribuciones de p_T y BDT de los objetos DiTau en la SR. La flecha en la distribución de BDT indica el corte de definición de la SR. Las muestras de señal han sido escaladas por 10^4 .

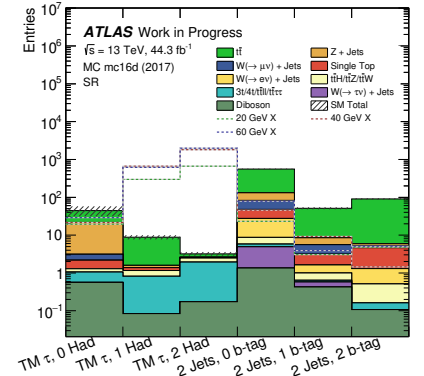
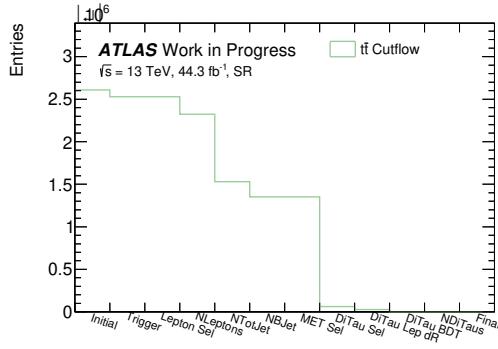


Figura 4.8: Composición de los objetos DiTau en la SR. Las muestras de señal han sido escaladas por 10^4 . El truth match se realizó respecto al jet externo $R = 1$ del objeto DiTau.



Initial	2609591.154	(100.00 %)
Trigger	2528568.531	(96.90 %)
Lepton Sel	2528171.500	(96.88 %)
NLeptons	2321677.922	(88.97 %)
NTotJet	1531255.463	(58.68 %)
NBJet	1350146.213	(51.74 %)
MET Sel	1350146.213	(51.74 %)
DiTau Sel	62825.557	(2.41 %)
DiTau Lep dR	28060.804	(1.08 %)
DiTau BDT	583.833	(0.02 %)
NDiTaus	583.833	(0.02 %)
Final	583.833	(0.02 %)

(a)

	20 GeV X		40 GeV X		60 GeV X	
Initial	4.265	(100.000 %)	7.590	(100.000 %)	9.863	(100.000 %)
Trigger	4.048	(94.910 %)	7.180	(94.600 %)	9.305	(94.340 %)
Lepton Sel	4.047	(94.890 %)	7.178	(94.570 %)	9.303	(94.320 %)
NLeptons	3.021	(70.830 %)	5.075	(66.870 %)	6.333	(64.210 %)
NTotJet	2.102	(49.280 %)	3.462	(45.610 %)	4.363	(44.240 %)
NBJet	1.819	(42.650 %)	2.956	(38.950 %)	3.745	(37.980 %)
MET Sel	1.819	(42.650 %)	2.956	(38.950 %)	3.745	(37.980 %)
DiTau Sel	0.260	(6.090 %)	0.543	(7.150 %)	0.655	(6.640 %)
DiTau-Lep dR	0.183	(4.290 %)	0.398	(5.240 %)	0.455	(4.610 %)
DiTau-MET dPhi	0.183	(4.290 %)	0.398	(5.240 %)	0.455	(4.610 %)
DiTau BDT	0.102	(2.390 %)	0.255	(3.360 %)	0.273	(2.770 %)
NDiTaus	0.102	(2.390 %)	0.255	(3.360 %)	0.273	(2.770 %)
Final	0.102	(2.390 %)	0.255	(3.360 %)	0.273	(2.770 %)

(b)

Tabla 4.8: Cutflows de las muestras mc16d del fondo dominante $t\bar{t}$ (a) y las muestras de señal $t\bar{t}X$ (b) en la SR, normalizado a la luminosidad integrada del 2017. Todos los eventos fueron pesados con la eq. (4.1). Trabajo en progreso.

	$t\bar{t}$		Total SM		20 GeV X		40 GeV X		60 GeV X	
TM DiTaus, 0 subj. had.	23.149	(3.96 %)	44.648	(5.90 %)	0.002	(1.92 %)	0.002	(0.85 %)	0.003	(1.05 %)
TM DiTaus, 1 subj. had.	7.240	(1.24 %)	8.824	(1.17 %)	0.030	(29.40 %)	0.066	(25.96 %)	0.062	(22.66 %)
TM DiTaus, 2 subj. had.	0.580	(0.10 %)	3.209	(0.42 %)	0.067	(65.64 %)	0.181	(70.98 %)	0.199	(73.06 %)
2 jets, 0 b-tagged	412.304	(70.62 %)	557.902	(73.78 %)	0.002	(2.27 %)	0.005	(1.79 %)	0.008	(2.90 %)
2 jets, 1 b-tagged	47.769	(8.18 %)	51.280	(6.78 %)	< 0.001	(0.30 %)	< 0.001	(0.36 %)	< 0.001	(0.14 %)
2 jets, 2 b-tagged	92.781	(15.89 %)	90.352	(11.95 %)	< 0.001	(0.47 %)	< 0.001	(0.06 %)	< 0.001	(0.19 %)
Total	583.833		756.226		0.102		0.255		0.273	

Tabla 4.9: Composición de los objetos DiTau en la SR para los procesos de fondo ($t\bar{t}$ y el total de los fondos del SM) y señal. El *truth match* se realizó respecto a los subjects *leading* y *subleading*, verificando que intersecten en $\Delta R < 0.2$ de su baricentro con los objetos del generador. Trabajo en progreso.

5

Región de Control para el fondo $t\bar{t}$

- EN ESTE CAPÍTULO daremos una definición para la Región de Control del fondo dominante $t\bar{t}$. Realizaremos una comparación de las simulaciones de Monte Carlo con respecto a los datos y estimaremos un factor de normalización $\mu_{t\bar{t}}$ en los distintos canales de la búsqueda, dependiendo de la familia del leptón utilizado como Trigger.

5.1 DEFINICIÓN DE LA REGIÓN DE CONTROL

Como se ha estudiado en la [Sección 4.5.1](#), debido a su elevada sección eficaz y similitud con el proceso de señal ([Figuras 5.1 y 5.2](#)), los eventos del proceso $t\bar{t}$ representan más del 77 % de las contribuciones a los fondos contaminantes en la SR de esta búsqueda. Se trata de un fondo dominante irreducible que requiere una CR para su correcta estimación.

Para evitar contaminación de señal en la CR, solo se incluyen eventos en los que el DiTau cuente con un puntaje de identificación de $BDT < -0.2$, significativamente alejado de la definición preliminar de la SR ($BDT > 0.22$). El intervalo intermedio, en el que $-0.2 < BDT < 0.22$, permite definir regiones de validación.

En el caso de los eventos de fondo $t\bar{t}$, se esperan grandes cantidades de E_T^{miss} debido a la presencia de neutrinos del decaimiento leptónico de uno de los quarks t . Por lo tanto, se establece un corte mínimo $E_T^{\text{miss}} > 50$ GeV.

Como observamos en el [diagrama 5.1](#), los eventos cuentan también con la producción de al menos 2 b-jets, originados en los vértices de interacción entre los t y los bosones $W^\pm$. A diferencia de la definición preliminar de la SR, donde se redujo este requerimiento a $NBJets \geq 1$ para evitar el rechazo de eventos donde falló el *b-tagger*, en la CR se prioriza la pureza de los eventos $t\bar{t}$ sobre los otros fondos contaminantes. Por lo tanto, para maximizar la fracción de eventos $t\bar{t}$ en su composición, incrementaremos el corte a $NBJets \geq 2$. Al mismo tiempo, como se espera utilizar 2 jets en la producción del objeto DiTau *fake*, la definición de la CR contempla $NJets \geq 2$ en lugar de 4.

En esta región tampoco será incluida la selección en el signo de las cargas de los subjets *leading* y *subleading* de los objetos DiTau, al carecer de significado físico en objetos *fake* originados principalmente en jets. El impacto de este corte será estudiado más adelante.

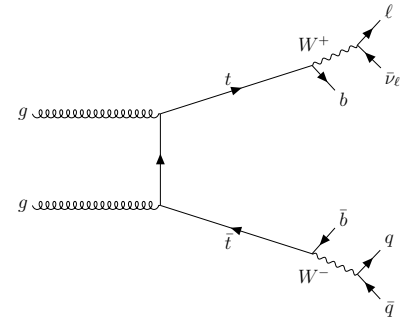


Figura 5.1: Diagrama de Feynman de un evento $t\bar{t}$ semileptónico.

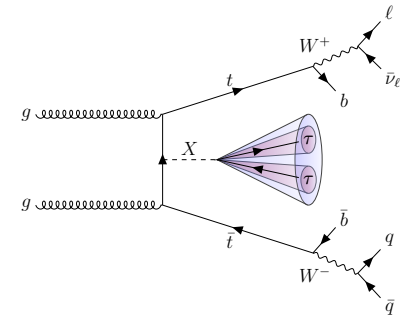


Figura 5.2: Diagrama de Feynman de un evento $t\bar{t}(X \rightarrow \tau_h \tau_h)$, con X boostado, con decaimiento semileptónico del par $t\bar{t}$.

	CR de $t\bar{t}$	SR
Preselección	✓	✓
E_T^{miss}	$\geq 50 \text{ GeV}$	—
N_{Jets}	≥ 2	≥ 3
$N_{B\text{Jets}}$	≥ 2	≥ 1
$\Delta R(\text{DiTau}, \text{Baseline Lepton})$	≥ 1.0	≥ 1.0
$q_{\text{lead}} q_{\text{sublead}}$	—	-1
DiTau BDT	≤ -0.20	≥ 0.22
$NDiTau$	1	1

Un resumen de las definiciones de la CR y la SR preliminar se encuentra en la [Tabla 5.1](#).

5.2 DISTRIBUCIONES DE EVENTOS SIMULADOS Y DATOS EXPERIMENTALES

La [Tabla 5.2](#) exhibe la composición de los fondos simulados del SM en la CR y SR, normalizados a la luminosidad integrada del año 2017. Como fue propuesto en su definición, la CR incrementa el porcentaje de eventos $t\bar{t}$ respecto de la SR.

El número total de eventos es significativamente mayor en el μ -channel (canal de muones, conteniendo solo eventos con trigger en un muón) que en el e -channel (canal de electrones, conteniendo solo eventos con trigger en un electrón). Sin embargo, la distribución porcentual de los procesos es similar en ambos canales, exceptuando por supuesto las muestras $W(\rightarrow e\nu/\mu\nu) + \text{Jets}$ y $Z(\rightarrow ee/\mu\mu) + \text{Jets}$, en las que se contempla la producción de un sabor de leptón particular en todos sus eventos.

La presencia de eventos de señal en la CR resulta mínima en todas las configuraciones de masa y canales leptónicos. Los eventos remanentes resultan casi en su totalidad provenientes de DiTaus *fake*, originados en jets erróneamente identificados, como podemos observar en la [Figura 5.3](#).

La [Figura 5.4](#) muestra las distribuciones de p_T de eventos de datos y simulaciones de los fondos del SM para los objetos DiTau y leptones en la CR, y energía transversa perdida E_T^{miss} . Al considerarse solo eventos con un único leptón, las variables p_T^e y p_T^μ contienen solo eventos en el e -channel y μ -channel respectivamente.

En todas las variables y canales se observa un menor número de eventos en los datos, evidenciando la necesidad de una corrección a la predicción de los modelos en las simulaciones. Las figuras exhiben una buena concordancia entre la forma de la distribución de los datos y los perfiles simulados en los procesos del SM, permaneciendo la diferencia aproximadamente constante en todo el rango de las variables. En consecuencia, se procederá en la [Sección 5.3](#) a obtener una corrección global en todo el rango de las variables en cuestión.

5.2.1 SELECCIÓN DE CARGAS EN LOS SUBJETOS

Como parte de la definición preliminar de la SR, se añadió un requerimiento de signos opuestos en las cargas de los subjets *leading* y *subleading* del objeto DiTau, asociados en los eventos de señal con el par $\tau_{\text{had}}^+ \tau_{\text{had}}^-$. La adición de este corte resulta en una reducción aproximada del 50 %

Tabla 5.1: Definiciones de la CR del fondo $t\bar{t}$ y SR preliminar. Los cortes se aplican en el orden enlistado en la tabla. Los cortes en N_{Jets} y $N_{B\text{Jets}}$ se realizan luego del OR entre (B)Jets y DiTaus ($\Delta R(\text{DiTau}, (B)\text{Jet}) > 1$).

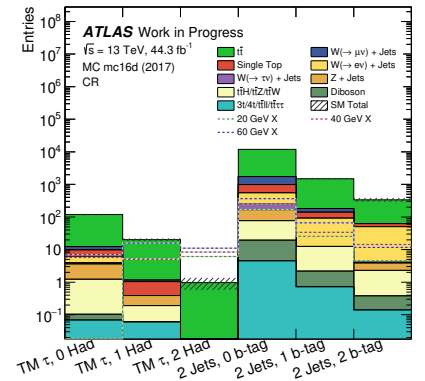


Figura 5.3: Composición de los objetos DiTau en la CR. Los objetos con 2 τ s *truth* se clasifican por el número de taus en decaimiento hadrónico. Los objetos DiTau *fake* originados en jets se encuentran clasificados según el número de jets identificados como b-jets (0, 1 o 2). Las muestras de señal han sido escaladas por 10^4 . Las bandas grises muestran incertezas estadísticas. El *truth match* se realizó respecto al jet externo $R = 1$ del objeto DiTau.

	CR		CR e -channel		CR μ -channel		SR	
$t\bar{t}$	11850.589	(85.651 %)	4131.590	(85.634 %)	7719.125	(85.660 %)	583.833	(77.204 %)
$W(\rightarrow \mu\nu) + Jets$	784.409	(5.669 %)	0.000	(0.000 %)	784.409	(8.705 %)	39.071	(5.167 %)
$SingleTop$	498.663	(3.604 %)	173.739	(3.601 %)	324.924	(3.606 %)	26.162	(3.460 %)
$W(\rightarrow e\nu) + Jets$	435.519	(3.148 %)	435.519	(9.027 %)	0.000	(0.000 %)	20.259	(2.679 %)
$W(\rightarrow \tau\nu) + Jets$	87.485	(0.632 %)	22.153	(0.459 %)	65.332	(0.725 %)	3.708	(0.490 %)
$Z(\rightarrow \mu\mu) + Jets$	50.881	(0.368 %)	0.010	(0.000 %)	50.871	(0.565 %)	41.298	(5.461 %)
$t\bar{t}H$	26.207	(0.189 %)	9.072	(0.188 %)	17.135	(0.190 %)	2.226	(0.294 %)
$t\bar{t}Z$	24.943	(0.180 %)	7.561	(0.157 %)	17.382	(0.193 %)	0.994	(0.131 %)
$Z(\rightarrow ee) + Jets$	22.146	(0.160 %)	22.146	(0.459 %)	0.000	(0.000 %)	23.116	(3.057 %)
$t\bar{t}W$	20.064	(0.145 %)	6.874	(0.142 %)	13.189	(0.146 %)	1.532	(0.203 %)
$Diboson$	16.685	(0.121 %)	5.846	(0.121 %)	10.839	(0.120 %)	2.701	(0.357 %)
$Z(\rightarrow \tau\tau) + Jets$	12.889	(0.093 %)	8.444	(0.175 %)	4.445	(0.049 %)	7.340	(0.971 %)
$4t$	1.823	(0.013 %)	0.533	(0.011 %)	1.290	(0.014 %)	0.110	(0.015 %)
$t\bar{t}\mu\mu$	1.312	(0.009 %)	0.065	(0.001 %)	1.247	(0.014 %)	0.776	(0.103 %)
$t\bar{t}\tau\tau$	1.312	(0.009 %)	0.394	(0.008 %)	0.918	(0.010 %)	2.594	(0.343 %)
$t\bar{t}ee$	0.757	(0.005 %)	0.683	(0.014 %)	0.074	(0.001 %)	0.485	(0.064 %)
$3t$	0.256	(0.002 %)	0.079	(0.002 %)	0.177	(0.002 %)	0.019	(0.003 %)
Total	13835.938		4824.708		9011.356		756.226	
20 GeV X	0.021		0.011		0.010		0.102	
40 GeV X	0.032		0.016		0.016		0.255	
60 GeV X	0.048		0.023		0.025		0.273	

	CR $q_{\text{lead}}q_{\text{sublead}} == -1$		CR $q_{\text{lead}}q_{\text{sublead}} == +1$	
$t\bar{t}$	6368.198	(85.678 %)	5721.085	(85.683 %)
$W(\rightarrow \mu\nu) + Jets$	433.627	(5.834 %)	364.697	(5.462 %)
$SingleTop$	263.129	(3.540 %)	244.479	(3.661 %)
$W(\rightarrow e\nu) + Jets$	253.352	(3.409 %)	191.092	(2.862 %)
$W(\rightarrow \tau\nu) + Jets$	29.062	(0.391 %)	58.631	(0.878 %)
$Z(\rightarrow \mu\mu) + Jets$	21.727	(0.292 %)	30.038	(0.450 %)
$t\bar{t}Z$	14.314	(0.193 %)	12.394	(0.186 %)
$t\bar{t}H$	13.860	(0.186 %)	13.002	(0.195 %)
$Z(\rightarrow ee) + Jets$	11.487	(0.155 %)	10.863	(0.163 %)
$t\bar{t}W$	10.779	(0.145 %)	9.685	(0.145 %)
$Diboson$	8.969	(0.121 %)	7.756	(0.116 %)
$Z(\rightarrow \tau\tau) + Jets$	2.051	(0.028 %)	11.250	(0.168 %)
$4t$	0.948	(0.013 %)	0.917	(0.014 %)
$t\bar{t}\mu\mu$	0.706	(0.009 %)	0.630	(0.009 %)
$t\bar{t}ee$	0.371	(0.005 %)	0.375	(0.006 %)
$3t$	0.132	(0.002 %)	0.132	(0.002 %)
Total	7432.711		6677.026	

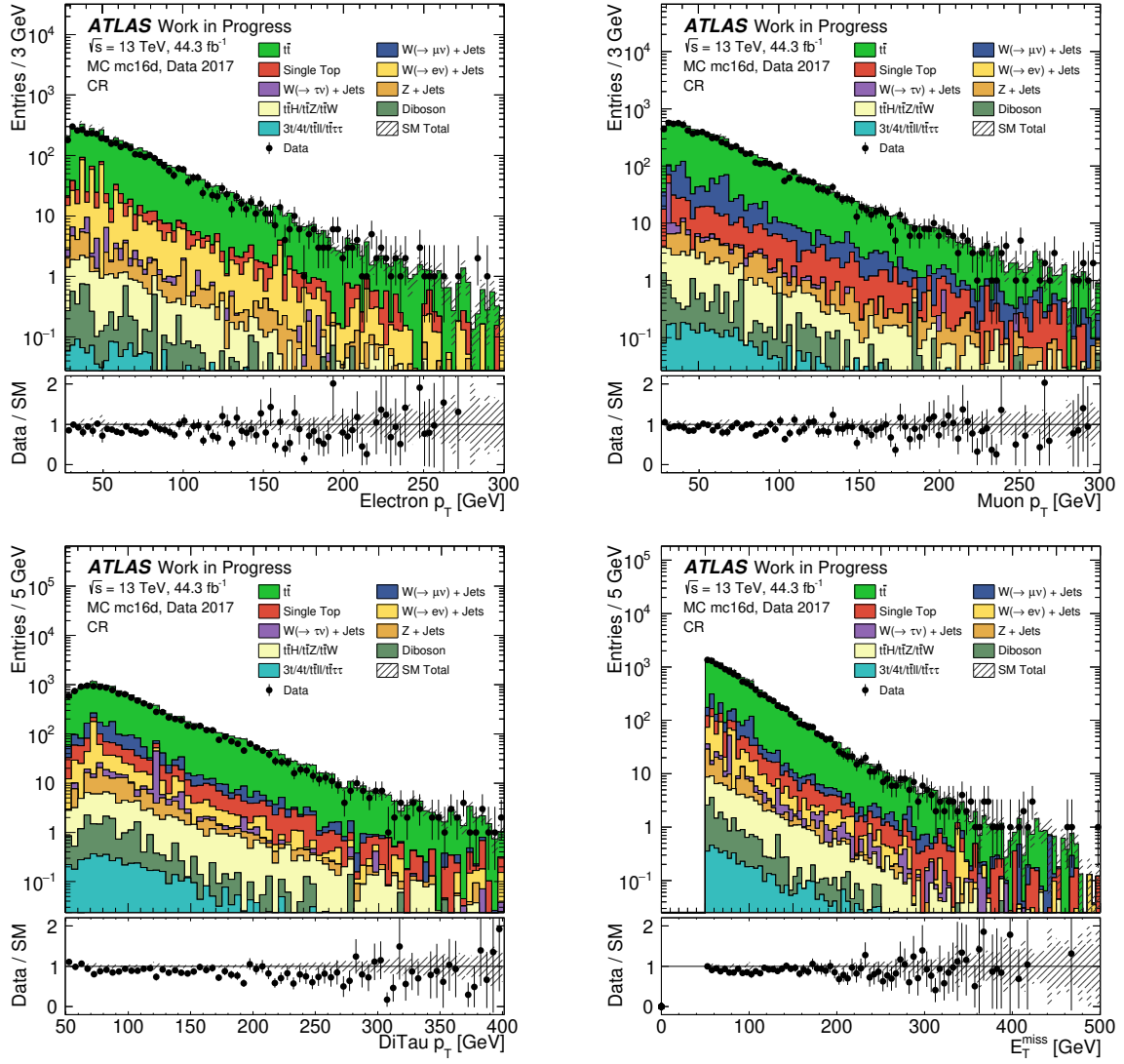
Tabla 5.2: Composición de los fondos contaminantes y eventos de señal en la CR (e -channel, μ -channel y canal combinado) y SR. Se utilizaron muestras MC de mc16d, normalizadas a la luminosidad integrada del año 2017. Trabajo en progreso.

Tabla 5.3: Composición de los fondos contaminantes en la CR, para cargas de signos opuestos e iguales en los subjets *leading* y *subleading* del DiTau. Se utilizaron muestras MC de mc16d, normalizadas a la luminosidad integrada del año 2017. Trabajo en progreso.

de los eventos de fondo en la SR (al no esperar una preferencia de signo en los eventos de fondo del SM). En la CR, por el contrario, buscamos tener el mayor número de eventos $t\bar{t}$ posibles, para aumentar el tamaño de la muestra y facilitar el análisis estadístico. Por lo tanto, es importante verificar si se puede omitir el corte sin modificar las distribuciones de las variables.

Aplicar las selecciones de signos opuestos y signos iguales de las cargas en la CR resulta en una reducción neta del número de eventos del 46.3 % y 51.7 % respectivamente, como se puede apreciar en la [Tabla 5.3](#). El número de eventos en las dos categorías excede la producción total en la CR. Esto es esperado, ya que la selección en el signo de las cargas reduce el número de candidatos DiTau por evento, permitiendo ahora que algunos eventos con previamente más de 1 objeto DiTau pasen el corte final $NDiTau = 1$.

El número total de eventos es 10.1 % más pequeño en el caso de signos iguales en los subjets, aunque no ocurre un reordenamiento significativo de los procesos de fondo. Las distribuciones cinemáticas de los objetos



presentes en los eventos, exhibidas en las Figuras 5.5 y 5.6, también muestran un perfil similar en ambos casos, sin desviaciones significativas entre simulaciones y los datos experimentales. La causa de esta reducción no-uniforme en los eventos todavía no ha sido determinada, pero podría atribuirse a una imperfecta reconstrucción de la carga de los sujetos LyS del objeto DiTau.

Este primer conjunto de resultados preliminares sugiere que la adición de la selección de cargas opuestas en la CR no es necesaria. Sin embargo, estos estudios deben ser revisados una vez que se realice la re-optimización final de las definiciones de las regiones en un futuro.

Figura 5.4: Distribuciones cinemáticas de p_T de los leptones y DiTaus en la CR, y E_T^{miss} . Las gráficas p_T^e y p_T^μ corresponden al e -channel y μ -channel respectivamente. Las bandas grises en el panel superior e inferior muestran incertezas estadísticas en las simulaciones MC. El último bin incluye *overflows*.

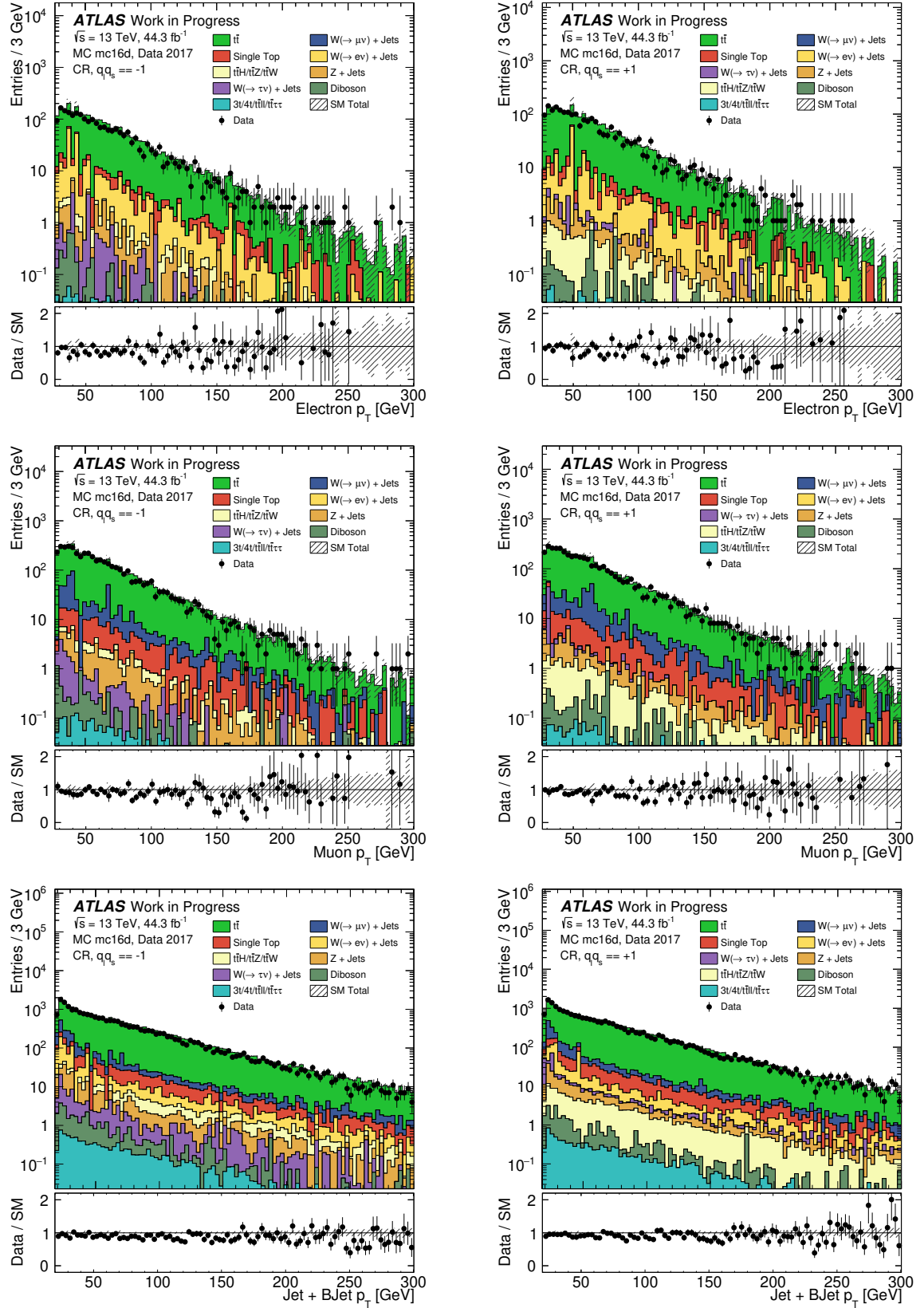


Figura 5.5: Distribuciones cinemáticas de p_T de los leptones y (b)jets en la CR, para cargas de signos opuestos (izquierda) e iguales (derecha) en los subjets *leading* y *subleading* del DiTau. El último bin incluye *overflows*.

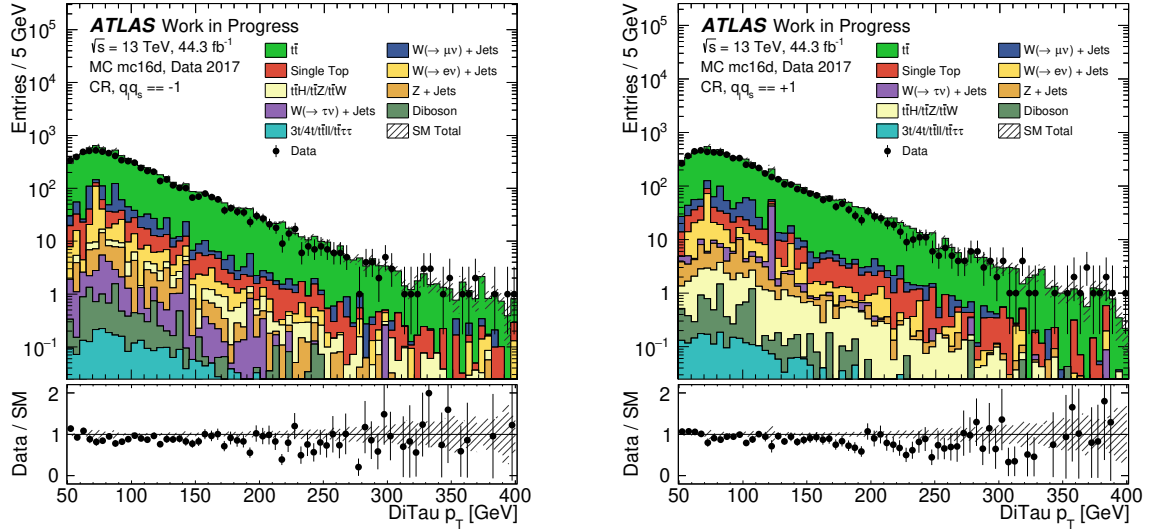


Figura 5.6: Distribuciones cinemáticas de p_T de los DiTaus en la CR, para cargas de signos opuestos (izquierda) e iguales (derecha) en los subjets *leading* y *subleading* del DiTau. El último bin incluye *overflows*.

5.3 ESTIMACIÓN DE $\mu_{t\bar{t}}$

La determinación final de los factores de transferencia en un análisis es realizada mediante un ajuste multivariable simultáneo en todas las regiones de control, validación y señal. Sin embargo, podemos hacer un cálculo estimativo que nos permite obtener un valor preliminar de $\mu_{t\bar{t}}$ como

$$\mu_{t\bar{t}} = \frac{N(\text{Datos}) - N(\text{MC} \neq t\bar{t})}{N(\text{MC} = t\bar{t})},$$

donde $N(\text{Datos})$ es el número de eventos en los datos en la CR, $N(\text{MC} = t\bar{t})$ es el número de eventos MC contribuidos por el fondo $t\bar{t}$ en la CR y $N(\text{MC} \neq t\bar{t})$ es el número total de eventos MC de fondo no producidos por $t\bar{t}$ en la CR (Tabla 5.4). El canal combinado, incluyendo todos los eventos seleccionados en la CR, posee un valor preliminar del factor de transferencia de $\mu_{t\bar{t}}^{\text{Combined}} = 0.885(13)$. El canal muónico alcanza un mejor acuerdo entre las simulaciones del SM y los datos, donde $\mu_{t\bar{t}}^{\mu\text{-channel}} = 0.903(16)$, comparado con $\mu_{t\bar{t}}^{e\text{-channel}} = 0.851(22)$ en el canal electrónico.

La discrepancia entre los canales leptónicos no ha sido todavía estudiada en profundidad, aunque la principal hipótesis la atribuye a diferencias en la eficiencia de los triggers electrónicos y muónicos utilizados en el análisis. Si bien no se han considerado incertezas sistemáticas en las simulaciones de MC, esta diferencia significativa, excediendo la incerteza estadística, sugiere un tratamiento por separado del e -channel y el μ -channel en la búsqueda. Si se opta por la estrategia inicial de un único canal, la diferencia sería incorporada como una incerteza sistemática adicional al análisis.

La Figura 5.7 contiene las distribuciones cinemáticas de los leptones,

	$N(\text{MC Total})$	$N(\text{MC } t\bar{t})$	$N(\text{Datos})$	$\mu_{t\bar{t}}$ preliminar
Canal combinado	$13\,840 \pm 120$	$11\,850 \pm 110$	12 474	0.885 ± 0.013
Canal electrónico	$4\,825 \pm 70$	$4\,132 \pm 64$	4 210	0.851 ± 0.022
Canal muónico	$9\,011 \pm 95$	$7\,719 \pm 88$	8 264	0.903 ± 0.016

Tabla 5.4: Estimación preliminar de los factores de transferencia $\mu_{t\bar{t}}$ para la CR del fondo $t\bar{t}$ en el canal electrónico (solo eventos con trigger en un electrón), el canal muónico (solo eventos con trigger en un muón) y el canal combinado (eventos con trigger en un electrón o un muón). Solo se incluyen incertezas estadísticas. Trabajo en progreso.

DiTaus y E_T^{miss} , corregidas en cada canal. Nuevamente, no se observan diferencias significativas en los perfiles de las distribuciones entre datos y eventos simulados. Es importante recordar que las estimaciones aquí presentadas no incluyen las contribuciones del peso de los objetos DiTau, definido en la [Sección 4.1](#). Por lo tanto, se podría potencialmente alcanzar un mejor acuerdo entre los datos y las simulaciones, resultando en factores de transferencia más próximos a la unidad.

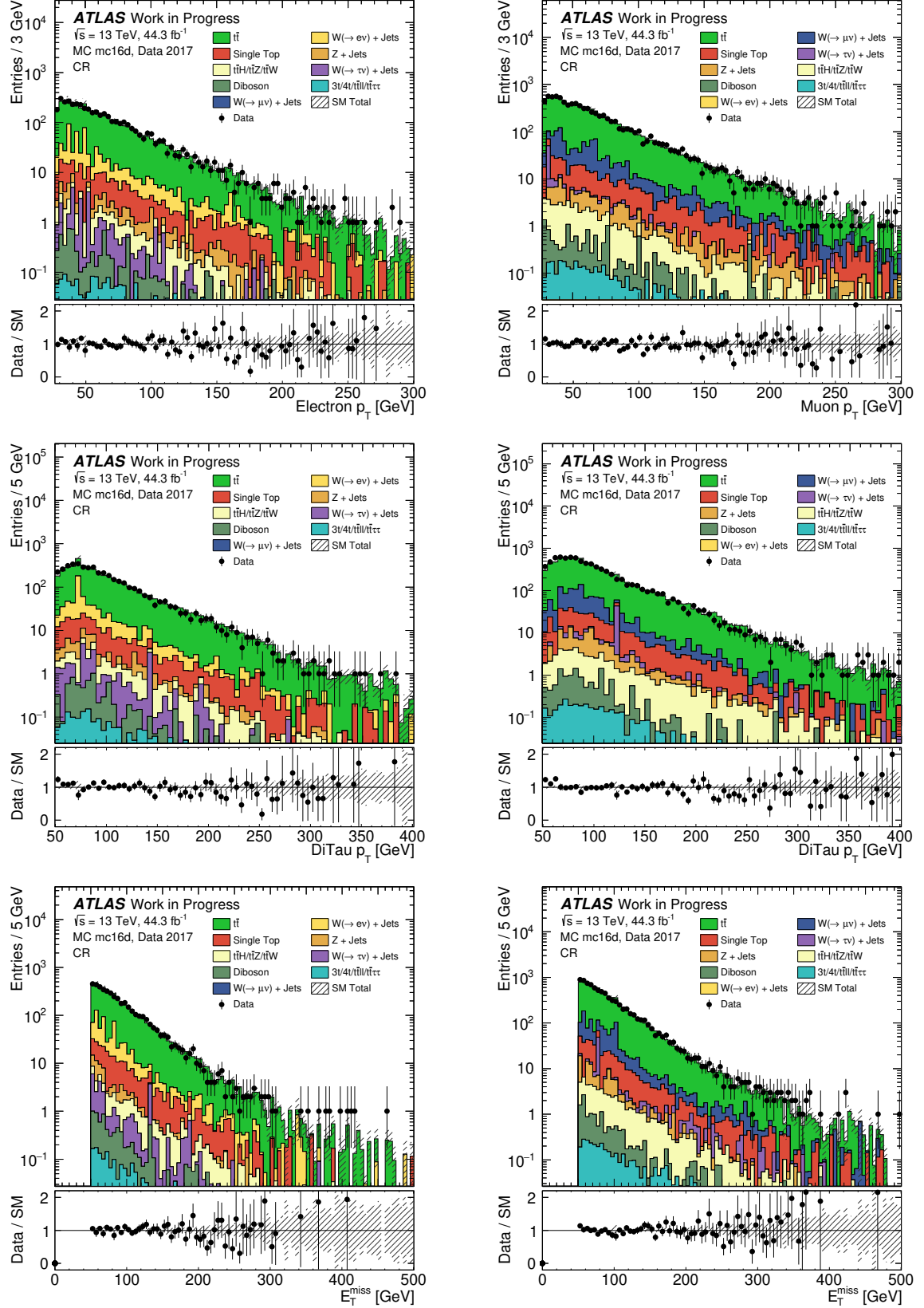


Figura 5.7: Distribuciones cinemáticas de p_T de los leptones, DiTau y E_T^{miss} del canal electrónico (izquierda) y el canal muónico (derecha), corregidas con los factores de normalización $\mu_{t\bar{t}}^{e/\mu\text{-channel}}$. Las bandas grises en el panel superior e inferior muestran incertezas estadísticas en las simulaciones MC. El último bin incluye *overflow*.

6

Regiones de Validación

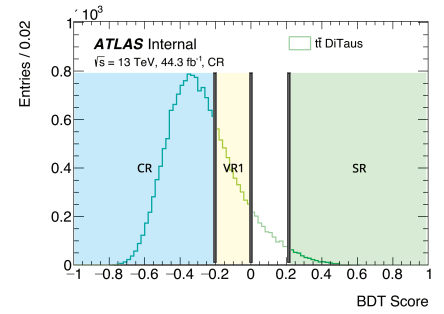
- EN ESTE CAPÍTULO definiremos regiones de validación para verificar la normalización preliminar del fondo dominante $t\bar{t}$ obtenida en la CR estudiada en el capítulo anterior. Realizaremos una comparación de las simulaciones de MC corregidas con los datos en las VRs, reportando los resultados obtenidos en el número total de eventos y distribuciones.

6.1 DEFINICIÓN DE LAS REGIONES

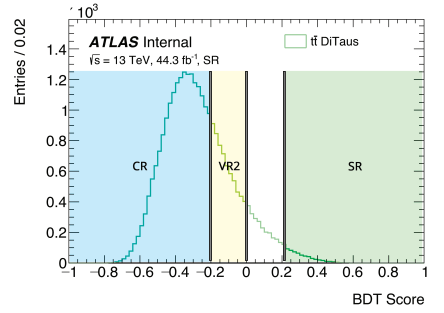
Como hemos discutido en los capítulos anteriores, en el presente análisis se utiliza el puntaje del BDT de identificación de los objetos DiTau como el principal corte de definición de las distintas regiones. Las CR del fondo $t\bar{t}$ en $BDT \leq -0.2$ y la SR preliminar en $BDT > 0.22$, resultan en un intervalo inutilizado en $-0.2 < BDT < 0.22$ en el que podemos colocar nuevas regiones.

Para verificar las estimaciones de los fondos y las correcciones que el factor de normalización $\mu_{t\bar{t}}$ introduce en el fondo $t\bar{t}$, definiremos dos regiones de validación, VR1 y VR2, basadas en distintas extrapolaciones entre la CR y la SR respectivamente, aunque con un nuevo rango de BDT de los objetos DiTau incluidos. Obtenemos así una evolución progresiva de los cortes de selección. Para minimizar la presencia de señal en este primer conjunto de VRs, se optó por solo utilizar el intervalo $-0.2 < BDT < 0.0$, más alejado de la SR, como podemos observar en la [Figura 6.1](#).

Un resumen de las definiciones de las regiones VR1 y VR2 se encuentra en la [Tabla 6.1](#).



(a)



(b)

Figura 6.1: Distribuciones de BDT del fondo simulado $t\bar{t}$ con los cortes de la región de control (a) y señal (b), utilizados para definir la regiones de validación VR1 y VR2.

Tabla 6.1: Definiciones de las regiones de validación VR1 y VR2. Los cortes se aplican en el orden enlistado en la tabla. Los cortes en N_{Jets} y N_{BJets} se realizan luego del OR entre (B)Jets y DiTaus ($\Delta R(\text{DiTau}, (B)\text{Jet}) > 1$).

	CR de $t\bar{t}$	VR1	VR2	SR
Preselección	✓	✓	✓	✓
E_T^{miss}	$\geq 50 \text{ GeV}$	$\geq 50 \text{ GeV}$	—	—
N_{Jets}	≥ 2	≥ 2	≥ 3	≥ 3
N_{BJets}	≥ 2	≥ 2	≥ 1	≥ 1
$\Delta R(\text{DiTau}, \text{Baseline Lepton})$	≥ 1.0	≥ 1.0	≥ 1.0	≥ 1.0
$q_{\text{lead}} q_{\text{sublead}}$	—	—	-1	-1
DiTau BDT	$-1.0 \leq BDT \leq -0.2$	$-0.2 \leq BDT \leq 0.0$	$-0.2 \leq BDT \leq 0.0$	$0.22 \leq BDT \leq 1.0$
N_{DiTau}	1	1	1	1

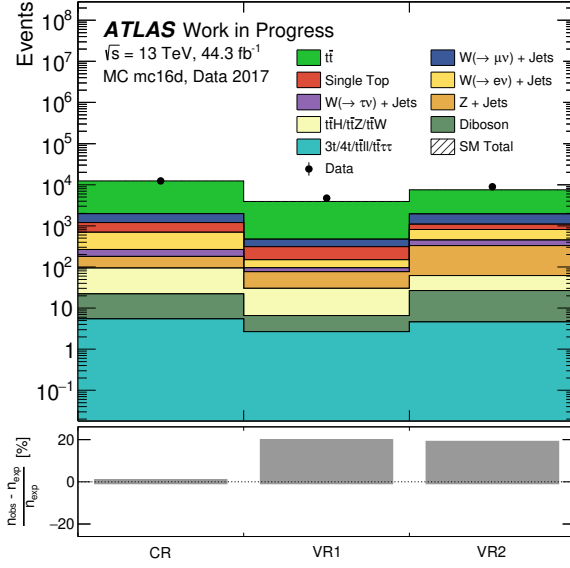


Figura 6.2: Diferencias porcentuales en el número de total eventos de fondo simulados respecto a los datos en las regiones de validación, utilizando los factores de normalización $\mu_{t\bar{t}}$ calculados en el [Tabla 5.4](#).

	CR de $t\bar{t}$	VR1	VR2
Fondo SM	$13\,840 \pm 120$	$4\,361 \pm 66$	$8\,247 \pm 91$
Fondo SM con $\mu_{t\bar{t}}$	$12\,470 \pm 190$	$3\,914 \pm 78$	$7\,520 \pm 120$
Datos	12 474	4 694	8 971
Δ	0.00 %	19.92 %	19.22 %

Tabla 6.2: Número total de eventos y diferencias porcentuales (Δ) entre eventos simulados del SM y los datos experimentales en las regiones de validación VR1 y VR2. Solo se incluyen incertezas estadísticas y del factor de transferencia $\mu_{t\bar{t}}$. Trabajo en progreso.

6.2 RESULTADOS EN LA REGIÓN DE VALIDACIÓN

Los resultados obtenidos en las regiones de validación VR1 y VR2 se resumen en la [Figura 6.2](#) y en la [Tabla 6.2](#). Ambas regiones de validación presentan una discrepancia entre el número total de eventos en los datos y en los fondos simulados del SM del 19.92 % y 19.22 % respectivamente, en ambos casos con un defecto de los eventos de MC.

A fin de investigar el origen de esta discrepancia, se procedió al análisis de las distribuciones de momento transversal en los leptones, jets y $t\bar{t}$ en las regiones de validación VR1 y VR2, mostradas en las [Figuras 6.3](#) y [6.4](#). Se observa una mayor diferencia entre las simulaciones de MC y los datos en los objetos de menor p_T . Esto puede deberse a la falta del fondo Multijet, que aun no ha sido incluido en el análisis y suele contribuir a la reconstrucción de leptones *fake* a bajo p_T .

Estas diferencias exceden las incertezas estadísticas consideradas en las distribuciones de los procesos simulados. Sin embargo, es importante recordar que no se han considerado en este trabajo las incertezas sistemáticas originadas en la generación de los eventos y en la reconstrucción y calibración de los objetos físicos incluidos en el análisis, ni su posible correlación en las distintas regiones de control y validación. Si suponemos una incerteza sistemática de las simulaciones MC aproximada de $\sigma_b = 20\% \cdot b$, donde b es el número de eventos de fondo en la región, las discrepancias en el número total de eventos resultan inferiores a una desviación estándar en todas las regiones de validación.

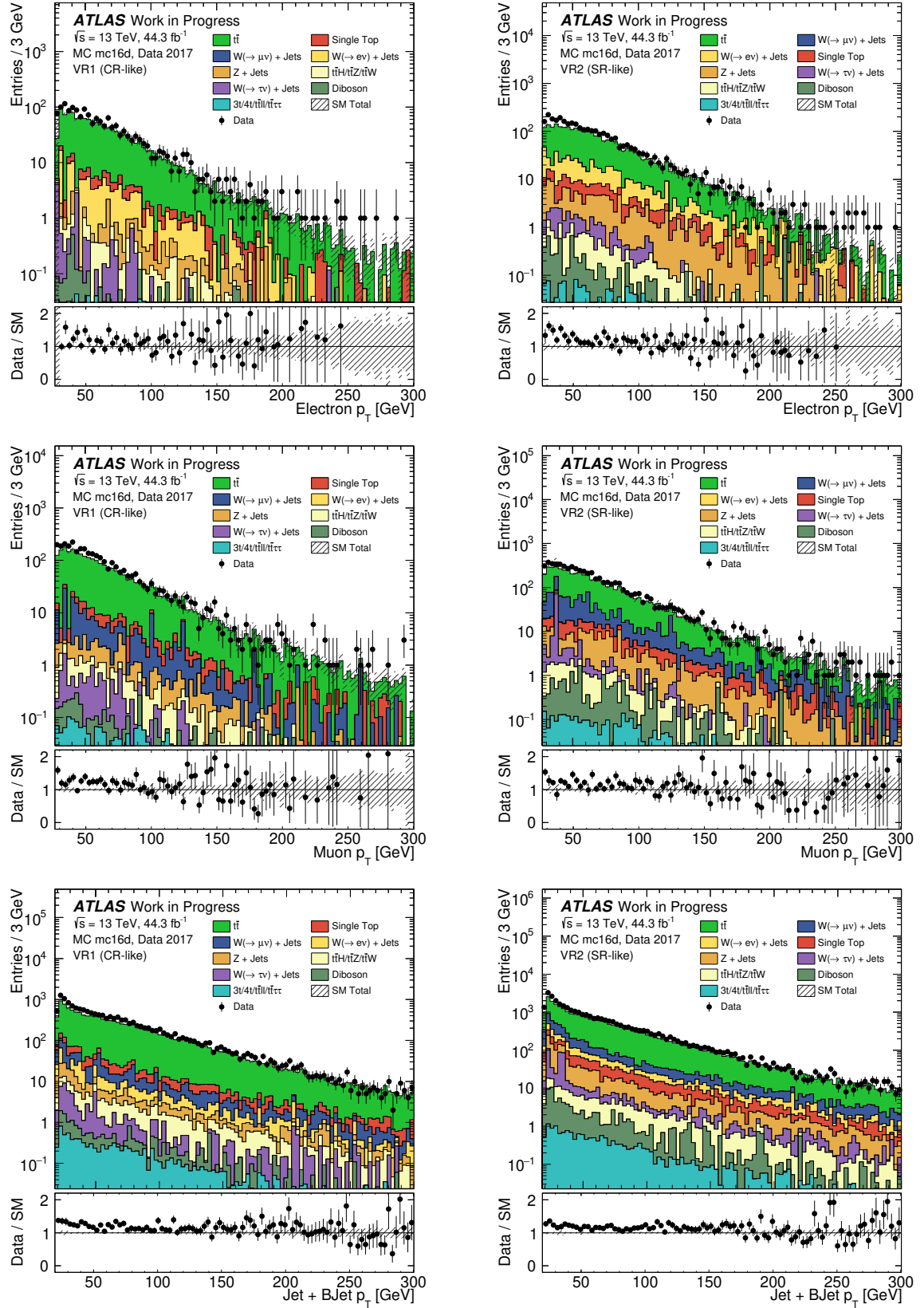


Figura 6.3: Distribuciones cinemáticas de p_T de los leptones, (b)jets y DiTaus en las regiones de validación VR1 (izquierda) y VR2 (derecha).

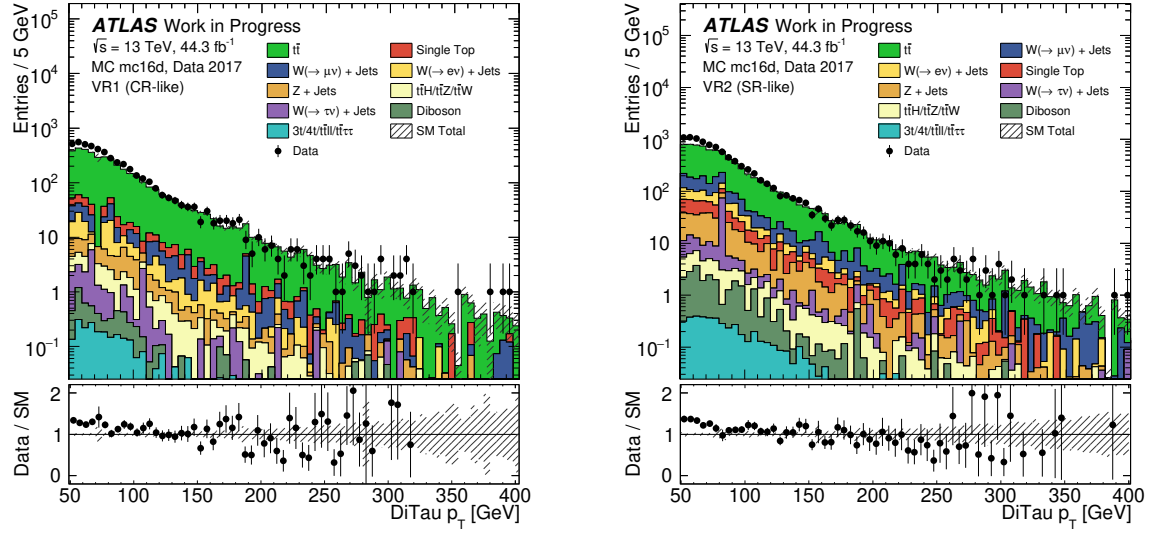


Figura 6.4: Distribuciones cinemáticas de p_T de los leptones, (b)jets y DiTaus en las regiones de validación VR1 (izquierda) y VR2 (derecha).

Conclusiones

En esta tesis se contribuyó al desarrollo de la estrategia general del análisis de búsqueda de una resonancia pseudoescalar X , en el rango de masas de 20 a 60 GeV, producida en colisiones protón-protón en el LHC. Acoplando con partículas de la tercera generación del SM, la partícula X podría ser observada por ATLAS en el proceso $t\bar{t}(X \rightarrow \tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}})$. En particular, este canal representa un gran desafío en la detección experimental, al encontrarse los leptones τ en el estado final muy próximos entre sí, requiriendo el desarrollo de nuevas técnicas para su reconstrucción e identificación conjunta como un único objeto. Los nuevos objetos *DiTau* utilizan técnicas de subestructura de jets para su reconstrucción, requiriendo una implementación especial debido a las características cinemáticas del estado final de la señal en este análisis. La identificación de los objetos DiTau emplea un BDT, cuya puntuación en cada candidato DiTau permite discriminar entre los objetos de señal, producidos por dos τ_{had} s, y objetos *fakes*, producidos principalmente por jets de QCD mal identificados. La selección final de eventos, su análisis y la producción de histogramas se realizó con un software basado en ROOT e implementado en C++ y Python, desarrollado como parte del presente trabajo de tesis.

Utilizando una preselección general de eventos, se identificó al proceso $t\bar{t}$ como contribución dominante a los fondos del SM. Se definió una región de control para la normalización global de sus simulaciones de MC mediante una comparación con los datos experimentales, realizando una estimación preliminar de los factores de corrección necesarios para utilizar las predicciones de los fondos en las regiones donde se espera la señal de nueva física. El canal combinado, incluyendo todos los eventos seleccionados en la CR, posee un valor preliminar del factor de transferencia de $\mu_{t\bar{t}}^{\text{Combined}} = 0.885(13)$. El canal muónico alcanza un mejor acuerdo entre las simulaciones del SM y los datos, donde $\mu_{t\bar{t}}^{\mu\text{-channel}} = 0.903(16)$, comparado con $\mu_{t\bar{t}}^{e\text{-channel}} = 0.851(22)$ en el canal electrónico. Por lo tanto, se propone continuar el análisis de los canales por separado, o alternativamente se incorporar esta discrepancia como una incerteza sistemática adicional en el análisis de un único canal. En todos los casos, se observó una buena correspondencia entre los perfiles de las distribuciones cinemáticas simuladas y los datos en la región de control.

Para validar la normalización a las predicciones del fondo dominante $t\bar{t}$, se definieron dos regiones de validación con cortes de selección similares a las regiones de control y señal, desplazando la selección de puntuación del BDT de los candidatos DiTau a un intervalo medio entre los valores utilizados en la CR y la SR. Se observaron discrepancias entre el número total de eventos de los datos y en los fondos simulados de 19 – 20 % aproximadamente, con menos eventos de MC. El análisis de las distribuciones de las variables cinemáticas permite inferir que las diferencias en eventos con leptones de bajo p_T resultaron mayores al resto de los eventos, pudiendo atribuirse a no haber incluido aun el fondo Multijet.

Las diferencias observadas exceden las incertezas estadísticas consi-

deradas. Sin embargo, con la adición de una incerteza sistemática de $\sim 20\%$ de los eventos de fondo, estas se encontrarán a menos de una desviación estándar en todas las regiones de validación. Aún así, determinar el origen sistemático de esta discrepancia resulta prioritario para establecer la validez de la técnica de extrapolación de los factores $\mu_{t\bar{t}}$ a distintas regiones del BDT, en particular a la región de señal de nueva física. Una posible estrategia consiste en la realización de una estimación de fondos *data-driven* en una región similar a la SR, invirtiendo los cortes de selección en las cargas de los objetos DiTau, o algunos de los cortes cinemáticos de los objetos físicos en el evento.

Todos los resultados presentados en esta tesis son preliminares en el sentido usual del término en los experimentos, pero constituyen un primer e imprescindible paso para continuar la búsqueda. Se esperan cambios conforme se optimicen las estrategias de identificación y selección de los objetos DiTau, se añadan los fondos Multijet y se introduzcan las incertezas sistemáticas del análisis.

Bibliografía

- [AK12] Kevork N. Abazajian y Manoj Kaplinghat. «Detection of a gamma-ray source in the Galactic Center consistent with extended emission from dark matter annihilation and concentrated astrophysical emission». En: *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology* 86.8 (2012). ISSN: 15507998. DOI: [10.1103/PhysRevD.86.083511](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.083511) (vid. pág. 17).
- [Abo+07] E. Abouzaid, M. Arenton, A. R. Barker, L. Bellantoni, A. Bellavance, E. Blucher, G. J. Bock, E. Cheu, R. Coleman, M. D. Corcoran et al. «Measurement of the rare decay $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ ». En: *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology* 75.1 (2007). ISSN: 15507998. DOI: [10.1103/PhysRevD.75.012004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.75.012004) (vid. pág. 17).
- [Ach+08] R. Achenbach et al. «The ATLAS level-1 calorimeter trigger». En: *Journal of Instrumentation* 3.3 (2008). ISSN: 17480221. DOI: [10.1088/1748-0221/3/03/P03001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/03/P03001) (vid. pág. 31).
- [AP77] G. Altarelli y G. Parisi. «Asymptotic freedom in parton language». En: *Nuclear Physics, Section B* 126.2 (1977). ISSN: 05503213. DOI: [10.1016/0550-3213\(77\)90384-4](https://doi.org/10.1016/0550-3213(77)90384-4) (vid. pág. 12).
- [Bäh+08] Manuel Bähr, Stefan Gieseke, Martyn A. Gigg, David Grellscheid, Keith Hamilton, Oluseyi Latunde-Dada, Simon Plätzer, Peter Richardson, Michael H. Seymour, Alexander Sherstnev y Bryan R. Webber. «Herwig++ physics and manual». En: *European Physical Journal C* 58.4 (2008). ISSN: 14346044. DOI: [10.1140/epjc/s10052-008-0798-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-008-0798-9) (vid. pág. 12).
- [Bal+19] C. Baldenegro, S. Hassani, C. Royon y L. Schoeffel. «Extending the constraint for axion-like particles as resonances at the LHC and laser beam experiments». En: *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics* 795 (2019), págs. 339-345. ISSN: 03702693. DOI: [10.1016/j.physletb.2019.06.029](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.06.029).
- [Bal79] Varouzhan Baluni. «CP-nonconserving effects in quantum chromodynamics». En: *Physical Review D* 19.7 (1979). ISSN: 05562821. DOI: [10.1103/PhysRevD.19.2227](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.19.2227) (vid. pág. 15).
- [Bau+19] Martin Bauer, Mathias Heiles, Matthias Neubert y Andrea Thamm. «Axion-like particles at future colliders». En: *European Physical Journal C* 79.1 (2019). ISSN: 14346052. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-6587-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6587-9). arXiv: [1808.10323](https://arxiv.org/abs/1808.10323) (vid. pág. 18).
- [Bau+21] Martin Bauer, Matthias Neubert, Sophie Renner, Marvin Schnubel y Andrea Thamm. «Flavor probes of axion-like particles». En: (2021). arXiv: [2110.10698](https://arxiv.org/abs/2110.10698) [hep-ph] (vid. págs. 17, 18).
- [BNT17a] Martin Bauer, Matthias Neubert y Andrea Thamm. «Collider probes of axion-like particles». En: *Journal of High Energy Physics* 2017.12 (2017). ISSN: 10298479. DOI: [10.1007/JHEP12\(2017\)044](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2017)044) (vid. pág. 18).
- [BNT17b] Martin Bauer, Matthias Neubert y Andrea Thamm. «LHC as an Axion Factory: Probing an Axion Explanation for $(g-2)_\mu$ with Exotic Higgs Decays». En: *Physical Review Letters* 119.3 (2017). ISSN: 10797114. DOI: [10.1103/PhysRevLett.119.031802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.031802) (vid. pág. 18).
- [Bea21] Jean Yves Beaucamp. «Background studies in the $t\bar{t}X$, $X \rightarrow \tau\tau$ boosted analysis at the ATLAS experiment». Inf. téc. Geneva: CERN, 2021. URL: <https://cds.cern.ch/record/2790493> (vid. pág. 2).
- [Ben+08] K Benslama, U Felzmann, J L Godfrey, L Janyst, A Kaczmarek, A Kalinowski, S Lai, E Ortega, C Ruwiedel, M Wolter, A Zemla y Universität Bonn. «Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance». En: *Nuclear Physics* 006434 (2008) (vid. pág. 37).
- [Bh+14] Céline Bhm, Matthew J. Dolan, Christopher McCabe, Michael Spannowsky y Chris J. Wallace. «Extended gamma-ray emission from Dark Matter». En: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2014.5 (2014). ISSN: 14757516. DOI: [10.1088/1475-7516/2014/05/009](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2014/05/009) (vid. pág. 17).

- [Bou+17] S. Boutle, D. Casper, B. Hooberman, K. Grimm, B. Gui, G. Lee, J. Maurer, A. Morley, S. Pagan Griso, B. Petersen, K. Prokofiev, L. Shan, D. Shope, A. Wharton, B. Whitmore y M. Zhang. «Primary vertex reconstruction at the ATLAS experiment». En: *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 898. 4. 2017. DOI: [10.1088/1742-6596/898/4/042056](https://doi.org/10.1088/1742-6596/898/4/042056) (vid. pág. 36).
- [BR97] Rene Brun y Fons Rademakers. «ROOT - An object oriented data analysis framework». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 389.1-2 (1997), págs. 81-86. ISSN: 01689002. DOI: [10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X) (vid. pág. 33).
- [Brü+04] Oliver S Brüning, P Collier, P Lebrun, Steve Myers, R Ostojic, J Poole, P Proudlock et al. «LHC Design Report Volume II». Vol. 2. CERN Yellow Reports: Monographs. Geneva: CERN, 2004. DOI: [10.5170/CERN-2004-003-V-1](https://doi.org/10.5170/CERN-2004-003-V-1). URL: <https://cds.cern.ch/record/782076> (vid. pág. 21).
- [CSS08] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam y Gregory Soyez. «The anti- k_t jet clustering algorithm». En: *Journal of High Energy Physics* 2008.4 (2008). ISSN: 11266708. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063) (vid. pág. 40).
- [Cal+05] P Calafiura, W Lavrijsen, C Leggett, M Marino y D Quarrie. «The Athena control framework in production, new developments and lessons learned». En: (2005), págs. 456-458. DOI: [10.5170/CERN-2005-002.456](https://doi.org/10.5170/CERN-2005-002.456). URL: <https://cds.cern.ch/record/865624> (vid. pág. 32).
- [CSS21] Adrian Carmona, Christiane Scherb y Pedro Schwaller. «Charming ALPs». En: *Journal of High Energy Physics* 2021.8 (2021). ISSN: 10298479. DOI: [10.1007/JHEP08\(2021\)121](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2021)121). arXiv: [2101.07803](https://arxiv.org/abs/2101.07803).
- [Cas+15] Mirkoantonio Casolino, Trisha Farooque, Aurelio Juste, Tao Liu y Michael Spannowsky. «Probing a light CP-odd scalar in di-top-associated production at the LHC». En: *European Physical Journal C* 75.10 (2015). ISSN: 14346052. DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3708-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3708-y) (vid. pág. 18).
- [Che+14] Clifford Cheung, Michele Papucci, David Sanford, Nausheen R. Shah y Kathryn M. Zurek. «NMSSM interpretation of the Galactic Center excess». En: *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology* 90.7 (2014). ISSN: 15502368. DOI: [10.1103/PhysRevD.90.075011](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.075011) (vid. pág. 16).
- [Coa13] Yann Coadou. «Boosted Decision Trees and Applications». En: *EPJ Web of Conferences* 55 (2013), págs. 02004-. DOI: [10.1051/epjconf/20135502004](https://doi.org/10.1051/epjconf/20135502004) (vid. pág. 46).
- [CSS89] John C. Collins, Davison E. Soper y George Sterman. «Factorization of Hard Processes in Qcd». En: 1989, págs. 1-91. DOI: [10.1142/9789814503266_0001](https://doi.org/10.1142/9789814503266_0001). arXiv: [0409313](https://arxiv.org/abs/0409313) [hep-ph] (vid. pág. 11).
- [Cor+08a] T. Cornelissen, M. Elsing, I. Gavrilenko, W. Liebig, E. Moyse, A. Salzburger et al. «The new ATLAS track reconstruction (NEWT)». En: *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 119. 3. 2008. DOI: [10.1088/1742-6596/119/3/032014](https://doi.org/10.1088/1742-6596/119/3/032014) (vid. pág. 35).
- [Cor+08b] T. G. Cornelissen, M. Elsing, I. Gavrilenko, J. F. Laporte, W. Liebig, M. Limper, K. Nikolopoulos, A. Poppleton, A. Salzburger et al. «The global χ^2 track fitter in ATLAS». En: *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 119. 3. 2008. DOI: [10.1088/1742-6596/119/3/032013](https://doi.org/10.1088/1742-6596/119/3/032013) (vid. pág. 35).
- [Cow98] Glen Cowan. «Statistical Data Analysis». Oxford: Oxford University Press, 1998. ISBN: 0-19-850156-0.
- [Cow12] Glen Cowan. «Discovery sensitivity for a counting experiment with background uncertainty». 2012. URL: [https://www.pp.rhul.ac.uk/%5Csim\\$cowan/stat/notes/medsigNote.pdf](https://www.pp.rhul.ac.uk/%5Csim$cowan/stat/notes/medsigNote.pdf).
- [Cre+79] R. J. Crewther, P. Di Vecchia, G. Veneziano y E. Witten. «Chiral estimate of the electric dipole moment of the neutron in quantum chromodynamics». En: *Physics Letters B* 88.1-2 (1979). ISSN: 03702693. DOI: [10.1016/0370-2693\(79\)90128-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(79)90128-X) (vid. pág. 15).
- [DAm+02] G. D'Ambrosio, G. F. Giudice, G. Isidori y A. Strumia. «Minimal flavour violation: an effective field theory approach». En: *Nuclear Physics B* 645.1-2 (2002). ISSN: 05503213. DOI: [10.1016/S0550-3213\(02\)00836-2](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(02)00836-2) (vid. pág. 17).

- [Day+16] Tansu Daylan, Douglas P. Finkbeiner, Dan Hooper, Tim Linden, Stephen K.N. Portillo, Nicholas L. Rodd y Tracy R. Slatyer. «The characterization of the gamma-ray signal from the central Milky Way: A case for annihilating dark matter». En: *Physics of the Dark Universe* 12 (2016). ISSN: 22126864. DOI: [10.1016/j.dark.2015.12.005](https://doi.org/10.1016/j.dark.2015.12.005) (vid. pág. 17).
- [Deg15] Celine Degrande. «Automatic evaluation of UV and R 2 terms for beyond the Standard Model Lagrangians: A proof-of-principle». En: *Computer Physics Communications* 197 (2015). ISSN: 00104655. DOI: [10.1016/j.cpc.2015.08.015](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.08.015) (vid. págs. 20, 85).
- [Del18] Luigi Del Debbio. «Parton distributions in the LHC era». En: *EPJ Web of Conferences*. Vol. 175. 2018. DOI: [10.1051/epjconf/201817501006](https://doi.org/10.1051/epjconf/201817501006) (vid. pág. 11).
- [Dok77] Yuri Dokshitzer. «Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics.» En: *Zh. Eksp. Teor. Fiz* 73 (1977) (vid. pág. 12).
- [Dol+15] Matthew J. Dolan, Felix Kahlhoefer, Christopher McCabe y Kai Schmidt-Hoberg. «A taste of dark matter: flavour constraints on pseudoscalar mediators». En: *Journal of High Energy Physics* 2015.3 (2015). ISSN: 10298479. DOI: [10.1007/JHEP03\(2015\)171](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2015)171) (vid. pág. 18).
- [DG11] Gintaras Duda y Katherine Garrett. «Dark matter: A primer». 2011. DOI: [10.1155/2011/968283](https://doi.org/10.1155/2011/968283) (vid. pág. 14).
- [EB64] F. Englert y R. Brout. «Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons». En: *Physical Review Letters* 13.9 (1964). ISSN: 00319007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.321](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321) (vid. pág. 8).
- [Fey69] Richard P. Feynman. «Very high-energy collisions of hadrons». En: *Physical Review Letters* 23.24 (1969). ISSN: 00319007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.23.1415](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.1415) (vid. pág. 11).
- [Frü87] R. Frühwirth. «Application of Kalman filtering to track and vertex fitting». En: *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* 262.2-3 (1987). ISSN: 01689002. DOI: [10.1016/0168-9002\(87\)90887-4](https://doi.org/10.1016/0168-9002(87)90887-4) (vid. pág. 36).
- [GC18] Jason Gallicchio y Yang-Ting Chien. «Quit Using Pseudorapidity, Transverse Energy, and Massless Constituents». En: (2018). arXiv: [1802.05356](https://arxiv.org/abs/1802.05356). URL: <http://arxiv.org/abs/1802.05356> (vid. pág. 25).
- [GG72] Howard Georgi y Sheldon L. Glashow. «Unified weak and electromagnetic interactions without neutral currents». En: *Physical Review Letters* 28.22 (1972). ISSN: 00319007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.28.1494](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.28.1494).
- [Gla61] Sheldon L. Glashow. «Partial-symmetries of weak interactions». En: *Nuclear Physics* 22.4 (1961). ISSN: 00295582. DOI: [10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2) (vid. pág. 3).
- [GL71] V. N. Gribov y L. N. Lipatov. «Deep inelastic electron scattering in perturbation theory». En: *Physics Letters B* 37.1 (1971). ISSN: 03702693. DOI: [10.1016/0370-2693\(71\)90576-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(71)90576-4) (vid. pág. 12).
- [GHK64] G. S. Guralnik, C. R. Hagen y T. W.B. Kibble. «Global conservation laws and massless particles». En: *Physical Review Letters* 13.20 (1964). ISSN: 00319007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.585](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.585) (vid. pág. 8).
- [HH18] Howard E. Haber y Laurel Stephenson Haskins. «Supersymmetric Theory and Models». En: 2018. DOI: [10.1142/9789813233348_0006](https://doi.org/10.1142/9789813233348_0006) (vid. pág. 14).
- [Han+17] Chengcheng Han, Doojin Kim, Minho Kim, Kyoungchul Kong, Sung Hak Lim y Myeonghun Park. «Identifying a new particle with jet substructures». En: *Journal of High Energy Physics* 2017.1 (2017). ISSN: 10298479. DOI: [10.1007/JHEP01\(2017\)027](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2017)027) (vid. págs. 20, 44).
- [HFG08] D. Hanneke, S. Fogwell y G. Gabrielse. «New measurement of the electron magnetic moment and the fine structure constant». En: *Physical Review Letters* 100.12 (2008). ISSN: 00319007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.100.120801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.120801) (vid. pág. 4).

- [Har+99] P. G. Harris, C. A. Baker, K. Green, P. Iaydjiev, S. Ivanov, D. J.R. May, J. M. Pendlebury, D. Shiers, K. F. Smith, M. van der Grinten y P. Geltenbort. «New experimental limit on the electric dipole moment of the neutron». En: *Physical Review Letters* 82.5 (1999). ISSN: 10797114. DOI: [10.1103/PhysRevLett.82.904](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.904) (vid. pág. 15).
- [HM14] Andi Hektor y Luca Marzola. «Coy dark matter and the anomalous magnetic moment». En: *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology* 90.5 (2014). ISSN: 15502368. DOI: [10.1103/PhysRevD.90.053007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.053007) (vid. pág. 17).
- [Hig64] Peter W. Higgs. «Broken symmetries and the masses of gauge bosons». En: *Physical Review Letters* 13.16 (1964). ISSN: 00319007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.508](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508) (vid. pág. 8).
- [Hoe+09] A Hoecker et al. «TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis». 2009. arXiv: [physics/0703039](https://arxiv.org/abs/physics/0703039) [[physics.data-an](https://arxiv.org/abs/physics/0703039)] (vid. pág. 47).
- [HG11] Dan Hooper y Lisa Goodenough. «Dark matter annihilation in the Galactic Center as seen by the Fermi Gamma Ray Space Telescope». En: *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics* 697.5 (2011). ISSN: 03702693. DOI: [10.1016/j.physletb.2011.02.029](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.02.029) (vid. págs. 3, 17).
- [Hua+14] Jinrui Huang, Tao Liu, Lian Tao Wang y Felix Yu. «Supersymmetric subelectroweak scale dark matter, the Galactic Center gamma-ray excess, and exotic decays of the 125 GeV Higgs boson supersymmetric subelectroweak scale dark ... Jinrui Huang et al.» En: *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology* 90.11 (2014). ISSN: 15502368. DOI: [10.1103/PhysRevD.90.115006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.115006) (vid. pág. 16).
- [Hüb18] Michael Hübner. «Measurement of the tau lepton reconstruction and identification performance in the ATLAS experiment using pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ ». En: *Proceedings of Science*. Vol. 321. 2018. DOI: [10.22323/1.321.0024](https://doi.org/10.22323/1.321.0024) (vid. pág. 42).
- [JJS13] Joerg Jaeckel, Martin Jankowiak y Michael Spannowsky. «LHC probes the hidden sector». En: *Physics of the Dark Universe* 2.3 (2013), págs. 111-117. ISSN: 22126864. DOI: [10.1016/j.dark.2013.06.001](https://doi.org/10.1016/j.dark.2013.06.001). arXiv: [1212.3620](https://arxiv.org/abs/1212.3620).
- [JS16] Joerg Jaeckel y Michael Spannowsky. «Probing MeV to 90 GeV axion-like particles with LEP and LHC». En: *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics* 753 (2016), págs. 482-487. ISSN: 03702693. DOI: [10.1016/j.physletb.2015.12.037](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.12.037). arXiv: [1509.00476](https://arxiv.org/abs/1509.00476).
- [Jon19] Samuel David Jones. «The ATLAS Electron and Photon Trigger». En: *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 1162. 1. 2019. DOI: [10.1088/1742-6596/1162/1/012037](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1162/1/012037).
- [JL19] D. Juriukonis y L. Lavoura. «Higgs masses and couplings in the general 2HDM with unitarity bounds». En: *Proceedings of Science*. Vol. 340. 2019. DOI: [10.22323/1.340.0334](https://doi.org/10.22323/1.340.0334) (vid. págs. 20, 85).
- [Kir15] David Kirchmeier. «Reconstruction and Identification of Boosted Tau Pair Topologies at ATLAS». Tesis doct. 2015. URL: <https://cds.cern.ch/record/2105592> (vid. pág. 44).
- [KP15] Mieczyslaw Witold Krasny y Wiesaw Paczek. «In search of elementary spin 0 particles». En: *Annals of Physics* 352.1 (2015), págs. 11-26. ISSN: 1096035X. DOI: [10.1016/j.aop.2014.07.035](https://doi.org/10.1016/j.aop.2014.07.035).
- [Kra+19] A J Krasznahorkay et al. «New evidence supporting the existence of the hypothetic X17 particle». En: (2019). arXiv: [1910.10459](https://arxiv.org/abs/1910.10459) [[nucl-ex](https://arxiv.org/abs/1910.10459)] (vid. pág. 17).
- [Kra+18] A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, Z. Gácsi, J. Gulyás, Nagy, N. Sas, J. Timár, T. G. Tornyi e I. Vajda. «New results on the 8Be anomaly». En: *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 1056. 1. 2018. DOI: [10.1088/1742-6596/1056/1/012028](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1056/1/012028) (vid. pág. 17).
- [Lee19] S Y Lee. «Accelerator Physics». 2019. DOI: [10.1142/11111](https://doi.org/10.1142/11111) (vid. pág. 23).
- [Lef+08] Christiane Lefèvre et al. «The CERN accelerator complex. Complexe des accélérateurs du CERN». 2008. URL: <https://cds.cern.ch/record/1260465> (vid. pág. 22).

- [Len12] Bruno Lenzi. «The physics analysis tools project for the ATLAS experiment». Inf. téc. Geneva: CERN, 2012, págs. 987-990. DOI: [10.1063/1.4771862](https://doi.org/10.1063/1.4771862). URL: <https://cds.cern.ch/record/1214931> (vid. pág. 32).
- [Man99] Michelangelo L Mangano. «Introduction to QCD». En: (1999). DOI: [10.5170/CERN-1999-004.53](https://doi.org/10.5170/CERN-1999-004.53). URL: <https://cds.cern.ch/record/454171> (vid. pág. 5).
- [Mar+18] Alberto Mariotti, Diego Redigolo, Filippo Sala y Kohsaku Tobioka. «New LHC bound on low-mass diphoton resonances». En: *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics* 783 (2018), págs. 13-18. ISSN: 03702693. DOI: [10.1016/j.physletb.2018.06.039](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.06.039). arXiv: [1710.01743](https://arxiv.org/abs/1710.01743).
- [Mel16] F. Meloni. «Primary vertex reconstruction with the ATLAS detector». En: *Journal of Instrumentation*. Vol. 11. 12. 2016. DOI: [10.1088/1748-0221/11/12/C12060](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/12/C12060) (vid. pág. 36).
- [Mur22] Kevin P Murphy. «Probabilistic Machine Learning: An introduction». MIT Press, 2022. URL: probml.ai (vid. pág. 46).
- [OHA20] Ciaran O'HARE. «cajohare/AxionLimits: AxionLimits». En: (2020). DOI: [10.5281/ZENODO.3932430](https://doi.org/10.5281/ZENODO.3932430). URL: <https://doi.org/10.5281/zenodo.3932430#.YhHugoe9zE0.mendeley> (vid. pág. 17).
- [PQ77a] R. D. Peccei y Helen R. Quinn. «Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudo-particles». En: *Physical Review D* 16.6 (1977). ISSN: 05562821. DOI: [10.1103/PhysRevD.16.1791](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.16.1791) (vid. pág. 16).
- [PQ77b] R. D. Peccei y Helen R. Quinn. «CP conservation in the presence of pseudoparticles». En: *Physical Review Letters* 38.25 (1977). ISSN: 00319007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.38.1440](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.1440) (vid. pág. 16).
- [PS15] Michael Peskin y Dan Schroeder. «An Introduction To Quantum Field Theory (Frontiers in Physics)». 2015 (vid. pág. 5).
- [Plu14] P. Plucinski. «Upgrades to the ATLAS Level-1 calorimeter trigger». En: *Journal of Instrumentation* 9.1 (2014). ISSN: 17480221. DOI: [10.1088/1748-0221/9/01/C01023](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/01/C01023) (vid. pág. 28).
- [Pow16] Andrew J Powell. «The cosmology and astrophysics of axion-like particles». Tesis doct. Oxford U., 2016 (vid. pág. 16).
- [Ret18] Sébastien Rettie. «Muon identification and performance in the ATLAS experiment». En: *Proceedings of Science*. Vol. 316. 2018. DOI: [10.22323/1.316.0097](https://doi.org/10.22323/1.316.0097) (vid. pág. 54).
- [SW59] Abdus Salam y J. C. Ward. «Weak and electromagnetic interactions». En: *Il Nuovo Cimento Series 10* 11.4 (1959). ISSN: 00296341. DOI: [10.1007/BF02726525](https://doi.org/10.1007/BF02726525) (vid. pág. 3).
- [SC21] Kristof Schmieden y on behalf of the ATLAS CMS and TOTEM Collaborations. «Searches for Axion Like Particles at the LHC». En: 2021, pág. 005. DOI: [10.22323/1.397.0005](https://doi.org/10.22323/1.397.0005) (vid. pág. 18).
- [Sch14] Matthew D Schwartz. «Quantum Field Theory and the Standard Model». Cambridge University Press, 2014. ISBN: 978-1-107-03473-0 (vid. pág. 5).
- [Shi07] Jamie Shiers. «The Worldwide LHC Computing Grid (worldwide LCG)». 2007. DOI: [10.1016/j.cpc.2007.02.021](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2007.02.021). URL: <https://home.cern/about/computing/worldwide-lhc-computing-grid> (vid. pág. 32).
- [Sho07] Assaf Shomer. «A pedagogical explanation for the non-renormalizability of gravity». 2007. arXiv: [0709.3555](https://arxiv.org/abs/0709.3555) [hep-th].
- [Spe16] Fabian Spettel. «ATLAS LAr calorimeter performance and LHC Run-2 commissioning». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 824 (2016), págs. 47-49. ISSN: 01689002. DOI: [10.1016/j.nima.2015.10.101](https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.10.101) (vid. pág. 28).
- [Ten99] Herman H.J. Ten Kate. «Superconducting magnet system for the ATLAS detector at CERN». En: *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 9.2 PART 1 (1999), págs. 841-846. ISSN: 10518223. DOI: [10.1109/77.783428](https://doi.org/10.1109/77.783428) (vid. pág. 26).

- [The+08a] The ALICE Collaboration, K. Aamodt, A. Abrahantes Quintana, R. Achenbach et al. «The alice experiment at the CERN LHC». En: *Journal of Instrumentation* 3.8 (2008). ISSN: 17480221. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002) (vid. pág. 21).
- [The03] The ATLAS Collaboration. «High-Level Trigger , Data Acquisition and Controls Technical Design Report». En: July (2003).
- [The05] The ATLAS Collaboration. «ATLAS computing: Technical design report». En: (2005). Ed. por G Duckeck, D Barberis, R Hawkings, R Jones, N McCubbin, G Poulard, D Quarrie, T Wenaus y E Obreshkov (vid. pág. 32).
- [The12] The ATLAS Collaboration. «Determination of the tau energy scale and the associated systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ with the ATLAS detector at the LHC in 2011». Inf. téc. Geneva: CERN, 2012. URL: <https://cds.cern.ch/record/1453781> (vid. pág. 45).
- [The14] The ATLAS Collaboration. «*b*-tagging in dense environments». Inf. téc. Geneva: CERN, 2014. URL: <https://cds.cern.ch/record/1750682> (vid. pág. 42).
- [The15] The ATLAS Collaboration. «Vertex Reconstruction Performance of the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ ». Inf. téc. 2015. URL: <https://cds.cern.ch/record/2037717/files/ATL-PHYS-PUB-2015-026.pdf> (vid. págs. 26, 36).
- [The17] The ATLAS Collaboration. «Optimisation and performance studies of the ATLAS *b*-tagging algorithms for the 2017-18 LHC run». Inf. téc. Geneva: CERN, 2017. URL: <https://cds.cern.ch/record/2273281> (vid. pág. 42).
- [The18] The ATLAS Collaboration. « E_T^{miss} performance in the ATLAS detector with 2015-2016 LHC p-p colisions». En: *ATLAS-CONF-2018-023* (2018) (vid. págs. 41, 43).
- [The20] The ATLAS Collaboration. «Operation of the ATLAS trigger system in Run 2». En: *Journal of Instrumentation* 15.10 (2020). ISSN: 17480221. DOI: [10.1088/1748-0221/15/10/P10004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/10/P10004) (vid. pág. 31).
- [The21] The ATLAS Collaboration. «Standard Model Summary Plots June 2021». En: (2021). URL: <http://cds.cern.ch/record/2777014> (vid. pág. 13).
- [The+17a] The ATLAS Collaboration, M. Aaboud, G. Aad, B. Abbott et al. «Performance of the ATLAS trigger system in 2015». En: *European Physical Journal C* 77.5 (2017). ISSN: 14346052. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-4852-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4852-3). arXiv: [1611.09661](https://arxiv.org/abs/1611.09661) (vid. pág. 31).
- [The+19a] The ATLAS Collaboration, M. Aaboud, G. Aad, B. Abbott, D. C. Abbott, O. Abdinov et al. «Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ ». En: *European Physical Journal C* 79.8 (2019). ISSN: 14346052. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-7140-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7140-6) (vid. pág. 37).
- [The+17b] The ATLAS Collaboration, M. Aaboud, G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, O. Abdinov et al. «Jet reconstruction and performance using particle flow with the ATLAS Detector». En: *European Physical Journal C* 77.7 (2017). ISSN: 14346052. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5031-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5031-2) (vid. pág. 41).
- [The+17c] The ATLAS Collaboration, M. Aaboud, G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, O. Abdinov et al. «Performance of the ATLAS track reconstruction algorithms in dense environments in LHC Run 2». En: *European Physical Journal C* 77.10 (2017). ISSN: 14346052. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5225-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5225-7) (vid. pág. 35).
- [The+12a] The ATLAS Collaboration, G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott, J. Abdallah, S. Abdel Khalek et al. «Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC». En: *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics* 716.1 (2012). ISSN: 03702693. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020) (vid. pág. 3).
- [The+08b] The ATLAS Collaboration, G. Aad, E. Abat, J. Abdallah et al. «The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider». En: *Journal of Instrumentation* 3.8 (2008). ISSN: 17480221. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003) (vid. págs. 21, 23, 26).

- [The+19b] The ATLAS Collaboration, G. Aad, B. Abbott, D. C. Abbott, A. Abed Abud et al. «ATLAS b-jet identification performance and efficiency measurement with $t\bar{t}$ events in pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ ». En: *European Physical Journal C* 79.11 (2019). ISSN: 14346052. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-7450-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7450-8) (vid. pág. 42).
- [The+20] The ATLAS Collaboration, G. Aad, B. Abbott, D. C. Abbott, A. Abed Abud, K. Abeling et al. «Performance of electron and photon triggers in ATLAS during LHC Run 2». En: *European Physical Journal C* 80.1 (2020). ISSN: 14346052. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-7500-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7500-2) (vid. pág. 54).
- [The+21a] The ATLAS Collaboration, G. Aad, B. Abbott, D. C. Abbott, A. Abed Abud y K. Abeling. «Search for dark matter in association with an energetic photon in pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ with the ATLAS detector». En: *Journal of High Energy Physics* (2021). DOI: [10.1007/jhep02\(2021\)226](https://doi.org/10.1007/jhep02(2021)226) (vid. pág. 18).
- [The+10] The ATLAS Collaboration, G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, A. A. Abdelalim et al. «The ATLAS Simulation Infrastructure». En: *European Physical Journal C* 70.3 (2010). ISSN: 14346052. DOI: [10.1140/epjc/s10052-010-1429-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1429-9) (vid. pág. 52).
- [The+16] The ATLAS Collaboration, G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, O. Abidinov, B. Abeloos et al. «Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ ». En: *European Physical Journal C* 76.5 (2016). ISSN: 14346052. DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4120-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4120-y) (vid. pág. 39).
- [The+08c] The CMS Collaboration, S. Chatrchyan, G. Hmayakyan, V. Khachatryan y A. M. Sirunyan. «The CMS experiment at the CERN LHC». En: *Journal of Instrumentation* 3.8 (2008). ISSN: 17480221. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004) (vid. pág. 21).
- [The+12b] The CMS Collaboration, S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. M. Sirunyan, A. Tumasyan, W. Adam et al. «Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC». En: *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics* 716.1 (2012). ISSN: 03702693. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021) (vid. pág. 3).
- [The+19c] The LHCb Collaboration, R. Aaij, C. Abellán Beteta, B. Adeva, M. Adinolfi, C. A. Aidala, Z. Ajaltouni, S. Akar et al. «Search for Lepton-Universality Violation in $B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-$ Decays». En: *Physical Review Letters* 122.19 (2019). ISSN: 10797114. DOI: [10.1103/PhysRevLett.122.191801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.191801) (vid. pág. 16).
- [TA+21] The LHCb Collaboration, Roel Aaij et al. «Test of lepton universality in beauty-quark decays». En: (2021). arXiv: [2103.11769 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/2103.11769) (vid. pág. 16).
- [The+08d] The LHCb Collaboration, A. Augusto Alves, L. M. Andrade Filho, A. F. Barbosa, I. Bediaga et al. «The LHCb detector at the LHC». En: *Journal of Instrumentation* 3.8 (2008). ISSN: 17480221. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005) (vid. pág. 21).
- [The+17d] The LHCb Collaboration et al. «Test of lepton universality with $B^0 \rightarrow K^{*0} \ell^+ \ell^-$ decays». En: *Journal of High Energy Physics* 2017.8 (2017), pág. 55. ISSN: 1029-8479. DOI: [10.1007/JHEP08\(2017\)055](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2017)055). URL: [http://link.springer.com/10.1007/JHEP08\(2017\)055](http://link.springer.com/10.1007/JHEP08(2017)055) (vid. pág. 16).
- [The+21b] The Muon g-2 Collaboration, B. Abi, T. Albahri, S. Al-Kilani, D. Allspach, L. P. Alonzi et al. «Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm». En: *Physical Review Letters* 126.14 (2021). ISSN: 10797114. DOI: [10.1103/PhysRevLett.126.141801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.141801) (vid. pág. 16).
- [The+98] The Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, K. Inoue, K. Ishihara et al. «Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos». En: *Physical Review Letters* 81.8 (1998). ISSN: 10797114. DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.1562](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562) (vid. pág. 14).
- [Tra+19] G Trad, A Alexopoulos, E Bravin, D Butti, R Kieffer, F Roncarolo, S Vlachos, B Wurfner et al. «LHC Emittance Measurements in Run 2». En: *9th LHC Operations Evian Workshop*. Geneva, Switzerland, 2019, págs. 117-123 (vid. pág. 23).
- [Wei67] Steven Weinberg. «A model of leptons». En: *Physical Review Letters* 19.21 (1967). ISSN: 00319007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.19.1264](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264) (vid. pág. 3).

- [Wu+57] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes y R. P. Hudson. «Experimental test of parity conservation in beta decay». En: *Physical Review* 105.4 (1957). ISSN: 0031899X. DOI: [10.1103/PhysRev.105.1413](https://doi.org/10.1103/PhysRev.105.1413) (vid. pág. 7).
- [Wys96] C. (ed) Wyss. «LEP design report, Vol. 3 : LEP2». Geneva: CERN, 1996. URL: <http://cds.cern.ch/record/314187?ln=en> (vid. pág. 21).
- [Zyl+20] P. A. Zyla, R. M. Barnett, J. Beringer, O. Dahl, D. A. Dwyer, D. E. Groom et al. «Review of particle physics (2021 update)». Vol. 2020. 8. 2020. DOI: [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104) (vid. págs. 7, 19).

A

Two Higgs Doublet Model (2HDM)

Como su nombre lo indica, este modelo BSM añade un segundo doblete escalar $SU(2)_L$ al sector de Higgs del Modelo Estándar [Deg15; JL19], resultando en

$$\mathcal{L}_{H,2HDM} = (D^\mu \Phi_1)^\dagger (D_\mu \Phi_1) + (D^\mu \Phi_2)^\dagger (D_\mu \Phi_2) + V(\Phi_1, \Phi_2).$$

Con una ruptura suave de la simetría discreta Z_2 ($\Phi_1 \rightarrow \Phi_1$, $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$)¹, el potencial de Higgs en el 2HDM se encuentra dado por

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & \mu_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + (\mu_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) \\ & + \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 \\ & + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) \\ & + \lambda_5 \left[(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.} \right] \\ & + \Phi_1^\dagger \Phi_1 \left[\lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.} \right] + \Phi_2^\dagger \Phi_2 \left[\lambda_7 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.} \right], \end{aligned}$$

con μ_{12} , λ_5 , λ_6 y λ_7 complejos, mientras que el resto de los parámetros resultan reales. El sector de Yukawa del 2HDM más general resulta una duplicación del sector de Yukawa original, permitiendo interacciones arbitrarias de los fermiones con ambos dobletes Φ_1 y Φ_2 :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Y,2HDM} = & - \sum_{i=1}^3 Y_i^e \bar{l}_L^i \Phi_1 e_R^i - \sum_{i,j=1}^3 \left[Y_{ij}^d \bar{q}_L^i \Phi_1 d_R^j + Y_{ij}^u \bar{q}_L^i \Phi_1 u_R^j \right] + \text{h.c.} \\ & - \sum_{i=1}^3 G_i^e \bar{l}_L^i \Phi_2 e_R^i - \sum_{i,j=1}^3 \left[G_{ij}^d \bar{q}_L^i \Phi_2 d_R^j + G_{ij}^u \bar{q}_L^i \Phi_2 u_R^j \right] + \text{h.c.} \end{aligned}$$

En la base de Higgs, donde solo Φ_1 adquiere un vev v no nulo, la teoría resulta definida por solo estos parámetros, y los anchos de decaimiento efectivos Γ de los bosones.

Suponiendo que no existe violación CP dura global, luego de la ruptura espontánea de la simetría electrodébil, este modelo contendrá cuatro bosones escalares: dos bosones neutros escalares *CP-even*, que se suelen denominar h_1 y h_2 , con $m_{h_1} < m_{h_2}$ por convención; un bosón neutro *CP-odd* h_3 , que identificaremos en nuestro caso con la partícula pseudoescalar X ; y un bosón escalar cargado $H^\pm$, de masa $m_{H^\pm}^2 = \mu_2^2 + \lambda_3 v^2/2$. Los autoestados de masa neutros se encuentran determinados por una combinación lineal de los modos originales (h_i^0) en la base de Higgs,

[Deg15] Degrande, «Automatic evaluation of UV and R 2 terms for beyond the Standard Model Lagrangians: A proof-of-principle»

[JL19] Juriukonis et al., «Higgs masses and couplings in the general 2HDM with unitarity bounds»

¹ La simetría Z_2 se impone para suprimir las transiciones $\Phi_1 \leftrightarrow \Phi_2$. Estas transiciones pueden dar origen a violaciones *CP* en el sector electrodébil, y corrientes neutras con cambios de sabor (FCNC, *Flavour Changing Neutral Currents*.)

introduciendo en este caso una mezcla entre los bosones h_1^0 y h_2^0 para obtener h_1 y h_2 , por medio de la matriz

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1^0 \\ h_2^0 \\ h_3^0 \end{pmatrix}.$$

En nuestro modelo de señal, se utiliza un valor del ángulo de mezcla $\theta = 0.89569$ para reproducir los resultados fenomenológicos.

Como en este análisis solo resulta de interés la producción de un bosón escalar (el bosón de Higgs original), y un bosón pseudoescalar (X), se suprime la producción y acoplamiento de los dos bosones remanentes en el modelo fijando $m_{h_2} = m_{H^+} = 1.25 \times 10^{10}$ GeV. Además, a partir de estudios fenomenológicos de la señal, se establece $\Gamma_{h_3} = 1.801 \times 10^{-2}$ GeV. Los detalles de la producción de las simulaciones de Monte Carlo de los eventos de señal $t\bar{t}(X \rightarrow \tau\tau)$ se desarrollan en la [Sección 4.1](#).

