

Buscando evidencia del decaimiento del bosón de Higgs en un par de muones con el experimento ATLAS

Daniel Ignacio Torres Arza

Profesor: Edson Leonardo Carquin Lopez

Proyecto de investigación para optar al grado de Licenciatura en
Física

Marzo de 2024

Resumen

El descubrimiento del Bosón de Higgs en 2012 por ATLAS y CMS en el gran colisionador de hadrones o LHC por sus siglas en inglés, generó gran entusiasmo en la física de partículas, respaldando la hipótesis de la existencia del mecanismo de Higgs, el cual fue propuesto en la década de los 60, lo que le valió el Premio Nobel a Peter Higgs y François Englert, dando así un mayor sustento al modelo estándar. Este hito abrió nuevos focos de estudio sobre las propiedades del bosón de Higgs en el LHC, siendo muy estudiados sus modos de decaimiento, especialmente los que son más raros, como lo es el decaimiento en un muón-antimuón ($H \rightarrow \mu^+ \mu^-$). Este trabajo abordó esta cuestión mediante la aplicación de un método de bandas laterales (sidebands), utilizando nuevos datos experimentales de colisiones protón-protón a una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13,6$ TeV y una luminosidad integrada de 29 fb^{-1} , correspondientes a las observaciones del Run 3 en el año 2022 por el experimento ATLAS. Estos datos fueron utilizados para modelar el fondo, mientras que para la señal se recurrió a simulaciones de Monte Carlo. Se evaluaron las significancias esperadas en diversas categorías de análisis, obteniendo $0,413\sigma$ para la categoría Inclusiva y $0,453\sigma$ para las categorías combinadas. Además, se exploró la significancia combinada al separar la categoría ggH+VBF-2Jet en las categorías ggH-2Jet y VBF, logrando una significancia de $0,437\sigma$.

Agradecimientos

Quiero expresar mi sincero agradecimiento a las personas cuyo apoyo y presencia han sido fundamentales para la realización de este trabajo. En primer lugar, agradezco profundamente a mi familia, a mis padres, Javier Torres y Joselyne Arza, quienes han sido mi pilar a lo largo de mi trayectoria académica, brindándome su constante acompañamiento, orientación y esfuerzo para hacerme la persona que soy hoy en día. También, quiero dedicar un especial agradecimiento a mi novia, Marina Alvarado, quien ha estado a mi lado desde los catorce años, brindándome un apoyo incondicional tanto emocional como aconsejándome en cada momento, siendo fundamental en mi vida. Por último, quiero expresar mi gratitud hacia mi profesor guía, Edson Carquin, quien desde octubre de 2022 confió en mí, me brindó la oportunidad de conocer el CERN, realizando un sueño personal, y me ha acompañado en todo momento a lo largo de todo este proceso.

Índice general

1. Introducción	1
2. Marco Teórico	3
2.1. El Modelo Estándar	3
2.2. Más allá del modelo estándar	5
2.2.1. Energía y materia oscura	6
2.2.2. Gravedad Cuántica	6
2.3. Modos de producción del bosón de Higgs	6
2.3.1. ggH	6
2.3.2. VBF	7
2.3.3. VH	7
2.3.4. ttH	8
2.4. Desintegración del bosón de Higgs en dos muones y Fondos	8
3. Gran colisionador de hadrones (LHC) y el experimento ATLAS	10
3.1. Luminosidad	11
3.2. El detector ATLAS en el LHC	12
3.3. Sistema de coordenadas y variables físicas	12
3.4. Detector ATLAS: vista general para el Run 3	14
3.5. Identificación de partículas	15
3.6. Sistema de Disparadores	15
3.6.1. Trigger de Nivel 1 (Level 1 o L1)	15
3.6.2. Trigger de Nivel Superior (HLT)	17
3.7. Reconstrucción de trayectoria de partículas	17
3.7.1. Reconstrucción de muones	18
3.7.2. Identificación de Muones	20
4. Marco Metodológico	21
4.1. Datos y eventos simulados	21
4.2. Eventos seleccionados y categorías de análisis	22
4.2.1. Categorías de análisis	22
4.3. Estimación del fondo en la región de señal	23
5. Resultados y Análisis	24
5.0.1. Estudio separación ggH+VBF-2Jet en las categorías VBF y ggH-2Jet	32

6. Conclusión	36
7. Apéndice	37
7.1. A Gráficos obtenidos de la estimación del fondo	37
Bibliografía	46

Para mi familia...

Introducción

El descubrimiento del bosón de Higgs en 2012, llevado a cabo en el Gran Colisionador de Hadrones o LHC por sus siglas en inglés, independientemente por las colaboraciones de ATLAS y CMS [1, 2], marcó un hito significativo en la física de partículas. Este hallazgo generó entusiasmo entre los científicos, ya que contribuyó a fortalecer la validez del Modelo Estándar. A día de hoy, la investigación sobre esta partícula fundamental continúa, con el objetivo de profundizar en nuestro entendimiento de las partículas elementales y sus interacciones.

En este trabajo de investigación, realizado para optar al grado de Licenciatura en Física, se aborda el estudio del proceso de desintegración del bosón de Higgs en dos muones ($H \rightarrow \mu^+ \mu^-$). Este fenómeno ha sido investigado por los experimentos CMS [3] y ATLAS [4] durante el Run 2. Mientras CMS ha logrado obtener evidencia estadística de esta desintegración, ATLAS continúa su búsqueda en esta dirección.

La observación de este proceso resulta difícil, dado que la tasa de desintegración (branching ratio) es muy baja, teniendo un valor de $Br(H \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (2,17 \pm 0,04) \times 10^{-4}$ ¹ [4].

El análisis se llevará a cabo utilizando datos recopilados durante el Run 3 en el año 2022, con una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13,6$ TeV y una luminosidad integrada de 29fb^{-1} . Además, se emplearán datos simulados de Monte Carlo (MC). El enfoque se centrará en estudiar la significancia esperada en la región de señal ($120 \text{ GeV} < m_{\mu\mu} < 130 \text{ GeV}$) mediante un estudio ciego de la señal ². Los datos del Run 3 se utilizarán para modelar el fondo, mientras que las simulaciones de MC se utilizarán para representar la señal esperada.

En el Capítulo 2, se presentará un resumen del Modelo Estándar, junto con una revisión de los distintos modos de producción del bosón de Higgs. Este capítulo culminará con una descripción detallada del enfoque adoptado en este trabajo.

El Capítulo 3 proporcionará una breve descripción de la luminosidad, la historia del detector ATLAS y del LHC, una visión general del detector, los métodos de identificación de partículas, el sistema de Trigger y la reconstrucción de partículas en el mismo.

¹ Es decir que de 10 mil bosones de Higgs que produzca el LHC, solo 2 se desintegrarían en este estado final.

² En este estudio no se usarán directamente los datos en la región de señal para evitar mal interpretar la presencia de posibles señales dado nuestro incompleto conocimiento de los procesos que conforman el fondo y del impacto de las incertezas sistemáticas, este es un método comúnmente usado por los analizadores en los experimentos del LHC, el estudio puede dejar de ser ciego cuando las incertezas sistemáticas están bajo control y el fondo se entiende bien.

El Capítulo 4 detallará la metodología utilizada en este estudio, incluyendo la procedencia de los datos, las categorías de análisis que se emplearán y la estimación del fondo.

Finalmente, el Capítulo 5 presentará los resultados obtenidos en este estudio y llevará a cabo un análisis detallado de los mismos.

Marco Teórico

2.1. El Modelo Estándar

El Modelo Estándar, comúnmente abreviado como SM por sus siglas en inglés, es una teoría que proporciona una descripción de cómo las partículas fundamentales de la materia bariónica interactúan entre sí. Esta teoría también aborda procesos como la desintegración de partículas, la aniquilación y la creación de nuevas partículas a partir del vacío cuántico. Además, el Modelo Estándar nos da un marco conceptual que identifica y describe las fuerzas fundamentales, mediante el intercambio de partículas que median estas interacciones.

Dentro de esta teoría, las partículas se dividen en dos categorías principales, fermiones y bosones. Los fermiones son partículas con un spin de valor semi-entero, y desempeñan un papel fundamental en la descripción de la estructura de la materia ordinaria. Siguen una estadística conocida como la estadística de Fermi-Dirac, que implica que dos fermiones no pueden ocupar el mismo estado cuántico simultáneamente, cumpliendo así el principio de exclusión de Pauli. Por otro lado, los bosones son partículas con un spin de valor entero, y cumplen la función de mediar las interacciones entre los fermiones. Los bosones obedecen la estadística de Bose-Einstein, que permite que múltiples partículas ocupen el mismo estado cuántico.

Los fermiones se dividen en dos categorías fundamentales: quarks y leptones, como se establece en el Modelo Estándar, ilustrado en la Figura (2.1). Cada una de estas categorías se organiza en tres familias, que se distinguen por el orden de magnitud de sus masas.

Por otra parte, destacamos en color rojo a los bosones (véase en rojo en la Figura 2.1), los cuales, como mencionamos anteriormente, desempeñan la función de mediadores en las interacciones entre los fermiones, consistiendo en las siguientes:

- La interacción electromagnética, la cual se transmite a través del fotón (γ), una partícula caracterizada por tener carga y masa nulas. Esta fuerza puede presentarse como atractiva o repulsiva, y su alcance es infinito. Ejerce su influencia sobre todas las partículas con carga eléctrica, afectando tanto a los quarks, que poseen carga fraccionaria, como al bosón W, que exhibe carga ± 1 ¹. Además, impacta a los leptones cargados de las tres familias, compuestas por el electrón, muón y tau, donde cada uno lleva una carga de -1.
- La interacción débil, que a diferencia de la fuerza electromagnética, está mediada por los bosones W y Z. No es algo que observemos comúnmente en nuestra vida diaria. Esta

¹ Donde la carga eléctrica se mide en unidades de la carga del electrón

Modelo estándar de física de partículas

		tres generaciones de materia (fermiones)			portadores de fuerza (bosones)	
		I	II	III		
masa		$\approx 2.2 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.28 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.1 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 124.97 \text{ GeV}/c^2$
carga		$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
espín		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
		u up	c charm	t top	g gluon	H higgs
	QUARKS	d down	s strange	b bottom	γ fotón	
		$\approx 4.7 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 96 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$	0	
		$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		e electrón	μ muon	τ tau	Z bosón Z	
	LEPTONES	$\approx 0.511 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 105.66 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.7768 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 91.19 \text{ GeV}/c^2$	
		-1	-1	-1	0	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		ν_e electrón neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W bosón W	
		$< 1.0 \text{ eV}/c^2$	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$	$< 18.2 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 80.39 \text{ GeV}/c^2$	
		0	0	0	± 1	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
						BOSONES DE GAUGE BOSONES VECTORIALES
						BOSONES ESCALARES

FIGURA 2.1: Tabla de partículas que componen el modelo estándar

fuerza desempeña un papel crucial en fenómenos como la desintegración beta y es de muy corto alcance, siendo relevante solo para procesos que ocurren en la escala nuclear ², ya que los bosones responsables son los únicos que median una interacción y poseen masa. Además, la particularidad de la fuerza débil radica en su capacidad para interactuar con todas las partículas del Modelo Estándar, siendo las únicas que se relacionan con los neutrinos.

- La interacción fuerte, la cual viene mediada por los gluones, también es de corto alcance como la interacción débil, es relevante a distancias del orden del tamaño del protón, o un femto-metro ³, no posee masa, ni carga. Esta fuerza ejerce su influencia sobre partículas que presentan cargas de color, un concepto que encuentra su explicación dentro del marco del grupo de simetría SU(3) de la cromodinámica cuántica, una rama de la física que se especializa en el estudio de la interacción fuerte [5] (Págs. 66-71). Estas cargas de color se manifiestan en tres variedades distintas: rojo, verde y azul. Por otro lado, la fuerza fuerte tiene la particularidad de tener una constante de acoplamiento (α_s) que varía según la escala de energía. A altas energías, la constante de acoplamiento disminuye, dando lugar

² La interacción débil, con un alcance en el orden de 10^{-17} metros, adquiere relevancia a escala nuclear debido al hecho de que el diámetro de un protón es del orden de 10^{-15} metros. Esta proporción destaca la influencia significativa de la interacción débil en las dimensiones nucleares, evidenciando su papel crucial en fenómenos a niveles subatómicos.

³ Un femto-metro (fm) es equivalente a 10^{-15} metros

a un fenómeno conocido como libertad asintótica, donde las partículas parecen estar “casi libres”. Por otro lado, a escalas más bajas de energía ⁴, la constante de acoplamiento aumenta, generando el fenómeno de confinamiento. En este estado, los gluones presentan autointeracción, resultando en la imposibilidad de encontrar partículas con carga de color de forma aislada. En consecuencia, estas partículas siempre se encuentran acompañadas de manera que la carga de color total sea nula. Es por ello que la fuerza fuerte está mediada por ocho gluones [6] (Pág. 4).

Ahora bien, las simetrías de gauge del Modelo Estándar [6] (Capítulo 2) requieren que los Bosones de Gauge (Figura 2.1) no posean masa⁵. En el caso del fotón y el gluón, esto no representa un problema. Sin embargo, en el contexto de la interacción débil, el Bosón W posee una masa de $m_W = 80,337 \pm 0,012$ GeV, y el Bosón Z una masa de $m_Z = 91,1879 \pm 0,0021$ GeV [7].

De manera independiente entre los años 1961 y 1964, Peter Higgs, François Englert, Robert Brout y otros, propusieron ideas que, posteriormente se aplicaron para resolver este problema: un mecanismo de ruptura espontánea de simetría [6] (Págs. 6-7). Esta solución requiere la introducción de un nuevo campo escalar, conocido como el campo de Higgs. La masa de las partículas fundamentales surge dinámicamente a través de su interacción con este campo, dando origen al mecanismo de Higgs.

Es en este punto donde entra en juego el bosón de Higgs, generado por la excitación de este campo. Se trata de una partícula elemental con spin 0, que posee masa debido a su interacción con el campo de Higgs y carece de carga eléctrica y de color. Esta partícula fue descubierta en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) en el CERN en 2012 [1, 2].

2.2. Más allá del modelo estándar

A pesar de que el Modelo Estándar puede describir las interacciones entre las partículas fundamentales, siendo capaz de describir con precisión la totalidad de fenómenos que se observan en colisionadores de partículas a distintas energías, incluyendo al recientemente observado bosón de Higgs, se cree que el modelo es aplicable únicamente a determinados valores de energía, los cuales están siendo probados en el Gran Colisionador de Hadrones. Además, el Modelo Estándar no permite que los neutrinos tengan masa y no incluye la interacción gravitatoria. En esta sección, intentaremos describir algunas de las deficiencias más relevantes en este modelo.

⁴ Esta escala de energía mencionada se identifica como Λ_{QCD} y presenta un valor situado en el intervalo de 200 a 300 MeV.

⁵ El Modelo Estándar constituye una teoría de gauge que posibilita la descripción de las interacciones fundamentales a través de campos, donde las simetrías de gauge desempeñan un papel crucial para asegurar la coherencia matemática y física de la teoría. Esta teoría es renormalizable, lo que implica la aplicación de herramientas matemáticas como el método de la renormalización dimensional, así como la introducción de constantes de renormalización. Estas últimas tienen la función de absorber las divergencias presentes en los cálculos, permitiendo que los resultados finales sean finitos y posean significado físico.

2.2.1. Energía y materia oscura

Datos astrofísicos han revelado que el Modelo Estándar es capaz de explicar aproximadamente el 5 % de la materia presente en el universo, denominada como materia ordinaria o bariónica. En contraste, el 20 % está compuesto por materia oscura, y el restante 75 % está constituido por energía oscura. Esta conclusión se fundamenta en observaciones del comportamiento de la velocidad de rotación del disco y halo galáctico en la década de los treinta [5] (Págs. 414-417). Estas observaciones revelaron que la velocidad de rotación no disminuía con la distancia, a medida que nos alejamos del centro, indicando la existencia de masa en las galaxias que no emite radiación, lo que denominamos materia oscura [8] (Págs. 393-400).

Antes de 1998, los físicos creían que la expansión del universo estaba desacelerando debido a la atracción gravitatoria entre las diversas formas de materia. Sin embargo, el descubrimiento de que el universo realmente se está expandiendo aceleradamente llevó a la reintroducción de una constante que Einstein llegó a llamar “su mayor error”, la constante cosmológica. Esta constante se puede concebir como una densidad de energía del vacío y proporciona una explicación para la expansión acelerada del universo, a lo que llamamos energía oscura [8] (Pág. 402).

2.2.2. Gravedad Cuántica

La formulación de una teoría cuántica de la gravedad sigue siendo un desafío considerable para los físicos hasta el día de hoy. Este desafío se debe en parte a que la interacción gravitatoria es extraordinariamente débil y no desempeña un papel significativo en la física de partículas. Sin embargo, se cree que a la escala de Planck (del orden de 10^{-35} m), la gravedad cobra importancia, lo que mantiene viva la aspiración de encontrar una teoría que contenga todas las fuerzas fundamentales de la naturaleza, ya que el actual Modelo Estándar no lo logra actualmente [5] (Págs. 413-414).

2.3. Modos de producción del bosón de Higgs

En el LHC, para la identificación y estudio del bosón de Higgs, es necesario explorar distintos modos de producción con el objetivo de discernir entre la señal del bosón de Higgs y el fondo. Destacan cuatro modos principales [3, 4] (Events Categorization):

2.3.1. ggH

Este proceso, que implica la fusión de gluones para la producción de un bosón de Higgs (ver diagrama de Feynman en la Figura 2.3), destaca por su alta sección eficaz en comparación con otros modos de producción, como se evidencia en el gráfico (2.2), siendo el modo con la sección eficaz más elevada entre los principales modos de producción. Aunque es el proceso más común, también es el que presenta mayor fondo. A pesar de esto, el estudio de este proceso es fundamental, ya que proporciona información crucial sobre la naturaleza del bosón de Higgs. Es por ello que se aplican diversas restricciones en este estudio para suprimir el fondo presente por cada evento de señal.

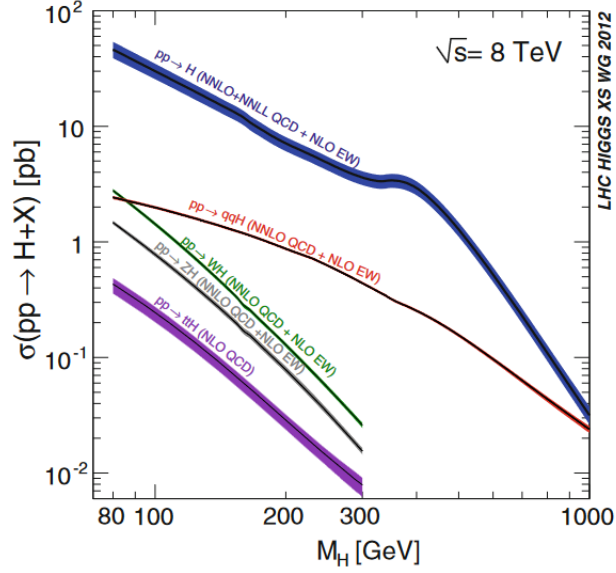


FIGURA 2.2: La sección eficaz esperada para la producción del bosón de Higgs en el Modelo Estándar, en colisiones protón-protón, a una energía de 8 TeV, se muestra para distintos modos de producción. La curva azul corresponde a la producción $gg \rightarrow H$, la roja representa la producción $qq \rightarrow H$, la producción de WH está en verde, mientras que la ZH está en café; por último, $t\bar{t}H$ se representa en morado. Las bandas reflejan las incertidumbres teóricas [6].

2.3.2. VBF

Este modo de producción, conocido como fusión de bosones vectoriales, implica la emisión de un bosón vectorial (W o Z) mediante la colisión entre dos quarks de cada uno de los protones iniciales. Estos bosones vectoriales se fusionan de manera que generan un bosón de Higgs. Además, los dos quarks que interactúan inicialmente se desvían después de la colisión y son identificados como forward jet ⁶, produciendo una señal característica de este proceso en el detector (Figura 2.4). Al igual que el proceso anterior, aunque en menor medida, este modo presenta una alta sección eficaz, por lo que es considerado el segundo mecanismo más importante para la producción del Higgs (Figura 2.2).

2.3.3. VH

El modo de producción VH , donde V puede ser el bosón W o Z , implica la generación del bosón de Higgs acompañado por un bosón vectorial. Este proceso tiene lugar a través de la interacción entre un quark y un antiquark (o quark) provenientes de los protones en colisión. Estos quarks se fusionan para producir un bosón W o Z , el cual se desintegra posteriormente en un bosón de Higgs y otro bosón V (Figura 2.5).

⁶ Los “forward jet” son jets reconstruidos en el detector con un valor absoluto de la pseudo-rapidez ($|\eta|$) mayor a 2,5.

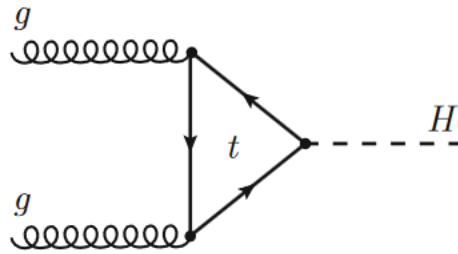
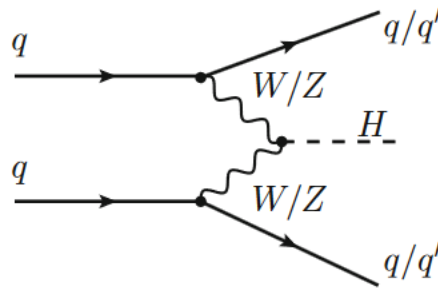
FIGURA 2.3: Diagrama de Feynman del modo de producción ggH 

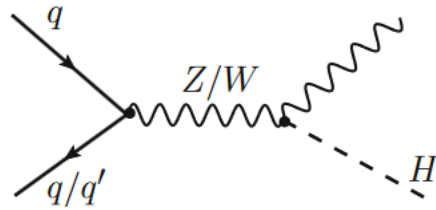
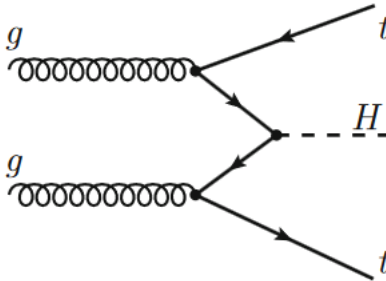
FIGURA 2.4: Diagrama de Feynman representativo del modo de producción VBF

2.3.4. $t\bar{t}H$

Este proceso se centra en la producción de un bosón de Higgs en conjunto con un quark top y un antiquark top (Figura 2.6). Aunque este modo de producción presenta la menor sección eficaz, haciéndolo menos común (Figura 2.2), su relevancia es crucial en el estudio del bosón de Higgs. Su baja tasa de fondo en comparación con otros modos proporciona una valiosa ventaja al discernir entre el fondo y la señal, lo que permite un estudio más profundo y detallado del bosón de Higgs. Este enfoque contribuye significativamente a mejorar la precisión de las observaciones y la medición de las propiedades del bosón de Higgs.

2.4. Desintegración del bosón de Higgs en dos muones y Fondos

El proceso de desintegración del bosón de Higgs en un dimuón ($H \rightarrow \mu^+\mu^-$) es inusual y difícil de observar, ya que presenta una tasa de decaimiento (branching ratio) a una masa de $m_H = 125,09$ GeV de $Br(H \rightarrow \mu^+\mu^-) = (2,17 \pm 0,04) \times 10^{-4}$ [4]. Donde el branching ratio nos proporciona una medida de la probabilidad de que la partícula decaiga en ese canal específico. Comparando con otro canal de leptones, como la desintegración del Higgs en un ditau, con un branching ratio de $Br(H \rightarrow \tau^+\tau^-) = (6,00^{+0,8}_{-0,7}) \times 10^{-3}$ [7], observamos que este último proceso es aproximadamente unas 290 veces más probable. Esto resalta la dificultad de estudiar la desintegración en un dimuón.

FIGURA 2.5: Diagrama de Feynman del modo representativo de producción VH FIGURA 2.6: Diagrama de Feynman representativo del modo de producción $t\bar{t}H$

Este proceso ha sido evidenciado por el experimento CMS en el Run-2 [3], sin embargo, ATLAS aún continúa en la búsqueda de este fenómeno [4].⁷

Este proceso presenta cuatro principales fondos, los cuales son:

- **Drell-Yan:** El fondo de Drell-Yan es una de las contribuciones más significativas en todas las categorías mencionadas anteriormente. Este proceso se basa en la desintegración de un bosón Z o un fotón virtual (γ^*) en dos muones.
- **Proceso $t\bar{t}$:** Este proceso está más asociado con la producción $t\bar{t}H$, donde uno de los dos quarks top puede desintegrarse en un bosón W y, a su vez, en un muón cada uno.
- **Proceso VV :** Este proceso implica dos bosones vectoriales, ya sea WW , WZ o ZZ , donde al menos una de estas partículas decaería en uno o dos muones. Está más asociado con la producción VH .
- **Proceso $t\bar{t}V$:** Este proceso está en su mayoría asociado a $t\bar{t}H$, donde el bosón vectorial V puede desintegrarse en uno o dos muones o uno de los quarks top o antitop en un muón más b-jets.

⁷ Estos dos experimentos estudiaron el proceso $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ con una luminosidad integrada de 139 fb^{-1} por parte de ATLAS y 137 fb^{-1} por parte de CMS, utilizando la totalidad de los datos del Run 2 en una colisión pp a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$, donde CMS obtuvo una significancia observada de 3σ mientras que ATLAS tan solo obtuvo una de 2σ

Gran colisionador de hadrones (LHC) y el experimento ATLAS

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) está ubicado en la frontera entre Francia y Suiza, específicamente a las afueras de Ginebra. Se encuentra a una profundidad de 100 metros bajo tierra y consta de un anillo de 27 km de circunferencia. El tunel que alberga al LHC fue originalmente construido entre 1984 y 1989 para albergar el Gran Colisionador de Electrones y Positrones (LEP). Sin embargo, en diciembre de 1994, el consejo del CERN votó a favor de reconfigurar y mejorar estas instalaciones para dar paso al Gran Colisionador de Hadrones (LHC) [9].

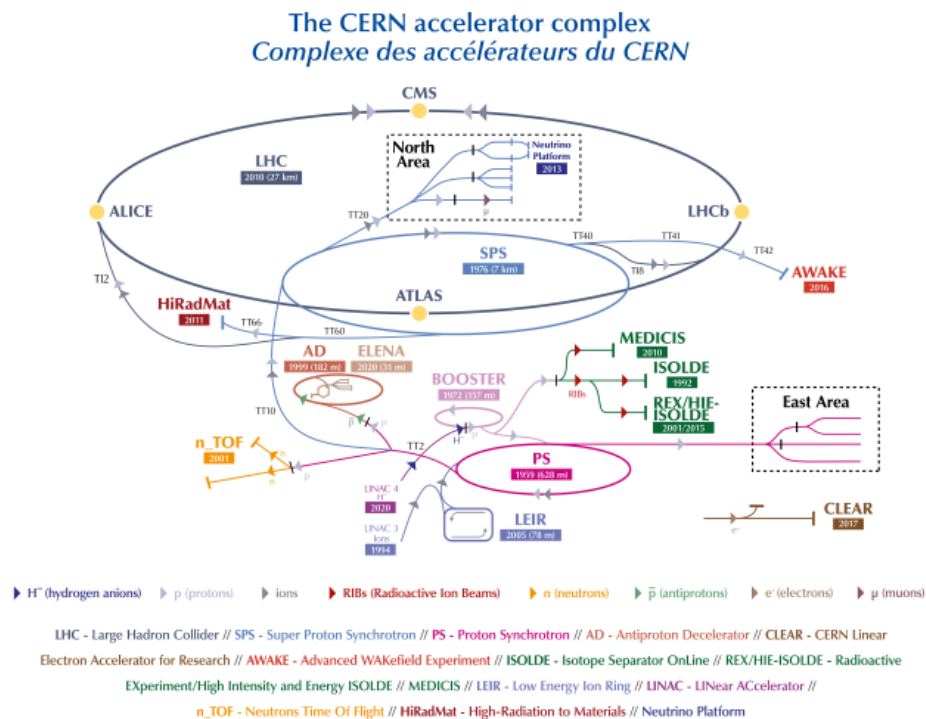


FIGURA 3.1: Complejo de aceleradores del CERN [10]

Este colisionador fue construido principalmente para la observación del Bosón de Higgs, sus propiedades, la búsqueda de evidencia de la supersimetría, así como la investigación de nueva física más allá del Modelo Estándar mediante la búsqueda de nuevas partículas que la respalden. Es por ello que el LHC se compone de cuatro experimentos principales, señalados en

amarillo en la Figura (3.1): ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [11], dedicado a la física con iones pesados, donde la materia interactúa fuertemente en densidades de energía extremas; LHCb (Large Hadron Collider beauty) [12], encargado de la diferenciación entre la materia y antimateria mediante el estudio de los “b quarks” y por último, los detectores de propósito múltiple más conocidos, ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [13] y CMS (Compact Muon Solenoid) [14].

Cuando un haz de partículas ¹ se inyecta en el LHC, es acelerada paso a paso, como se ilustra en la figura (3.1). Por cada vuelta al acelerador, las partículas alcanzan una energía cada vez mayor. Para los protones, el proceso comienza en el acelerador lineal (LINAC 4), que impulsa iones de hidrógeno negativo hasta alcanzar una energía de 160 MeV. A continuación, el haz se traslada al BOOSTER, donde los iones son despojados de sus electrones, dejando solo los protones, que son acelerados hasta alcanzar 2 GeV. Posteriormente, el haz se dirige al proton synchrotron (PS), donde experimenta otra aceleración, elevando su energía a 26 GeV. Luego, el proceso continúa en el super proton synchrotron (SPS), donde los protones son impulsados hasta alcanzar una energía de 450 GeV. Finalmente ingresa al LHC, donde alcanzan una energía de 6,8 TeV. Todo este proceso se realiza para lograr que dos haces de partículas colisionen casi a la velocidad de la luz. Estos haces son guiados por imanes que operan a una temperatura extremadamente baja de 271.3 °C, permitiendo que entren en estado de superconductor y no ofrezcan resistencia. En el momento en que estos dos haces colisionan, los productos de las colisiones generadas son estudiados por los detectores mencionados anteriormente.

3.1. Luminosidad

En el LHC, más allá de la energía, es crucial conocer el número de colisiones que es posible producir, y para lograrlo, es esencial comprender un concepto que cuantifica la capacidad del acelerador para producir la cantidad deseada de colisiones. Este concepto se denomina luminosidad instantánea, representada por la letra \mathcal{L} . La luminosidad proporciona información sobre el número de colisiones probables por unidad de sección transversal durante un determinado tiempo, esta depende únicamente de parámetros del haz y es un indicador fundamental del rendimiento del acelerador. Se expresa en unidades de $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Podemos definir la luminosidad de la siguiente manera para dos haces con una densidad de distribución Gaussiana colisionando:

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 f N_b}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (3.1)$$

donde N_1 y N_2 son el número de partículas en cada haz, f es la frecuencia, N_b es el número de paquetes (*bunches*), y $\sigma_{x,y}$ son las desviaciones estándar de las formas gaussianas de los haces, donde se asume que ambos tienen la misma forma. Sin embargo, en un detector real, este cálculo se vuelve más complejo y requiere consideraciones adicionales, como se discute

¹ Los haces de partículas en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) están mayoritariamente compuestos por protones. Los protones, a su vez, están constituidos por quarks, específicamente dos quarks up y uno down, así como por gluones que son responsables de la interacción fuerte entre los quarks. Es importante señalar que, en algunos experimentos, se utilizan haces de iones pesados en lugar de protones. Estos iones pesados pueden ser, por ejemplo, de plomo, dependiendo de los objetivos de la investigación en curso.

en detalle en [15]. Gracias a la luminosidad podemos determinar el número de eventos de un proceso específico producidos después de operar el acelerador durante cierta cantidad de tiempo, con la siguiente relación $N_{\text{events}} = \sigma_p \cdot L$ [15] (Pág. 371), donde $L = \int \mathcal{L} dt$ es la luminosidad integrada y σ_p es la sección eficaz del proceso en cuestión.

3.2. El detector ATLAS en el LHC

El detector ATLAS ha estado operativo desde 2009, diseñado para resistir una luminosidad máxima de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en colisiones proton-proton (**pp**) con una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Durante el periodo 2009-2013, correspondiente al Run 1 del LHC, ATLAS acumuló una luminosidad integrada de 5 fb^{-1} con colisiones **pp** a una energía de centro de masa de 7 TeV (2011) y 8 TeV (2012).

Entre 2013 y 2015, se detuvieron las colisiones para llevar a cabo mejoras tanto en el detector como en el acelerador en general. En el periodo 2015-2018, durante el Run 2, ATLAS logró una luminosidad integrada de 147 fb^{-1} con colisiones **pp** a una energía de centro de masas de 13 TeV. La luminosidad máxima alcanzada en este tiempo fue 2.1 veces mayor que la diseñada originalmente para el detector. A pesar de este incremento, el detector funcionó de manera eficiente, aunque las técnicas de análisis tuvieron que adaptarse para mantener el alcance físico durante este periodo.

Durante el periodo 2019-2022, el detector estuvo cerrado para mejoras y la conexión del nuevo acelerador lineal (LINAC 4). Desde 2022 hasta la actualidad, se lleva a cabo el Run 3, con la expectativa de alcanzar un pico de luminosidad de $\mathcal{L} = 2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y acumular una luminosidad integrada de 250 fb^{-1} en colisiones **pp** con $\sqrt{s} = 13,6 \text{ TeV}$ [16].

En la figura (3.2), se presenta la luminosidad acumulada entregada diariamente durante el periodo comprendido entre los años 2011 y 2023.

3.3. Sistema de coordenadas y variables físicas

El detector ATLAS utiliza un sistema de coordenadas en el cual la dirección del eje z está alineada con el eje de colisión de las partículas, mientras que el plano x-y es transversal a este mismo eje. En este sistema, el eje x positivo apunta hacia el centro del LHC y el eje y hacia arriba, como se muestra en la figura (3.3).

Al ser el espacio cuadri-dimensional necesitamos un sistema de coordenadas con cuatro variables para representarlo. Por ejemplo, la pseudorrapidez que se define como $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$. La variable angular ϕ que representa el ángulo azimutal en las coordenadas cilíndricas y mide la rotación alrededor del eje del haz, la energía (E) y el momento transversal (p_T). Otras variables comúnmente utilizadas en un análisis son la energía transversa (E_T), la energía trans-

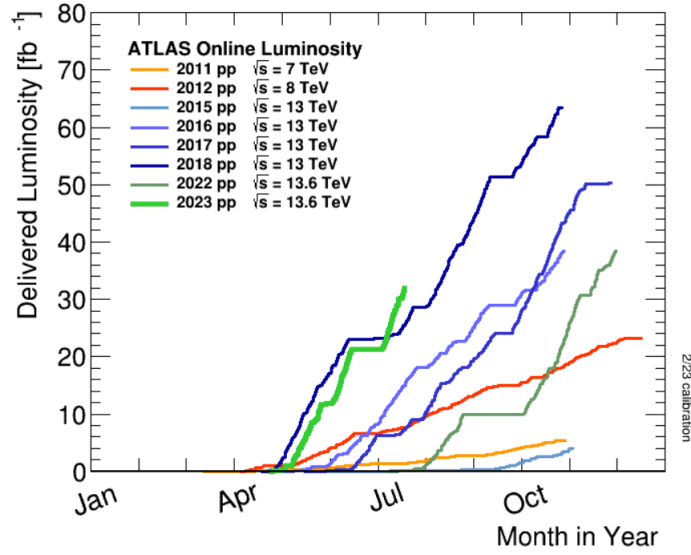


FIGURA 3.2: Luminosidad acumulada en función del día y mes del año en colisiones pp [16]

versa faltante $(E_{miss}^T)^2$ y la distancia ΔR , la cual se define como la separación en el espacio de pseudorrapidez y azimutal ($\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$).

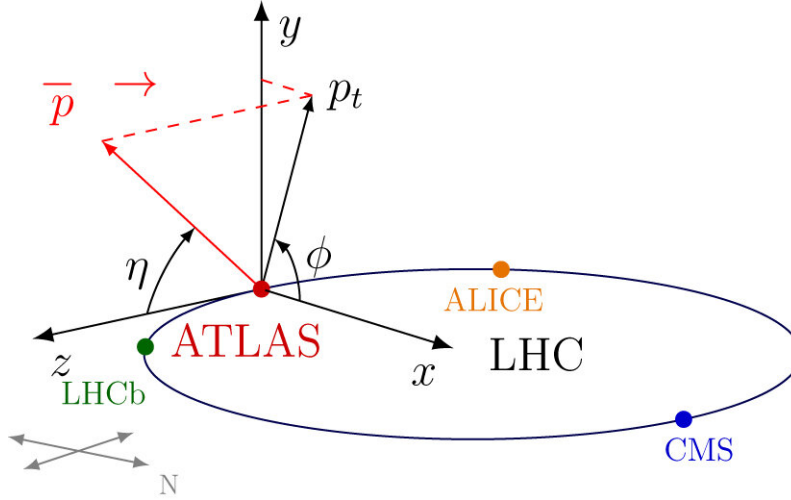


FIGURA 3.3: Sistema de coordenadas utilizado de ATLAS [17]

² El detector debe ser lo más hermético posible para registrar la mayor parte de las partículas emitidas en la colisión. Lamentablemente hay partículas como los neutrinos que inevitablemente evitarán la detección, para tener una mejor idea de cuando esto sucede, debemos tomar en consideración el principio de conservación de la energía que nos dice que la suma de las energías de las partículas emitidas en la región transversal debe ser la misma que antes de la colisión, es decir, cero. Por lo tanto, la energía total detectada se suma, y la energía no detectada en el plano transversal se denomina energía transversal faltante (E_{miss}^T). En la dirección longitudinal si bien la energía también es cero, hay partículas que escapan de la detección dado que el detector abarca únicamente hasta $|\eta| < 4,9$, por lo que no es posible ocupar el principio de conservación de energía en este caso.

3.4. Detector ATLAS: vista general para el Run 3

El detector ATLAS es un cilindro gigante que tiene aproximadamente 25 metros de diámetro y 45 metros de longitud, con un peso aproximado de 7000 toneladas. Este dispositivo consta de un detector interno rodeado por un imán superconductor selenoidal delgado, calorímetros electromagnéticos y hadrónicos, así como un espectrómetro de muones, como se ilustra en la figura (3.4).

El detector interno (ID) se encuentra inmerso en un envolvente cilíndrico de 7024 mm de longitud y 1150 mm de radio, ubicado en un campo magnético de 2.5 T. Proporciona un rango de seguimiento para partículas cargadas de $|\eta| < 2,5$. Este diseño se ha concebido para ofrecer un reconocimiento de patrones hermético y robusto, permitiendo una buena resolución de vértices primarios y secundarios. Está compuesto por un detector de píxeles de silicio de alta resolución, que proporcionan cuatro mediciones de trayectoria, seguida por el rastreador de semiconductores (SCT), un rastreador de microbandas de silicio que proporciona ocho mediciones por trayectoria y, por último, el rastreador de radiación de transición (TRT) [16](Inner Detector).

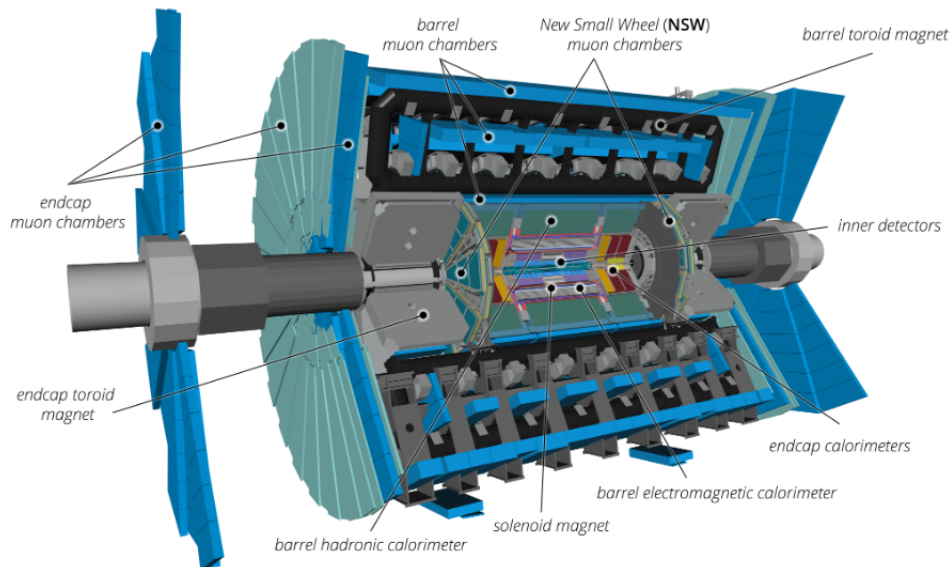


FIGURA 3.4: Configuración del detector para el Run 3 y sus subsistemas más importantes

El sistema de calorímetros es esencial para la medición de las energías de las partículas en las colisiones y cubre un rango de $|\eta| < 4,9$. Estos calorímetros son capaces de medir tanto la energía de electrones, fotones y hadrones, como la dirección en que se detectaron.

El calorímetro electromagnético (ECAL), compuesto de plomo/argón líquido (LAr), cubre una región de $|\eta| < 3,2$. Además, contiene un LAr presampler en la región de $|\eta| < 1,8$ para corregir la pérdida de energía en el material por encima del calorímetro. También cuenta con el calorímetro hadrónico (HCAL), que, como su nombre indica, mide la energía de los hadrones. Este está formado por acero/centellador segmentado en tres barreras dentro de $|\eta| < 1,7$ y dos

calorímetros de extremo de cobre/LAr, que se encuentran entre $3,1 < |\eta| < 4,9$ [16] (Calorimeters).

Por último, el Espectrómetro de Muones (MS) se encuentra en la zona más externa del detector. Este consta de cámaras de disparo y seguimiento de alta precisión, diseñadas para detectar y medir las desviaciones de los muones en un campo magnético generado por imanes toroidales superconductores. El espectrómetro utiliza tres tipos de cámaras específicas para muones: las Cámaras de Deriva de Tubo Múltiple (MDTs), las Cámaras de Placas Resistivas (RPCs) y las Cámaras de espacio delgado (TGCs). Las MDTs cubren un rango de $|\eta| < 2,7$. Pero en la región más interna de los extremos, con $|\eta| > 1,3$, estas cámaras fueron reemplazadas por detectores New Small Wheel (NSW), para el Run 3.

3.5. Identificación de partículas

El detector ATLAS identifica las partículas por capas, como se puede ver en la figura (3.5). En donde las partículas cargadas son desviadas por el campo magnético en el ID, lo cual permite distinguir su carga y medir su momentum. Los electrones y los fotones se detienen en el ECAL, mientras que los hadrones se detienen en el HCAL. Los muones, por otro lado, son partículas mínimamente ionizantes, lo que significa que liberan pocos electrones del material por el que pasan, dejando poca energía en el detector y el espectrómetro de muones (MS). Además, hay partículas que no interactúan con el detector, como los neutrinos, los cuales pueden ser detectados indirectamente a través de la energía transversa faltante en los eventos de colisiones de partículas.

3.6. Sistema de Disparadores

En el Gran Colisionador de Hadrones (LHC), se producen alrededor de 10^7 cruces de haces por segundo, y almacenar todos estos datos es completamente imposible. Por esta razón, se utiliza una herramienta conocida como sistema de disparadores (trigger), que ayuda a seleccionar los eventos más relevantes para la física, filtrando aquellos que podrían contener información crucial para los distintos análisis y nuestro estudio en particular.

En ATLAS, este sistema de disparadores de ATLAS está compuesto por dos niveles, como se puede apreciar en la figura (3.6): el Trigger de Nivel 1 (L1) y el Trigger de Nivel Superior (HLT). El sistema de adquisición de datos (DAQ) se encarga de transportar los datos desde el subdetector hasta el procesamiento fuera de línea.

3.6.1. Trigger de Nivel 1 (Level 1 o L1)

El L1 utiliza información de granularidad reducida obtenida de los calorímetros y el sistema de muones para obtener regiones de interés (ROIs) en donde se ejecutará la reconstrucción en el siguiente nivel (HLT). Contiene cinco sistemas, cada uno con una función específica como se indica en el diagrama de la imagen (3.7).

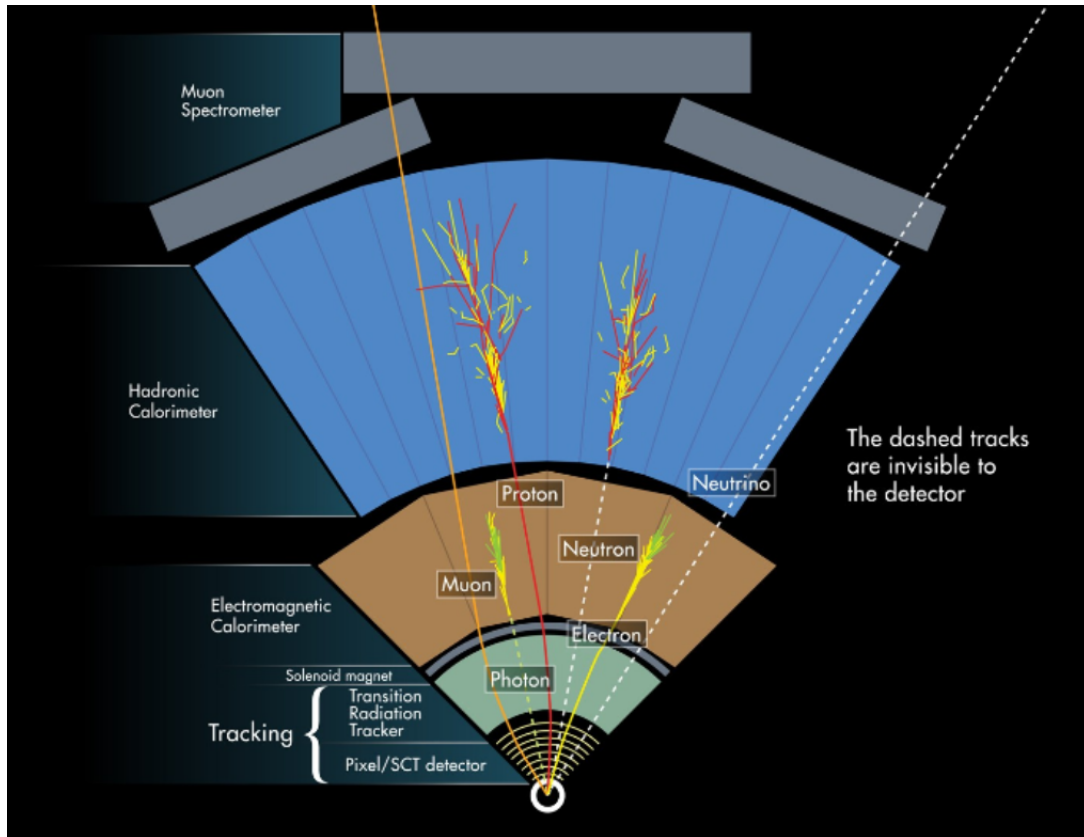


FIGURA 3.5: Identificación de partículas por medio de una estructura de capas. Imagen obtenida de <https://cds.cern.ch/images/CERN-EX-1301009-01>.

El sistema de Trigger Calorimétrico de Nivel 1 (L1Calo) es el encargado de identificar objetos con alta E_T , como los electrones, fotones, jets y taus. También se encarga de seleccionar eventos con alta energía transversa faltante E_{Tmiss} y aplicar requisitos de aislamiento. Otro sistema es el de Trigger de Muon de Nivel 1 (L1Muon), que observa eventos con muones que contengan alto momento transversal (p_T), utilizando las cámaras de muones como entradas.

El sistema L1Topo utiliza variables cinemáticas de los dos sistemas anteriores para realizar selecciones topológicas.

La L1CTP es el último sistema, el cual recibe la multiplicidad de impactos de todos los sistemas anteriores y acepta eventos que cumplen los requisitos basados en la multiplicidad umbral y el tipo de objeto.

Si los eventos son aceptados por el L1, estos se envían al HLT.

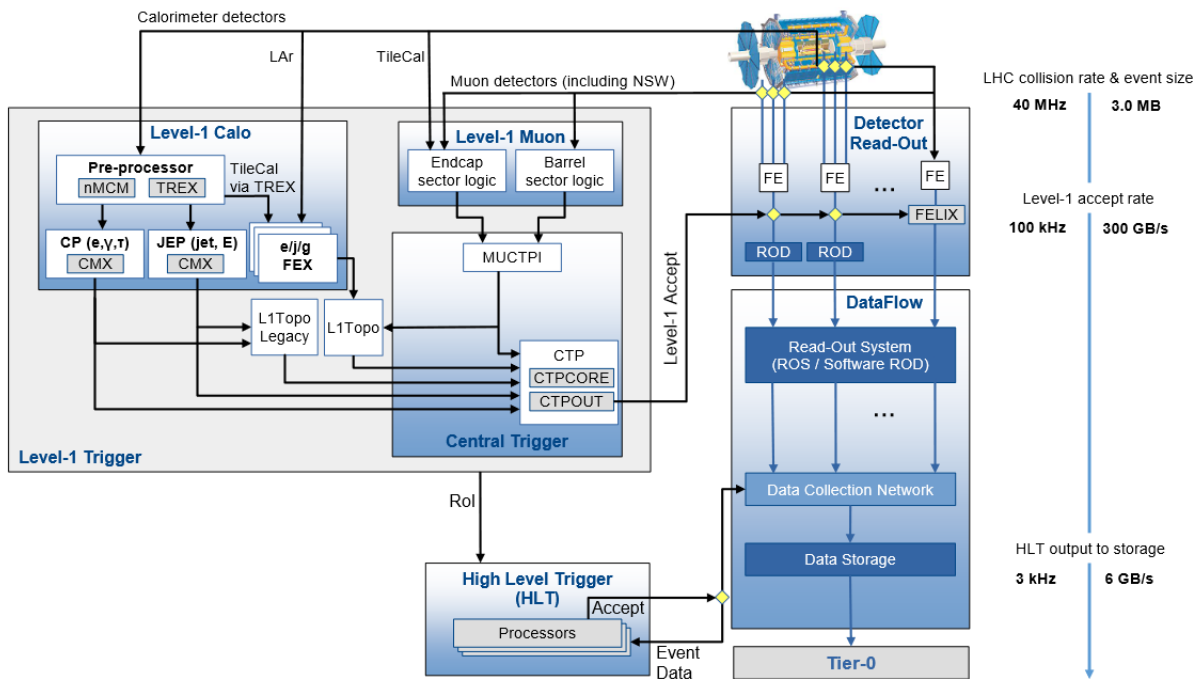


FIGURA 3.6: Vista General del sistema de Trigger

3.6.2. Trigger de Nivel Superior (HLT)

El HLT es un software diseñado para reproducir la selección fuera de línea. Recibe datos del sistema DAQ, utilizando información de granularidad completa de los calorímetros, el sistema de muones y el detector interno. Este procesa la información para mejorar la resolución de la energía y el momento de las partículas, proporcionando resultados con una mayor precisión en su identificación. El HLT es capaz de procesar eventos de manera muy rápida; en 2018, su tiempo de procesamiento fue de aproximadamente 400 ms, permitiendo la toma de decisiones en tiempo real. En el Run 3, se ha experimentado un rediseño significativo para aprovechar la CPU multinúcleo, reduciendo la cantidad de eventos de 100 kHz correspondiente al ancho de banda del L1 a 3 kHz [16].

3.7. Reconstrucción de trayectoria de partículas

El proceso de reconstrucción de trayectoria de partículas se lleva a cabo mediante “camino de búsqueda”, basados en tres semillas de trayectorias que son puntos en el espacio de los subdetectores Pixel o SCT. Estas semillas forman candidatos a trayectoria, como se muestra en el esquema de la figura (3.8).

Para filtrar las trayectorias falsas, los candidatos se puntúan según su criterio de calidad, y se descartan aquellos de menor calidad que compartan muchos resultados con los de mayor

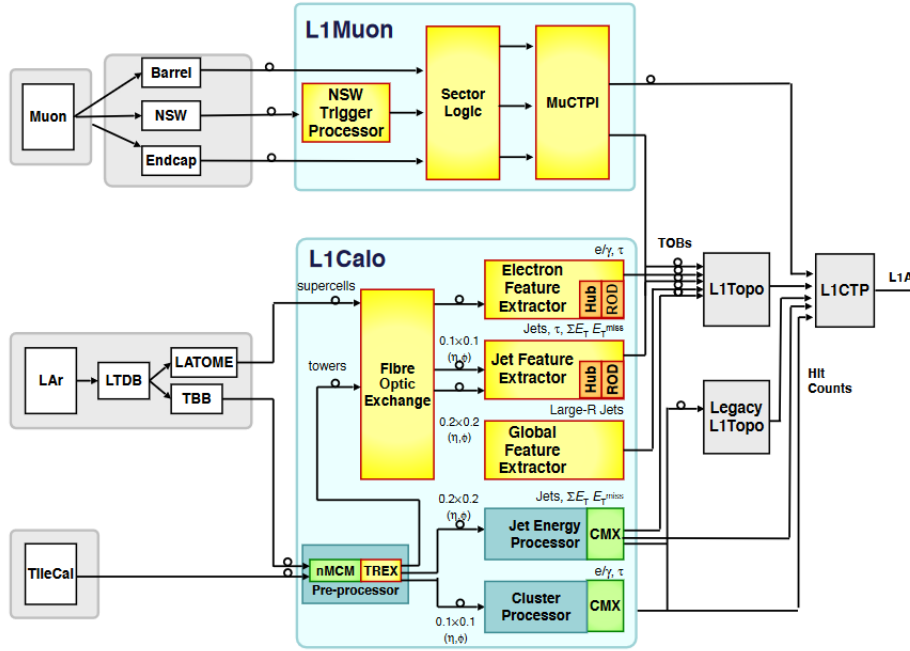


FIGURA 3.7: Vista General del sistema de Trigger de Nivel 1.

calidad. Estos candidatos a trayectoria se ajustan utilizando un método global de χ^2 para obtener parámetros de trayectoria con alta precisión. Se realiza una extensión al subdetector TRT y se reajusta la trayectoria si la medición es exitosa.

Se realiza una segunda pasada para aumentar la precisión de las partículas producidas a una mayor distancia del haz. Esta segunda pasada comienza con segmentos de impactos en el TRT compatibles con la región de interés dada por depósitos en el calorímetro electromagnético, construyendo dos semillas en el Pixel y el SCT. La trayectoria se extiende usando el mismo procedimiento anterior. Se realizan pasadas adicionales para los muones con pequeños “traclets” en la región de $|\eta| > 2,5$.

Luego, se identifican las ubicaciones de las interacciones p-p subyacentes, mediante un procedimiento de reconstrucción de vértices. Se obtiene la posición inicial para un vértice con las coordenadas del eje z. Después, se tienen en cuenta todas las trayectorias que son débilmente compatibles con la estimación de posición inicial para realizar un ajuste de la ubicación del vértice. Cabe recalcar que se utiliza un proceso especial para reconstruir trayectorias con grandes parámetros de impacto transversal (d_0) [18].

3.7.1. Reconstrucción de muones

En el espectrómetro de muones (MS), la reconstrucción se realiza buscando patrones de impactos en las cámaras de muones, específicamente en las cámaras MDT, NSWs y RPCs. En este proceso, se construyen candidatos a trayectoria de muones. Se requieren dos segmentos que

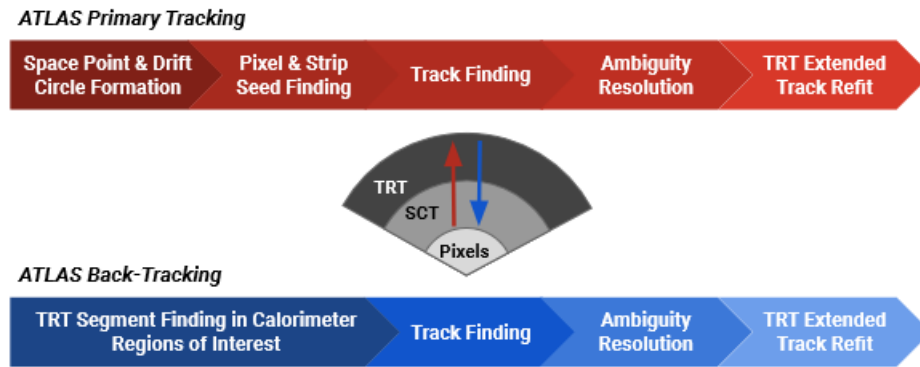


FIGURA 3.8: Esquema del sistema de reconstrucción de trayectorias de partículas.

coincidan para formar una trayectoria, y estos segmentos se seleccionan mediante un algoritmo de búsqueda combinatoria [19].

Los candidatos a trayectorias se corrigen mediante un ajuste global de χ^2 , y se aceptan si cumplen con los criterios de selección.

Para el caso de la reconstrucción combinadas de muones, junto al detector interno (ID) y el espectrometro de muones (MS), mediante distintos algoritmos que utilizan información de estos dos sistemas, además del calorímetro. Hay cuatro tipos según el subdetector utilizado:

- **Muon Combinado (CB):** Se utiliza información de los impactos en cada uno de los subdetectores MS e ID por separado. Posteriormente, se combinan estas informaciones para formar una trayectoria. Se emplean patrones de reconstrucción de adentro hacia afuera, y para complementar este enfoque, se realiza un reconocimiento combinado de afuera hacia adentro.
- **Muon con segmento etiquetado (ST):** Cuando los muones atraviesan únicamente una capa del MS, se considera una trayectoria en el ID si, al extrapolarla al MS, se asocia con el segmento en las cámaras de muones.
- **Muon con etiqueta de calorímetro (CT):** Este tipo de reconstrucción es la que contiene mayor impureza. Se basa en que la trayectoria de un muón en el ID se considera si este tiene asociado un depósito de energía en el calorímetro compatible con una partícula de ionización mínima.
- **Muon extrapolado (ME):** En este caso, la reconstrucción solo se hace en el MS, basándose en un requisito flexible de compatibilidad con el origen en el punto de interacción. Se requiere que el muón tenga un impacto en las tres capas del MS. Este método se utiliza para extender la aceptación de la reconstrucción de muones en regiones no cubiertas por el ID.

3.7.2. Identificación de Muones

Para suprimir el fondo de muones provenientes de la desintegración de mesones (piones y kaones), se aplican criterios de calidad. Se definen cuatro categorías, Loose, Medium, Tight y High- p_T , cada una diseñada para llevar a cabo un estudio específico [19].

- **Loose Muons:** Está designado para optimizar la eficiencia de la reconstrucción, especialmente para candidatos provenientes del decaimiento de un bosón de Higgs. Incluye todo tipo de muones; todos los muones CB y ME que cumplen con Medium Muons son incluidos en esta categoría.
- **Medium Muons:** Este criterio está designado para minimizar las incertidumbres sistemáticas y utiliza solo trayectorias CB y ME. Requiere al menos 3 impactos en las cámaras de muones, con excepción de la región $|\eta| < 0,1$.
- **Tight Muons:** Seleccionado para mejorar la pureza de los muones. Solo se seleccionan muones CB que cumplan con el criterio Medium y que tengan dos impactos en el MS. Requiere además que el χ^2 normalizado de la trayectoria sea menor que 8 en el ajuste.
- **High- p_T :** Optimiza la resolución de muones con un momento transverso alto (> 100 GeV). Utiliza muones CB que cumplan con los criterios Medium y tengan tres impactos en al menos tres capas del MS. Este criterio está especialmente diseñado para candidatos provenientes del decaimiento de bosones Z o W.

Marco Metodológico

Para llevar a cabo este análisis, se implementó un enfoque de análisis ciego, para evitar mal interpretar la presencia de posibles señales dado nuestro incompleto conocimiento de los procesos que conforman el fondo y del impacto de las incertezas sistemáticas, en el cual se utilizaron únicamente las regiones de bandas laterales de masa invariante del sistema dimuon ($110 < m_{\mu\mu} < 120$ y $130 < m_{\mu\mu} < 160$ GeV). Se excluyó deliberadamente la región de señal ($120 < m_{\mu\mu} < 130$ GeV) para los datos. Se ajustarán diversas funciones a las bandas laterales con el fin de estimar el fondo en la región de señal. Estos ajustes se discutirán con más detalle más adelante (ver Sección 4.3). La obtención de la significancia se llevó a cabo mediante la comparación con eventos simulados de Monte Carlo (MC) utilizados como señal. Para calcular la significancia, se empleará la Ecuación 4.1, y se examinará la Ecuación 4.2 con el fin de verificar si la magnitud del fondo supera significativamente a la señal.

Este enfoque se implementó para asegurar que la evaluación de la significancia esperada y la interpretación de los resultados se realiza sin influencia de la región de señal por parte de los datos durante el proceso de ajuste y evaluación.

Todo esto será analizado con la ayuda de ROOT, el cual es un marco de software desarrollado por el CERN para el análisis de datos de física de partículas (<https://root.cern/>).

$$\sigma = \sqrt{2(N \ln(\frac{N}{B}) - S)}, \quad \text{donde } N = S + B \quad (4.1)$$

$$\sigma \xrightarrow{B \gg S} \frac{S}{\sqrt{B}} \quad (4.2)$$

4.1. Datos y eventos simulados

Los datos utilizados provienen de colisiones pp con una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13,6$ TeV, correspondientes a las observaciones del Run 3 con una luminosidad integrada de 29 fb^{-1} . Todos los datos de Monte Carlo para la señal fueron generados con una masa $m_H = 125$ GeV. Las señales de MC se generaron con Powheg-box v2, utilizando un conjunto de funciones de partones PDF4LHC21 (NNPDF23 para $t\bar{t}H$) y Pythia 8 para la lluvia de partones y la hadronización. Para obtener información adicional, consultar la twiki: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/Run3HmnNtupleV1> .

4.2. Eventos seleccionados y categorías de análisis

Los datos seleccionados para este análisis, se recopilan mediante disparadores que requieren la presencia de al menos un muón de alta p_T con una selección de $p_T > 24$ GeV. Para reducir la tasa de eventos, se exige que los muones estén aislados de otras trazas en el detector interno (ID) si su momentum transversal es $p_T < 50$ GeV. Además de ello deben cumplir con ciertos criterios de preselección.

Para la selección de muones, se requiere que tengan un momento transversal $p_T > 5$ GeV y una pseudorrapidez $|\eta| < 2,7$. Además, deben cumplir con el criterio “Loose” especificado en [20]. Se impone una restricción en el parámetro de impacto longitudinal z_0 tal que $|z_0 \sin \theta| < 0,5$ mm. Por último, la significancia del parámetro de impacto transversal d_0 debe satisfacer $|d_0|/\sigma(d_0) < 3$, donde $\sigma(d_0)$ representa la incertidumbre asociada con d_0 .

Los jets seleccionados deben cumplir con $p_T > 25$ GeV si se encuentran en la región $|\eta| < 2,4$ y $p_T > 30$ GeV en la región $|\eta| < 4,5$.

Por último, los eventos seleccionados deben cumplir con eventos que contengan dos o más muones. Al menos un par debe tener distinta carga, $p_{T,\text{lead}} > 27$ GeV (momento transversal del muon principal) y $p_{T,\text{sublead}} > 15$ GeV (momento transversal del muon secundario), $m_{\mu\mu} > 60$ GeV, de acuerdo con la twiki 4.1.

4.2.1. Categorías de análisis

Se investigarán cuatro categorías de análisis, abarcando la categoría Inclusiva, que no tiene cortes adicionales. La categoría $t\bar{t}H$ implica la aplicación de un corte que exige la presencia de eventos con un b-jet ¹. En la categoría VH, se requiere la presencia de un leptón adicional y la ausencia de b-jets. Finalmente, se analiza la categoría ggH y VBF, con la condición de que no haya eventos con un leptón adicional y que no haya eventos con b-jets.

Esta última se subdivide en tres categorías, “ggH+VBF-NJet”, donde $N = 0, 1, 2$ y N representa la multiplicidad de los jets. Donde para 2-jet se exige una multiplicidad de 2 o más.

Con los eventos de señal y fondo en estas categorías se calculará la significancia combinada con la Ecuación 4.3, donde σ_i son las categorías con cortes transversales, para ver si hay un incremento con respecto a la categoría inclusiva ².

$$\sigma_T = \sqrt{\sum_i \sigma_i^2} \quad (4.3)$$

¹ Un b-jet es un jet que incluye al menos una partícula que contiene un quark bottom (quark b), estos son más fáciles de identificar, debido a la gran masa del quark bottom $m_{\text{bottom}} = 4,18_{-0,03}^{+0,04}$ GeV [7], lo que permite diferenciarlo de otros tipos de jets.

² Cuando llevamos a cabo cortes ortogonales, nuestro objetivo es optimizar la pureza de la señal, reduciendo así el nivel de fondo en comparación con la señal principal. Este proceso tiene como resultado un aumento en la significancia esperada.

Además, se explorará la posibilidad de separar la categoría ggH+VBF-2Jet en las categorías ggH-2Jet y la categoría VBF. En la primera, se solicita una multiplicidad de 2 jets, mientras que para la segunda, se requiere que la multiplicidad de jets sea mayor a 2. Se establecen criterios adicionales para VBF, donde el momentum transversal del jet principal es $p_T^{\text{lead}} > 35$ GeV, el momentum transversal del jet secundario es $p_T^{\text{sub}} > 25$ GeV, la pseudorrapidez de los dos jets está limitada por $|\eta_{j_{\text{lead,sub}}}| < 4,7$, mientras que la separación entre el jet principal y el secundario en términos de pseudorrapidez debe ser $|\Delta\eta_{jj}| \geq 2,5$ y la masa invariante del sistema dijet $m_{jj} \geq 400$ GeV. Estas selecciones para VBF se tomaron del análisis de CMS [3].

4.3. Estimación del fondo en la región de señal

Para la estimación del fondo, se realizó un ajuste a los datos en las regiones de bandas laterales utilizando funciones previamente empleadas en el análisis de ATLAS con los datos del Run 2 [21]. La estimación de la cantidad de eventos de fondo, se obtuvo mediante la integración de la función con el mejor ajuste en la región de señal (4.1). Además de estas funciones anteriormente descritas, se realizó una prueba con funciones polinomiales para evaluar si mejoran el ajuste. En este caso, se utilizarán únicamente polinomios de grado 2 y 3.

CUADRO 4.1: Funciones utilizadas para modelar el fondo.

Función	Expresión
Epoly2	$\exp(a_1 m_{\mu\mu} + a_2 m_{\mu\mu}^2)$
Epoly3	$\exp(a_1 m_{\mu\mu} + a_2 m_{\mu\mu}^2 + a_3 m_{\mu\mu}^3)$
Epoly4	$\exp(a_1 m_{\mu\mu} + a_2 m_{\mu\mu}^2 + a_3 m_{\mu\mu}^3 + a_4 m_{\mu\mu}^4)$
Power1	$m_{\mu\mu}^{(a_0 + a_1 m_{\mu\mu})}$
Power2	$m_{\mu\mu}^{(a_0 + a_1 m_{\mu\mu} + a_2 m_{\mu\mu}^2)}$
Power3	$m_{\mu\mu}^{(a_0 + a_1 m_{\mu\mu} + a_2 m_{\mu\mu}^2 + a_3 m_{\mu\mu}^3)}$
Pol2	$a_0 + a_1 m_{\mu\mu} + a_2 m_{\mu\mu}^2$
Pol3	$a_0 + a_1 m_{\mu\mu} + a_2 m_{\mu\mu}^2 + a_3 m_{\mu\mu}^3$

Resultados y Análisis

En este capítulo se presentarán los resultados obtenidos para cada categoría estudiada, mostrando los tres resultados con el mejor ajuste de cada familia de funciones. Los detalles específicos de cada categoría, la cantidad de señal de Monte Carlo, el porcentaje de contribución de cada señal, el fondo esperado en la región de señal y la cantidad de significancia esperada, se encuentran detallados en la Tabla 5.1, observamos que los resultados de la significancia, calculados mediante la Ecuación 4.2, permanecen iguales tanto si se utiliza la versión aproximada como la general de la ecuación. Esta constancia se debe a que el fondo es considerablemente grande en comparación con la señal. Por ende, el resultado obtenido no se ve afectado por la elección entre la ecuación total o su versión aproximada en nuestro análisis. Por otro lado, los parámetros de las funciones con mejor ajuste, se pueden apreciar en la Tabla 5.3.

Para la categoría inclusiva, se obtuvieron los gráficos de la figura (5.1), donde se observa que la función que mejor ajusta al fondo es la Power 3, con un χ^2 reducido de 1,88 y una significancia esperada de $0,413\sigma$. Adicionalmente, los histogramas representados en la figura (5.2) exhiben la predominancia de cada señal de Monte Carlo en esta categoría. En detalle, la contribución de la señal ggH alcanza un 88,34 %, la señal VBF aporta un 6,93 %, la señal VH se presenta con un 3,60 %, y finalmente, la señal $t\bar{t}H$ contribuye con un 1,13 %. Vemos que la señal predominante en esta categoría es la señal ggH, como era de esperarse.

En las categorías definidas por cortes ortogonales descritos en el Capítulo 4, los resultados son los siguientes: Para la categoría ggH+VBF-0Jet, los gráficos se presentan en la figura (5.3), donde la función que mejor ajusta al fondo es Power 3, con un χ^2 reducido de 0,94 y una significancia esperada de $0,225\sigma$. Donde los histogramas mostrados en la figura (5.4), muestran una contribución de la señal ggH de un 98,09 %, VBF de un 1,07 %, VH de un 0,84 % y $t\bar{t}H$ de 0,00 %. En la categoría ggH+VBF-1Jet, en la figura (5.5) se aprecia que el mejor ajuste al background es la función Power 3, con un χ^2 reducido de 1,21 y una significancia esperada de $0,265\sigma$. En los histogramas de la figura (5.6) vemos que la señal ggH predomina con un 90,72 %, lo sigue VBF con un 6,90 %, VH con un 2,37 % y $t\bar{t}H$ con un 0,00 %. Para la categoría ggH+VBF-2Jet, gracias a los gráficos de la figura (5.7), vemos que el mejor ajuste fue la función Power 3, con un χ^2 reducido de 1,66 y una significancia esperada de $0,280\sigma$. Los histogramas de la figura (5.8), nos muestran que ggH contribuye un 77,23 %, mientras que VBF un 16,26 %, VH un 6,28 % y por último, $t\bar{t}H$ con un 0,23 %. La categoría $t\bar{t}H$, como se muestra en la figura (5.9), también su mejor ajuste fue la función Power 3, donde se obtuvo un χ^2 reducido de 1,31 y una significancia esperada de $0,067\sigma$. Los histogramas de la figura (5.10), muestran una contribución del 59,92 % por parte de ggH, del 9,78 % por VBF, VH aporta un 11,11 % y $t\bar{t}H$ un 19,20 %. Por último, para la categoría VH, podemos ver en la figura (5.11) que el mejor ajuste fue la función Epoly 2, donde se obtuvo un χ^2 reducido de 0,95 y una significancia de

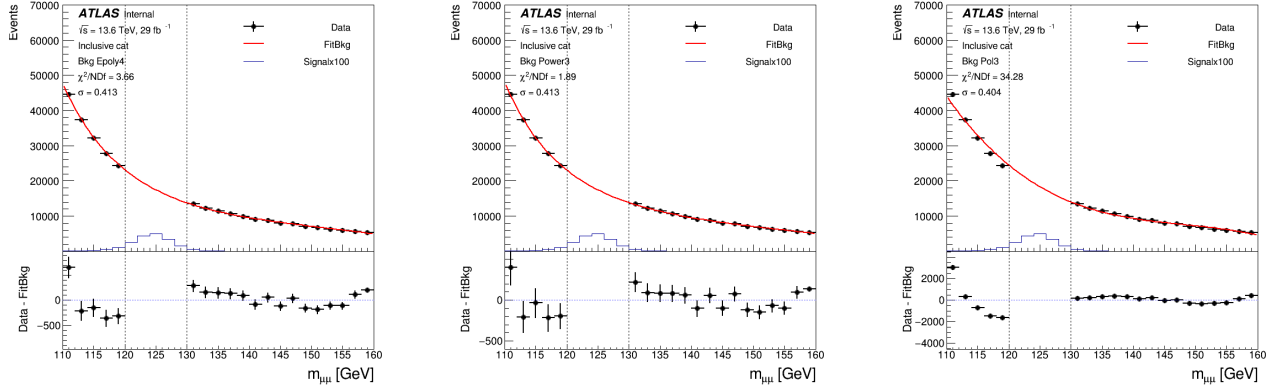


FIGURA 5.1: *Histogramas con los mejores ajustes para cada familia de funciones en la categoría inclusiva. En el gráfico de la izquierda, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 4 (Epoly 4), el del centro a una función de potencia de grado 3 (Power 3), y en el gráfico de la derecha a un polinomio de grado 3 (Pol 3). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en azul, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo y los datos con puntos negros. Para cada histograma se obtiene el recuadro inferior donde se muestra la diferencia que se obtiene entre cada punto de dato y el valor obtenido a partir del ajuste.*

0,040. Donde los histogramas de la figura (5.12) nos muestran que ggH contribuye un 12,66 %, VBF un 1,49 %, VH siendo la contribución principal con un 80,29 % y ttH un 5,56 %.

Podemos observar que los criterios de selección utilizados para las categorías ggH+VBF-(0,1,2)Jet y VH logran una separación efectiva entre las categorías, destacando la contribución principal de la señal esperada. En el caso de la categoría ttH, observamos que, a pesar del notable aumento en la contribución de la señal ttH en comparación con otras categorías, la señal predominante sigue siendo ggH. Este hecho sugiere la necesidad de aplicar criterios adicionales, ya sea en la multiplicidad de jets, en el momento transversal del jet principal (p_T), u otros, con el fin de lograr una separación más eficiente de esta señal y obtener una categoría más pura.

Vemos que la familia de los polinomios, aunque en casos como ttH da ajustes bastante buenos, no es la mejor para modelar los fondos. Esto nos ayuda a verificar que las funciones previamente estudiadas en el Run 2 son mejores para modelarlos, por lo que un modelamiento con estas funciones es el más adecuado para este estudio. Esta elección es esencial para una interpretación precisa de los resultados y da una validez de las metodologías utilizadas en estudios anteriores del Run 2 de ATLAS.

Por último, al calcular la significancia combinada (σ_{CB_1}) utilizando la Ecuación 4.3, obtenemos un valor de $0,453\sigma$, lo que representa un incremento con respecto al resultado inclusivo de

$$\frac{\sigma_{CB_1} - \sigma_{\text{Inclusive}}}{\sigma_{\text{Inclusive}}} \times 100 = 9,69 \%$$

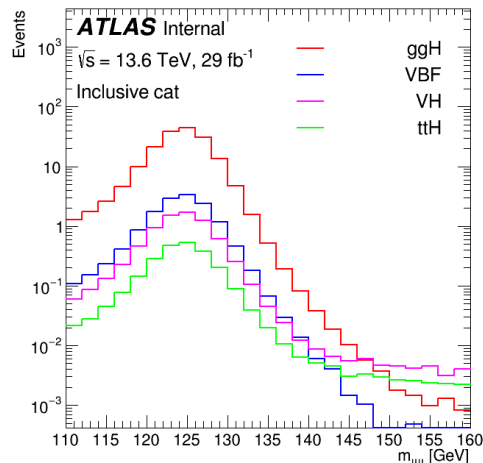


FIGURA 5.2: Número de eventos esperado en la región inclusiva para cada modo de producción del bosón de Higgs como función de la masa invariante del par de muones. Obtenidos a partir de simulaciones de Monte Carlo relacionadas con el proceso $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$. En la representación gráfica, se ha asignado el color rojo a la señal ggH , el azul a la señal VBF , el morado a la señal VH y, finalmente, el verde a la señal ttH .

Se observa que ha habido un aumento superior al diez por ciento en la significancia, lo que indica que al aplicar cortes para reducir el fondo, definiendo categorías ortogonales a nuestro análisis, podemos mejorar la significancia. Es importante destacar que no se están utilizando todos los datos del Run 3, por lo que al aplicar más cortes en cada categoría, la cantidad de eventos disminuye considerablemente, como se puede observar en el gráfico ttH (5.9). Si se aplicaran cortes más estrictos, la significancia podría aumentar aún más; sin embargo, no disponemos de una mayor cantidad de eventos, por ello debemos ser cuidadosos para no eliminar eventos de señal. Además, se podría implementar una herramienta de multi-variables, la cual podría ayudar a establecer cortes que no solo sean rectangulares, sino que maximicen la significancia, esto es lo que se hace en el análisis del Run 2 en el cual se implementa un método más sofisticado.

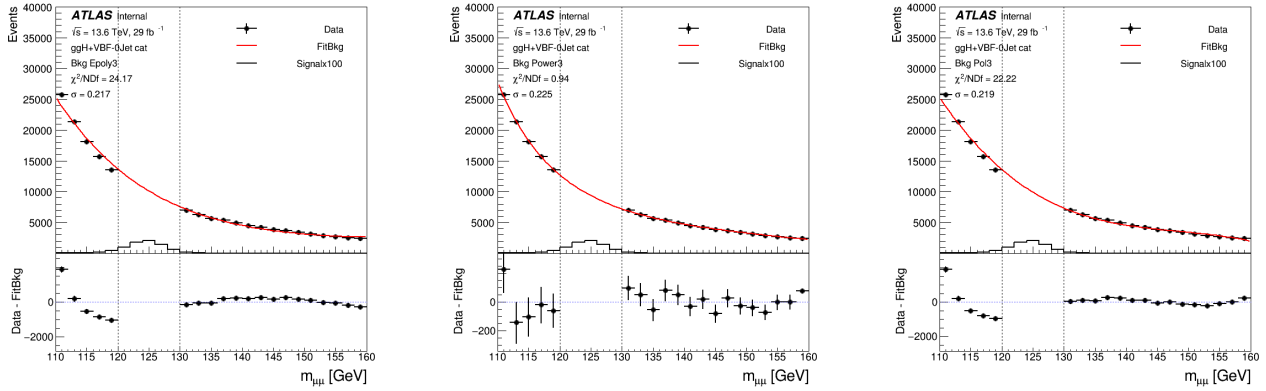


FIGURA 5.3: Histogramas con los mejores ajustes para cada familia de funciones en la categoría $ggH+VBF-0Jet$. En el gráfico de la izquierda, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 3 (Epol 3), el del centro a una función de potencia de grado 3 (Power 3), y en el gráfico de la derecha a un polinomio de grado 3 (Pol 3). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en negro al igual que los datos, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo. Para cada histograma se obtiene el recuadro inferior donde se muestra la diferencia que se obtiene entre cada punto de dato y el valor obtenido a partir del ajuste.

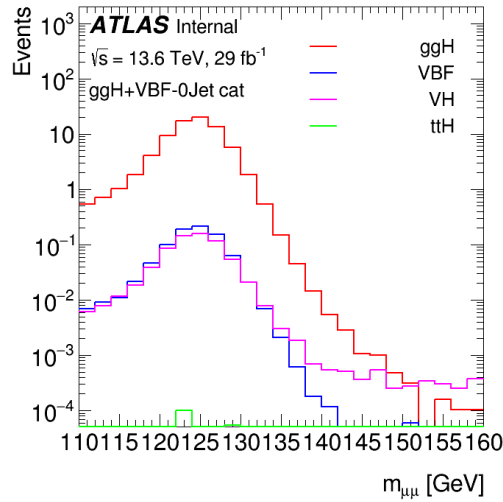


FIGURA 5.4: Número de eventos esperados en la región $ggH+VBF-0Jet$ para cada modo de producción del bosón de Higgs como función de la masa invariante del par de muones. Obtenidos a partir de simulaciones de Monte Carlo relacionadas con el proceso $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$. En la representación gráfica, se ha asignado el color rojo a la señal ggH , el azul a la señal VBF , el morado a la señal VH y, finalmente, el verde a la señal ttH .

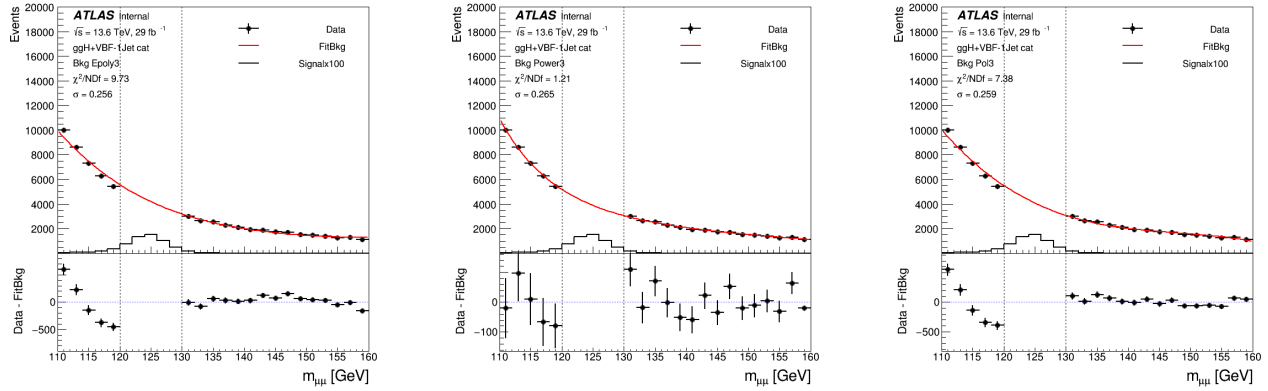


FIGURA 5.5: Histogramas con los mejores ajustes para cada familia de funciones en la categoría $ggH+VBF-1Jet$. En el gráfico de la izquierda, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 3 (Epol 3), el del centro a una función de potencia de grado 3 (Power 3), y en el gráfico de la derecha a un polinomio de grado 3 (Pol 3). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en negro al igual que los datos, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo. Para cada histograma se obtiene el recuadro inferior donde se muestra la diferencia que se obtiene entre cada punto de dato y el valor obtenido a partir del ajuste.

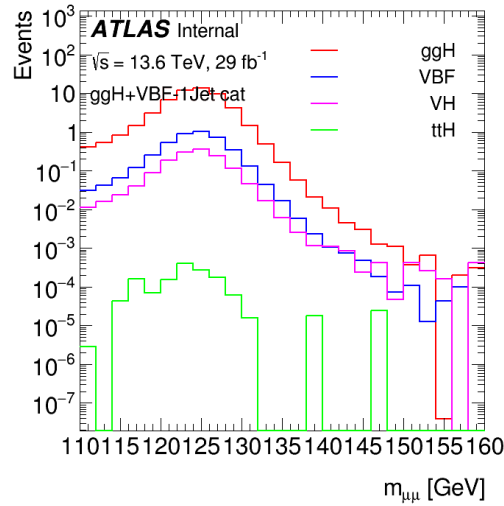


FIGURA 5.6: Número de eventos esperado en la región $ggH+VBF-1Jet$ para cada modo de producción del bosón de Higgs como función de la masa invariante del par de muones. Obtenidos a partir de simulaciones de Monte Carlo relacionadas con el proceso $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$. En la representación gráfica, se ha asignado el color rojo a la señal ggH , el azul a la señal VBF , el morado a la señal VH y, finalmente, el verde a la señal ttH .

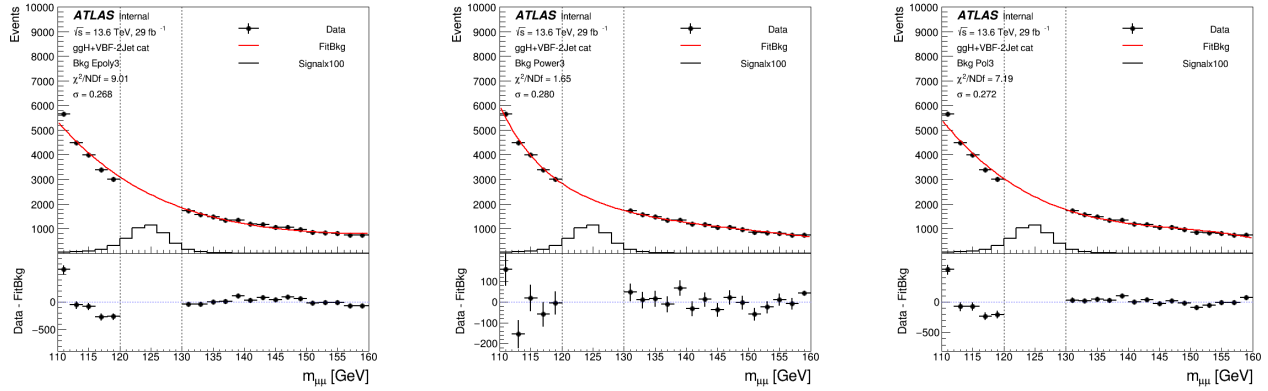


FIGURA 5.7: Histogramas con los mejores ajustes para cada familia de funciones en la categoría $ggH+VBF-2Jet$. En el gráfico de la izquierda, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 3 (Epol 3), el del centro a una función de potencia de grado 3 (Power 3), y en el gráfico de la derecha a un polinomio de grado 3 (Pol 3). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en negro al igual que los datos, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo. Para cada histograma se obtiene el recuadro inferior donde se muestra la diferencia que se obtiene entre cada punto de dato y el valor obtenido a partir del ajuste.

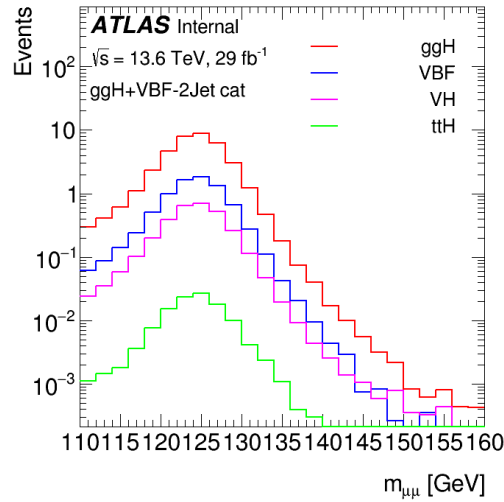


FIGURA 5.8: Número de eventos esperado en la región $ggH+VBF-2Jet$ para cada modo de producción del bosón de Higgs como función de la masa invariante del par de muones. Obtenidos a partir de simulaciones de Monte Carlo relacionadas con el proceso $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$. En la representación gráfica, se ha asignado el color rojo a la señal ggH , el azul a la señal VBF , el morado a la señal VH y, finalmente, el verde a la señal ttH .

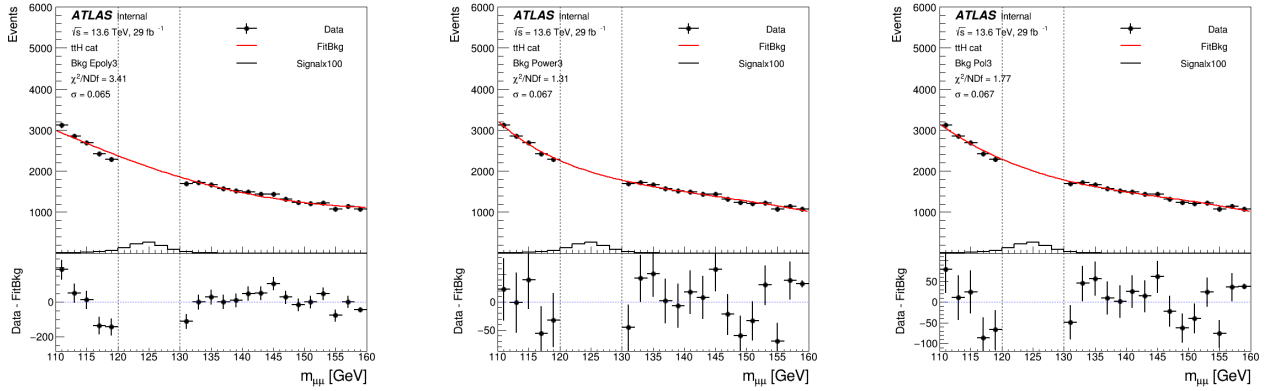


FIGURA 5.9: Histogramas con los mejores ajustes para cada familia de funciones en la categoría $t\bar{t}H$. En el gráfico de la izquierda, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 3 (Epol 3), el del centro a una función de potencia de grado 3 (Power 3), y en el gráfico de la derecha a un polinomio de grado 3 (Pol 3). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en negro al igual que los datos, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo. Para cada histograma se obtiene el recuadro inferior donde se muestra la diferencia que se obtiene entre cada punto de dato y el valor obtenido a partir del ajuste.

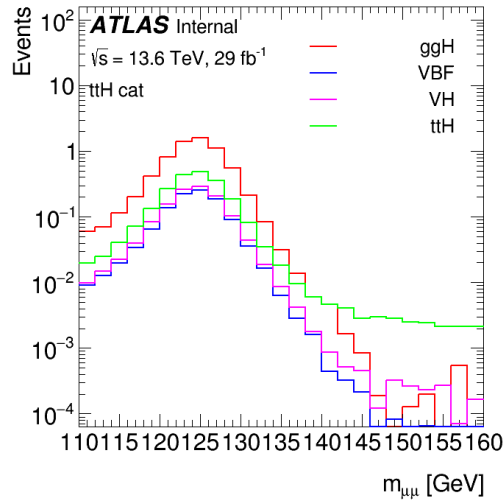


FIGURA 5.10: Número de eventos esperados en la región $t\bar{t}H$ para cada modo de producción del bosón de Higgs como función de la masa invariante del par de muones. Obtenidos a partir de simulaciones de Monte Carlo relacionadas con el proceso $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$. En la representación gráfica, se ha asignado el color rojo a la señal ggH, el azul a la señal VBF, el morado a la señal VH y, finalmente, el verde a la señal ttH.

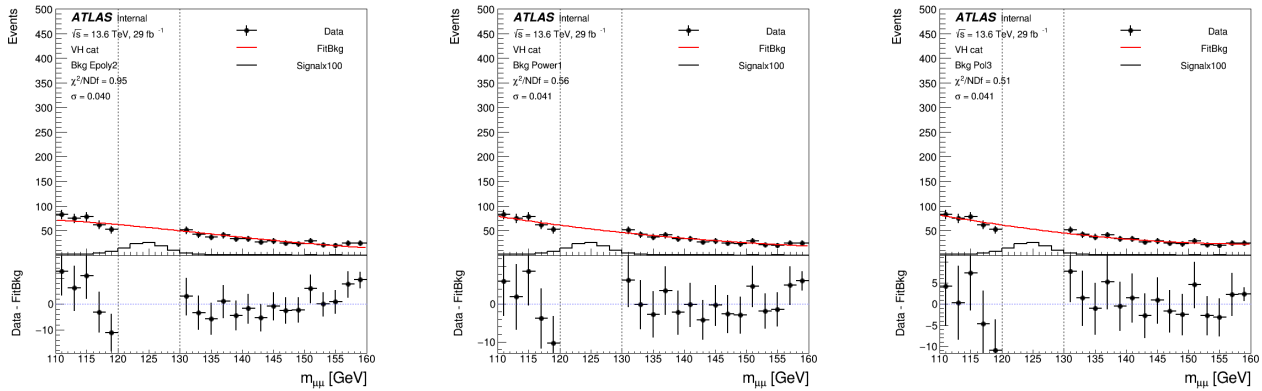


FIGURA 5.11: Histogramas con los mejores ajustes para cada familia funciones en la categoría VH. En el gráfico de la izquierda, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 2 (Epol2), el del centro a una función de potencia de grado 1 (Power 1), y en el gráfico de la derecha a un polinomio de grado 2 (Pol 2). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en negro al igual que los datos, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo. Para cada histograma se obtiene el recuadro inferior donde se muestra la diferencia que se obtiene entre cada punto de dato y el valor obtenido a partir del ajuste.

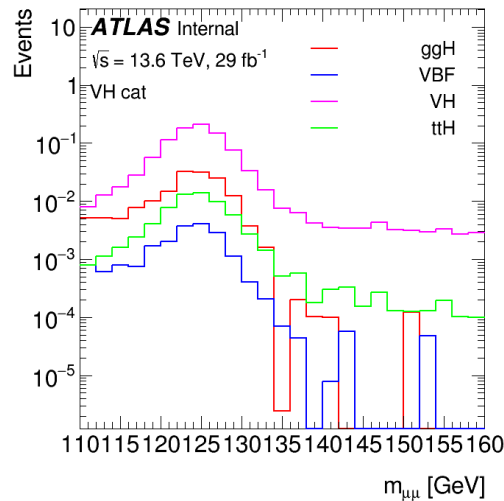


FIGURA 5.12: Número de eventos esperado en la región VH para cada modo de producción del bosón de Higgs como función de la masa invariante del par de muones. Obtenidos a partir de simulaciones de Monte Carlo relacionadas con el proceso $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$. En la representación gráfica, se ha asignado el color rojo a la señal ggH, el azul a la señal VBF, el morado a la señal VH y, finalmente, el verde a la señal ttH.

Categoría	Función	S_{MC}	ggH(%)	VBF(%)	VH(%)	t \bar{t} H(%)	B	σ	S_{MC}/\sqrt{B}
Inclusive	Power 3	173,990	88,34	6,93	3,6	1,13	177153,403	$0,413\sigma$	$0,413\sigma$
ggH+VBF-0Jet	Power 3	69,366	98,09	1,07	0,84	0,00	95251,199	$0,225\sigma$	$0,225\sigma$
ggH+VBF-1Jet	Power 3	52,685	90,72	6,9	2,37	0,00	39500,291	$0,265\sigma$	$0,265\sigma$
ggH+VBF-2Jet	Power 3	41,495	77,23	16,26	6,28	0,23	21985,455	$0,280\sigma$	$0,280\sigma$
t \bar{t} H	Power 3	9,493	59,92	9,78	11,11	19,20	19881,195	$0,067\sigma$	$0,067\sigma$
VH	Epoly 2	0,951	12,66	1,49	80,29	5,56	557,783	$0,040\sigma$	$0,040\sigma$

CUADRO 5.1: Tabla que presenta el mejor ajuste para cada categoría. También se proporciona la cantidad de señal total proveniente de datos de Monte Carlo en la región de señal (S_{MC}), acompañada del porcentaje de contribución de cada componente, así como la cantidad de fondo en la misma (B). Además, se presenta la significancia (σ) y la significancia aproximada (S_{MC}/\sqrt{B}) para cada categoría.

5.0.1. Estudio separación ggH+VBF-2Jet en las categorías VBF y ggH-2Jet

Se llevó a cabo la separación de la categoría ggH+VBF-2Jet en las categorías ggH-2Jet y VBF, generando los gráficos para ggH-2Jet en la figura (5.13) y para VBF en (5.15). Los resultados obtenidos de esta separación se presentan de manera detallada en la Tabla 5.2. Asimismo, los valores correspondientes a las funciones con el ajuste más preciso, así como sus parámetros respectivos, se encuentran disponibles en la Tabla 5.3. La significancia total (σ_{CB_2}) obtenida utilizando los datos de la Tabla 5.1 para las otras categorías (ggH+VBF(0,1)-Jet, VH y t \bar{t} H) es de $0,437\sigma$. Esto representa una mejora del

$$\frac{\sigma_{CB_2} - \sigma_{\text{Inclusive}}}{\sigma_{\text{Inclusive}}} = 5,81 \%$$

A pesar de ser una mejora, se observa que es un 3,88 % menor en comparación con la significancia combinada cuando ggH+VBF-2Jet no estaba separada (σ_{CB_1}). Adicionalmente, en la figura (5.14), se aprecia que en la categoría ggH-2Jet, la señal ggH prevalece con un 76,24 %, seguida por VBF con un 18,44 %, VH con un 5,31 %, y t \bar{t} H con un 0,02 %. Para la categoría VBF (5.16), la señal ggH es dominante con un 76,86 %, mientras que VBF contribuye con un 21,43 %, VH con un 3,50 %, y t \bar{t} H con un 0,21 %. A pesar de la mayor contribución de la señal VBF en esta segunda categoría, es evidente que la separación entre las señales no ha podido realizarse de manera efectiva. Por lo tanto, con estos datos actuales, no es posible una separación efectiva entre estas dos categorías. Sería necesario implementar un Boosted Decision Tree (BDT) para lograr esta separación o algún método de multivariantes, ya que estas dos categorías son muy similares y se requieren cortes más específicos para su distinción.

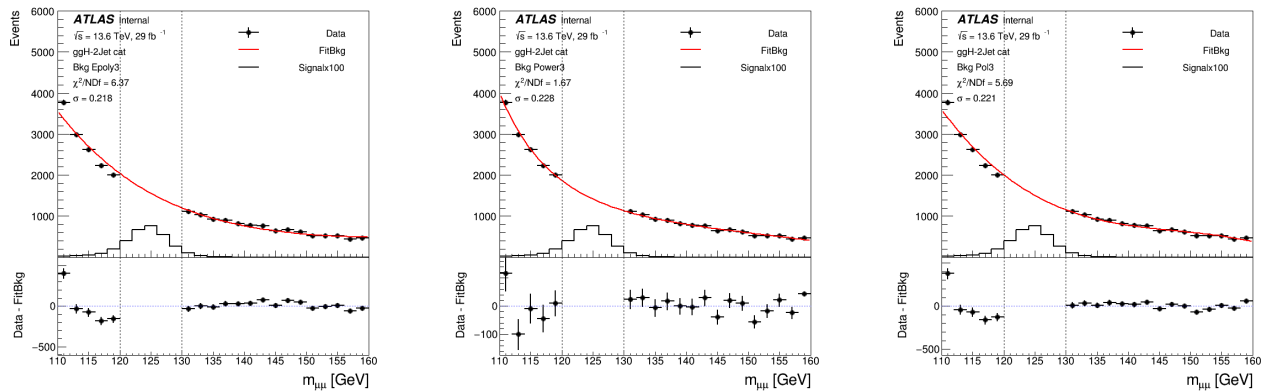


FIGURA 5.13: Histogramas con el mejor ajuste para cada familia de funciones en la categoría $ggH-2Jet$. En el gráfico de la izquierda, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 3 (Epol3), el del centro a una función de potencia de grado 3 (Power 3), y en el gráfico de la derecha a un polinomio de grado 3 (Pol 3). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en negro al igual que los datos, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo. Para cada histograma se obtiene el recuadro inferior donde se muestra la diferencia que se obtiene entre cada punto de dato y el valor obtenido a partir del ajuste.

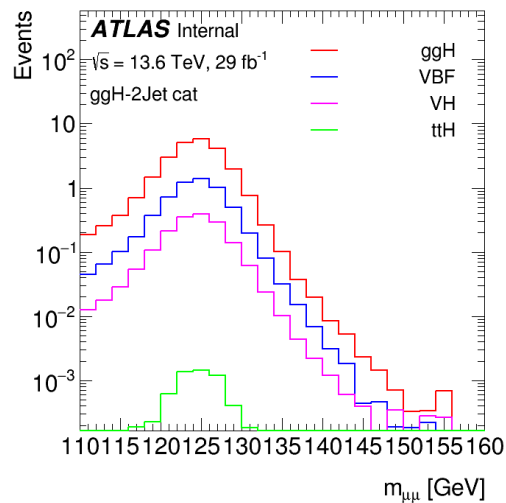


FIGURA 5.14: Número de eventos esperado en la región $ggH-2Jet$ para cada modo de producción del bosón de Higgs como función de la masa invariante del par de muones. Obtenidos a partir de simulaciones de Monte Carlo relacionadas con el proceso $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$. En la representación gráfica, se ha asignado el color rojo a la señal ggH , el azul a la señal VBF , el morado a la señal VH y, finalmente, el verde a la señal ttH .

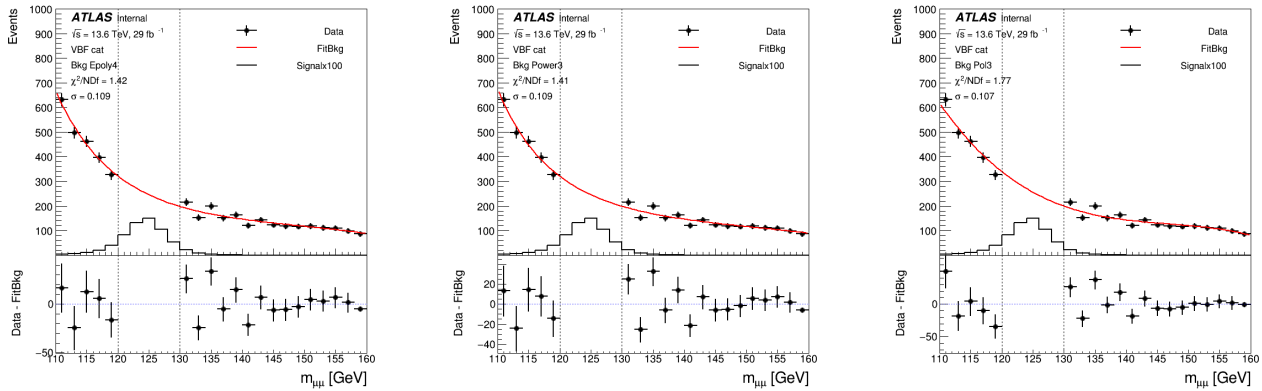


FIGURA 5.15: Histogramas con los mejores ajustes para cada familia de funciones en la categoría VBF. En el gráfico de la izquierda, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 4 (Epol4), el del centro a una función de potencia de grado 3 (Power3), y en el gráfico de la derecha a un polinomio de grado 3 (Pol3). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en negro al igual que los datos, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo. Para cada histograma se obtiene el recuadro inferior donde se muestra la diferencia que se obtiene entre cada punto de dato y el valor obtenido a partir del ajuste.

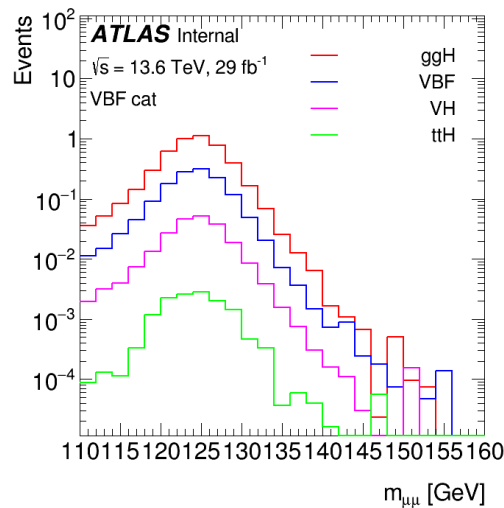


FIGURA 5.16: Número de eventos esperado en la región VBF para cada modo de producción del bosón de Higgs como función de la masa invariante del par de muones. Obtenidos a partir de simulaciones de Monte Carlo relacionadas con el proceso $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$. En la representación gráfica, se ha asignado el color rojo a la señal ggH, el azul a la señal VBF, el morado a la señal VH y, finalmente, el verde a la señal ttH.

Categoría	Función	S_{MC}	ggH (%)	VBF (%)	VH (%)	t \bar{t} H (%)	B	σ	S_{MC}/\sqrt{B}
ggH-2Jet	Power 3	27,373	76,24	18,44	5,31	0,02	14405,807	$0,228\sigma$	$0,228\sigma$
VBF	Power 3	5,431	76,86	21,43	3,5	0,21	2496,708	$0,109\sigma$	$0,109\sigma$

CUADRO 5.2: Tabla que presenta los valores obtenidos de la separación de ggH+VBF-2Jet en las categorías ggH-2Jet y VBF, donde se aprecia el mejor ajuste para cada categoría, incluyendo su χ^2 reducido y los parámetros de la función utilizada. También se proporciona la cantidad de señal proveniente de datos de Monte Carlo en la región de señal (S_{MC}), así como la cantidad de fondo en la misma (B). Además, se presenta la significancia (S_{MC}/\sqrt{B}) para cada categoría.

Categoría	Función	χ^2/NDf	a_0	a_1	a_2	a_3
Inclusive	Power 3	1,88	$13,671 \pm 0,003$	$-2,229 \times 10^{-1} \pm 3,939 \times 10^{-5}$	$1,441 \times 10^{-3} \pm 2,969 \times 10^{-7}$	$-3,231 \times 10^{-6} \pm 1,498 \times 10^{-9}$
ggH+VBF-0Jet	Power 3	0,94	$13,428 \pm 0,005$	$-2,187 \times 10^{-1} \pm 5,463 \times 10^{-5}$	$1,403 \times 10^{-3} \pm 4,169 \times 10^{-7}$	$-3,134 \times 10^{-6} \pm 2,110 \times 10^{-9}$
ggH+VBF-1Jet	Power 3	1,21	$12,446 \pm 0,007$	$-2,021 \times 10^{-1} \pm 8,381 \times 10^{-5}$	$1,283 \times 10^{-3} \pm 6,335 \times 10^{-7}$	$-2,827 \times 10^{-6} \pm 3,198 \times 10^{-9}$
ggH+VBF-2Jet	Power 3	1,66	$15,062 \pm 0,001$	$-2,664 \times 10^{-1} \pm 1,102 \times 10^{-4}$	$1,778 \times 10^{-3} \pm 8,271 \times 10^{-7}$	$-4,071 \times 10^{-6} \pm 4,169 \times 10^{-9}$
ggH-2Jet	Power 3	1,67	$15,029 \pm 0,012$	$-2,678 \times 10^{-1} \pm 1,368 \times 10^{-4}$	$1,790 \times 10^{-3} \pm 1,030 \times 10^{-6}$	$-4,108 \times 10^{-6} \pm 5,199 \times 10^{-9}$
VBF	Power 3	1,41	$13,877 \pm 0,028$	$-2,500 \times 10^{-1} \pm 3,214 \times 10^{-4}$	$1,648 \times 10^{-3} \pm 2,400 \times 10^{-6}$	$-3,709 \times 10^{-6} \pm 1,208 \times 10^{-8}$
t \bar{t} H	Power 3	1,31	$8,663 \pm 0,010$	$-1,400 \times 10^{-1} \pm 1,100 \times 10^{-4}$	$9,391 \times 10^{-4} \pm 7,922 \times 10^{-7}$	$-2,181 \times 10^{-6} \pm 3,978 \times 10^{-9}$
VH	Epoly 2	0,95	$0,087 \pm 0,003$	$-4,385 \times 10^{-4} \pm 2,030 \times 10^{-5}$		

CUADRO 5.3: Tabla que presenta el mejor ajuste para cada categoría, incluyendo su χ^2 reducido y los parámetros de la función utilizada.

Conclusión

En este trabajo realizamos un estudio al proceso $H \rightarrow \mu\mu$, usando datos del Run 3, con una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13,6$ TeV y una luminosidad integrada de 29 fb^{-1} , correspondiente a los datos del primer año del Run 3. Este estudio se llevó a cabo para la búsqueda de esta desintegración, con la ayuda de los papers realizados por ATLAS [4] y CMS [3] que analizaron la totalidad de los datos del Run 2.

Este estudio se realizó a través de un estudio ciego en la región de señal ($120 \text{ GeV} < m_{\mu\mu} < 130 \text{ GeV}$), utilizando datos de Monte Carlo como señal y los datos para describir el fondo con un ajuste en las bandas laterales, obteniendo así una señal y un fondo en la región de señal y una significancia esperada. Para la categoría Inclusiva, se obtuvo una significancia esperada de $0,413\sigma$.

También se implementó una categorización mediante cortes ortogonales, para obtener regiones de señal con menos eventos de fondo, resultando en una mejora del 9,69%, alcanzando así una significancia esperada de $0,453\sigma$.

Durante el análisis del fondo en las bandas laterales, observamos que las funciones que mejor se ajustaban eran las Power 3; en las polinomiales se notó que, aunque algunas categorías mostraron buenos ajustes, no son la mejor opción para modelar el fondo de manera general.

Por último, se exploró la separación de la señal $ggH+VBF-2\text{Jet}$, en VBF y $ggH-2\text{Jet}$, obteniendo una significancia de $0,437\sigma$, lo que representa una mejora del 5,81%. Sin embargo, esta mejora resultó ser un 3,88% menor en comparación con la no separación, indicando que se requiere la implementación de un método más efectivo para lograr una mejor separación entre estos dos modos de producción.

7.1. A Gráficos obtenidos de la estimación del fondo

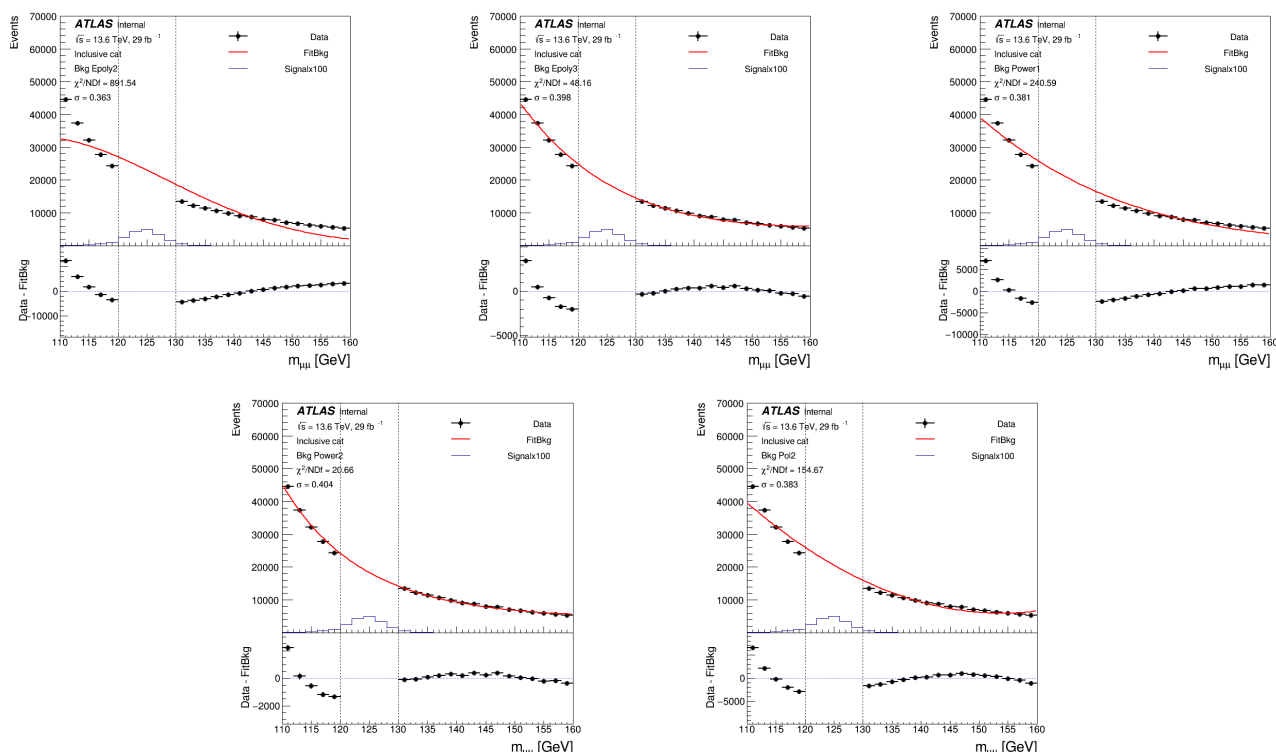


FIGURA 7.1: Histogramas asociados a la categoría Inclusiva. En el gráfico de la izquierda superior, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 2 (Epoly 2); en el centro superior, a una función polinomio exponencial de grado 3 (Epoly 3); en el gráfico de la derecha superior, a una función potencia de grado 1 (Power 1); en la izquierda inferior, a una función potencia de grado 2 (Power 2); y en la derecha inferior, a una función polinómica de grado 2 (Pol 2). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en negro, al igual que los datos, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo. Los gráficos inferiores presentan la diferencia entre los datos y el ajuste del fondo.

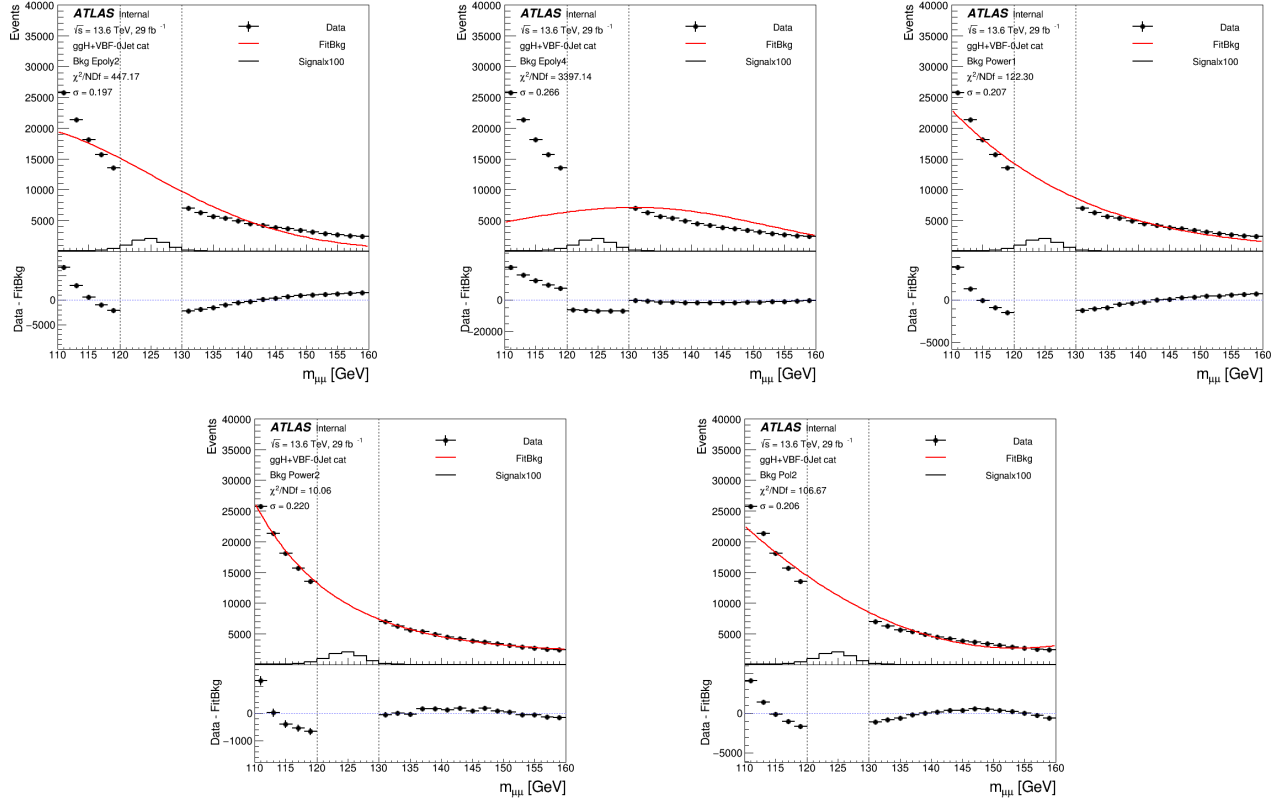


FIGURA 7.2: Histogramas asociados a la categoría $ggH+VBF-0Jets$. En el gráfico de la izquierda superior, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 2 (Epoly 2); en el centro superior, a una función polinomio exponencial de grado 4 (Epoly 4); en el gráfico de la derecha superior, a una función potencia de grado 1 (Power 1); en la izquierda inferior, a una función potencia de grado 2 (Power 2); y en la derecha inferior, a una función polinómica de grado 2 (Pol 2). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en negro, al igual que los datos, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo. Los gráficos inferiores presentan la diferencia entre los datos y el ajuste del fondo.

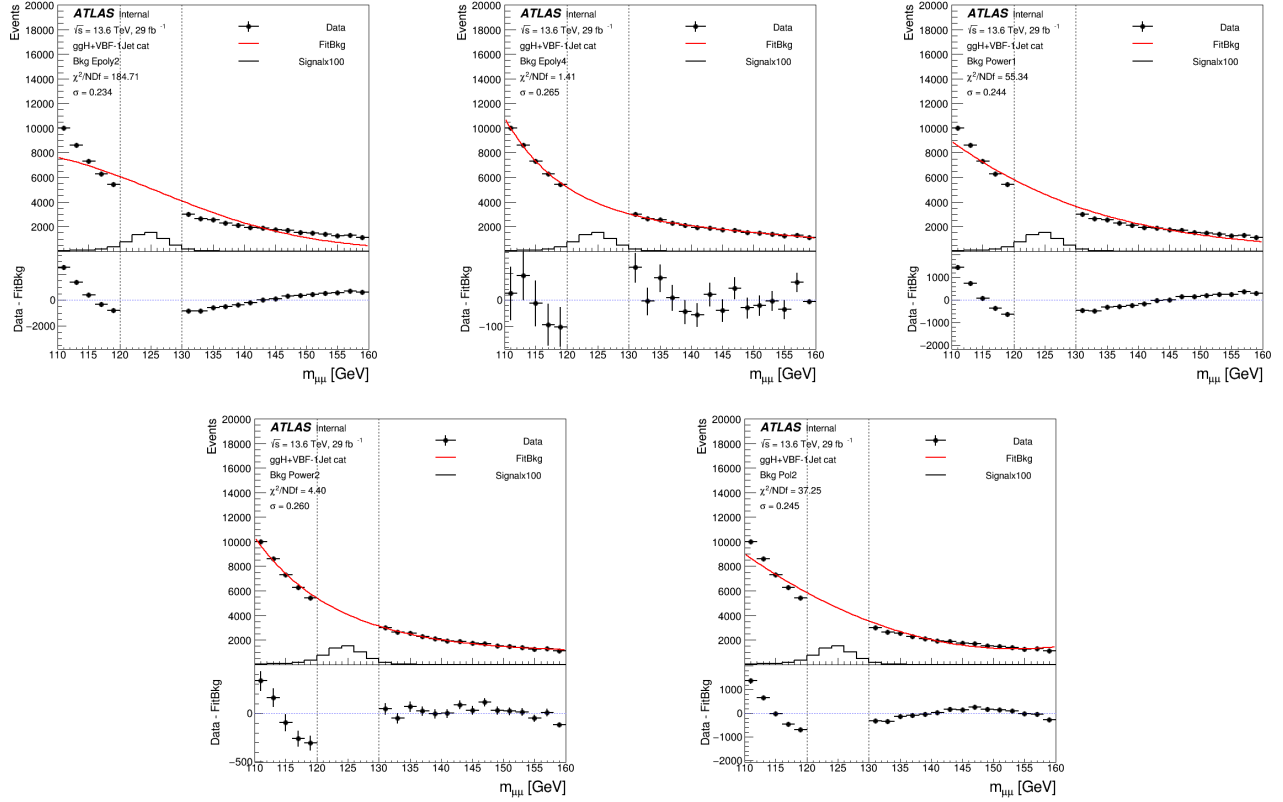


FIGURA 7.3: Histogramas asociados a la categoría $ggH+VBF-1Jets$. En el gráfico de la izquierda superior, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 2 (Epol2); en el centro superior, a una función polinomio exponencial de grado 4 (Epol4); en el gráfico de la derecha superior, a una función potencia de grado 1 (Power 1); en la izquierda inferior, a una función potencia de grado 2 (Power 2); y en la derecha inferior, a una función polinómica de grado 2 (Pol 2). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en negro, al igual que los datos, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo. Los gráficos inferiores presentan la diferencia entre los datos y el ajuste del fondo.

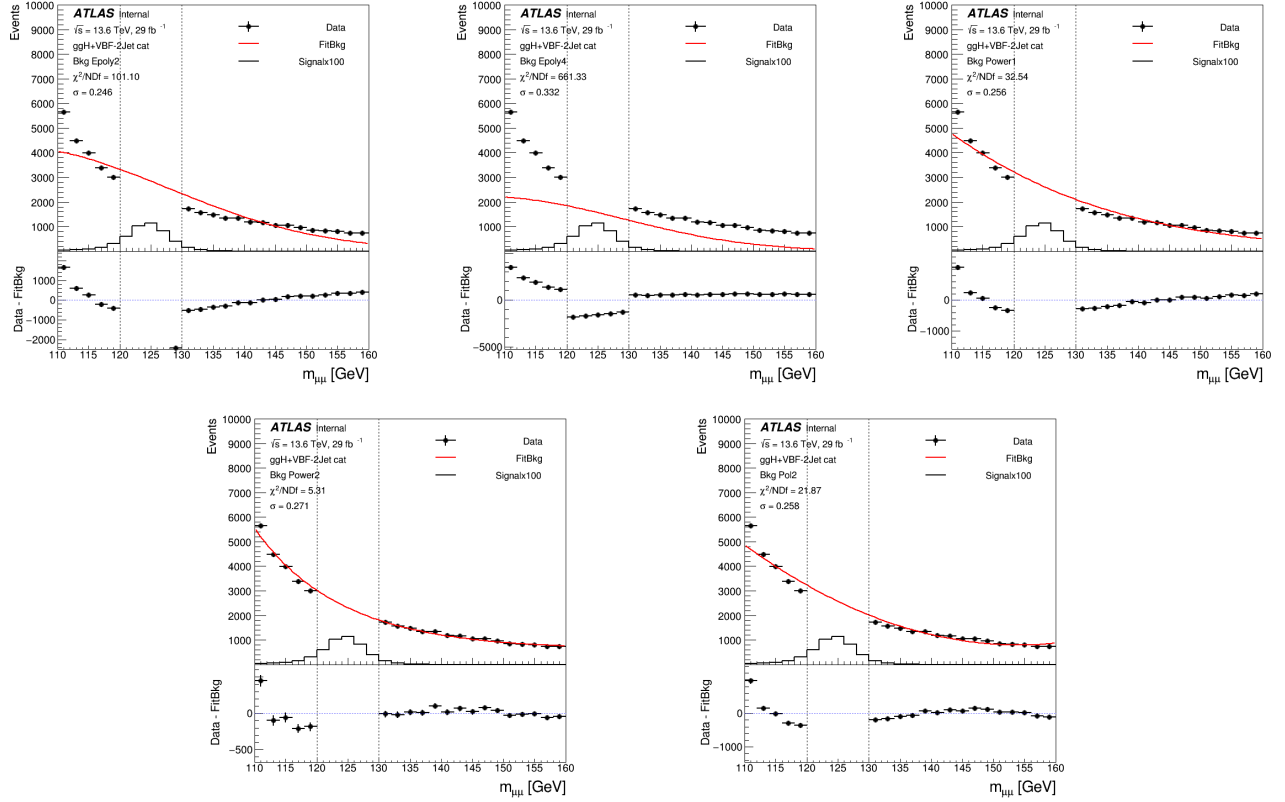


FIGURA 7.4: Histogramas asociados a la categoría $ggH+VBF-2Jets$. En el gráfico de la izquierda superior, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 2 (Epoly 2); en el centro superior, a una función polinomio exponencial de grado 4 (Epoly 4); en el gráfico de la derecha superior, a una función potencia de grado 1 (Power 1); en la izquierda inferior, a una función potencia de grado 2 (Power 2); y en la derecha inferior, a una función polinómica de grado 2 (Pol 2). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en negro, al igual que los datos, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo. Los gráficos inferiores presentan la diferencia entre los datos y el ajuste del fondo.

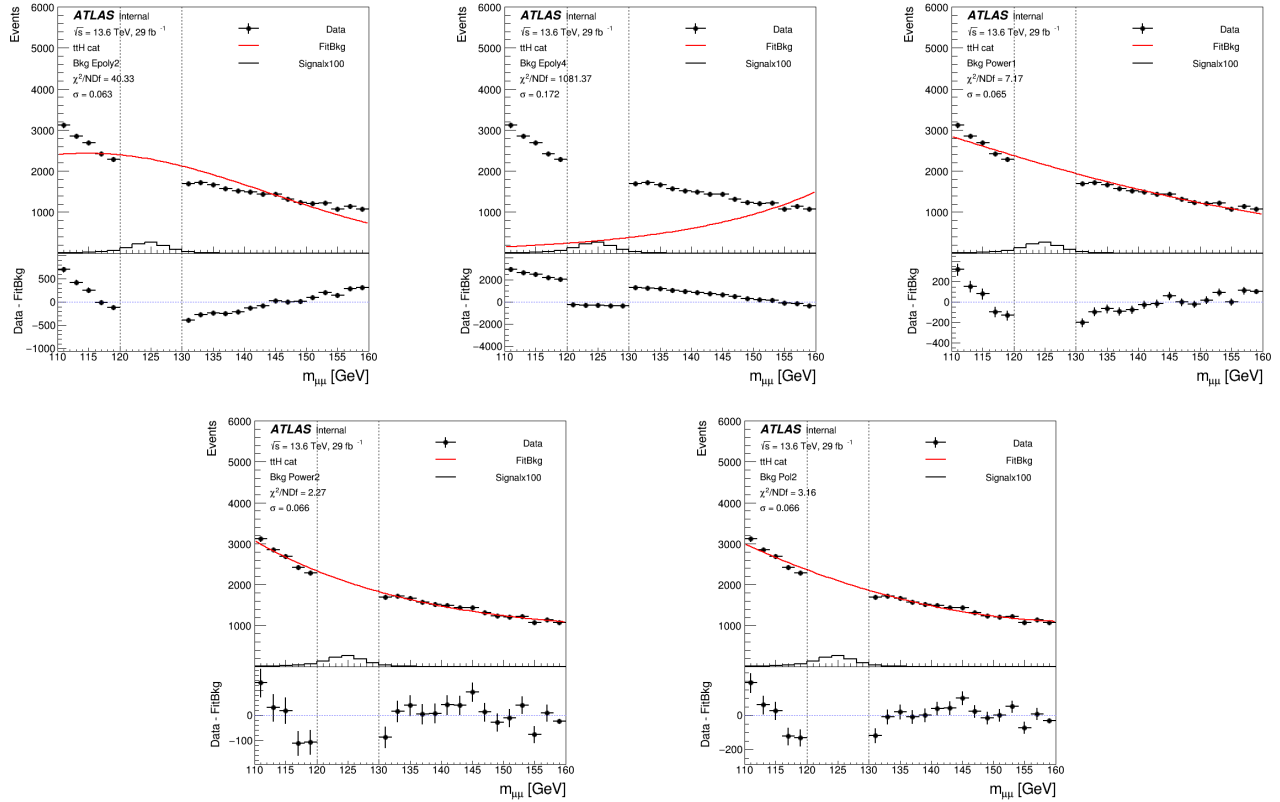


FIGURA 7.5: Histogramas asociados a la categoría ttH . En el gráfico de la izquierda superior, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 2 (Epoly 2); en el centro superior, a una función polinomio exponencial de grado 4 (Epoly 4); en el gráfico de la derecha superior, a una función potencia de grado 1 (Power 1); en la izquierda inferior, a una función potencia de grado 2 (Power 2); y en la derecha inferior, a una función polinómica de grado 2 (Pol 2). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en negro, al igual que los datos, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo. Los gráficos inferiores presentan la diferencia entre los datos y el ajuste del fondo.

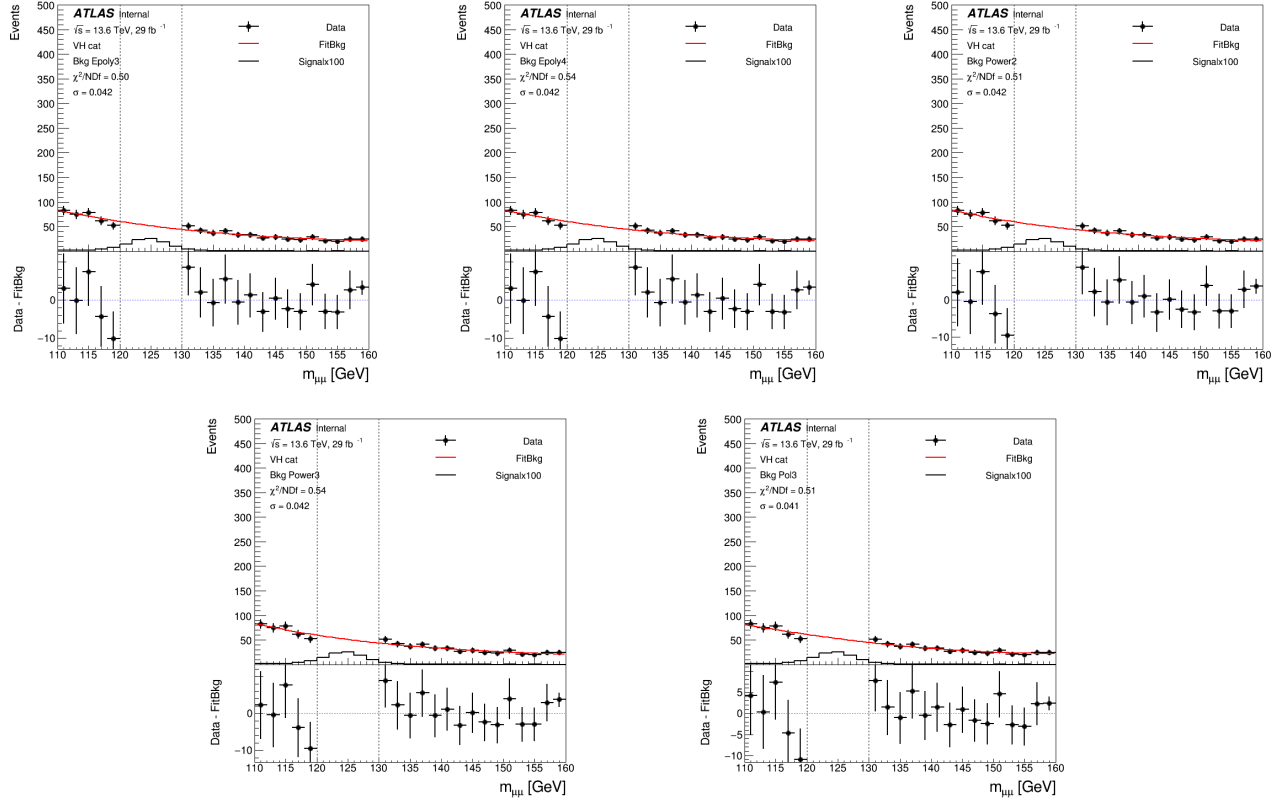


FIGURA 7.6: Histogramas asociados a la categoría VH. En el gráfico de la izquierda superior, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 3 (Epoly 3); en el centro superior, a una función polinomio exponencial de grado 4 (Epoly 4); en el gráfico de la derecha superior, a una función potencia de grado 2 (Power 2); en la izquierda inferior, a una función potencia de grado 3 (Power 3); y en la derecha inferior, a una función polinómica de grado 3 (Pol 3). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en negro, al igual que los datos, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo. Los gráficos inferiores presentan la diferencia entre los datos y el ajuste del fondo.

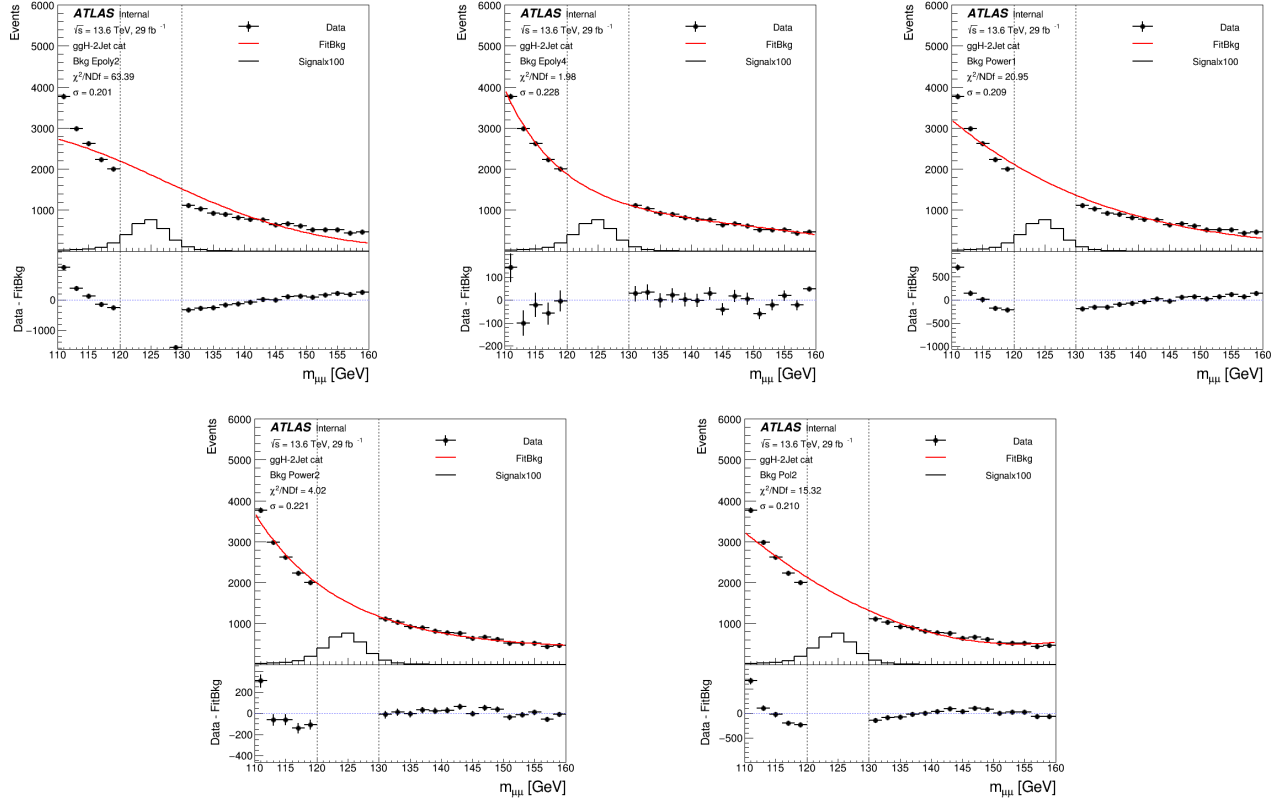


FIGURA 7.7: Histogramas asociados a la categoría $ggH-2Jets$. En el gráfico de la izquierda superior, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 2 (Epoly 2); en el centro superior, a una función polinomio exponencial de grado 4 (Epoly 4); en el gráfico de la derecha superior, a una función potencia de grado 1 (Power 1); en la izquierda inferior, a una función potencia de grado 2 (Power 2); y en la derecha inferior, a una función polinómica de grado 2 (Pol 2). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en negro, al igual que los datos, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo. Los gráficos inferiores presentan la diferencia entre los datos y el ajuste del fondo.

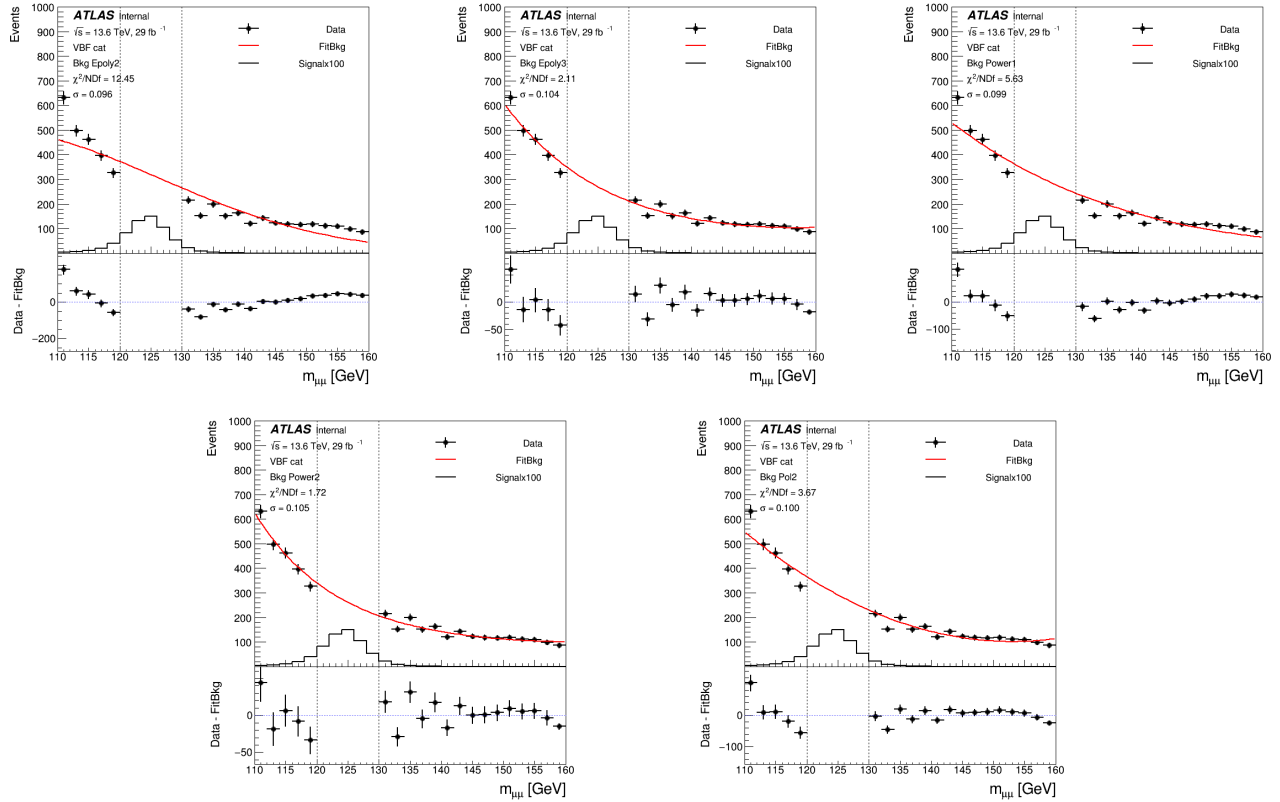


FIGURA 7.8: Histogramas asociados a la categoría VBF. En el gráfico de la izquierda superior, el fondo se ajustó a un polinomio exponencial de grado 2 (Epoly 2); en el centro superior, a una función polinomio exponencial de grado 4 (Epoly 4); en el gráfico de la derecha superior, a una función potencia de grado 1 (Power 1); en la izquierda inferior, a una función potencia de grado 2 (Power 2); y en la derecha inferior, a una función polinómica de grado 2 (Pol 2). La señal de Monte Carlo correspondiente a un $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ está aumentada en un factor de 100 y se representa en negro, al igual que los datos, mientras que el ajuste del fondo se muestra en rojo. Los gráficos inferiores presentan la diferencia entre los datos y el ajuste del fondo.

Bibliografía

- [1] 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,” *arXiv:1207.7214* (2012) .
- [2] CMS Collaboration *et al.*, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,” *arXiv:1207.7235* (2012) .
- [3] CMS Collaboration *et al.*, “Evidence for higgs boson decay to a pair of muons,” *Journal of High Energy Physics* (2021) .
- [4] ATLAS Collaboration, “A search for the dimuon decay of the standard model higgs boson with the atlas detector,” *Physics Letters B* **812** (2021) 135980.
- [5] D. Griffiths, *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, 2020.
- [6] R. Wolf, *The Higgs Boson Discovery at the Large Hadron Collider*, vol. 264. Springer, 2015.
- [7] **Particle Data Group** Collaboration, R. L. Workman and Others, “Review of Particle Physics,” *PTEP* **2022** (2022) 083C01.
- [8] Particle Data Group *et al.*, “Review of particle physics,” *Chinese Physics C* **40** no. 10, (2016) 100001.
- [9] O. S. Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, and P. Proudlock, *LHC Design Report*. CERN Yellow Reports: Monographs. CERN, Geneva, 2004. <https://cds.cern.ch/record/782076>.
- [10] CERN, “CERN graphics 2022.” <https://cds.cern.ch/images/CERN-GRAPHICS-2022-001-1>. CERN Document Server.
- [11] ALICE Collaboration, “The ALICE experiment at the cern LHC,” *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08002.
- [12] LHCb Collaboration, “The LHCb Detector at the LHC,” *JINST* **3** (2008) S08005. <https://cds.cern.ch/record/1129809>. Also published by CERN Geneva in 2010.
- [13] ATLAS Collaboration, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider,” *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (Aug., 2008) S08003. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>.

- [14] CMS Collaboration, “The CMS Experiment at the CERN LHC,” *Journal of Instrumentation* **3** no.~08, (Aug., 2008) S08004.
- [15] W. Herr and B. Muratori, *Concept of Luminosity*. CERN, 2006.
- [16] ATLAS Collaboration *et al.*, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider: A Description of the Detector Configuration for Run 3,” 2023.
- [17] G. Strong, “On the impact of selected modern deep-learning techniques to the performance and celerity of classification models in an experimental high-energy physics use case,” *Machine Learning: Science and Technology* **1** (2020) .
- [18] ATLAS Collaboration *et al.*, “Software Performance of the ATLAS Track Reconstruction for LHC Run 3,” tech. rep., CERN, Geneva, 2021.
<https://cds.cern.ch/record/2766886>.
- [19] ATLAS Collaboration *et al.*, “Muon reconstruction performance of the atlas detector in proton–proton collision data at $s = 13$ tev,” *The European Physical Journal C* **76** (2016) .
- [20] ATLAS Collaboration, “Muon reconstruction and identification efficiency in ATLAS using the full Run 2 pp collision dataset at $\sqrt{s} = 13$ tev,” tech. rep., CERN, 2020.
<https://arxiv.org/abs/2012.00578>.
- [21] ATLAS Collaboration *et al.*, “Search for the Higgs boson decaying to a pair of muons in pp collisions at 13 TeV with the ATLAS detector,”
<https://cds.cern.ch/record/2810281>.